

- Акустика океана. Современное состояние** / Под ред. Л.М.Бреховских, И.Б.Андреевой. Москва, Наука, 1982 г.
- Проблемы акустики океана** / Под ред. Л.М.Бреховских, И.Б.Андреевой. Москва, Наука, 1984 г.
- Акустические волны в океане** / Под ред. Л.М.Бреховских, И.Б.Андреевой. Москва, Наука, 1987 г.
- Акустика океанской среды** / Под ред. Л.М.Бреховских, И.Б.Андреевой. Москва, Наука, 1989 г.
- Акустика в океане** / Под ред. Л.М.Бреховских, И.Б.Андреевой. Москва, Наука, 1992 г.
- Океаническая акустика. Сб. науч. Тр.** / Комиссия по изучению Мирового океана. Москва, Наука, 1993 г.
- Акустика океана. Сборник трудов школы-семинара акад. Л.М.Бреховских**, Москва, ГЕОС 1998 г.
- Доклады VIII школы-семинара акад. Л.М.Бреховских АКУСТИКА ОКЕАНА**, Москва ГЕОС 2000 г.
- Акустика океана. Доклады IX школы-семинара акад. Л.М.Бреховских, совмещенной с XII сессией Российского Акустического Общества.** Москва, ГЕОС 2002 г.
- Акустика океана. Доклады X школы-семинара акад. Л.М.Бреховских, совмещенной с XIV сессией Российского Акустического Общества.** Москва, ГЕОС 2004 г.
- Акустика океана. Доклады XI школы-семинара акад. Л.М.Бреховских, совмещенной с XVII сессией Российского Акустического Общества.** Москва, ГЕОС 2006 г.
- Акустика океана. Доклады XII школы-семинара им. акад. Л.М.Бреховских, совмещенной с XXI сессией Российского Акустического Общества.** Москва, ГЕОС 2009 г.
- Акустика океана. Доклады XIII школы-семинара им. акад. Л.М.Бреховских, совмещенные с XXIII сессией Российского Акустического Общества.** Москва, ГЕОС 2011 г.
- Акустика океана. Доклады XIV школы-семинара им. акад. Л.М.Бреховских, совмещенные с XXVI сессией Российского Акустического Общества.** Москва, ГЕОС 2013 г.

Российская Академия Наук
Институт Океанологии им. П.П. Ширшова
Акустический Институт им. акад. Н.Н. Андреева

АКУСТИКА ОКЕАНА

*Доклады XV школы-семинара
им. акад. Л.М. Бреховских,
совмещенной с XXIX сессией
Российского Акустического Общества*



OCEAN ACOUSTICS

*Proceedings of the
15th L.M. Brekhovskikh's conference*

Москва
ГЕОС
2016

УДК 551.463

А 44

ББК 26.2

**Доклады XV школы-семинара им. акад. Л.М. Бреховских
"Акустика океана", совмещенной с XXIX сессией
Российского Акустического Общества.
М.: ГЕОС, 2016, 444 с.
ISBN 978-5-89118-712-2**

В книге собраны доклады XV школы-семинара им. акад. Л.М. Бреховских "Акустика океана", совмещенной с XXIX сессией Российского Акустического Общества. Школа-семинар проходила в Институте Океанологии им. П.П. Ширшова РАН 7-10 июня 2016 года.

Доклады опубликованы в авторской редакции.

Книга издана при финансовой поддержке гранта РФФИ № 16-05-20295.

Редакционная коллегия: Гончаров В.В., Гостев В.С., Селиванов В.Г., Серебряный А.Н.

Ответственное редактирование, оформление и верстка Селиванов В.Г.

Издается с 1982 г.

Ocean Acoustics. Proceedings of the 15th L.M. Brekhovskikh's conference. Moscow, GEOS, 2016, 444 p.

This book contains the proceedings of the XVth Brekhovskikh's Conference "Ocean Acoustics".

This conference was held at the P.P. Shirshov Institute of Oceanology, Russian Academy of Sciences, from 7 to 10 June 2016, jointly with the XXIX session of the Russian Acoustical Society.

All papers were published in the authors' versions.

The book was published under financial support from grant RFBR № 16-05-20295.

ПРЕДИСЛОВИЕ

В настоящем издании собраны 86 докладов, а также 86 аннотаций на английском языке, представленных 166 авторами на XV школу-семинар "Акустика океана" им. академика Л.М. Бреховских, совмещенную с XXIX сессией Российского Акустического Общества.

Доклады поступили из 42 научных организаций 17 городов России, Абхазии, Израиля, США и Австралии. Основное их число приходится на Тихоокеанский океанологический институт им. В.И. Ильичева ДВО РАН – 17, Институт прикладной физики РАН - 13, Институт океанологии им. П.П. Ширшова РАН – 13, Институт общей физики РАН - 12, Акустический институт им. академика Н.Н. Андреева – 11, Воронежский государственный университет - 7, Севастопольский государственный университет - 6, Московский государственный университет - 5.

Доклады распределены по четырем разделам: *распространение звука, рассеяние и отражение звука, акустическая океанология, технические средства и обработка сигналов.*

На раздел *распространение звука* приходится 22 доклада. В них обсуждаются результаты натуральных и численных экспериментов по распространению звуковых сигналов в океане, во внутренних водоемах и на шельфе. Большинство докладов посвящено исследованиям в шельфовой зоне, т.е. в мелком море. Натурные эксперименты проводились в Черном, Японском и Охотском море, в Индийском океане и в Ладожском озере. Изучается пространственно-временная когерентность звуковых полей акваторий, фокусировка звука и его затухание, горизонтальная рефракция. Показывается сильное влияние внутренних приливных волн на вариации интенсивности звукового поля в Японском море. Представлены также доклады по развитию алгоритмов численного моделирования звуковых полей.

В раздел *рассеяние и отражение звука* входят 8 докладов, посвященных процессам рассеяния высокочастотного звука зоопланктоном, решениям задач дифракции гидроакустического поля на цилиндре и упругой оболочке неаналитической формы, акустическим методам для измерения вертикального распределения скорости звука, а также вопросу локализации источника в случайно-неоднородном акустическом волноводе.

В разделе *акустическая океанология* представлено 30 докладов, посвященных акустическим методам и средствам исследования океана (включая акустическую томографию и мониторинг), океанологическим характеристикам, важным для подводной акустики, экологическим аспектам и шумам моря. Большая группа докладов относится к исследованиям морской среды с помощью акустической томографии, в том числе с применением схемы

пассивного мониторинга. Экспериментальные работы по этому направлению проведены на Черном и Баренцевом морях, а также во Флоридском проливе Атлантики. Во многих докладах рассматриваются вопросы, связанные с внутренними волнами. Это теоретические и экспериментальные аспекты флуктуаций подводного звука, вызванных нелинейными внутренними волнами в мелком море. Типичные характеристики и особенности интенсивных внутренних волн в шельфовой зоне океана на примере данных эксперимента "SW06". Характеристики и распространенность интенсивных внутренних волн в Арктике по данным дистанционного спутникового зондирования. Оценивание параметров внутренних волн по сигналам донной реверберации. Изменчивость скорости звука на шельфе, связанная с внутренними волнами. Восстановление параметров внутренних волн по данным томографического эксперимента на черноморском шельфе. Измерение параметров интенсивных внутренних волн на шельфе с помощью доплеровского акустического профилометра течений (ADCP). Ряд докладов связаны с изучением сигналов морских млекопитающих и акустических шумов как биологического, так и техногенного происхождения. Показаны новые возможности ADCP как универсального средства акустической океанологии. Рассмотрены особенности акустических характеристик морской воды, насыщенной пузырьками. Группа докладов посвящена определению параметров морского дна различными методами.

К разделу *технические средства и обработка сигналов* относятся 26 докладов, в которых представлены результаты морских испытаний новых технических средств (мощной параметрической антенны для исследований на протяженных трассах, а также мультилинейной донной антенны), рассмотрены вопросы разработки глайдера – глубоководного малозумного носителя гидроакустической аппаратуры, представлены программно-аппаратный комплекс для мониторинга антропогенных акустических шумов и аппаратуры акустической связи для донной станции. Рассмотрены вопросы применения спектрального анализа интерференционной структуры волнового поля для решения задач акустики океана. Подробно рассмотрены интегрированные сетевые системы подводного наблюдения.

Со времени предыдущей XIV школы-семинара имени акад. Л.М. Бреховских прошло три года. За это время ушли из жизни наши коллеги и товарищи, которые долгие годы активно работали в Оргкомитете для успешного проведения Школы, а также активно участвовали в ней с докладами. Это - Рэмир Федорович Швачко, Юрий Алексеевич Чепурин, Евгений Анатольевич Копыл, Ромуальд Анатольевич Вадов, Николай Николаевич Охрименко. Мы скорбим о потерях наших коллег и сохраним память о них.

Оргкомитет

ПАМЯТИ ЮРИЯ АЛЕКСЕЕВИЧА ЧЕПУРИНА



1961 – 2014

10 мая 2014 года скоропостижно скончался заведующий Лабораторией акустики океана ИОРАН, канд. физ.-мат. наук Юрий Алексеевич Чепурин.

В Институте океанологии Ю.А.Чепурин работал с 1988 г. В 1994 г. защитил диссертацию на соискание степени канд. физ.-мат. наук. С 2002 г. был заведующим лабораторией Акустики океана ИОРАН. Ю. А. Чепурин начал участвовать в научных экспедициях на судах АН СССР с 1983 г., ещё будучи студентом МФТИ. Он активно работал в качестве руководителя и ответственного исполнителя ряда тем Института по акустике океана, а также научных работ по Российским и международным грантам.

Юрий Алексеевич принимал участие в крупных международных проектах, таких как THETIS-II, АТОК, АСОУС и др. При его активном участии в качестве зам. председателя оргкомитета в 1998 г. после 8-летнего перерыва были возрождены школы-семинары акад. Л. М. Бреховских «Акустика океана», которые вновь стали проводиться регулярно.

Основные научные интересы Ю.А. Чепурина были связаны с проблемами распространения звука, акустической томографии океана и обработкой акустических сигналов. В частности, им разработаны методы модовой декомпозиции и томографической инверсии акустических сигналов. В последнее время Ю.А. Чепурин активно работал в области исследования возможностей нового направления в акустике океана: пассивной акустической томографии. Полученные им результаты исследований широко известны как в нашей стране, так и за рубежом, опубликованы в многочисленных научных работах.

ПАМЯТИ ЕВГЕНИЯ АНАТОЛЬЕВИЧА КОПЫЛА



1947 - 2014

29 ноября 2014 г. скоропостижно скончался известный российский ученый – акустик, д-р физ.-мат. наук, ведущий научный сотрудник лаборатории акустической океанологии Акустического института имени акад. Н.Н. Андреева Евгений Анатольевич Копыл.

Е.А. Копыл родился 8 июня 1947 в г. Александрове. В 1971 г. после окончания Московского физико-технического института он поступил на работу в Акустический институт в отдел № 3. Основное научное направление деятельности Е.А. Копыла было связано с исследованием процессов рассеяния и отражения звука поверхностью и дном океана. Своими научными работами он способствовал успешному развитию нового направления в науке – акустике океана. Е.А. Копыл многократно участвовал в океанических экспедициях на судах Акустического института, выполняя широкий круг экспериментальных и теоретических исследований по своему направлению акустики океана и практической гидроакустики. По результатам этих исследований им были успешно защищены кандидатская и докторская диссертации. Евгений Анатольевич был одним из участников всемирно известной «Школы Бреховских» и многие годы работал в составе программного комитета регулярно проводимой Школы-семинара «Акустика океана». Е.А.Копыл проводил большую работу по переводу научно-технической литературы в издательстве “Наука”. Результаты исследований Е.А. Копыла нашли отражение в более чем 100 научных работах.

ПАМЯТИ РЭМИРА ФЕДОРОВИЧА ШВАЧКО



1934 - 2014

9 августа 2013 г. после тяжелой болезни ушел из жизни видный российский ученый, один из основателей советской и российской акустики океана, д-р физ.-мат. наук, лауреат Государственной премии СССР, главный научный сотрудник лаборатории акустической океанологии Акустического института имени акад. Н.Н. Андреева Рэмир Федорович Швачко

Рэмир Федорович родился 24 февраля 1934 г. в Москве. В 1957 г. после окончания Московского физико-технического института он поступил на работу в Акустический институт в лабораторию акустических методов исследования океана (ЛАМИО), где начал свою научную деятельность под руководством И.Е. Михальцева. Основное научное направление деятельности Р.Ф. Швачко было связано с исследованием тонкой структуры скорости звука в океане и возникающих из-за нее эффектов засветки зоны тени. Своими научными работами он способствовал успешному развитию востребованного тогда нового направления в науке – акустике океана. Много сил было отдано Р.Ф. Швачко на выполнение административных функций – в течение долгого срока он был заместителем руководителя отдела № 3 академика Л.М. Бреховских, а затем начальником отдела и начальником лаборатории в Акустическом институте. Рэмир Федорович многократно возглавлял океанические экспедиции на судах Акустического института, выполнявшие исследования по различным направлениям акустики океана и практической гидроакустики. Рэмир Федорович был одним из коренных членов всемирно известной «Школы Бреховских» и считал своим долгом

после ухода своего учителя активно работать по сохранению его памяти, выполняя функции председателя программного комитета регулярно проводимой Школы-семинара «Акустика океана».

Результаты исследований Р.Ф. Швачко нашли отражение в более чем 200 научных работах, в том числе в коллективной монографии «Акустика океана», удостоенной Государственной премии в 1976 г. Заслуги Рэмира Федоровича были отмечены также и другими государственными наградами: орденом «Знак почета» и медалями.

Распространение звука

**П.В. Артельный, А.Л. Вировлянский, А.Ю. Казарова,
П.И. Коротин, А.В. Стуленков**

**ЭКСПЕРИМЕНТ ПО ИЗУЧЕНИЮ УСТОЙЧИВОСТИ
ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННОЙ СТРУКТУРЫ ЗВУКОВОГО
ПОЛЯ В ЛАДОЖСКОМ ОЗЕРЕ**

Институт прикладной физики РАН
Россия, 603950 Нижний Новгород, ул. Ульянова, д.46
Тел.: (831) 416-4784; Факс: (831) 416-0630,
E-mail: viro@hydro.appl.sci-nnov.ru

С помощью протяженной вертикальной решетки измерено распределение интенсивности сигналов на дистанции наблюдения в пространстве "глубина – угол прихода – время прихода". Это распределение выражено с помощью функции Вигнера поля, сглаженной по угловому и пространственному масштабам. Сравнение теории и эксперимента показывает, что данное распределение интенсивности менее чувствительно к вариациям параметров волновода и, соответственно, более предсказуемо, чем распределение интенсивности поля на антенне. Устойчивость функции Вигнера объясняется тем обстоятельством, что при ее вычислении происходит разделение (по крайней мере частичное) вкладов отдельных лучей. Показано, что сравнение измеренных и теоретически рассчитанных функций Вигнера может быть использовано при решении задачи о локализации источника в волноводе.

Комплексную амплитуду поля в вертикальном сечении подводного звукового канала на фиксированной дистанции наблюдения представим в виде $u(z,t) = \sum_n u_n(z,t)$, где каждое слагаемое описывает вклад конгруэнтности лучей с одинаковыми знаками углов выхода из источника и одинаковым количеством точек поворота, z – глубина, t – время. При фиксированном z функции $u_n(z,t)$ задают лучевые импульсы, то есть сигналы, приходящие на данную глубину, вдоль разных лучевых траекторий. На коротких трассах формы лучевых импульсов устойчивы по отношению к небольшим вариациям параметров среды. Причиной высокой чувствительности интерференционной картины поля к возмущениям гидрофизических полей является тот факт, что даже малые возмущения могут вызывать независимые друг от друга изменения задержек лучевых импульсов порядка периода несущей частоты. Если импульсы перекрываются во времени, это приводит к сильным изменениям $u(z,t)$.

Использование вертикальной приемной антенны позволяет выделять сигналы, приходящие с разных направлений, и тем самым помогать разрешению отдельных лучевых импульсов или небольших групп импульсов. Естественно ожидать, что выделенные сигналы будут более устойчивы и предсказуемы, чем исходное распределение поля $u(z, t)$ на апертуре антенны. В данной работе мы рассматриваем этот вопрос на конкретном примере.

От исходного распределения сигналов по апертуре антенны $u(z, t)$ перейдем к функции

$$\tilde{U}(p, z, f) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\Delta_z}} \int dz' \tilde{u}(z', f) \exp\left(-2\pi i \frac{f}{c} p(z' - z) - \frac{(z' - z)^2}{4\Delta_z^2}\right), \quad (1)$$

где $\tilde{u}(z, f) = \int dt u(z, t) e^{2\pi i f t}$, c – средняя скорость звука около антенны. Эта функция задает локальный пространственный спектр поля на частоте f в окрестности глубины z , вычисленный по участку антенны длиной порядка Δ_z . Безразмерный параметр p интерпретируется как $\sin \alpha$, где α – угол прихода сигнала. Выполнив обратное преобразование Фурье $U(p, z, t) = \int df \tilde{U}(p, z, f) e^{-2\pi i f t}$ и сгладив $|U|^2$ по параметру p с масштабом сглаживания Δ_p , получаем функцию

$$W(p, z, t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\Delta_p}} \int dp' |U(p', z, t)|^2 \exp\left(-\frac{(p - p')^2}{2\Delta_p^2}\right), \quad (2)$$

которую мы интерпретируем как сглаженную интенсивность сигнала, приходящего на глубину z в момент времени t под углом скольжения $\arcsin p$. Отметим также, что $W(p, z, t)$ фактически представляет собой сглаженную функцию Вигнера поля на апертуре антенны [1]. Она описывает распределение интенсивности поля в пространстве глубина – угол прихода – время.

Для демонстрации устойчивости и предсказуемости сглаженной функции Вигнера обратимся к анализу данных натуральных измерений, выполненных в Ладожском озере. Схема эксперимента и типичный профиль скорости звука в месте проведения измерений показаны на рис. 1. Импульсный сигнал в полосе частот от 1500 до 3000 Гц, излученный с глубины 9,3 м монопольным источником И, регистрировался антенной решеткой П длиной 19 м, зафиксированной в вертикальном положении с помощью груза Г и поплавков К. С помощью лодки Л решетка перемещалась от одной точки приема к другой. Глубина озера в месте проведения эксперимента составляла около 20 м.

Совокупность сигналов, регистрируемых элементами решетки, П задает функцию $u(z, t)$, по которой вычислялась сглаженная функция Вигнера $W(p, z, t)$. В нижней части рис. 2 показано сечение данной функции на ди-

станции 80 м на горизонте источника, найденное для масштабов сглаживания $\Delta_z = 4$ м $\Delta_p = 0.07$. В верхней части показано аналогичное сечение данной функции, построенное на основе расчета поля методом широкоугольного параболического уравнения [2]. Хорошее совпадение теории и эксперимента, которое наблюдается и на других дистанциях, подтверждает устойчивость сглаженной функции Вигнера по отношению к неизбежным неточностям модели среды. На представленных графиках хорошо видны вклады прямого сигнала (а), а также сигналов, отразившихся от поверхности воды (б) и дна озера (с).

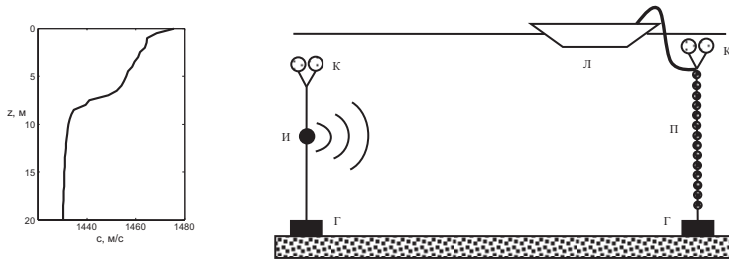


Рис. 1. Профиль скорости звука (слева) и схема эксперимента (справа) в Ладожском озере.

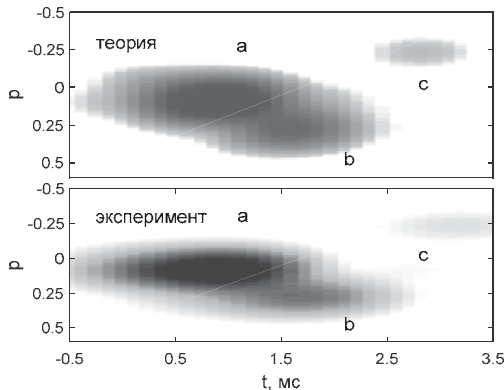


Рис. 2. Сечения измеренной (вверху) и рассчитанной (внизу) сглаженных функций Вигнера в плоскости $(t-p)$ на горизонте излучателя на дистанции 80 м.

Сопоставление рассчитанной и измеренной функций W может быть использовано для решения задачи о локализации источника звука, то есть определения его координат. Продемонстрируем это на примере. Функцию Вигнера, измеренную в эксперименте, обозначим $W_e(p, z, t)$, а аналогичную функцию на расстоянии r от источника, рассчитанную теоретически,

XV школа-семинар им. Акад. Л.М. Бреховских "Акустика океана", XXIX сессия РАО
 обозначим $W_i(p, z, t; r)$. В качестве меры близости сравниваемых функций примем

$$C(r) = \max_{\tau} \frac{\int dp dz dt W_e(p, z, t) W_i(p, z, t + \tau; r)}{\left[\int dp dz dt W_e^2(p, z, t) \right]^{1/2} \left[\int dp dz dt W_i^2(p, z, t; r) \right]^{1/2}}, \quad (3)$$

где сдвиг τ введен для учета того факта, что синхронизация времени в точках излучения и приема отсутствовала. В качестве оценки расстояния до источника (глубина источника считается известной) выбирается величина r , отвечающая максимальному значению параметра C . Значение τ , при котором правая часть (3) максимальна, позволяет получить оценку времени прихода сигнала. На рис. 3 показана зависимость параметра C от расстояния для $W_e(p, z, t)$, вычисленной по функции $u(z, t)$, измеренной при расположении источника на расстоянии 80 м от приемника. Как видим, максимум C наблюдается при $r = 80$ м, что подтверждает применимость обсуждаемого метода.

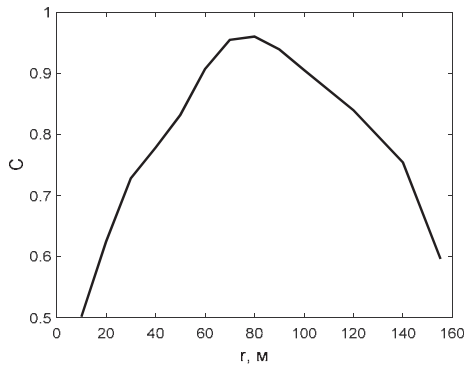


Рис. 3. Зависимость коэффициента C от дистанции.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 15-02-04042 и 15-42-02390.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.И. Татарский. Вигнеровское представление квантовой механики. // УФН, 1983, т. 139, № 4, с. 587-619.
2. F.B. Jensen, W.A. Kuperman, M.B. Porter, and H. Schmidt. Computational Ocean Acoustics. Springer, New York, 2011.

В.Н. Голубев

НАБЛЮДЕНИЕ БОКОВОЙ ВОЛНЫ В ГЛУБОКОМ ОКЕАНЕ

Федеральное государственное бюджетное научное учреждение «ФИЦ Институт прикладной физики Российской академии наук» (ИПФ РАН), ул. Ульянова, 46 E-mail: golubev@ipfran.ru

Представлены результаты экспериментальных исследований пространственно-временной структуры низкочастотных импульсных сигналов в глубоком океане в условиях открытого ко дну акустического волновода. При этом в диапазоне дистанций от 5 до 30 км наблюдались боковые волны при критических углах отражения от дна низкочастотных звуковых импульсов, принимаемых на глубине более 4 км. В качестве источника звука использовался пневмоакустический излучатель (пневмопушка), буксируемый по линейной траектории на глубине 15 м. Прием и регистрация сигналов осуществлялись вблизи дна автономной донной станцией. Полоса частот излученного импульса составляла 5-50 Гц с максимумом на частотах 8-30 Гц. Получены зависимости интенсивности боковых волн, образованными водным и однократно отраженным лучами, от дистанции. Измерен спектр боковых волн. Экспериментально оценена скорость боковой волны

Вопросу распространения импульсов создаваемых взрывными источниками в мелком море посвящено большое количество литературы и журнальных публикаций [1,2,3]. В них изложены как результаты экспериментов, так и проведены теоретические исследования по распространению звуковых волн в мелком море. Особое внимание уделено волнам, распространяющимся по границе раздела двух сред, дано теоретическое обоснование существования боковой волны [3]. В геофизике её называют головной волной, и она используется в методе преломлённых волн. В предлагаемом докладе представлены результаты экспериментальных исследований боковой волны (БВ) в глубоком океане с использованием пространственно-временной структуры (ПВС) низкочастотных импульсных сигналов [4].

В совместной экспедиции ИПФ РАН и СКБ САМИ ДВО РАН был проведен эксперимент по исследованию пространственно-временной структуры импульсных сигналов в глубоком океане (Индийский океан). В качестве источника импульсного сигнала использовался пневмоакустический излучатель (объем 15 л., рабочее давление 100 атм., период излучения 60с), который буксировался по прямолинейной траектории с постоянной скоростью на глубине 15 м. Прием и регистрация импульсного сигнала осуществля-

лись вблизи дна автономной донной станцией (АДС) на глубине 4.15 км. Профиль скорости звука типичен для тропической зоны Индийского океана, при котором скорость звука у поверхности больше чем у дна. При таком профиле скорости звука формируется глубоководный звуковой канал, открытый ко дну, в котором распространение акустических импульсов происходит путем многократных отражений от дна и поверхности. Линейное изменение дистанции от точки излучения до точки приема позволило получить пространственно-временную структуру импульсов за счет их временного стробирования. В данном случае стробирование сигнала было осуществлено таким образом, чтобы импульсы, распространяющиеся по «водному лучу», образовывали линию параллельную оси времени за счёт компенсации времени распространения. Принятые реализации размещаются на плоскости в координатах длительность импульса – дистанция в плотностном виде (отн. уровень дБ) Фрагмент пространственно-временной структуры импульсного сигнала показан на рис.1. На представленном рисунке положение переднего фронта импульса, пришедшего по водному лучу

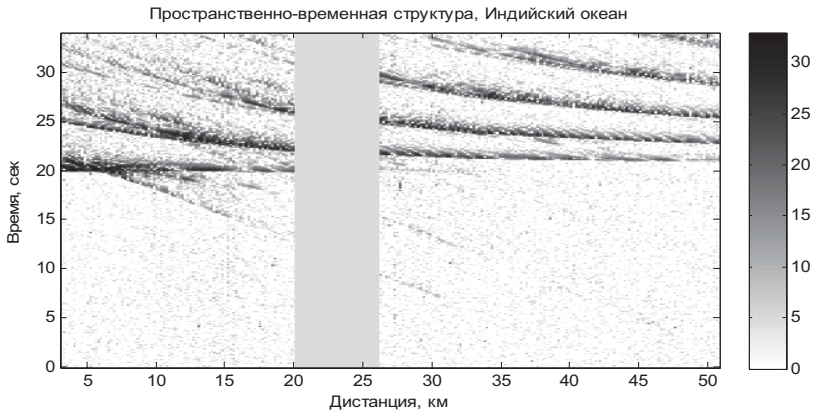
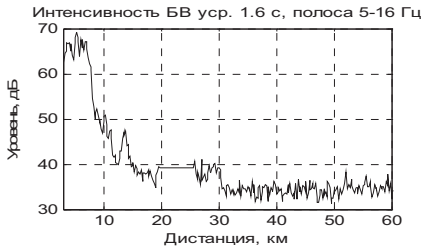


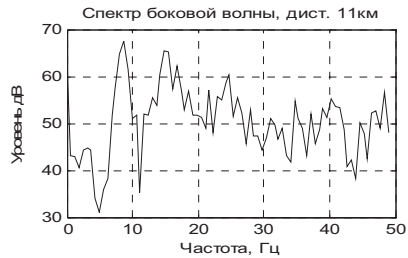
Рис.1. Пространственно-временная структура импульсного сигнала,

соответствует началу строба по оси времени, за ним следуют отраженные импульсы первой, второй, n -ой кратности. Поскольку БВ распространяется с большей скоростью начало строба было смещено по оси времени на 20 с, чтобы можно было наблюдать сигналы, предшествующие приходу водного и отраженных сигналов. Приведённый рисунок представляет собой фрагмент пространственно-временной структуры импульсных сигналов, на котором можно выделить две траектории последовательностей импульсов, значительно опережающих водный луч и являющимися импульсами-предвестниками. Волна, распространяющаяся с существенно большей скоростью чем водный сигнал, известна в акустике как боковая волна [3]. Каждый из этих импульсов представляет собой боковую волну, которая возникает при угле падения равном критическому углу полного внутреннего от-

ражения на границе двух сред. Распространяющийся по границе вода-поверхность дна импульс, излучает в водный слой волны под критическим углом. На представленном рисунке видно, что на расстоянии 6 км от источника появляется импульс, который пересекает линию времён прихода водных сигналов и с увеличением дистанции обгоняет водный. Этот импульс можно наблюдать до дистанции 30 км. На этом же рисунке присутствует второй импульс, который пересекает линию времён прихода импульсов первого донного отражения, на дистанции 12 км и наблюдается до 32 км.



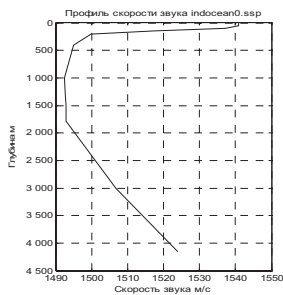
а)



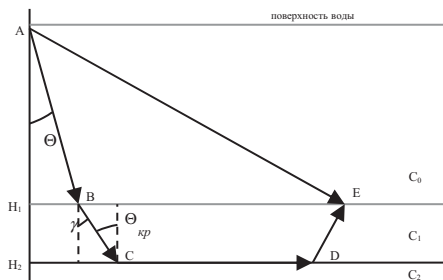
б)

Рис.2. Зависимость интенсивности боковой волны от расстояния полоса 5-16 Гц, усреднение 1.6 с а), спектр боковой волны на дистанции 11 км б)

На рис.2а приведен график зависимости интенсивности боковой волны в полосе 6-15 Гц, создаваемой водным лучом на интервале дистанций от 3 до 60 км. Из графика рис.2а следует, что интенсивность БВ спадает примерно на 20 дБ при изменении расстояния от 8 до 16 км, и на дистанции 30 км сигнал сравнивается с шумами. На рис.2б представлен спектр импульса



а)



б)

Рис.3 Профиль скорости звука а), геометрия лучей в эксперименте б) боковой волны на дистанции 11 км, который опережает водный импульс на 3 секунды. Спектр боковой волны рис.2б полностью совпадает со спектром излучённого импульса в диапазоне частот 5-50 Гц. На основе простых геометрических расчётов была определена скорость боковой волны, которая

составила в данном эксперименте ~ 6.0 км/с. Схематично геометрия лучей в данном эксперименте изображена на рис.3. На данном рисунке представлены траектории водного луча АЕ и траектория боковой волны ABCDE, часть пути CD которой проходит по границе осадочный слой-поверхность грунта. Акустический импульс, излученный вблизи поверхности, сначала распространяется в водном слое, затем проходит через осадочный слой и достигает твёрдой породы, в которой возникает боковая волна при угле падения, определяемом отношением скоростей продольных волн в верхней и нижней средах. При угле падения равном критическому луч скользит по границе раздела H_2 и волна распространяется со скоростью равной скорости звука в нижней среде равной C_2 [1]. При увеличении расстояния между источником и приёмником возникает вторая боковая волна от однократно-отражённого луча при том же угле падения и распространяется с той же скоростью. На рис.1 годографы боковых волн представляют параллельные прямые линии, соответствующие скорости распространения приблизительно, 6.0 км/с. Это позволяет сделать предположительно вывод, о том, что основание по которому распространяется боковая волна представляет собой базальт.

В описываемом эксперименте с помощью пространственно-временной структуры обнаружены боковые волны от прямого и однократно-отражённого импульсов, определена скорость распространения боковой волны, и параметры затухания её на интервале дистанций от 6 до 30 км. В диапазоне частот 5-50 Гц спектр БВ совпадает со спектром излучённого импульса.

ЛИТЕРАТУРА

1. К.Клей, Г.Медвин. Акустическая океанография. Мир, Москва. 1980
2. Акустика морских осадков под ред. Л.Хэмптона. Мир, Москва. 1977
3. Л.М.Бреховских, Ю.П.Лысанов Теоретические основы акустики океана, Москва, Наука. 2007
4. Голубев В.Н., Лобанов В.Н., Шаронов Г.А. Экспериментальное исследование пространственно-временной структуры низкочастотных импульсных сигналов в океане. Акустика океана. Доклады XII школы-семинара им. акад. Л.М.Бреховских, совмещённой с XXI сессией Российского акустического общества, стр.55-58, GEOS Москва, 2009

В.А. Григорьев¹, В.Г. Петников²

**О СООТНОШЕНИИ НЕПРЕРЫВНОГО И ДИСКРЕТНОГО
СПЕКТРОВ ПРИ МОДОВОМ ОПИСАНИИ ЗВУКОВОГО ПОЛЯ В
МЕЛКОМ МОРЕ**

¹Воронежский государственный университет
Россия 394006, Воронеж, Университетская пл., 1
Тел.: (473) 220-8748; Факс: (473) 220-8755
E-mail: grig4@yandex.ru

²Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН
Россия 119991, Москва, ул. Вавилова, 38
Тел.: (495) 503-8384; Факс: (495) 135-8234
E-mail: petniko@kapella.gpi.ru

На примере мелководного акустического волновода Пекериса с однородным жидким поглощающим дном получены оценки расстояний r от источника, при которых можно пренебречь непрерывным спектром при модовом описании низкочастотного звукового поля. Проведено сравнение двух дискретных представлений поля в водном слое на основе: 1) полного набора нормальных мод, 2) полного набора нормальных мод и квазимод. Показано, что в случае, когда в канале существует хотя бы одна нормальная мода, дополнительный учет квазимод позволяет на порядок приблизить границу применимости указанного представления и установить ее на уровне $r \cong H$, где H – глубина водного слоя. Получены зависимости вклада непрерывного спектра в полное поле от параметров волновода и найдены условия его минимизации.

В данной работе на примере мелководного акустического волновода Пекериса (однородный водный слой толщины H , лежащий на однородном жидком поглощающем полупространстве (дне), см. рис. 1а), получены численные оценки расстояний r от источника звука, при которых можно пренебречь, так называемым, непрерывным спектром (НС) при модовом описании акустического поля. Другими словами, установлено, для каких расстояний удовлетворительным можно считать представление поля в водном слое в виде дискретного спектра (ДС) мод. Актуальность такой задачи возникает при расчетах звуковых полей на расстояниях $r/H \cong 1 \div 10$, где вклад НС априори нельзя считать малым.

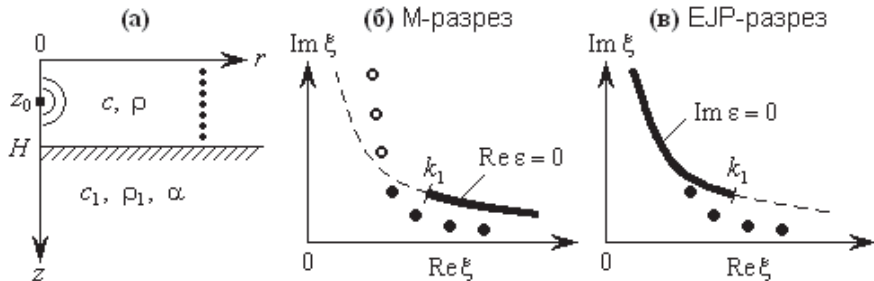


Рис. 1. (а) Схема волновода Пекериса, где (c, ρ) и (c_1, ρ_1) – (скорость звука, плотность) в воде и дне, α – параметр донных потерь. (б, в) Верхний лист римановой поверхности ξ при М-разрезе и ЕJP-разрезе (жирные линии), $k_1 = (\omega/c_1)(1 + i\alpha/2)$ – точка ветвления (волновое число в дне), ω – частота звука. Черные и белые кружки – полюса ξ_m , соответствующие НМ и КМ.

Понятия ДС и НС, которые в сумме дают полное поле в волноводе, являются относительными понятиями. Все зависит от того, представлены ли моды ДС только нормальными модами (НМ, собственными модами) или к НМ добавляются также квазимоды (КМ, несобственные моды). Соответственно, во втором случае вклад НС изменяется на величину вклада КМ.

По определению, которое используется в данной работе, НМ – это частные решения однородного уравнения Гельмгольца, удовлетворяющие граничным условиям и условиям излучения на бесконечности [1]. КМ – это решения, удовлетворяющие всем перечисленным выше условиям, за исключением условий излучения на бесконечности. В результате, в отличие от НМ амплитуда КМ не убывает, а растет в дне с увеличением глубины.

По выражению Л.М. Бреховских [2], КМ являются “незаконными” модами, однако, “вполне законно” используются как в акустике океана, например, при описании полей в волноводах с мягким дном [2, 3], так и в ряде смежных областей физики, например, при исследовании волн в электромагнитных и оптических волноводах. Заметим, что КМ относятся к классу вытекающих мод и полностью составляют этот класс при анализе полей в волноводах без потерь.

С математической точки зрения разложение полного поля на ДС и НС осуществляется преобразованием точного решения, выраженного в виде несобственного интеграла, в контурный интеграл по комплексной переменной ξ и применения к последнему теоремы о вычетах. В результате, ДС представляется как сумма вычетов в полюсах ξ_m подынтегральной функции (вычеты и есть моды), а НС есть интеграл по берегам разреза, идущего от точки ветвления k_1 комплексного квадратного корня $\varepsilon = \sqrt{k_1^2 - \xi^2}$, присутствующего в подынтегральной функции (рис. 1б,в).

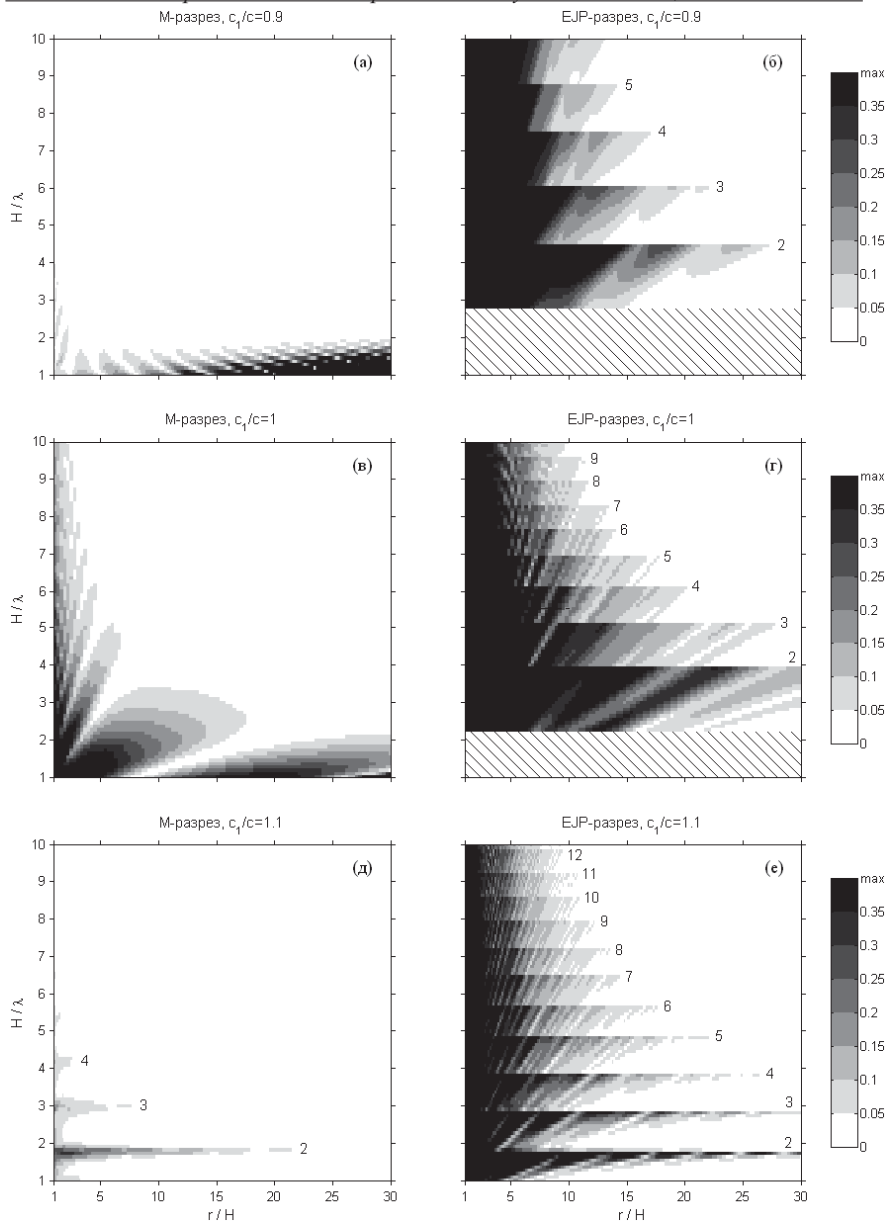


Рис. 2. Невязка θ между точным полем и ДС при М-разрезе, ЕJP-разрезе и при параметрах: $c_1/c = 0.9-1.1$, $\rho_1/\rho = 1.7$, $\alpha = 0.01$. Белая область соответствует малой невязке ($\theta < 0.05$), где можно пренебречь НС.

Различные способы проведения разреза приводят к различным разложениям поля на ДС и НС. При ЕР-разреze (авторы Ewing, Jardetzky, Press) по линии $\text{Im } \varepsilon = 0$ (рис. 1в) ДС складывается из полного и конечного числа НМ, затухающих в дне. При разрезе по линии $\text{Re } \varepsilon = 0$ (рис. 1б) ДС складывается из ДС ЕР и полного бесконечного числа КМ. Разрез $\text{Re } \varepsilon = 0$ назван нами "разрез MATLAB" или М-разрез. Название обусловлено тем, что реализация М-разреза возникает при использовании функции sqrt при вычислении комплексного квадратного корня в программном пакете MATLAB.

При $r \gg H$ тип разреза не играет роли, поскольку НС мал при любом разрезе, и поле в водном слое хорошо описывается несколькими первыми номерами НМ. При $r/H \cong 1 \div 10$ можно предположить, что вклад НС в полное поле при М-разрезе будет меньше, чем при ЕР-разрезе. Для проверки этой гипотезы были проведены расчеты невязки $\theta = |\mathbf{I} - \mathbf{I}_D|/|\mathbf{I}|$, где \mathbf{I} и \mathbf{I}_D – вектора отсчетов интенсивности акустического поля (точный расчет и ДС) на расстоянии r и глубинах $0 \leq z \leq H$. Источник считался расположенным на дне, т.к. было замечено, что при этом НС максимален.

На рис. 2 показаны полученные зависимости $\theta = \theta(r/H, H/\lambda)$, где λ – длина звуковой волны в воде, для различных волноводов и различных разрезов. Штриховкой на рис. 2б,г показана область, где нет ДС при ЕР-разреze, т.к. в канале нет ни одной НМ. Цифры 2–12 на рис. 2 показывают моменты появления НМ указанных номеров вдоль оси H/λ . Видно, что, когда в волноводе существует хотя бы одна НМ, дополнительный учет КМ при М-разрезе позволяет на порядок приблизить границу применимости модовой теории (т.е. считать, что $\mathbf{I} \approx \mathbf{I}_D$) и в среднем установить ее на уровне $r \cong H$ при $H \leq 10\lambda$. Для достаточно ярко выраженного жесткого ($c_1 \cong 1.1c$) и мягкого ($c_1 \cong 0.9c$) дна примерно при $H/\lambda > 5$ граница области, где можно пренебречь НС при учете КМ, имеет значения $r < H$.

Работа выполнена при поддержке Научной школы "Взаимодействие оптического и акустического излучений с жидкостью" (№ НШ-214.2012.2), Программы ОФН РАН "Фундаментальные проблемы акустики искусственных и природных сред" и РФФИ (проект № 14-02-00330).

ЛИТЕРАТУРА

1. Алексеев Г.В. Метод нормальных волн в подводной акустике. Владивосток: Дальнаука, 2006.
2. Бреховских Л.М. Волны в слоистых средах. М.: Наука, 1973.
3. Григорьев В.А., Луньков А.А., Петников В.Г. Затухание звука в мелководных акваториях с газонасыщенным дном // Акуст. журн. 2015. Т. 61. № 1. С. 90–100.

О.Э. Гулин, И.О. Ярошук

**ВЛИЯНИЕ ПАРАМЕТРОВ МОДЕЛЬНОГО МЕЛКОГО МОРЯ
С 2D-СЛУЧАЙНЫМИ НЕОДНОРОДНОСТЯМИ НА
ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ АКУСТИЧЕСКОГО ПОЛЯ**

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки,
Тихоокеанский океанологический институт им. В.И. Ильичева
ДВО РАН
Россия, 690041 Владивосток, ул. Балтийская, д. 43
Тел.: (4232) 31-26-17; Факс: (4232) 31-25-73, E-mail: gulinoe@poi.dvo.ru

Рассматривается задача о прохождении звукового сигнала среднечастотного диапазона (500-1000 Гц) через среду мелководного волновода с горизонтальным поглощающим дном и двумерными флуктуациями скорости звука. Ранее на основе статистического моделирования был установлен эффект ослабления спадающей средней интенсивности поля с расстоянием по сравнению с детерминированным описанием, означающий формирование в водной среде стохастического волновода той или иной фокусирующей силы. В настоящей работе исследуется влияние параметров случайного волновода на данный эффект фокусировки, приводящий в статистическом смысле к лучшему распространению мод.

В работах [1-3] для звукового сигнала, распространяющегося в мелком море с флуктуациями скорости звука и поглощающим дном, был установлен интересный статистический эффект. Он заключается в том, что в области сильных флуктуаций поля, когда индекс сцинтилляций начинает превышать единицу, спадание средней интенсивности сигнала замедляется по сравнению с детерминированными условиями распространения. В море формируется стохастический волновод, в котором моды с расстоянием затухают медленнее. Ни в одной из известных многочисленных работ, начиная с классических [4], и заканчивая современными, об этом эффекте не встречается даже упоминания. Между тем объяснение данного результата состоит в том, что в поглощающей среде мелкого моря все моды являются в той или иной мере затухающими благодаря наличию мнимой части соответствующих горизонтальных волновых чисел (собственных значений вертикальной задачи). Флуктуации скорости звука приводят к флуктуациям волновых чисел мод, как их реальных частей, так и мнимых. Флуктуации мнимых частей собственных значений приводят к появлению в решении для средней интенсивности поля медленно растущего с дистанцией экспоненциального множителя, который изменяет характер спадающей интенсивности.

На это указывают как аналитические оценки, так и результаты статистического моделирования.

Рассмотрим морскую среду, состоящую из водного слоя и слоя жидких осадков с горизонтальными поверхностями. Пусть в водной среде с постоянной плотностью ρ_0 , регулярная скорость звука $c_0(z)$ испытывает слабые двумерные флуктуации, так что $c(z,r) = c_0(z) + \delta c(z,r)$, $|\delta c/c_0| \ll 1$. Слой жидких осадков является однородным с постоянными значениями плотности, скорости звука и поглощения: ρ_1, c_1, β . Далее полагаем, что случайное поле $\mathcal{E}(z,r) = -2\delta c(z,r)/c_0$ гауссово, $\langle \mathcal{E}(z,r) \rangle = 0$ и описывается следующей анизотропной корреляционной функцией:

$$B(z_1 - z_2, r_1 - r_2) \equiv \langle \mathcal{E}(z_1, r_1) \mathcal{E}(z_2, r_2) \rangle = \sigma_{\mathcal{E}}^2 \exp \left[- \left(\frac{|z_1 - z_2|}{L_z} + \frac{|r_1 - r_2|}{L_r} \right) \right].$$

Для точечного тонального источника, излучающего в некоторой точке волновода $(z_0, 0)$, поле давления представим в виде разложения по локальным модам ($k = \omega/c$):

$$p(z,r) = \sum_m G_m(r) \varphi_m(z,r), \quad \frac{\partial^2}{\partial z^2} \varphi_m(z,r) + [k^2(z,r) - \kappa_m^2(r)] \varphi_m(z,r) = 0, \quad (1)$$

которые на поверхности ($z = H$) и пронизаемом дне ($z = h$) удовлетворяют обычным граничным условиям: $\varphi_m(H,r) = 0$, $\varphi_m(h,r) + g_m \varphi_m'(h,r) = 0$. Для второго статистического момента поля давления (средней интенсивности) справедливо выражение:

$$\langle |p|^2 \rangle = \langle I \rangle = \sum_l \langle |G_l|^2 |\varphi_l|^2 \rangle + \sum_{l,m (l \neq m)} \langle (G_l G_m^*) (\varphi_l \varphi_m^*) \rangle, \quad (2)$$

где средняя интенсивность поля представлена в виде некогерентной и когерентной сумм. Для малых флуктуаций $\mathcal{E}(z,r)$ средние значения φ_l равны своим невозмущенным значениям, а относительные флуктуации φ_l малы, ими можно пренебречь. По теории возмущений собственные значения κ_l , будучи линейным функционалом от неоднородностей $\mathcal{E}(z,r)$, также распределены по гауссовому закону. Для модовых амплитуд в (1)-(2) можно показать справедливость адиабатического приближения [2,3], то есть

$$G_m(r) = A_m \exp \left\{ i \int_{r_0}^r d\zeta \kappa_m(\zeta) \right\}, \quad A_m = i [2\pi i \kappa_m(r) r]^{-1/2} \varphi_m(z_0, r_0) \exp[\kappa_m(r_0) r_0] / 2$$

при $0 < r_0 \leq r$ и $\kappa_m r_0 \gg 1$. Пользуясь теперь гауссовостью собственных значений, можно записать:

$$\begin{aligned} \langle G_l G_m^* \rangle &\sim \left\langle \exp \left[i \int_{r_0}^r d\zeta (\kappa_l - \kappa_m^*) \right] \right\rangle = \exp \left[i \int_{r_0}^r d\zeta (\langle \kappa_l \rangle - \langle \kappa_m^* \rangle) \right] \times \\ &\exp \left\langle - \frac{1}{2} \left[\int_{r_0}^r d\zeta (\delta \kappa_l' - \delta \kappa_m') \right]^2 \right\rangle \exp \left\langle \frac{1}{2} \left[\int_{r_0}^r d\zeta (\delta \kappa_l'' + \delta \kappa_m'') \right]^2 \right\rangle. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь $\kappa_m = \langle \kappa_m \rangle + \delta\kappa_m$, $\delta\kappa'_m = \text{Re}(\delta\kappa_m)$, $\delta\kappa''_m = \text{Im}(\delta\kappa_m)$. Анализ последнего множителя в (3) проливает свет на то, какой силы статистический эффект ослабления спадающей средней интенсивности можно ожидать в условиях конкретного волновода. Так, к усилению эффекта приводит увеличение радиуса корреляции неоднородностей, как по горизонтали, так и по вертикали, а понижение частоты излучения наоборот уменьшает эффект. Ниже рассмотрена ситуация с двумя случайно-неоднородными волноводами, имеющими разную проницаемость горизонтального дна. Первый волновод имеет параметры: $H-h = 50$ м, $\rho/\rho_1 = 2$, $n_0 = c_0(h)/c_1 = (1500/1600)(1 + i\beta)$, $\beta = 0.01$ (0.34 дБ/(км·Гц)). В толще воды расположен термоклин. Точечный источник на глубине 25 м излучает тональный сигнал частоты 500 Гц, а флуктуации скорости звука интенсивности σ_ϵ^2 имеют вертикальный и горизонтальный масштабы $L_z = 10$ м и $L_r = 5000$ м соответственно. $[\delta c/c_0]^2 = 10^{-5}$ внутри термоклина, на остальных глубинах $[\delta c/c_0]^2 = 10^{-6}$. Для данной модели волновода в отсутствие флуктуаций среды существует 11 распространяющихся мод. Из результатов моделирования (рис. 1) хорошо виден эффект ослабления закона спадающей средней интенсивности, о котором идет речь. Он становится заметен уже при $r > 10$ км, а к дистанции 60 км достигает 8 дБ.

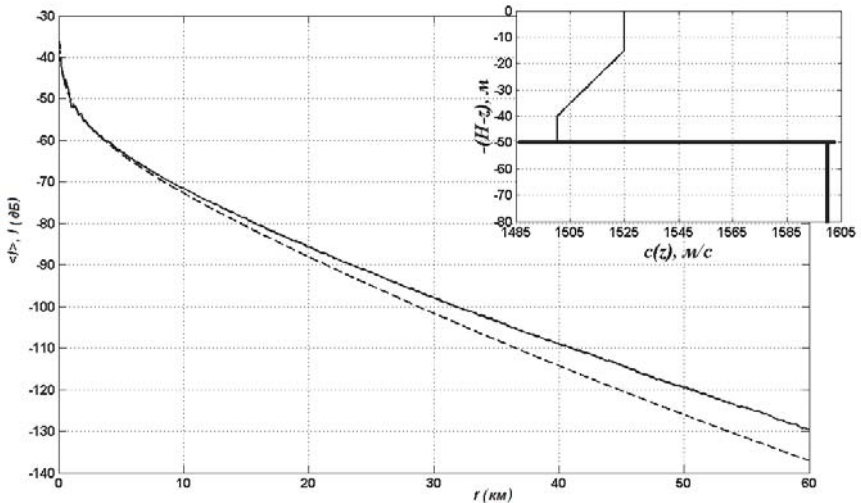


Рис.1. Потери при распространении, 500 Гц. Нижняя пунктирная кривая – усредненный (по пространственному периоду) закон спадающей интенсивности для детерминированной модели волновода ($\epsilon = 0$), показанной в верхнем правом углу. Сплошная верхняя кривая соответствует наличию случайных неоднородностей в волноводе. Горизонт наблюдения 20 м от дна.

Второй волновод имеет те же самые параметры, только дно выбрано более проницаемым: $\rho/\rho_1 = 1.3$, $n_0 = c_0(h)/c_1 = (1500/1530)(1 + i\beta)$. В данной ситуации распространяющимися являются 5 мод, а мнимая часть их горизонтальных волновых чисел увеличивается по сравнению с первым волноводом. При расчетах принимались во внимание еще две вытекающие моды. Ниже из рис. 2 видно, что расхождение между статистической кривой и детерминированной зависимостью усиливается, замедление спада средней интенсивности заметно уже на расстояниях менее 10 км, а на дистанциях 40-50 км достигает 40-50 дБ.

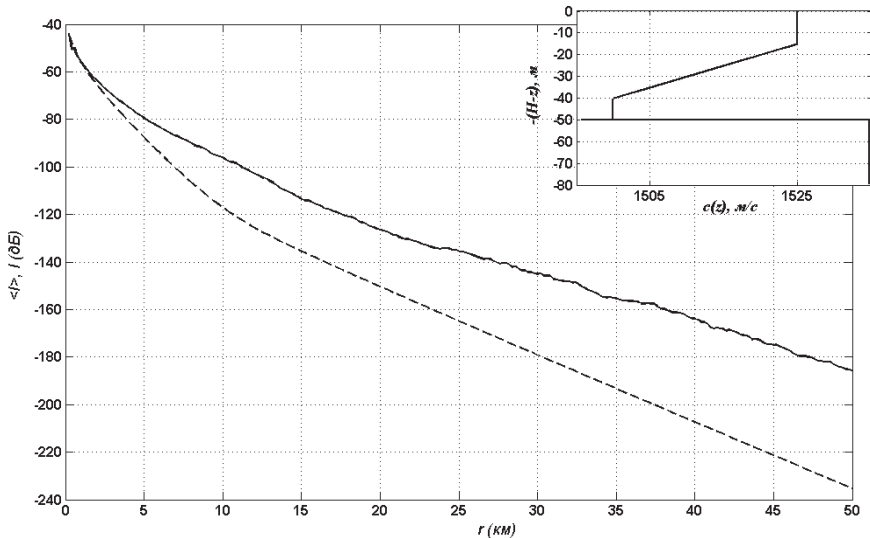


Рис.2. Потери при распространении для второго волновода. Кривые и параметры аналогичны приведенным на рис. 1.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ярошук И.О., Гулин О.Э. Метод статистического моделирования в задачах гидроакустики. – Владивосток: Дальнаука, 2002. – 352с.
2. Gulin O.E. and Yaroshchuk I.O. Simulation of underwater acoustical field fluctuations in range-dependent random environment of shallow sea // J. Comp. Acoust. 2014. Vol. 22. No.1, 1440006.
3. Гулин О.Э., Ярошук И.О. К теории низкочастотных акустических полей в случайно- неоднородном океане // Докл. АН. 2014. Т. 458, № 1. С. 97-101.
4. Dozier L.B. and Tappert F.D. Statistics of normal-mode amplitudes in a random ocean. I. Theory // J. Acoust. Soc. Am. 1978. Vol. 63. p. 353-365.

А.А. Данилов, В.Н. Корниенко*

ЛОКАЛИЗАЦИЯ ИМПУЛЬСНОГО ИСТОЧНИКА ЗВУКА В ВОЛНОВОДЕ С СИЛЬНО НЕОДНОРОДНОЙ ГРАНИЦЕЙ ЧИСЛЕННЫМ МЕТОДОМ ВРЕМЕННОГО ОБРАЩЕНИЯ ВОЛН

Акустический институт им. акад. Н.Н.Андреева
Россия, 117036 Москва, ул. Шверника, д.4
Тел.: (499) 723-6300, E-mail: dalex46@mail.ru

*Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН
Россия, 125009, Москва, ул. Моховая, д. 11
Тел.: (495) 629-3491; Факс: (495) 629-3678, E-mail: korn@cplire.ru

Представлены результаты применения численного метода временного обращения волн для восстановления положения импульсного источника звука, находящегося в водном слое, который сверху ограничен плоской свободной поверхностью, а снизу - абсолютно жесткой поверхностью сложного профиля.

Потенциальные возможности использования обращения времени в акустике обсуждаются уже относительно давно [1]. В частности, в [2] был предложен численный алгоритм решения системы уравнений акустики с обратным временем, который позволяет, при определенных условиях, восстанавливать координаты локализованного источника звука, находящегося в неоднородном водном слое, по временным выборкам значений давления на приемниках неподвижной вертикальной антенны.

В данной работе при помощи этого алгоритма проведено восстановление координат импульсного источника звука в случае, когда между ним и приемной антенной существует значительный резкий перепад глубин. Была рассмотрена следующая задача (рис.1.). В волноводе, ограниченном

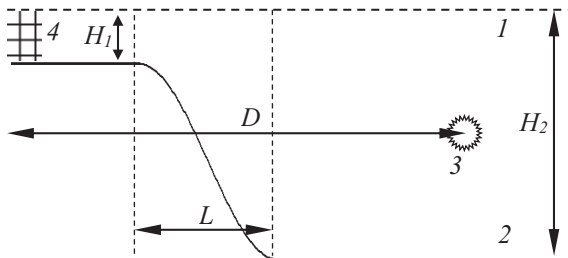


Рис.1. Схематический вид рассматриваемой системы

сверху свободной поверхностью 1, а снизу жесткой поверхностью сложной формы 2, точечный источник звука 3 возбуждает акустическое поле, которое фиксируется антенной 4, расстояние до которой D . Перепад глубин с H_1 до H_2 происходит на участке длиной L .

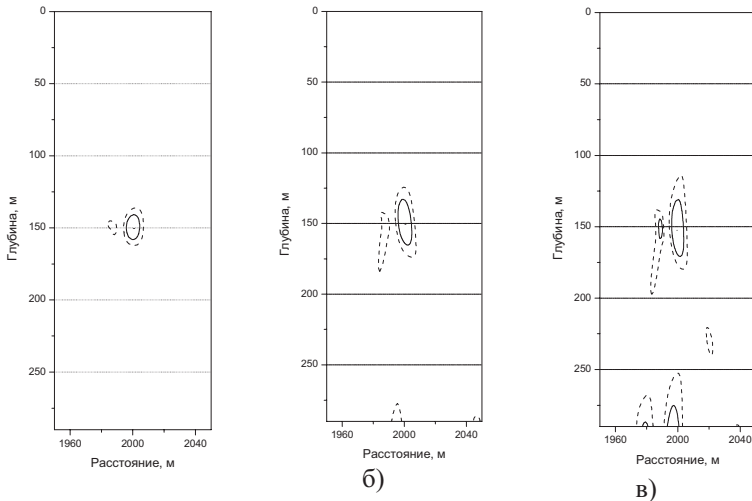


Рис.2. Распределение модуля давления в момент времени, соответствующий максимально точной локализации источника при $L=200$ (а), 600 (б) и 1000 (в) м.

Моделирование было проведено для следующих значений параметров системы: $H_1 = 50$ м, $H_2 = 290$ м, $D = 2$ км. Параметр L принимал значения 200, 600 и 1000 м. Источник излучал импульс в виде одного периода синусоиды, частота которой равна 50 Гц. Скорость звука в воде линейно уменьшалась с увеличением глубины от 1510 м/с у поверхности до 1480 м/с у дна. Отметим, что приемная антенна и источник звука находятся в прямоугольных волноводах разной глубины: антенна - в мелком, источник - в глубоком.

Глубина на участке L изменялась по закону

$$H(z) = H_1 + \left[\sin\left(\frac{\pi}{4} \frac{z - z_0}{L}\right) \right]^2 (H_2 - H_1)$$

где z - продольная координата, z_0 - координата начала изменения глубины.

Как и в [3,4], временные выборки значений давления в точках расположения приемников антенны были получены при помощи "прямого" алгоритма, описанного в [5].

На рис.2 показаны пространственные распределения модуля давления, полученные в результате применения численного метода временного обращения волн для различных форм профиля дна. Представлен момент времени, который соответствует моменту локализации источника. Давление нормировано на максимальное значение. Штриховые кривые соответствуют уровню 0.5, сплошные - уровню 0.75.

При быстром изменении глубины волновода (средний уклон $\sim 50^\circ$) вертикальный (по глубине) размер области локализации оказался равным ~ 18 м, что при выбранных параметрах составляет около половины характерной длины волны (рис.2а).

Уменьшение наклона при фиксированных значениях H_1 и H_2 приводит к увеличению расстояния L , т.е. к более гладкому переходу от мелкой части волновода к глубокой. При этом качество локализации источника звука ухудшается (рис.2б, 2в). Так, при уклоне $\sim 22^\circ$ вертикальный размер области локализации составил 34 м. При уклоне $\sim 14^\circ$ размер области возрастает до 40 м, а в придонной части возникает зона повышенного давления, сравнимого по величине с давлением в области восстановленного источника.

Таким образом, чем более плавно выполняется переход между волноводами разной глубины, в которых находятся антенна и источник, тем с меньшей точностью удастся восстановить вертикальную координату. Скорее всего, этот эффект связан с изменением качества согласования волновых сопротивлений двух участков волновода.

ЛИТЕРАТУРА

1. Fink M. Time Reversed Acoustics// Phys.Today.1997.V.50. #3. P.34-40.
2. А.А. Данилов, В.Н. Корниенко, В.Е. Курышев. Обращение волнового фронта в нестационарных задачах гидроакустики // Тр. XVI сессии РАО, М.: ГЕОС, 2005, с. 266-269.
3. А.А. Данилов, В.Н. Корниенко. Восстановление поля широкополосного источника звука при наличии неполной априорной информации о среде // Докл. XII науч. школы-семинара им. акад. Л.М.Бреховских, М.: ГЕОС, 2009, с.75-78.
4. А.А. Данилов, В.Н. Корниенко. Восстановление координат тонального источника звука в неоднородном акустическом волноводе // Докл. XIII науч. школы-семинара им. акад. Л.М.Бреховских, М.: ГЕОС, 2011, с.45-48.
5. А.А. Данилов, В.Н. Корниенко. Параллельный алгоритм решения нестационарных задач гидроакустики // Тр. школы-семинара "Волны-2004" Секция 1.М.:Изд. физ. фак-та МГУ, 2004, с.17-18.

Н.А. Завольский, А.И. Малеханов, М.А. Раевский, А.В. Смирнов

**ОЦЕНКИ ЭФФЕКТИВНОСТИ ПРОТЯЖЕННЫХ ПРИЕМНЫХ
АНТЕНН В СЛУЧАЙНО-НЕОДНОРОДНОМ ВОЛНОВОДЕ
МЕЛКОГО МОРЯ**

Институт прикладной физики Российской академии наук
Россия, 603950 Нижний Новгород, ул. Ульянова, д.46
Тел.: (831) 416-4742; E-mail: lexsmial@mail.ru

Рассматривается влияние статистических эффектов дальнего распространения звукового сигнала в канале мелкого моря на характеристики приемной антенны. Приведены результаты численного моделирования для горизонтальной и вертикальной антенных решеток.

При анализе эффективности приемных антенных решеток (АР) в каналах мелкого моря необходимо учитывать не только многомодовый характер распространения акустического сигналов [1], но и статистические эффекты рассеяния звука на взволнованной морской поверхности и объемных флуктуациях скорости звука (обусловленных, в основном, внутренними волнами). Сравнительно мелкомасштабное ветровое волнение имеет масштабы корреляции $l_{cor} \sim 10$ м и на работу горизонтальных антенн влияет в основном вследствие пространственной декорреляции фазовых фронтов распространяющихся мод и обусловленного этим ограничения поперечного масштаба когерентности принимаемого сигнала. Случайное поле внутренних волн характеризуется значительно большими масштабами корреляции $l_{cor} \geq 10^3$ м. Эффекты рассеяния в этом случае приводят преимущественно к ослаблению взаимных корреляций модовых амплитуд и связанному с этим ограничению продольного масштаба когерентности. Исходя из этих соображений, мы рассматриваем влияние ветрового волнения на характеристики направленности и коэффициент усиления горизонтальной поперечно ориентированной АР, а влияние внутренних волн (с использованием модельной функции межмодовых корреляций) – на эффективность горизонтальной АР, расположенной под ненулевым углом к направлению на источник, и далее на эффективность вертикальной АР.

Рассмотрим сначала влияние ветрового волнения на характеристики горизонтальной АР, состоящей из N элементов с межэлементным расстоянием d и развитой в поперечном направлении относительно трассы распространения. Подводный звуковой канал предполагается горизонтально однородным с некоторым заданным профилем $c(z)$ и структурой дна. Амплитуды

мод $a_p(r, t)$ звукового поля тонального точечного источника являются случайными функциями горизонтальных координат и времени, поэтому для описания усредненного отклика АР необходима функция их взаимных корреляций с поперечным разнесением точек наблюдения, $N_p(\rho, x) = \langle a_p(-\rho/2, x) a_p^*(\rho/2, x) \rangle$, учитывающая многократное рассеяние звука на ветровом волнении [2]. Предполагая функцию $N_p(\rho, x)$ известной, несложно получить выражение для дисперсии флуктуаций угловой зависимости отклика АР, которое затем используется нами для численного анализа потерь коэффициента усиления (выигрыша) АР.

Численное моделирование выполнено для зимних условий Баренцева моря с использованием известного спектра Пирсона-Московица для изотропного ветрового волнения (рис. 1). Задавался волновод с линейным профилем $c(z)$ и глубиной $H = 200$ м, $c(0) = 1490$ м/с, $c(H) = 1500$ м/с; дно моделировалось жидким полупространством ($\rho = 2$ г/см³, $c_l = 1800$ м/с, коэффициент затухания звука $\beta_l = 0.2$ дБ/м·кГц). Источник излучения с частотой $f = 250$ Гц находится вблизи дна на глубине 197 м, на этой же глубине расположена горизонтальная АР ($N = 51$, $d = \lambda/2 = 3$ м).

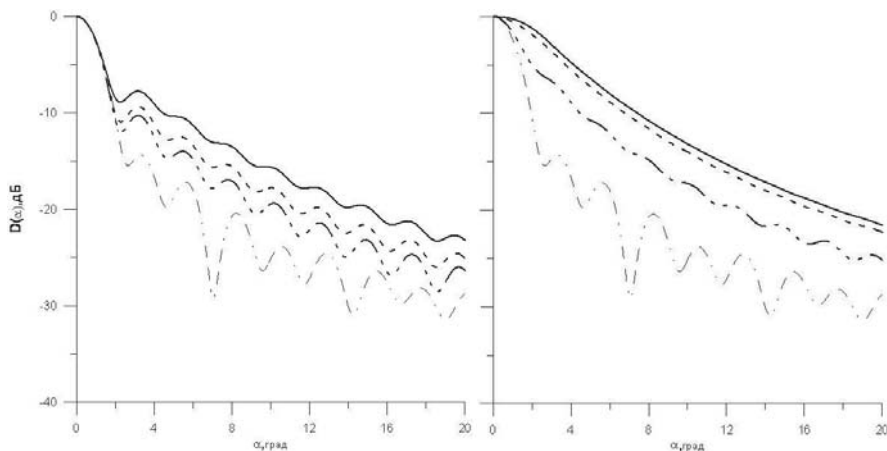


Рис. 1. Угловая зависимость отклика горизонтальной АР при различных расстояниях до источника: 5, 100, 300, 500 км (снизу вверх), и скоростях ветра 10 м/с (слева) и 15 м/с (справа).

Видно, что при умеренных ветрах (левый график) угловая зависимость отклика АР заметно деформируется лишь в области боковых лепестков, а коэффициент усиления (выигрыш) АР уменьшается при этом незначительно (на величину 1-2 дБ) вплоть до дистанций ~ 500 км. Ситуация качественно меняется, однако, при сильных ветрах. В этом случае не только повышается уровень боковых лепестков, но и заметно уширяется главный лепесток функции отклика. При этом выигрыш АР существенно снижается с увеличением расстояния до источника: потери усиления достигают величины ~ 5 дБ. Физической причиной отмеченных эффектов является растущее с ро-

стом дистанции ослабление пространственной когерентности принимаемого сигнала, поперечный масштаб которой становится сравнимым и даже меньшим размера АР.

Для анализа эффекта ослабления взаимных корреляций модовых амплитуд на характеристики горизонтальной АР при ненулевых углах направления на источник использовалась модельная матрица межмодовых корреляций [3]. Параметром модели является корреляционный масштаб Δ , уменьшение которого отвечает растущему с дистанцией затуханию межмодовых корреляций и соответствующему уменьшению продольного масштаба когерентности многомодового сигнала.

На рис. 2 приведена зависимость выигрыша протяженной фазированной АР ($N = 201$), расположенной в мелководном изоскоростном канале ($H = 100$ м, $c = 1500$ м/с, полное число мод $M = 40$), от угла ее фазировки в ситуации приема сигнала от источника, расположенного под углом $\alpha_S = 45^\circ$, на фоне пространственно-белого шума. Модельный спектр интенсивностей сигнальных мод задавался в виде гауссовской кривой с максимумом на первой моде и эффективной шириной $\sigma = 5$ (что отвечает «сносу» спектра сигнала в область низких мод).

Кривые 1 и 2 относятся к существенно различным масштабам межмодовых корреляций: случай $\Delta = 0$ физически соответствует декоррелированным модам в то время как $\Delta = 20$ – сохранению корреляций мод с близкими номерами. Пунктиром здесь отмечена величина выигрыша в случае приема полностью когерентного сигнала (плоской волны) на фоне белого шума в свободном пространстве ($G = 10 \lg N$). Видно, что ослабление межмодовых корреляций приводит и к потерям выигрыша АР, и к «сглаживанию» его угловой зависимости (особенно в области главного лепестка), что связано, очевидно, с ослаблением направленных свойств АР в поле частично-коррелированного сигнала.

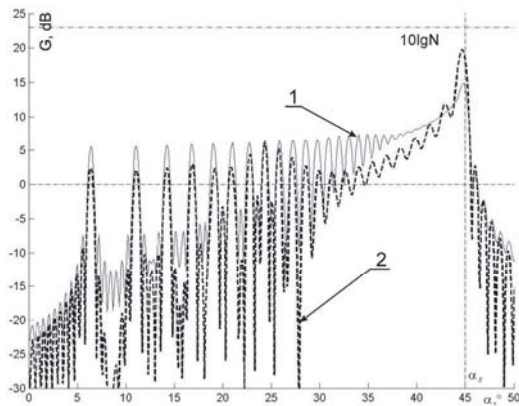


Рис. 2. Выигрыш горизонтальной АР в зависимости от угла фазировки при приеме частично-коррелированного сигнала на фоне белого шума: $\Delta = 0$ (1), $\Delta = 20$ (2).

Для вертикальных антенн естественно ожидать существенного влияния ортогональных свойств волноводных мод, поскольку эффект межмодовых корреляций проявляется в зависимости от разрешающей способности АР в модовом пространстве. В свою очередь, она зависит не только от размеров, но и от положения АР в канале и межэлементных расстояний.

На рис. 3 показана зависимость выигрыша АР в зависимости от номеров тех мод, на которые «настраивается» антенна, в ситуациях, характеризующихся модовым составом сигнала, принимаемого на фоне шумов моря, локализованных в области высоких мод [3]. При этом положение АР в канале выбиралось таким образом, чтобы взаимная ортогональность мод сигнала и помех менялись существенно. Именно это привело к значительным отличиям показанных зависимостей: кривые 1,2 отвечают вертикальной АР, перекрывающей весь канал ($N_1 = 40$), при этом маломодовый сигнал (ширина спектра $\sigma = 5$) локализован в группе низких и средних мод, соответственно; кривые 3,4 отвечают АР с числом элементов $N_2 = 16$, но разным межэлементным расстоянием: $d = \lambda/2$ и $d = \lambda$. Подобные расчеты позволяют оценить наиболее «выигрышные» способы расположения приемных элементов АР в канале при заданном их числе.

Таким образом, анализ особенностей формирования многомодового сигнала удаленного источника на входе приемной АР в каналах мелкого моря позволяет дать количественный прогноз ее выходных характеристик при различном выборе положения и весового распределения антенны.

Работа выполнена при поддержке РФФИ по гранту № 16-02-00929.

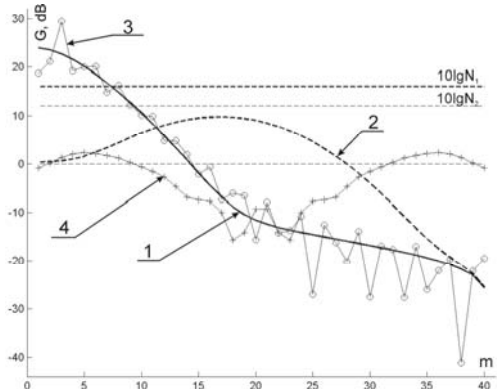


Рис. 3. Выигрыш вертикальной АР в зависимости от номера опорной моды амплитудного распределения при различных модовых спектрах сигнала и положениях АР.

ЛИТЕРАТУРА

1. Елисеєвнин В.А. О работе горизонтальной линейной антенны в мелком море // Акуст. журн. 1983. Т. 29. № 1. С. 44-49.
2. Горская Н.С., Раевский М.А. Эффекты многократного рассеяния низкочастотных акустических волн на ветровом волнении // Акуст. журн. 1986. Т. 32. № 4. С. 533-535.
3. Малеханов А.И., Смирнов А.В. О коэффициенте усиления вертикальной протяженной антенны в случайно-неоднородном океаническом волноводе // Известия РАН. Сер. физическая. 2015. Т. 79. № 10. С. 1488-1492.

**В.И. Калинина, Л.Р. Мерклин¹, А.Ю. Плешаков², В.А. Лазарев,
В.В. Уваров, А.И. Хилько**

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИЗМЕРЕНИЕ ГЕОАКУСТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ДНА МОРСКОГО ШЕЛЬФА

Институт прикладной физики РАН

Россия, 603950, Н. Новгород, ул. Ульянова, д.46

Тел. / Факс: (831) 436-9717; E-mail: A.khil@hydro.appl.sci.nnov.ru

¹) ИО РАН

²) ООО «Морские инновации»

Представлены результаты экспериментальной оценки параметров морского дна в прибрежном районе с малыми глубинами с использованием метода когерентной сейсмоакустики, в котором для решения обратной задачи использовался метод минимизации невязки измеренных данных с модельными расчетами.

Сейсмоакустические (СА) исследования в сверхмелководных районах арктического шельфа с использованием мощных сейсмоакустических источников взрывного типа могут вызвать негативное воздействие на экологию океана [1]. Использование маломощных когерентных СА источников позволяет ослабить негативные явления за счет эффективного накопления позволяет, а также достичь достаточно высокого разрешения при зондировании морского дна [2]. Возможности такого рода методик можно оценить на основе использования данных экспериментов по сейсмоакустическому зондированию морского дна в мелководной акватории Голубой бухты (г. Геленджик) с использованием СА излучателя с расширенным частотным диапазоном. Излучение СА сигналов проводилось с оконечной точки пирса, которая располагалась в 200 м от берега. Глубина места в районе измерений составляла от 5 до 15 м. СА излучатель помещался в подводное положение на глубину 5 метров. Контрольный гидрофон располагался на расстоянии 2 метра от СА излучателя. СА сигналы, отраженные от морского дна в условиях мелководья в интервале задержек от 1 до 3 сек, выполнялись гидрофоном в составе донной станции (ДС). В качестве зондирующих, использовались ЛЧМ импульсы в полосе частот от 200 до 300 Гц.

Для повышения точности оценивания параметров морского дна, на первом этапе обработки СА сигналов были исследованы характеристики сигналов и шумов и выполнены операции по ослаблению влияния шумов при измерении. В качестве опорных импульсов при согласованной филь-

трации использовались импульсы с контрольного гидрофона. Динамический спектр импульсов показан на рис.1а. Обработка сигнала согласованным фильтром позволила понизить пороги при оценках параметров отраженных от морского дна сигналов на 30 дБ, что свидетельствует о высокой когерентности принимаемых при измерениях СА импульсов. На рис.1б показана структура и уровень шумов и помех при длительности записи 270 сек, и регистрации 100 импульсов. Наблюдаемые вариации шумов и помех обусловлены изменениями шумовой обстановки при измерениях.

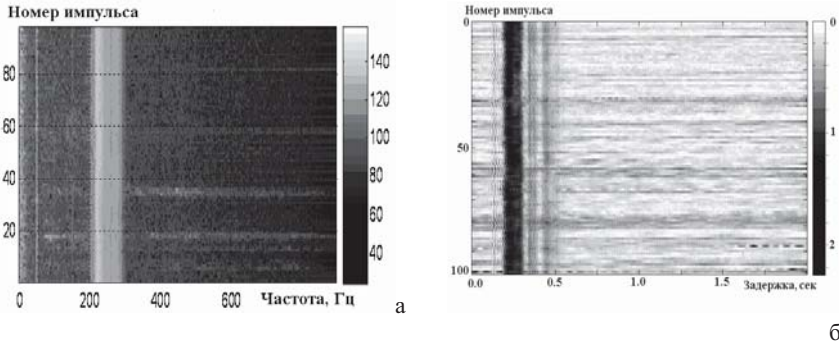


Рис. 1. Динамический спектр принимаемых СА импульсов (а) и структура временных вариаций принимаемых донной станцией сейсмоакустических ЛЧМ импульсов и распределение помех (б).

В частности, можно выделить помехи, связанные с наличием в акватории перемещающегося катера (помех интервале от импульса №40 до импульса №70 и частотном интервале от 100 до 200 Гц), широкополосных импульсных помех в моменты наблюдения импульсов №19 и 38, а также поверхностных волн, накатывающихся на берег. На рис. 1в показано динамическое распределение сигналов и шумов, в котором, в интервале задержек от 0.5 до 1.0 секунды, хорошо видны вступления отдельных импульсов, отраженных от границ мелководного волновода в районе измерений. Кроме того, видны импульсные помехи длительностью от 1 до 15 секунд в интервалах излучаемых импульсов с номерами № 33, 58 и 80. Наблюдаются также и более короткие (длительностью порядка 0.3-0.5 сек) импульсные помехи в виде периодических последовательностей (по 5-10 шт.). Наблюдаемые СА импульсы имеют флуктуации, как по временам прихода, так и по амплитуде. Поскольку положение донной станции и СА излучателя не менялось во времени, наблюдаемые случайные вариации имеют место из-за флуктуаций параметров среды. Измерения проводились в прибрежном районе с малыми глубинами, при этом толщина водного слоя заметно менялась из-за ветрового волнения, а также движения малоразмерных надводных судов, которые периодически перемещались вблизи района измерений. Как показывают оценки, наблюдаемые при измерениях поверхностные волны с высотой порядка 10-30 см, могли привести к вариациям времен прихода порядка $(1-2) \cdot 10^{-2}$ сек, что сравнимо с флуктуациями, наблюдаемыми в измерениях. Отме-

тим, что вступление волновых компонент, соответствующих водным компонентам имеют большую дисперсию разбросов времен приходов импульсов. Более поздние вступления импульсов имеют меньший разброс времен приходов, что можно связать с тем, что они распространялись, в существенной степени, в приповерхностных слоях. Из данных, показанных на рис. 1б, в видно, что основные энергонасыщенные компоненты полезных, взаимодействующих (отраженных и преломленных) СА волн сосредоточены в интервале задержек со значениями, от 0.0 до 0.5 сек. Остальные компоненты СА сигнала маскируются шумами и помехами, которые распределяются в интервалах задержек между зондирующими СА импульсами. Дисперсия

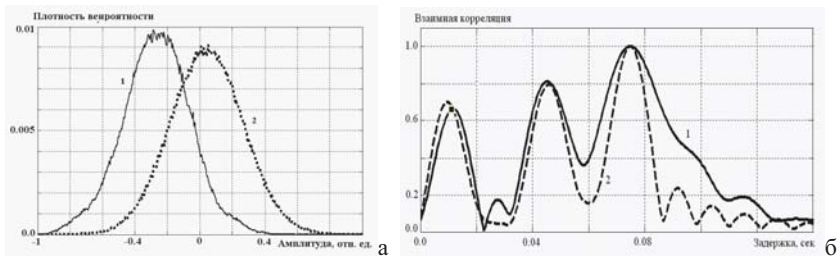


Рис. 2. Распределение вероятности значений амплитуды шума (а), и (б) – сравнение сигналов с выхода согласованного фильтра (1) и результата расчетов с помощью модели (2).

временных вариаций уровней шумов при измерениях составляла порядка 10 дБ. Кроме того, наблюдались относительно медленные (с масштабами порядка 10^2 - 10^3 сек), и сильные (до 10 дБ) вариации уровней шумов (рис. 1б), что, по-видимому, связано с изменениями скорости ветра и движениями крупных судов вблизи берега, которые происходили во время экспериментов. В целом, уровень шумов уменьшался с ростом частоты от 10^2 до 10^3 Гц на 30 дБ (рис. 1б).

Данные о параметрах неоднородностей морского дна содержатся в характеристиках измеряемых СА импульсов, которые отражаются и преломляются в слоистом морском дне. Для реконструкции дна измерения характеристик СА сигналов должны быть выполнены с необходимой достоверностью, то есть, дисперсия и смещение оценок должна удовлетворять определенным требованиям (не превышать заданных значений). Как уже отмечалось, причиной ограничений точности экспериментальных измерений являются мультипликативные и аддитивные шумы и помехи. Измерения с требуемой точностью зависят от уровня и статистических характеристик шумов и помех. Как показывают результаты стохастического моделирования, априорная информация о статистической структуре шумов и помех позволяет увеличить точность измерений (соответственно, и точность реконструкции параметров морского дна) путем оптимизации структуры решающих статистик и адаптации порогов при оценке измеряемых значений СА сигналов. На рис. 2а показано распределение вероятности значений амплитуды шума при регистрации СА импульсов. Как показывает сравнение

полученных распределений, сейсмоакустический шум в экспериментах отличался от нормального шума и оказался близким к шуму, с распределением, описываемым законом χ^2 - квадрат, с показателем равным 0.4. На рис. 2б показано распределение огибающей сигнала на выходе согласованного фильтра после суммирования 90 импульсов от посылки ЛЧМ с полосой 200 – 300 Гц и длительностью 1 сек, принятой на расстоянии 200 м в водном слое со средней толщиной 10 метров. Видно, что отклики с согласованного фильтра практически совпадают по форме с набором автокорреляционных функций зондирующего сигнала, соответствующих различным волноводным компонентам. Можно выделить отклик максимальной величины, соответствующий водной волне, а также два отклика, распространяющихся с меньшей скоростью (перед откликом водной компоненты), которые являются продольными и поперечными поверхностными волнами. В интервале задержек за водной волной наблюдаются отклик волны Стоунли, а также компоненты отраженные от донных границ и реверберационные сигналы.

Оценка параметров донных слоев осуществлялась с использованием сравнения данных эксперимента с результатами расчетов с помощью модели, описывающей формирование СА сигналов упругого слоистого полупространства, покрытого водным слоем. Априорная информация, полученная из предварительных геофизических исследований, показывает, что морское дно в районе экспериментов сформировано в основном мощным слоем консолидированного грунта, покрытого тонким осадочным слоем. Анализ вступлений наблюдаемых волноводных компонент показывает, что разности времен прихода водной и грунтовой поперечной волн $\tau_3 - \tau_2 = 29$ мс, а грунтовой поперечной и грунтовой продольной $\tau_2 - \tau_1 = 34$ мс. Это позволяет сузить интервал поиска решений, соответствующих минимуму невязки экспериментальных данных и результатов расчетов (рис.2.в). При этом для дна в районе измерений оценки скоростей составили $c_s = 1940$ м/с и $c_p = 2865$ м/с, что совпадает с оценками геоакустических параметров морского дна, полученными в рамках других экспериментов в этом районе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Мерклин Л.Р. Основные технологические тенденции в морской сейсмозвездке / Доклады IX научной школы-семинара акад. Л.М. Бреховских «Акустика океана» и XII сессии Российского Акустического Общества, М.: ГЕОС. 2002. С. 351-358.
2. Лазарев В.А., Малеханов А.И., Мерклин Л.Р. и др. Экспериментальное исследование возможностей сейсмоакустического зондирования морского дна когерентными импульсными сигналами // Акустический журнал. 2012. Т. 58. №.2. С. 227-236.

Кацнельсон Б.Г., Малыхин А.Ю.

ГОРИЗОНТАЛЬНАЯ РЕФРАКЦИЯ И ВОЛНЫ ШЕПЧУЩЕЙ ГАЛЕРЕИ В ОБЛАСТИ ПРИБРЕЖНОГО КЛИНА С КРИВОЛИНЕЙНОЙ ГРАНИЦЕЙ

Воронежский государственный университет
Россия, 394006 Воронеж, Университетская пл.1
Тел (4732)789748, Факс (4732)789755, E-mail: katz@phys.vsu.ru

В работе рассматривается распространение звукового сигнала в окрестности клина, в том числе если граница (ребро) клина является криволинейным. Показано, что в этом случае могут существовать волн типа шепчущей галереи. Исследуются свойства таких волн.

В области океана с изменяющейся глубиной распространение звука характеризуется т.н. горизонтальной рефракцией – выходом излучения (сигнала) из вертикальной плоскости. Канонической моделью, описывающей свойства горизонтальной рефракции является модель клина: водный слой с изменяющейся глубиной с постоянным наклоном в некотором направлении, характеризуемый некоторым профилем скорости звука [1]. Данная модель используется для описания распространения звука в области берегового склона (Рис.1). В этом случае распределение поля в горизонтальной плоскости характерные особенности: область многолучевости, каустики, зоны тени пр. (на языке «вертикальные моды и горизонтальные лучи (ГЛ)»), причем указанная картина зависит от номера моды и частоты. Данные особенности для клина с прямолинейной границей (ребром) достаточно хорошо исследованы в литературе [1,2,3].

Вместе с тем остаточной типичной является область с криволинейно границей: заливы, лагуны, озера и пр. Особенности горизонтальной рефракции для такой ситуации являются предметом данной работы.

В качестве идеализированной модели клина с криволинейной границей рассмотрим область с дном в виде конической поверхности (вертикальное

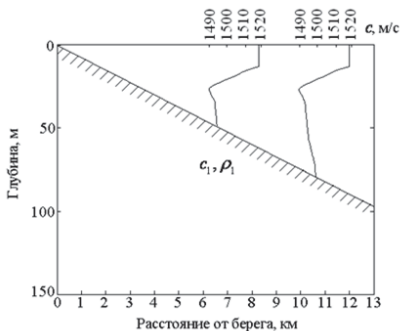


Рис.1

XV школа-семинар им. Акад. Л.М. Бреховских "Акустика океана", XXIX сессия РАО сечение показано на Рис.2), которую можно назвать моделью лагуны или озера.

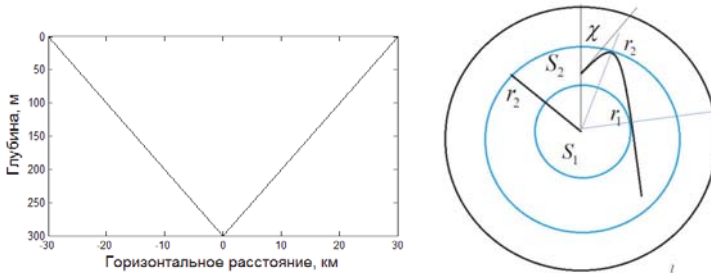


Рис.2

В этом случае уравнения в рамках подхода вертикальные мод и горизонтальные лучи (ГЛ) следует писать в полярной системе координат. В обычной форме звуковое поле представляется в виде разложения по «вертикальным» модам

$$P(\vec{r}, z, \omega) = \sum_l A_l(\vec{r}) e^{i\Theta_l(\vec{r})} \psi_l(\vec{r}, z; \omega) \quad (1)$$

Где фазовая функция определяет эйконал и , соответственно, лучи в горизонтальной плоскости

$$(\nabla_{\perp} \Theta_l)^2 - n_l^2(x, y) = 0 \quad (2)$$

Где показатель преломления для ГЛ, соответствующих l-й моде и , соответственно фазовая скорость, связаны с собственным значением $q_l(\vec{r}, \omega)$:

$$q_l^2(\vec{r}, \omega) = (q_l^0)^2 n_l^2(\vec{r}, \omega); \quad q_l(\vec{r}, \omega) = \omega / v_l(\vec{r}, \omega) \quad (4)$$

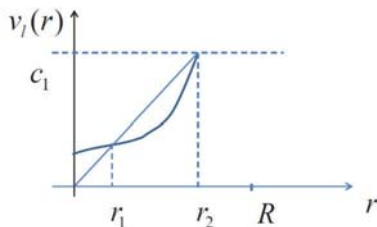
Пусть источник находится в горизонтальной плоскости в центре, обозначенном S1 , в этом случае ГЛ являются радиусами и при достижении критического сечения (точки поворота) уходят в дно. Точка поворота ГЛ в сужающейся области зависит от номера моды и частоты, расстояние от центра обозначено r_2 , соответствующее значение фазовой скорости $v_l(r_2) = c_1$ При смещении источника от центра (точка S2) лучи, выходящие под некоторым углом χ (угол χ показан на Рис.2 справа) отражаются от критического сечения и поворачивают обратно) в соответствии с законом Снеллиуса в полярной системе координат.

$$\frac{r}{v_l(r)} \sin \chi = \text{const} \quad (5)$$

При достаточно малом радиусе кривизны заданной области эти лучи захватываются в канал (кольцо) с внутренним радиусом r_1

$$\frac{r_1^l}{v_l(r_1^l)} = \frac{r_2^l}{v_l(r_2^l)} = \frac{r_2^l}{c_1} \quad (6)$$

Величины радиусов такого кольца, в котором сосредоточены ГЛ шепчущей галереи могут быть найдены если известна зависимость фазовой скорости от расстояния $v_l(r)$, например из графика (Рис.3). В простом случае линейно зависимости глубины от расстояния



$$H = H_0 - \varepsilon r = \varepsilon(R - r)$$

(7)

Расстояние от внешней границы кольца до ребра клина оценивается

$$R - r_2 \sim \frac{l}{2f\varepsilon} \left(\frac{1}{c^2} - \frac{1}{c_1^2} \right)^{-1/2} \quad (8)$$

Рис.3

В качестве пример на Рис. 4 показана картина ГЛ шепчущей галереи для «озера» с радиусом 30 км для двух случаев: слева 300 Гц, 3 мода, расстояние от центра озера до источника звука 25 км, справа 100 Гц, 3 мода, расстояние от центра озера до источника звука 25.5 км.

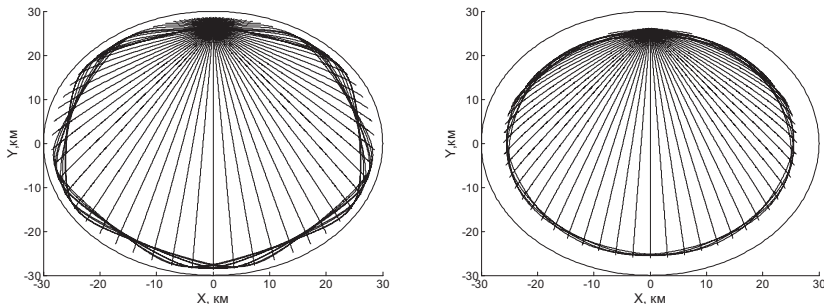


Рис.4

На Рис. 5 показана зависимость внешнего и внутреннего радиусов кольца «шепчущей галереи» от частоты и номера моды. Сплошная линия соответствует первой моде, штриховая – второй, пунктирная – третьей.

Можно рассмотреть также случай горизонтальной рефракции в области криволинейной границы для модели «залива», когда область имеет форму полукруга, открытого в сторону моря (Рис.6). Здесь также возможно формирование специфических лучей шепчущей галереи, выходящих из залива подобно лучам прожектора. Пример таких лучей показан на Рис.6, параметры приведены на рисунке.

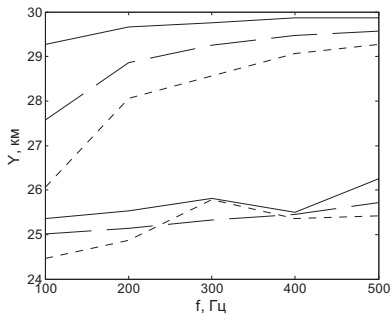


Рис.5

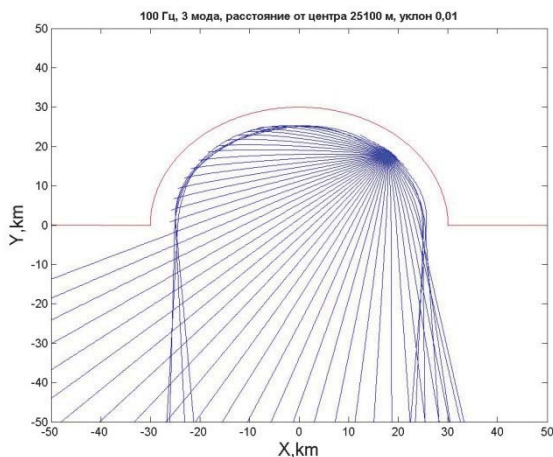


Рис.6

Работа выполнена при поддержке РФФИ, гранты 14-05-91180, 12-05-00887.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бреховских Л.М., 2007, Лысанов Ю.П. Теоретические основы акустики океана. М. Наука, 370 с.
2. Harrison C.H. Acoustic sgadow zone in horizontal plane. 1979, JASA, v.65, N1, P.56-61
3. Jensen F.B., Kuperman W., Sound propagation in a wedge shaped ocean with penetrable bottom, 1980, JASA, v.67, N5, P.1564-1566

Н.Н. Комиссарова, О.Е. Попов

**ОСОБЕННОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ЗВУКА
УЗКОНАПРАВЛЕННОГО ИЗЛУЧАТЕЛЯ В УСЛОВИЯХ КРУТОГО
ПОДВОДНОГО СКЛОНА.**

Акустический институт имени академика Н.Н.Андреева
Россия, 117036 Москва, ул. Шверника, д.4
Тел.: 8-(499)-723-6300; Факс: (499) 126-8411, E-mail: olegp@mail.ru

В условиях крутого подводного склона северо-восточной части Чёрного моря экспериментально исследуется и в лучевом приближении интерпретируется распространение звука узконаправленного в горизонтальной и вертикальной плоскостях излучателя. Рассматривается влияние сложного рельефа дна на формирование звукового поля.

Планирование гидроакустического эксперимента обычно основывается на прогнозных расчётах распространения звука для адекватных моделей морской среды. В общем случае адекватные модели морской среды должны быть трёхмерными. Расчёты для трёхмерных моделей сложны и поэтому на практике модель морской среды упрощается, часто довольно сильно. В этих случаях нужно контролировать возможные ошибки прогнозных расчётов, а надёжно сделать это можно лишь, сравнивая результаты расчёта по упрощённой модели с результатами расчёта для трёхмерной модели.

В качестве яркого примера, когда использование трёхмерной модели морской среды обязательно, рассмотрим один из экспериментов по приёму сигналов мощного узконаправленного излучателя. Эксперимент проводился на акватории от мыса Сухум до мыса Кодор в Чёрном море. В этом месте рельеф дна Чёрного моря характеризуется очень узким шельфом и сильно расчленённым материковым склоном. Так изобата 200м, условно принимаемая за границу шельфа, на юг от мыса Сухум находится всего в 500м от берега (средний наклон дна 22градуса).

В ходе экспериментальных работ нужно было организовать относительно протяжённую стационарную трассу. Излучатель находился недалеко от берега у мыса Сухум на глубине около 4м при глубине моря 10м. Для постановки на якорь приёмного судна была выбрана отмель, рядом с мысом Кодор. В результате точка приёма с глубиной места 22м находилась примерно на расстоянии 16км от излучателя и в 2км от мыса Кодор. Приём осуществлялся на ненаправленный гидрофон, находящийся в метре от дна. Был проведён предварительный расчёт для двумерно неоднородной модели

морской среды, который показал, что при сравнительно высоком уровне излучения можно было надеяться на уверенный приём сигналов.

Ширина характеристики направленности излучателя (ХН) в горизонтальной и вертикальной плоскостях составляла примерно 4° при частоте излучения 2500Гц. Угол скольжения максимума ХН в вертикальной плоскости составлял 4° вниз от горизонтальной плоскости. Излучатель, работая в импульсном режиме, поворачивался в горизонтальной плоскости на $\pm 15^\circ$ относительно азимута на приёмную точку. На рис.1 представлен измеренный в ходе эксперимента профиль скорости звука и рельеф по азимуту от излучателя на точку приёма.

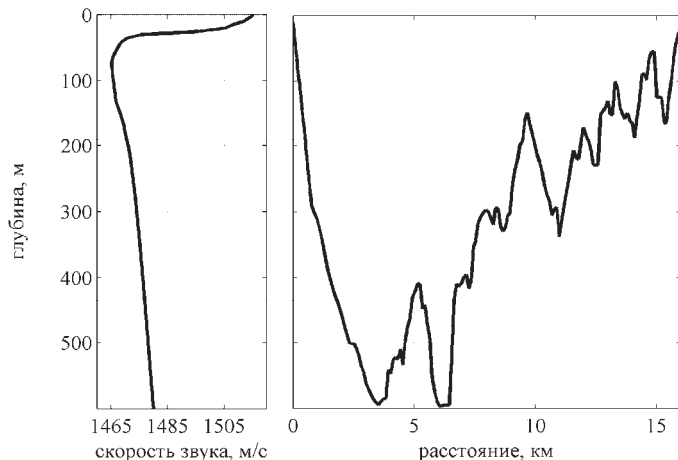


Рис.1 Профиль скорости звука и рельеф дна по азимуту от точки излучения на точку приёма.

В выбранной приёмной точке не было зарегистрировано ни одного сигнала. Поэтому была организована вторая точка приёма в дрейфе на более глубоком месте. Вторая точка приёма была в 2.2км от берега при глубине места около 150м. Расстояние до излучателя 15км. Гидрофон находился на глубине около 15м. Однако и во второй приёмной точке не было зарегистрировано ни одного сигнала.

Было сделано предположение, что при выбранных точках излучения и приёма на распространение звука определяющее влияние оказал сложный рельеф дна. Чтобы проверить это предположение были проведены расчёты для трёхмерной модели морской среды. Расчёт проводился по программе Комиссаровой Н.Н Ray3D, основанной на лучевых представлениях. Особенностью Ray3D является точная реализация закона отражения луча от дна, поверхность которого зависит от обеих горизонтальных координат. Это позволяет правильно рассчитать не только угол скольжения, но и азимутальное направление отраженного луча. Необходимые для расчетов

исходные данные о рельефе дна были получены из навигационных карт. На основе этих данных дно аппроксимировалось системой соприкасающихся треугольников размером примерно 200м по широте и 125м по долготе.

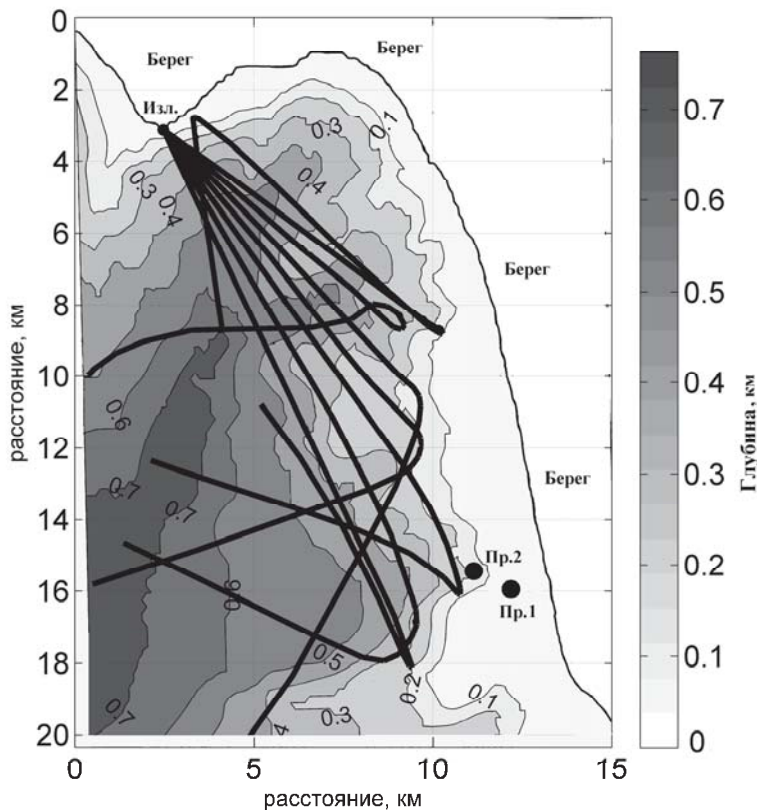


Рис.2 Рельеф дна. Жирными кривыми показаны проекции на горизонтальную плоскость траекторий лучей, выходящих из точки излучения (Иzl.) с углом скольжения 4° и с азимутальными углами от 125° до 155° с шагом 5° . Чёрные круги - две точки приёма (Пр.1 и Пр.2).

Между точками отражения от дна луч рассчитывается по законам распространения в плоско-слоистой среде. При этом программа следит за лучом и определяет точку его отражения от дна. Далее рассчитывается новое направление луча после отражения на основе формулы: $\vec{k}_r = \vec{k}_i - 2(\vec{k}_i \cdot \vec{N})\vec{N}$, где \vec{k}_i и \vec{k}_r волновые вектора падающей и отраженной волн, \vec{N} - нормаль к поверхности в точке отражения [1], и далее процесс повторяется.

На рис.2 показаны проекции на горизонтальную плоскость траекторий лучей, выходящих из точки излучения. Можно отметить, что в результате изменений азимутальных направлений лучей при отражении ни один из лучей не попадает в приёмные точки и даже не пересекает изобаты 100м, проходящей мористее первой точки приёма. На рис.3 полностью показана трёхмерная траектория одного из лучей.

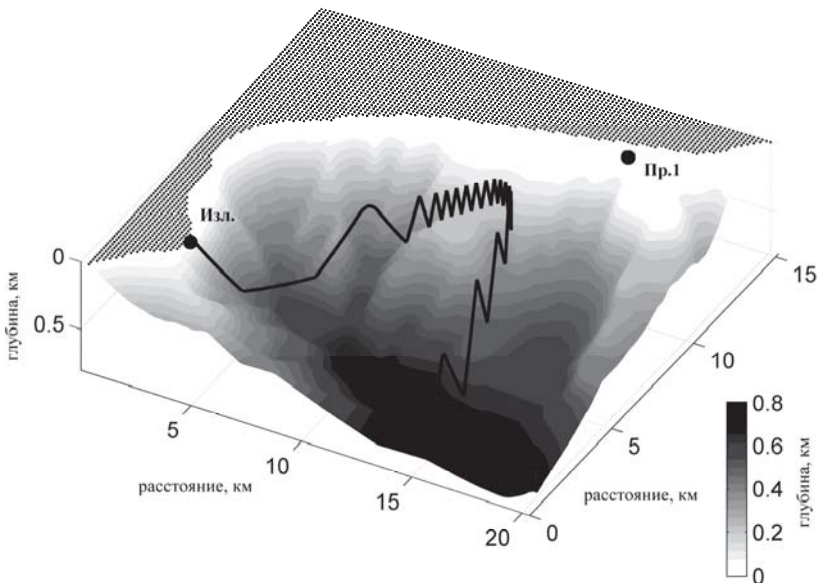


Рис.3 Траектория луча с углом скольжения 4° и азимутальным углом равным направлению на приёмник.

Таким образом, расчёты для трёхмерной модели морской среды позволили объяснить экспериментальные факты. Правильная постановка эксперимента в условиях сложного рельефа дна требует предварительных расчётов с использованием трёхмерных моделей распространения.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ №15-52-40003 и №16-29-02003.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кравцов Ю.А., Орлов Ю.И. Геометрическая оптика неоднородных сред. М.: Наука, 1980, с.115.

Р.А. Коротченко, А.Н. Самченко, А.Н. Швырев, И.О. Ярошук

**МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ АКУСТИЧЕСКИХ
СИГНАЛОВ 22 И 33 Гц НА АКУСТИЧЕСКОЙ ТРАССЕ С
ИЗВЕСТНЫМИ ГЕОАКУСТИЧЕСКИМИ ХАРАКТЕРИСТИКАМИ**

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки, Тихоокеанский океанологический институт им. В.И. Ильичева ДВО РАН
Россия, 690041 Владивосток, ул. Балтийская, 43
Тел.: (4232) 31-26-17; Факс: (4232) 31-25-73
E-mail: samchenco@poi.dvo.ru

Доклад посвящен обсуждению результатов моделирования акустического сигнала 22 и 33 Гц на натурной акустической трассе в заливе Посьята Японского моря с помощью широкоугольного параболического уравнения. Геометрические параметры акустического волновода на трассе от точки излучения до точки приема получены на основе геолого-геофизических методов. Упругие характеристики волновода аналитически рассчитаны по данным литологического опробования грунта. Полученные модельные результаты сравниваются с экспериментальными данными по данной акустической трассе.

В 2014 и 2015 году в заливе Посьята Японского моря были проведены низкочастотные гидроакустические исследования. Одна из акустических трасс представлена на рисунке 1, протяженностью 9200 м от точки излучения, отмеченной звездочкой до точки приема, показанной кругом (A01). Излучение проводилось с помощью низкочастотных гидроакустических излучателей с несущей частотой 22 Гц и 33 Гц с борта маломерного судна. Излучатели погружались на глубину порядка 15 м. Приемная система представляет собой автономную донную станцию [1]. Анализ экспериментальных данных привел к необходимости провести моделирование распространения акустических сигналов с частотами 22 Гц и 33 Гц по акустической трассе, с помощью широкоугольного параболического уравнения. Граничные условия для моделирования были получены из геоакустической модели района [2].

Донные отложения в точке излучения включают в себя два слоя рыхлых осадков, верхний слой мелко-среднезернистого песка познеплейстоцено-голоценового возраста, мощностью 20 м и второй слой грубозернистого песка нижнего-среднего плейстоцена, мощностью 40 м (рис. 2). По данным геоакустической модели первый осадочный слой вдоль акустического про-

филя имеет среднюю продольную скорость звука порядка 1725 м/с. Во втором осадочном слое средняя продольная скорость звука равна 1850 м/с. Акустический фундамент в месте проведения гидроакустического эксперимента представлен диорит-гранитным гамовским комплексом позднепермского возраста. В геоакустической модели продольная скорость гранитного слоя равна 5400 м/с. Гранитный слой от точки приема до излучения имеет наклонную границу.

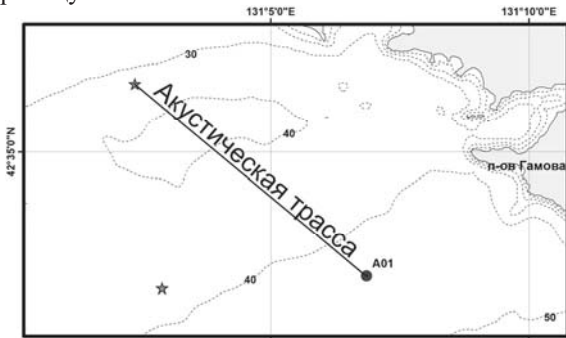


Рис. 1. Акустическая трасса.

Вдоль акустического профиля от точки излучения до приема сигнала дно моря достаточно ровное с глубиной порядка 37-40 м, а верхняя граница гранитного слоя имеет наклонную границу. Глубина залегания границы гранитного слоя в точке излучения примерно 100 м относительно уровня моря, а в точке приема сигнала – 220 м. Третий осадочный слой неогенового возраста по акустической трассе выклинивается приблизительно на 2 км от точки приема, что дает возможность исключить его при анализе и добавлять в модель.

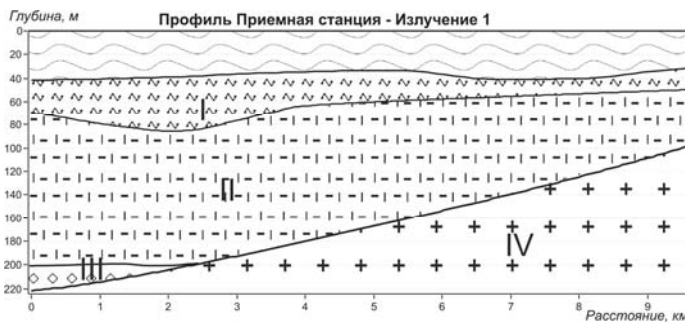


Рис. 2. Геологическая модель акустической трассы. I – Осадочный слой позднеплейстоцен-голоценового возраста; II – Толща осадков нижне-среднего плейстоцена; III – Осадочный слой неогенового возраста; IV – Гранитоиды позднепермского возраста.

На рисунке 3 показаны модель интенсивности акустических полей 22 Гц и 33 Гц по экспериментальной трассе, рассчитанных с помощью широкоугольного параболического уравнения. В модели использовались акустические параметры волновода, основанные на геоакустической модели дна и гидрологических измерениях с помощью стационарных термогирианд и гидрологического зонда RBR-600. Продольные скорости звука в осадочных слоях указаны выше, плотность в первом осадочном слое равна $2,04 \text{ г/см}^3$, во втором – $2,18 \text{ г/см}^3$, в фундаменте – $2,33 \text{ г/см}^3$. Средние значения ослабления продольной скорости звука, рассчитанные при 100 кГц в первом слое осадков – 52,1 Дб/м, во втором – 43 Дб/м, в фундаменте – 35 Дб/м. По всей видимости, за счет небольшой толщины волновода в точке излучения 22 Гц сигнала, примерно 100 м, не сформировалась четкая модовая структура по акустической трассе, что видно рисунке 3 (верхний). Согласно модели, показанной на рисунке 3 (нижний), максимальные мощности наблюдаются вдоль дна для сигнала 33 Гц. Заметно влияние наклонного дна.

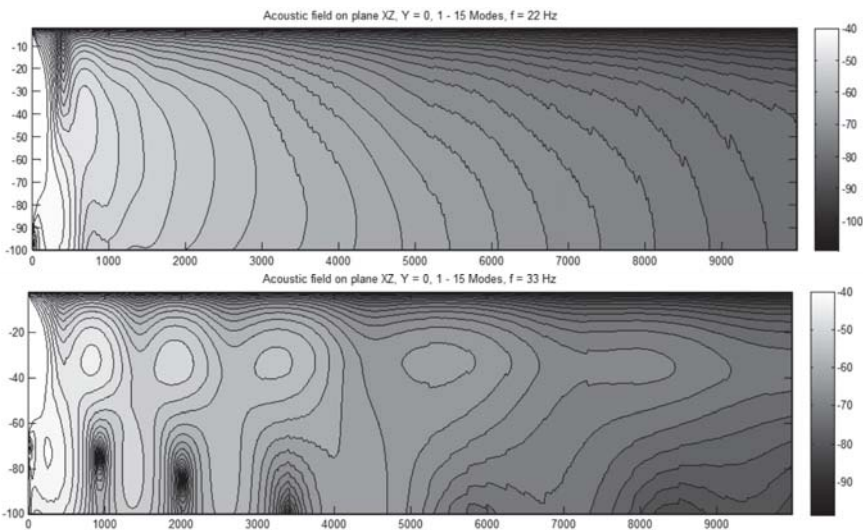


Рис. 3. Модель интенсивности акустического поля 22 Гц на верхнем рисунке и 33 Гц на нижнем по экспериментальной акустической трассе.

В натурных исследованиях использовались сложные фазоманипулированные сигналы (М-последовательности) длиной 63, 127, 255 и 511 символов, с 4 – 10 периодами несущей частоты на символ. Обработка заключалась в расчете корреляционной функции гидроакустического основного сигнала с частотами 33 Гц и 22 Гц, а также их гармоник в точке приема. Свертка сигнала 33 Гц показала один четкий ровный пик шириной в 1 с, что четко коррелирует с данными модели, полученной с помощью широко-

угольного параболического уравнения. Свертка сигнала 22 Гц показала, что пик гораздо шире 33 Гц и составляет более 2 с, имеет боковой лепесток слева, и в целом достаточно не ровный. Гармоника 110 Гц имеет два пика, один четкий, который, скорее всего, пришел по водному слою и «размазанный» пришедший по слоям рыхлых осадков. Гармоника 99 Гц имеет три четких ровных пика (если амплитуда первого взять за единицу, то второго – 0,8, третьего – 0,55), что соответствует трем слоям с различными акустическими свойствами, водный слой и два осадочных.

Очевидно, что волноводом для низкочастотных гидроакустических сигналов является не только водный слой, но и рыхлые донные осадки. По нашему мнению, результаты моделирования с помощью широкоугольного параболического уравнения на акустической трассе, с учетом геоакустических свойств волновода, показывает адекватную картину распространения акустических сигналов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Леонтьев А. П., Пивоваров А. А. Автономная приемная двухканальная гидроакустическая станция // Приборы и техника эксперимента. 2013. № 4. С. 144–145.
2. Самченко А.Н., Карнаух В.Н., Аксентов К.И. Геолого-геофизические исследования верхней части осадочного чехла и геоакустическая модель шельфа залива Посьета (Японское море) // Тихоокеанская геология. 2013. Т. 32. № 1. С. 65-75.

**А.В. Кошелева, А.П. Леонтьев, В.В. Новотрясов, А.А. Пивоваров,
А.Н. Самченко, А.Н. Швырев, И.О. Ярошук**

**КОМПЛЕКСНЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ
ЗВУКОВЫХ И ВНУТРЕННИХ ВОЛН В ШЕЛЬФОВОЙ ЗОНЕ
ЯПОНСКОГО МОРЯ**

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки,
Тихоокеанский океанологический институт им. В.И. Ильичева ДВО
РАН, Россия, 690041 Владивосток, ул. Балтийская, 43
Тел.: (4232) 31-26-17; Факс: (4232) 31-25-73
E-mail: yaroshchuk@poi.dvo.ru

Доклад посвящен обсуждению результатов комплексных акустико-океанологических экспериментов, проведенных на шельфе Японского моря в 2015 г. На основании обработки данных с различных групп автономных термогирлянд, расположенных на акустических трассах как вдоль, так и под углом к направлению распространения внутренних гравитационных волн (ВГВ), анализируется пространственно-временная изменчивость ВГВ в заливе Петра Великого и её влияние на поле скорости звука в прибрежной зоне, а также его распространение в этой зоне.

Проблема пространственно-временной изменчивости звукового поля под влиянием ВГВ традиционно привлекает внимание многих исследователей [1]. Однако, как правило, в акустических экспериментах исследования внутренних волн достаточно ограничены и не позволяют получить достоверной картины о поле ВГВ в области формирования звукового поля.

В октябре 2015 г. на гидрофизическом полигоне залива Посьета Японского моря были проведены комплексные акустико-океанологические исследования. Цель этих экспериментов заключалась как в исследовании особенностей формирования звукового поля, так и в детальном изучении поля ВГВ. Схема постановки эксперимента приведена на рис. 1.

Для оценки изменчивости фоновых гидрологических условий в районе акустического полигона была проанализирована временная изменчивость средней по глубине температуры и глубина залегания изотермы $T=8^{\circ}\text{C}$, которая располагалась в окрестности максимума градиента температуры. По глубине слоя располагались 36 температурных датчиков термогирлянды Т03. Анализ временной изменчивости выполнялся с использованием спектрального подхода по стандартной методике. С его использованием рассчитывалась спектральная плотность вариаций искомых характеристик как на

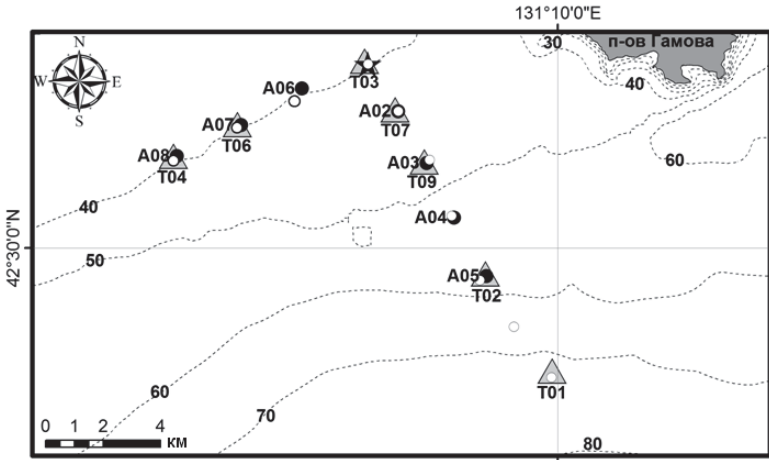


Рис. 1. Схема эксперимента. Треугольники – термогирлянды (Т), черные кружки – автономные донные акустические станции (А), белые кружки – гидрологические разрезы, звездочка – автономный излучатель 341 Гц.

На рис. 2 для иллюстрации показано вариации во времени изотермы 8°C. Изменчивость средней температуры слоя имеет подобный же вид. Статистический анализ средней температуры водного слоя показал, что среднее значение температуры 7.8°C, а стандартное отклонение 1.1°C. Стандартное отклонение низкочастотной составляющей 0.9°C, высокочастотной – 0.5°C. Таким образом, температурный фон на полигоне отличался достаточной устойчивостью.

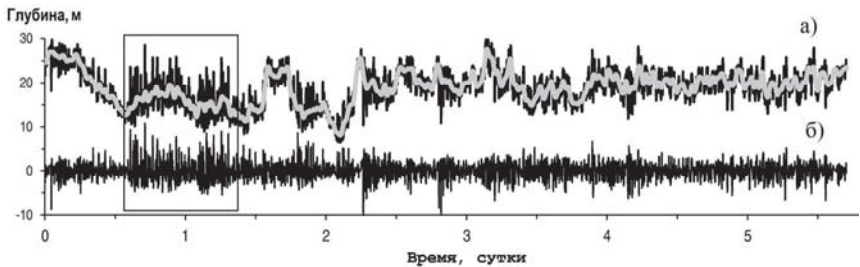


Рис. 2. (а) – изотерма 8°C в точке T03 и ее низкочастотная составляющая (серая линия), (б) – выделенная высокочастотная составляющая.

Для изучения спектрального состава высокочастотной составляющей температуры слоя был выбран временной интервал с максимумом этой изменчивости, на рис. 2 он отмечен рамкой. Спектральный анализ средней

температуры и вертикальных смещений изотермы 8°C показал, что в диапазоне частот $(0.2 - 0.02) \text{ мин}^{-1}$ спектры имеют квазилинейчатую структуру с максимумами, расположенными в окрестности периодов: 25, 19, 31, 14, и 9 мин. Так как указанная изотерма была выбрана в районе максимума градиента плотности [2], то изменчивость гидрологических полей, включая поле скорости звука, в рассматриваемом диапазоне частот на полигоне формируется полем внутренних волн с частотами близкими к частотам: $1/25$, $1/19$, $1/31$, $1/39$, $1/22$, $1/14$, и $1/9 \text{ мин}^{-1}$.

Многочисленные исследования изменчивости гидрологических полей в шельфовых зонах океана, включая изменчивость поля скорости звука, указывают на то, что их мезомасштабная изменчивость формируется внутренними гравитационными волнами соответствующего частотного диапазона. Залив Посьета не является исключением из этого правила. Как установлено различными исследователями, например [3], высокочастотные ВГВ в этом районе могут вызывать значительную изменчивость поля плотности.

В течение первых трех суток эксперимента проводилось излучение стабильного тонального сигнала с частотой 341 Гц. Регистрация проводилась на автономные донные акустические станции А02-А08 (см. рис. 1), синхронизированные между собой с достаточно высокой точностью по времени. В этот же период времени был выполнен гидрологический разрез зондом СТД от излучателя до точки Т01, результаты измеренной скорости звука вдоль этой акустической трассы приведены на рис. 3.

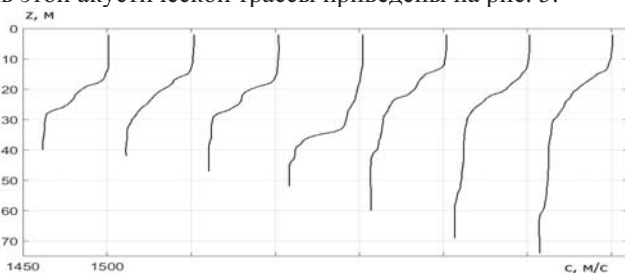


Рис. 3. Скорость звука вдоль акустической трассы Т03-Т01.

Выполненный гидрологический разрез и применение регрессионного Т-S анализа позволило в течение всего эксперимента по измерениям температуры в местах постановки термогирлянд вычислять поле скорости звука с точностью до 0.1 м/с [5]. В частности, такие расчеты показали, что высокочастотные вариации скорости звука могут достигать значений до 50 м/с .

Пространственно-временная изменчивость поля температуры (соответственно скорости звука) по акустической трассе, как хорошо известно, является определяющим фактором вариаций звукового поля [1]. С увеличением дистанции от источника до приемной системы, за счет накапливающихся статистических эффектов, флуктуации интенсивности звука могут достигать значительных величин [5]. На рис. 4 для иллюстрации представлены

значения вариаций интенсивности сигнала 341 Гц в полосе 0.02 Гц за 90 минут, измеренные на двух акустических станциях А02 и А05. Верхний рисунок соответствует большим флуктуациям поля температуры на Т03, они отмечены рамкой на рис. 2. Нижний рисунок соответствует более слабым флуктуациям температуры, ровно через сутки после событий, отмеченных рамкой. Как видно из графиков, значения флуктуаций интенсивности даже на ближней станции А02 может достигать десятка децибел.

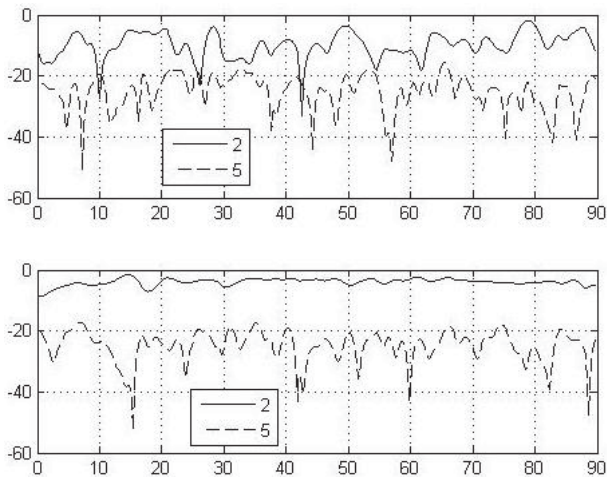


Рис. 4. Интенсивность звукового поля, зарегистрированная на акустических донных станциях А02 и А05. Верхний рисунок соответствует «сильным» флуктуациям, а нижний «слабым» флуктуациям скорости звука.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кацнельсон Б.Г., Петников В.Г. Акустика мелкого моря – М.: Наука, 1997. – 180с.
2. Миропольский Ю.З. Динамика внутренних гравитационных волн в океане. – Л.: Гидрометеиздат, 1981. – 302с.
3. Ярошук И.О., Леонтьев А.П., Кошелева А.В и др. Экспериментальные исследования внутренних волн в прибрежной зоне Японского моря// Подводные исследования и робототехника. 2013. № 1(15). С.37-44.
4. Kosheleva A.V., Lazaryuk A.Yu., Yaroshchuk I.O. Estimation of acoustic and oceanological seawater characteristics by temperature measurements in the Sea of Japan shelf zone // Proc. of Meetings on Acoustics. 2015. Vol. 24, 005001.
5. Гулин О.Э., Ярошук И.О. К теории низкочастотных акустических полей в случайно-неоднородном океане// ДАН. 2014. Т.458. № 1. С.97-101.

Г.Н. Кузнецов¹, А.Н. Степанов²

ОГРАНИЧЕНИЯ ПРИМЕНИМОСТИ ПРИНЦИПА ВЗАИМНОСТИ ПРИ ИЗМЕРЕНИЯХ АМПЛИТУДНО-ФАЗОВЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ВЕКТОРНЫХ ПОЛЕЙ В МЕЛКОМ МОРЕ

¹ Научный центр волновых исследований ИОФ РАН

Россия, 199991 Москва, ул. Вавилова, д. 38

Тел.: (495) 941-0193; Факс: (499) 256-1790, E-mail: skbmortex@mail.ru

² Самарский государственный университет

Россия, 443011 Самара, ул. Академика Павлова, д. 1

Исследуется принцип взаимности применительно к векторно-скалярным полям в волноводе. Показано, что для вертикальных составляющих колебательной скорости и вектора потока мощности он не выполняется.

Принцип взаимности сформулирован в волноводе для скалярного поля звукового давления. Ниже рассматривается возможность распространения принципа взаимности на векторные поля колебательной скорости, потока мощности и градиентов фазы. Для этого в модовом представлении для плоского волновода получены аналитические зависимости этих характеристик и выполнено компьютерное моделирование амплитудно-фазовой структуры скалярных и векторных полей.

Возможность применения метода взаимности в векторных полях рассмотрим на примере полей, сформированных точечными монополями, сигналы которых принимаются четырехмерными векторно-скалярными приемниками. При моделировании приемник и излучатель меняются местами. Расположим точечный гармонический источник с круговой частотой ω , находящийся в волноводе Пекериса толщиной h в точке с декартовыми координатами (x_0, y_0, z_0) и приёмник в точке с координатами (x, y, z) . Для расчёта поля P звукового давления (ЗД) в волноводе Пекериса используем полученное Л.М.Бреховских разложение по нормальным волнам $P = i\omega\rho_0 \sum_{l=0}^{\infty} A_l H_0^{(1)}(r\xi_l)$, где $H_0^{(1)}$ – функция Ханкеля нулевого порядка,

$r = \sqrt{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2}$ – горизонтальное расстояние между точкой излучения и приёма, ξ_l – корни дисперсионного уравнения волновода Пекериса $\text{ctg } \zeta = i\sqrt{\zeta^2 - (khv)^2} / m\zeta$, k – волновое число, $v^2 = 1 - n^2$, $n = n_0(1 + i\tilde{\alpha})$, $n_0 = c_0 / c$ – отношение скоростей звука в волноводе c_0 и грунте c , $\tilde{\alpha}$ – коэффициент поглощения границы, $m = \rho / \rho_0$ – отношение плотностей ρ под-

XV школа-семинар им. Акад. Л.М. Бреховских "Акустика океана", XXIX сессия РАО
 стилающего полупространства и ρ_0 воды. Коэффициенты этого разложения A_l имеют вид

$$A_l = -\frac{2A\pi u_l \sin \alpha_{l0} \sin \alpha_l}{h(\sin^2 u_l \operatorname{tg} u_l / m^2 + \sin u_l \cos u_l - u_l)}, \quad (1)$$

где A – объёмная скорость источника, $u_l = h\sqrt{k^2 - \xi_l^2}$, $\alpha_{l0} = u_l z_0 / h$, $\alpha_l = u_l z / h$.

В предположении потенциальности поля связь между вектором \vec{V} колебательной скорости (ВКС) и ЗД выражается соотношениями $\vec{V} = \operatorname{grad} \psi$, $P = -\rho_0(\partial\psi/\partial t) = i\omega\rho_0\psi$, ψ – потенциал скоростей звукового поля. Исходя из этих соотношений, можно по полю ЗД найти ортогональные компоненты ВКС. Компоненты ВКС \vec{V} получены соответствующим дифференцированием контурного интеграла с помощью вычетов – сведены к суммам, аналогичным сумме нормальных волн поля ЗД:

$$V_x = \frac{-x}{r} \sum_{l=0}^{\infty} A_l \xi_l H_1^{(1)}(r\xi_l), \quad V_y = \frac{-y}{r} \sum_{l=0}^{\infty} A_l \xi_l H_1^{(1)}(r\xi_l), \quad V_z = \sum_{l=0}^{\infty} A'_l H_0^{(1)}(r\xi_l), \quad (2)$$

где $A'_l = A_l u_l \operatorname{ctg} \alpha_l / h$, $H_1^{(1)}$ – функция Ханкеля первого порядка.

Пусть далее $P = |P| e^{i\varphi} = \operatorname{Re} P + i \operatorname{Im} P$, $|P|$ – модуль и φ – фаза поля ЗД. Несложно показать, что выражения ортогональных проекций градиента фазы $\operatorname{grad} \varphi$ ЗД, представленные через проекции ВКС \vec{V} , имеют вид:

$$\frac{\partial \varphi}{\partial x} = \frac{\operatorname{Re} V_x \operatorname{Re} P + \operatorname{Im} V_x \operatorname{Im} P}{|P|^2 / \omega \rho_0}, \quad \frac{\partial \varphi}{\partial y} = \frac{\operatorname{Re} V_y \operatorname{Re} P + \operatorname{Im} V_y \operatorname{Im} P}{|P|^2 / \omega \rho_0},$$

$$\frac{\partial \varphi}{\partial z} = \frac{\operatorname{Re} V_z \operatorname{Re} P + \operatorname{Im} V_z \operatorname{Im} P}{|P|^2 / \omega \rho_0}. \quad (3)$$

В соответствии с «принципом взаимности» для поля звукового давления P соотношения не изменятся, если источник и приёмник поменять местами. Это с очевидностью следует из симметричности выражения (1) для коэффициентов A_l разложения поля давления по нормальным волнам $P = i\omega\rho_0 \sum_{l=0}^{\infty} A_l H_0^{(1)}(r\xi_l)$ относительно z и z_0 : $A_l \sim \sin(u_l z_0 / h) \sin(u_l z / h)$. Анализ

выражений (2) для компонент вектора колебательной скорости V_x и V_y , а, следовательно, и для продольной компоненты этого вектора $V_r = \sqrt{V_x^2 + V_y^2}$

показывает, что эти характеристики поля имеют точно такую же зависимость от z и z_0 . Поэтому для горизонтальных компонент ВКС и градиента фазы $\operatorname{grad} \varphi$ принцип взаимности также справедлив. Для вертикальной компоненты V_z , получаемой дифференцированием выражения для давления по

координате z , аналогичное разложение $V_z = \sum_{l=0}^{\infty} A'_l H_0^{(1)}(r\xi_l)$ включает коэффици-

циенты A'_l , которые зависят от z и z_0 иначе: $A'_l \sim \sin(u_l z_0 / h) \cos(u_l z / h)$.

И если в этом выражении z и z_0 поменять местами, характеристики поля изменятся. Следовательно, к вертикальной компоненте колебательной скоро-

сти, также как и к вертикальной компоненте градиента фазы, принцип взаимности неприменим. Соответственно, его нельзя применять и для вертикальных компонент потока мощности.

Выполним численное моделирование – рассчитаем поле точечного ненаправленного источника в волноводе Пекериса (однородный водный слой толщиной $h = 100$ м со скоростью звука в воде $c_0 = 1450$ м/с). Расчеты проведены при параметрах дна: $m = 1.8$; $n = 0.725$; коэффициент затухания $\tilde{\alpha} = 0.02$. Плоскость OXY декартовой системы совмещена со свободной поверхностью волновода, а её ось OZ направлена вниз – к дну волновода.

Вычислительный эксперимент включает две схемы расчётов. В первом случае горизонтальные координаты излучателя принимаются равными нулю: $x_0 = 0$ и $y_0 = 0$, а его глубина z_0 изменяется от свободной поверхности $z_0 = 0$ до дна $z_0 = h$. При этом четырехкомпонентный векторно-скалярный приёмник звука находится на одной и той же постоянной глубине $z = 50$ и 100 м на горизонтальных расстояниях $r = 5$ и 20 км от источника. Во втором случае источник и приёмник меняются местами, т.е. излучатель находится на одной и той же постоянной глубине $z_0 = 50$ и 100 м на тех же горизонтальных расстояниях от приёмника, а глубина приёмника изменяется от $z = 0$ до h . Горизонтальные координаты выбраны равными $x = 0$ и $y = 0$.

На рис. 1–3 для частот 25 и 100 Гц представлены зависимости звукового поля от z_0 для первой схемы и от z – для второй. Использована следующая нумерация кривых: 1 – $|P(z_0)|$ и $|P(z)|$ – амплитуды ЗД; 2 – $|V_r(z_0)|$ и $|V_r(z)|$ – амплитуды продольных компонент ВКС; 3 – $\partial\varphi(z_0)/\partial r$ и $\partial\varphi(z)/\partial r$ – продольные компоненты градиента фазы; 4 – $|V_z(z_0)|$ – амплитуда вертикальной компоненты ВКС в зависимости от z_0 ; 5 – $|V_z(z)|$ – амплитуда вертикальной компоненты ВКС в зависимости от z ; 6 – $\partial\varphi(z_0)/\partial z$ – амплитуда вертикальной компоненты градиента фазы в зависимости от z_0 ; 7 – $\partial\varphi(z)/\partial z$ – амплитуда вертикальной компоненты градиента фазы в зависимости от z .

Расчеты показали, что зависимости от глубин излучения и приема амплитуды ЗД $|P(z)|$ и $|P(z_0)|$ (кривая 1), горизонтальной проекции ВКС $|V_r(z)|$ и $|V_r(z_0)|$ (кривые 2) и горизонтальных проекций градиентов фазы ЗД $\partial\varphi(z_0)/\partial r$ и $\partial\varphi(z)/\partial r$ (кривые 3), как это и следовало ожидать, оказались идентичными, т.е. $|P(z_0)| = |P(z)|$, $|V_r(z)| = |V_r(z_0)|$ и $\partial\varphi(z_0)/\partial r = \partial\varphi(z)/\partial r$. Это указывает на выполнение «принципа взаимности» для горизонтальных компонент колебательной скорости и горизонтальных компонент градиента фазы. Зависимости от глубин z_0 и z у вертикальных проекций ВКС $V_r(z)$ (кривые 4) и $V_r(z_0)$ (кривые 5) и у вертикальных компонент градиента фазы ЗД $\partial\varphi(z_0)/\partial z$ (кривые 6) и $\partial\varphi(z)/\partial z$ (кривые 7) существенно различаются, в частности, на кривой 7 наблюдаются зоны со сменой знака вертикальной проекции ВКС.

Отметим, что функции $P(z_0)$, $V_r(z_0)$ и при $z_0 \rightarrow 0$, и функции $P(z)$, $V_r(z)$ при $z \rightarrow 0$ так же монотонно уменьшаются и стремятся к нулю. И это естественно, так как из тех же соотношений (1) следует, что все перечисленные функции включают синусоидальную зависимость от z или z_0 . В то же время величина $V_r(z)$ при $z \rightarrow 0$ принимает достаточно большие значения. Этот вывод полностью согласуется с косинусоидальной зависимостью коэффициентов разложения $V_z(z)$ от z и с результатами классического анализа поведения различным образом ориентированных диполей у мягкой и жесткой поверхности.

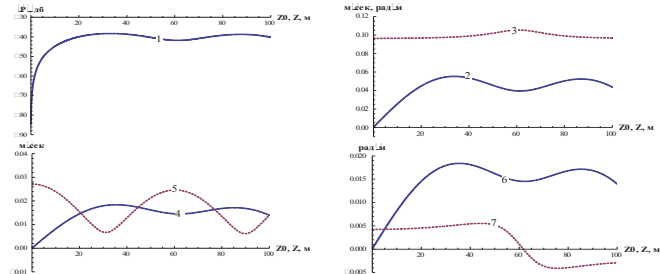


Рис. 1. Амплитудно-фазовые характеристики векторно-скалярного поля при глубине приема $z = 100$ м и глубине излучения $z_0 = 100$ м; частота $f = 25$ Гц, горизонтальное расстояние $r = 5$ км.

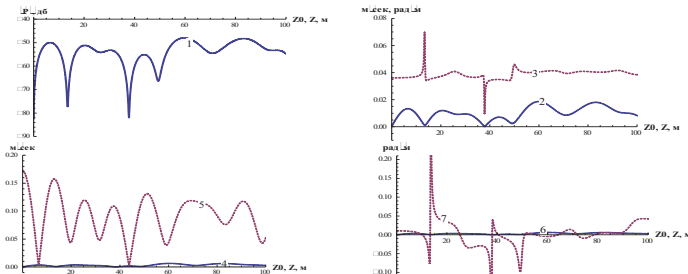


Рис. 2. То же, что на рис. 1, но частота $f = 100$ Гц, $r = 5$ км.

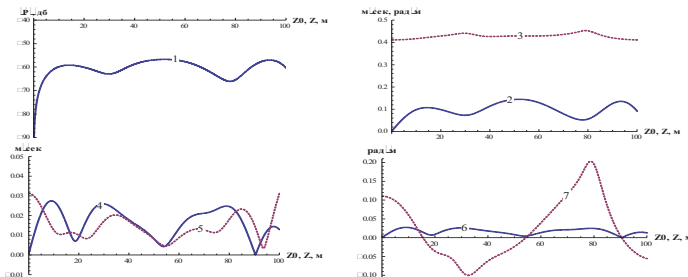


Рис. 3. То же, что на рис. 1, но при глубине приема $z = 50$ м и глубине излучения $z_0 = 50$ м; частота $f = 100$ Гц, горизонтальное расстояние $r = 10$ км.

Отметим также, что зависимости $P(z_0)$ и $V_r(z_0)$ подобны. Градиенты фазы в зонах интерференционных максимумов гладкие, а в зонах минимума наблюдаются скачки и вариация знака, что свидетельствует об изменении в этих точках направления вектора потока мощности. В литературе такие характеристики связываются с наличием особенностей фазового фронта (дислокаций и сёдел). Координаты особых точек зависят от глубины волновода, частоты звука и глубин расположения излучающих приемных систем.

Указанные выше ограничения по применению принципа взаимности для вертикальных составляющих поля может осложнить его использование при натуральных экспериментах, требующих возбуждения оболочек (корпуса).

В.А. Лисиутин^{1,2}, О.Р. Ластовенко¹, А.А. Ярошенко^{1,2}

СТРУКТУРА АКУСТИЧЕСКОГО ПОЛЯ В УСЛОВИЯХ СИНОПТИЧЕСКОЙ АНОМАЛИИ ПРОФИЛЯ СКОРОСТИ ЗВУКА

¹ Севастопольский государственный университет
ул. Университетская 33, г. Севастополь, Россия, 299053

² ФГМУ им. адм. Ф.Ф. Ушакова в г. Севастополе
ул. Героев Севастополя, 7, корп. 8/22, 299001, e-mail: vlisiutin@mail.ru

При выпадении сильного дождя в прогретом приповерхностном водном слое образуются аномалии профиля скорости звука узковолноводного типа со снижением скорости звука до 18 м/с.

Рассматривается изменение акустического поля при трансформации узкого приповерхностного волновода, вызванного ливневым дождем при наличии на профиле скорости звука основного звукового канала Черноморского типа. Наличие под приповерхностным каналом второго, основного канала, с меньшей скоростью звука меняет структуру акустического поля. Повышенный уровень поля на оси приповерхностной аномалии формируется за счет сложения мод с высокими номерами. По мере заглубления аномалии, устойчивость поля к ветровому волнению повышается, но когерентность поля не сохраняется, а модальные коэффициенты поглощения увеличиваются.

Синоптические аномалии ПСЗ проявляются в летний период при выпадении на поверхность моря ливневого дождя. Совместное воздействие термического и халинного факторов приводит к значительному снижению скорости звука у поверхности [1]. Фоновый профиль скорости звука и его изменение, соответствующие: непосредственно после дождя; через 4 часа; 8 часов, показаны на рис.1. С целью исследования влияния синоптической аномалии на акустическое поле, ПСЗ на рис.1 был «вписан» в шельфовый волновод глубиной $h=90$ м с минимумом на глубине $z=60$ м, что соответствует Черноморскому ПЗК. Непосредственно после дождя скорость звука в приповерхностном слое снижается на 25 м/с. Затем, прослойка холодной распресненной воды, мигрируя вниз, формирует узковолноводную аномалию на фоновом профиле $c(z)$. С течением времени, слой охлажденной воды заглубляется и через 4 часа после дождя

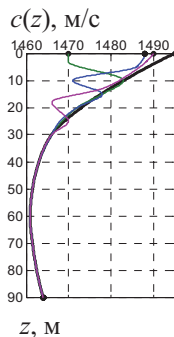


Рис. 1

аномалия ПЗЗ принимает вид локального волновода над основным ПЗЗ, шириной 7 м и осью на глубине $z=10$ м. В дальнейшем локальный узкий волновод заглубляется и трансформируется, что сопровождается появлением антиволноводной аномалии шириной 1.5-2 м (через 8 часов), положительный экстремум скорости звука которой отличается от фонового значения на 1.0-1.5 м/с и дальнейшим постепенным перестроением волновода в антиволновод, завершающимся через 14-28 часов после ливня. Синоптический антиволновод через 8-29 часов прекращает существование, сливаясь с фоном [1].

Для расчета акустического поля применялся численный алгоритм, реализующий метод нормальных волн [2].

Особенностью синоптического волновода является: 1) его несимметричность – градиент скорости звука $|\Delta c/\Delta z|$ в направлении поверхности существенно выше, чем в направлении дна; 2) скорость звука в минимуме фонового ПЗЗ оказывается ниже, чем в минимуме аномалии. Главным фактором, препятствующим удержанию энергии узким волноводом будет не потенциальный барьер – антиволновод, а меньшая, по сравнению с основным ПЗЗ глубина потенциальной ямы. Вследствие тунелирования, акустическая энергия будет проникать сквозь потенциальный барьер, и концентрироваться в окрестности глобального минимума ПЗЗ.

На рис. 2 показаны лучевые картины для трех случаев: после дождя, источник на глубине $z_s=5$ м; через 4 часа, $z_s=10$ м, через 8 часов, $z_s=18$ м. Как видно из картин «после дождя», все лучи испытывают отражения от поверхности, предельный угол скольжения луча, выходящего «вниз» и испытывающего заворот $\chi_c \approx 5.62^\circ$. Предельный угол скольжения «через 4 часа»: вниз $\chi_c \approx 4.89^\circ$, вверх $\chi_c \approx 7.79^\circ$, однако лучи с углами скольжения большими $\chi_c \approx 4.48^\circ$ после одного заворота не удерживаются ка-

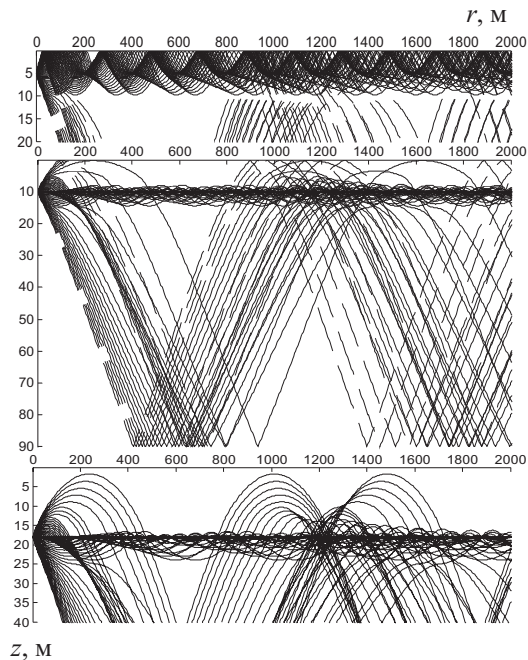


Рис. 2

к. Лучи с углами скольжения большими $\chi_c \approx 4.48^\circ$ после одного заворота не удерживаются ка-

налом и «высвечиваются». На лучевой картине «через 8 часов» предельный угол «вниз» $\chi_c \approx 3.59^\circ$, «вверх» $\chi_c \approx 9.17^\circ$, но лучи с углами скольжения большими $\chi_c \approx 3.05^\circ$ после одного заворота «высвечиваются».

На рис.3 – последовательные картины поля и горизонтальные разрезы

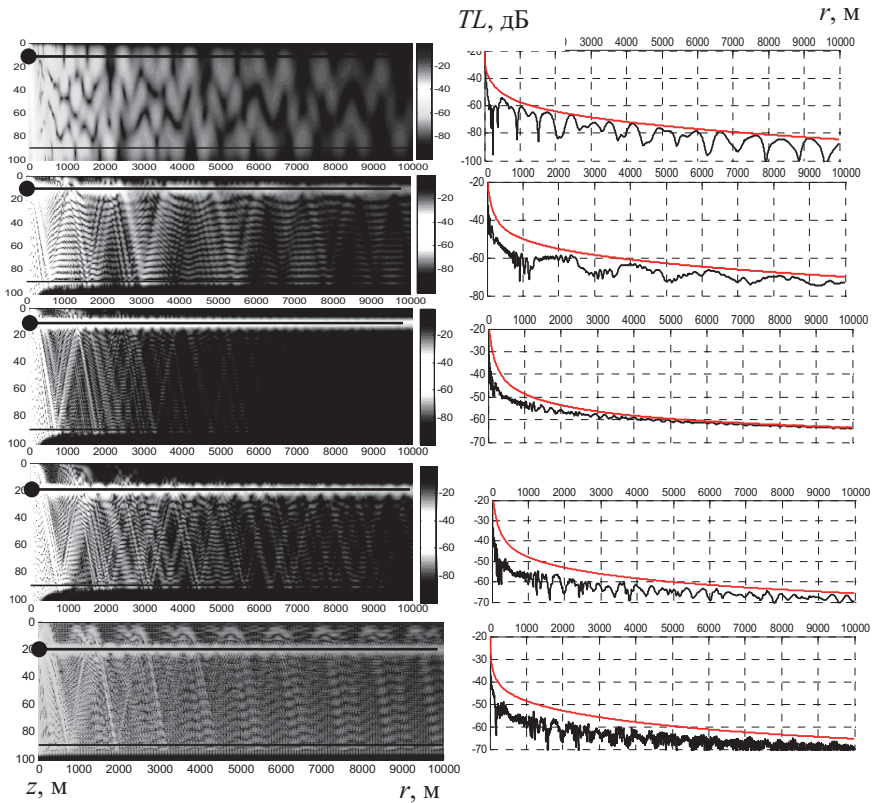


Рис.3

на глубине источника ($z_s=10$ м). На яркостных картинах и разрезе TL – ослабление при распространении, вычисленное как $TL=20 \cdot \lg(p(r,z)/p(r=1))$. Пунктирной линией показан уровень поля при некогерентном сложении мод.

Частота 75 Гц, ПСЗ «через 4 часа» после дождя, 10 мод. Профили мод соответствуют типичному случаю мелкого моря с постоянным ПСЗ, аномалия влияния не оказывает. На горизонтальном разрезе - периодическая картина изменения уровня поля, упрощающаяся с ростом расстояния и высвечиванием высших мод. Модальные коэффициенты поглощения с увеличением номера моды вследствие влияния слоистого дна возрастают немонотонно, снижение некогерентного уровня поля достигает 85 дБ.

Ниже - частота 1000 Гц, 120 мод. Профили первых пяти мод начинают «втягиваться» в область с глобальным минимумом на ПСЗ, а повышенный уровень поля оси аномалии формируется за счет сложения высших мод.. Уровень поля на оси аномалии флуктуирует на ≈ 10 дБ за счет «подсветки» отраженными от дна лучами в зонах конвергенции. Расстояние между зонами подсветки будет определяться глубиной волновода. С ростом расстояния уровень подсветки снижается за счет ослабления лучей, испытывающих отражение от дна. Модальные коэффициенты затухания возрастают пропорционально номеру моды, незначительные отклонения (резонансы коэффициента отражения) возникают для 40-й – 50-й моды. Общее снижение некогерентного уровня поля на дистанции 10 км становится меньше - 70 дБ.

Ниже – сформировавшаяся на частоте 2000 Гц «синоптическая труба». Распространяется 248 мод, повышенный уровень поля формируется сложением высших мод, интерференционная структура вырождается на дистанции ≈ 2 км, и далее уровень поля практически соответствует некогерентному сложению. Звуковое давление спадает с расстоянием достаточно медленно, основное снижение уровня поля происходит на дистанции ≈ 3 км (56 дБ), на следующих 7 км всего на 8 дБ.

Ниже – ситуация «через 8 часов», ось аномалии на глубине около 20 м. Одним из принципиальных вопросов является учет воздействия ветрового волнения на поверхности моря на устойчивость и когерентность поля. Обычно на 4-м рисунке – полный штиль, на 5-м – волнение со среднеквадратичной высотой волн до $\sigma=2$ м. Расчеты выполнены на основе теории отражения от случайно-неровной поверхности Кирхгофа [2]. Видно, что некогерентный уровень поля на оси аномалии в случае наличия волнения на поверхности и его отсутствия в данном случае сохраняется, однако интерференционная структура поля полностью разрушается, уже начиная с дистанции ≈ 2 км. Контраст «синоптической трубы» вследствие наличия поверхностных волн снижается на ≈ 10 дБ, число распространяющихся мод снижается до 76, а модальные коэффициенты поглощения, начиная с $l>40$ возрастают более чем на порядок, вследствие чего эти моды быстро «высвечиваются» из волновода. Расчеты акустического поля с учетом волнения для случая «после дождя», даже для $\sigma=0.2$ м показали полное разрушение когерентности поля, и отсутствие канала, начиная с дистанций сотен метров.

ЛИТЕРАТУРА

1. Дивизинюк М.М. Акустические поля Черного моря / Севастополь: НИЦ «Государственный океанариум» МО Украины и НАН Украины, 1998. – 351 с.
2. Jensen F.B. Computational Ocean Acoustics / F.B. Jensen, W.A. Kuiperman, M.B. Porter, H. Schmidt. – N. – Y.: AIP Press, 1994. – 578 p.

В.А. Лисиутин, А.А. Ярошенко, Д.О. Владецкий

ВОССТАНОВЛЕНИЕ ИМПУЛЬСНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ ОСНОВНОГО ЧЕРНОМОРСКОГО ПЗК

Севастопольский государственный университет
ул. Университетская 33, г. Севастополь, Россия, 299053
ФГМУ им. адм. Ф.Ф. Ушакова в г. Севастополе,
ул. Героев Севастополя, 7, корп. 8/22, 299001, e-mail: vlisiutin@mail.ru

Транзитные свойства подводного звукового канала (ПЗК) можно описать импульсной характеристикой $h(t)$. Тогда выходной сигнал можно вычислить путем свертки входного с импульсной характеристикой (ИХ).

Сигнал, формируемый подводным взрывом близок к дельта-импульсу, а сигнал $p(t)$ приходящий в гидрофон - это приближение ИХ канала.

Для восстановления ИХ Черноморского ПЗК сигнал $p(t)$ был обработан следующим образом: 1) «отбеливание» спектра сигнала от низкочастотной составляющей импульсов пульсации газового пузыря; 2) фильтрация импульсов пульсации во временной области; 3) фильтрация шумов моря типа нелинейного трешолдинга уровня. На восстановленной импульсной характеристике отчетливо проявились дискретные лучевые вступления и непрерывный волновой процесс с законом дисперсии мод глубокого моря. Для выявления закона изменения фазы при первых лучевых вступлениях и закона дисперсии при вступлении мод импульсная характеристика была «свернута» с рядом тестовых сигналов.

Транзитные свойства ПЗК, рассматривая его как линейный многополюсник, можно описать импульсной характеристикой $h(t)$. Тогда выходной сигнал $r(t)$ вычисляется как свертка входного $s(t)$ с импульсной характеристикой (ИХ). Вычисление импульсного поля в виде свертки с ИХ имеет ряд преимуществ: не требуется преобразование Фурье сигнала; свертка выполняется во временной области; свертка циклична, что позволяет моделировать отклики на непрерывные сигналы с быстро меняющимся спектром.

Сигнал, формируемый ударной волной подводного взрыва близок к акустическому дельта-импульсу. Тогда сигнал $p(t)$ приходящий в гидрофон - это приближение импульсной характеристики канала. В ПЗК глубокого моря отклик на подводный взрыв формируется как результат многолучевого и многомодового характера распространения звука [1,2]. Подводный взрыв формирует еще и периодический сигнал пульсации газового пузыря (ППП), спектр которого накладывается на спектр ИХ. Таким образом, для получе-

ния ИХ многолучевого и многомодового канала ее необходимо выделить из сигнала $p(t)$. Для восстановления ИХ Черноморского ПЗК использован сигнал (BlS 59), показанный на рис.1, размещенный на сайте www.akin.ru.

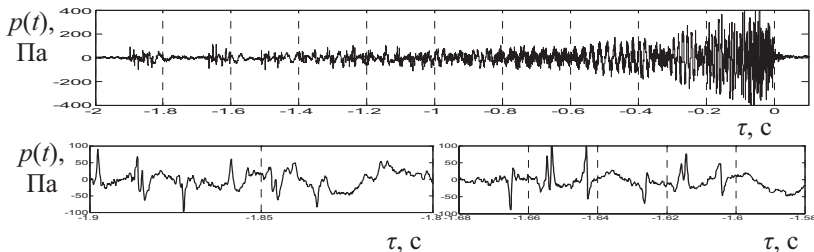


Рис.1

Расстояние до источника $R=197$ км [1]. Начало отсчета времени соответствует моменту $t=0=R/c_0$, c_0 – скорость звука на оси канала. Тогда «отрицательное» время будет опережением τ вступления предыдущего импульса относительно последнего. Первая, вторая, и третья группы «четвёрок», отличающиеся числом циклов луча, отчетливо разделяются на панораме реализации сигнала $p(t)$. Две последовательные «четвёрки» показаны также на двух увеличенных фрагментах сигнала. Первая «четвёрка» сформирована импульсом ударной волны, вторая - импульсами ПГП. Разность времён вступления импульсов в четвёрках совпадает с периодом ПГП - $T=39$ мс.

Для выделения импульсной характеристики сигнал $p(t)$ был обработан следующим образом: 1) «отбеливание» спектра сигнала от низкочастотной составляющей импульсов пульсации газового пузыря; 2) фильтрация импульсов пульсации во временной области; 3) фильтрация шумов моря типа нелинейного трешолдинга уровня. Импульс давления на первом этапе обработки моделировался функциями:

$$s(0 < t < \theta) = P_m \exp(-t/\theta),$$

$$s(\theta < t < T/2) = P_m \cdot 0.368 \cdot \frac{\theta}{t} \left[1 - \left(\frac{t}{0.2242} \right)^{1.5} \right], \quad \text{где } P_m = 5.24 \cdot 10^7 (m^{1/3} / R)^{1.13} -$$

пиковое давление, $\theta = 9.25 \cdot 10^{-5} m^{1/3} (m^{1/3} / R)^{-0.22}$ - постоянная времени спада давления. Сигнал ПГП моделировался симметричными относительно своего максимума импульсами с экспоненциальными законами возрастания и убывания давления:

$$s(nT/2 < t < (n+1)T/2) = P_n (1 - \alpha_n t) \exp(-t/\theta_n),$$

$P_1 = 9.5 \cdot 10^6 (m^{1/3} / R)$ - максимальное давление 1-й пульсации, $P_{n+1} = 0.5 P_n$, θ_n , α_n – коэффициенты, разные для каждого периода ПГП, определяемые из условия неразрывности импульсов, $n=1,2,3$ [1].

Для описания зависимости $\tau(R, N)$ - опережения распространения импульса по отдельным лучам относительно импульса, распространяющегося вдоль оси ПЗК, и разности $\Delta\tau(R, N)$ времен распространения по лучам с отличным на единицу числом циклов могут быть применены формулы [2]:

$$\tau(R, N) = N^{1-a} \cdot (\alpha R)^a \text{ и } \Delta\tau(R, N) = [(N-1)^{1-a} - N^{1-a}] \cdot (\alpha R)^a, \quad (1)$$

где R – дистанция, N – число циклов луча, a и α – эмпирические коэффициенты, подлежащие определению. Подставляя в уравнения (1) значения $\tau=1.885\text{с}$ и $\Delta\tau=0.231\text{с}$, взятые из рис.1 и решая систему, получаем уточненные для Черного моря значения: $a=1.717$, $\alpha=0.01438$.

На восстановленной импульсной характеристике - рис.2 отчетливо проявились дискретные лучевые вступления и непрерывный волновой процесс с законом дисперсии мод глубокого моря.

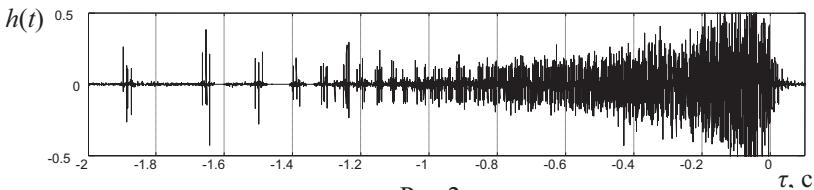


Рис.2

Для выявления закона изменения фазы при первых лучевых вступлениях и закона дисперсии мод ИХ была «свернута» с рядом тестовых сигналов. На рис.3 – реализация и спектрограмма отклика канала на сигнал $s_1=\sin(2\pi 1000t)$ – короткий высокочастотный импульс длительностью 50 мс. Время отсчитывается от первого (по рис.1 и рис.2) лучевого вступления.

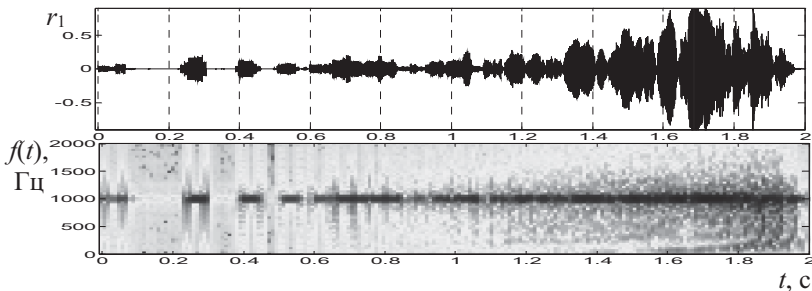
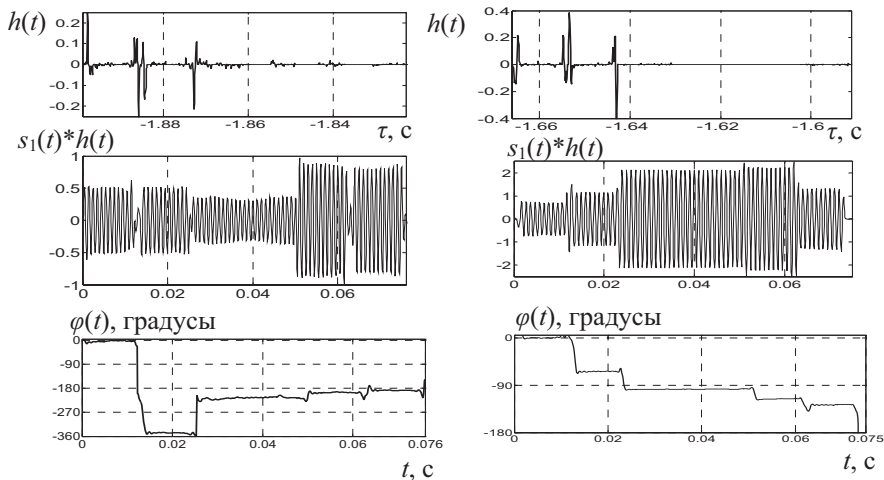


Рис.3.

На реализации и спектрограмме отчетливо различаются приходы импульса по отдельным канальным лучам, интервалы между которыми уменьшаются, пока отдельные импульсы не сливаются в непрерывный затянутый сигнал с периодически меняющейся амплитудой. На спектрограмме при первых лучевых вступлениях видны широкополосные «вспышки» спектра – переходные процессы включения и выключения отдельных лучей. В начале реализации дисперсия практически отсутствует, проявляется только многолучевой характер распространения. В оконечной части вступления формируются за счет «поздних» приосевых лучей, и низкочастотные компоненты «вспышек» спектра при ППВКЛ и ППВЫКЛ, распространяясь с большими групповыми скоростями мод, уже успевают существенно опередить как высокочастотные компоненты, так и основную частоту.

На рис.4 – детальные картины первых двух лучевых вступлений. Посередине – реализация импульса, сверху - синхронная картина ИХ (увеличенные фрагменты рис.2). Для объективного анализа изменения фазы и амплитуды импульсного сигнала, с последним была проведена операция фазового



детектирования, полученная фазовая функция $\varphi(t)$ – на рис.4 снизу.

Рис.4.

Рассмотрим рис.4, первая четверка (слева). Последовательные вступления лучей четверки практически ступенчато изменяют фазу и амплитуду колебания, причем амплитуда установившегося колебания здесь становится меньше амплитуды, наблюдаемой после прихода первого луча. Фазовая функция во второй четверке - рис.4, справа, более стабильна, разность фаз колебаний между первым и четвертым лучами заключена в пределах 90° , вследствие чего амплитуда процесса возрастает. Ступенчатый характер ППВКЛ и ППВЫКЛ, следующий из бездисперсионных лучевых представлений, подтверждается, но расчет последовательного изменения амплитуды сигнала на протяженных трассах осложнён случайными флуктуациями скорости звука вдоль луча, а соответственно и фазы колебания [2].

ЛИТЕРАТУРА

1. Вадов. Р.А. Структура звукового поля точечного источника в подводном звуковом канале Черного моря // Акуст. журн. 1998. Т.44. №.6. с.769-756.
2. Студеничник Н.В. Пространственно-временная структура низкочастотного поля в ПЗК // Акуст.журн. 2002. Т.48. №.5. с.675-683.

А.А. Луньков¹, В.Г. Петников¹, А.Д. Черноусов^{1,2}

**ОСОБЕННОСТИ ЗАТУХАНИЯ
НИЗКОЧАСТОТНОГО ЗВУКА В МЕЛКОМ МОРЕ
ПРИ РАЗВИТОМ ПОВЕРХНОСТНОМ ВОЛНЕНИИ**

¹Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН
Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, д.38
Тел.: (495) 503-8384; Факс: (495) 135-8234, E-mail: petniko@kapella.gpi.ru

²Акустический институт им. акад. Н.Н.Андреева
Россия, 117036 Москва, ул. Шверника, д.4
Тел.: (495) 126-9835; Факс: (495) 126-8411, E-mail: chado2008@yandex.ru

Продемонстрировано влияние поверхностного волнения на затухание низкочастотных акустических волн в мелком море на небольших (менее чем 100 глубин места) расстояниях от источника звука. Указанное влияние проанализировано для мягкого и жесткого дна, когда скорость звука в дне соответственно меньше или больше скорости звука в водном слое.

Исследование затухания низкочастотных звуковых волн на океанском шельфе является одной из актуальных задач акустики мелкого моря. На мелководье затухание в основном обусловлено взаимодействием акустических волн с морским дном. В то же время в мелком море присутствуют различного рода случайные неоднородности и, в частности, поверхностное волнение (ПВ), которое может заметным образом влиять на подобное взаимодействие и увеличивать затухание звука при дальнем распространении в водном слое. Указанное влияние рассмотрено в работе [1] и цитируемых в ней статьях. Здесь анализировалось распространение звука на большие дистанции $r \gg 100H$ (H – глубина места) от источника звука. Для таких расстояний при модовом описании звукового поля доминируют так называемые распространяющиеся моды, взаимодействие которых учитывалось в работе [1] для расчетов затухания звука. В то же время для небольших расстояний $r < 100H$ (такие расстояния важны, например, при оценке воздействия типичных источников антропогенных шумов на морских животных) необходимо учитывать весь модовый спектр звукового поля, включая вытекающие моды. Еще одной важной характеристикой звукового поля в мелком море является зависимость коэффициента затухания $\beta(c_1)$ от скорости звука c_1 в дне [2]. Исследование этой зависимости в присутствии случайных

неоднородностей также представляет интерес. В настоящей работе приводятся результаты расчетов потерь при распространении низкочастотных акустических волн на небольших расстояниях в присутствии развитого поперечного волнения.

Численные оценки потерь при распространении были выполнены в приближении малых возмущений $s(r)$ морской поверхности $|s(r)| \ll H$, где H - глубина моря. ПВ $s(r)$ моделировалось с помощью спектра Пирсона-Неймана. Предполагалось, что направление ветра совпадает с направлением распространения звуковых волн. Методика моделирование случайных возмущений $s(r)$ при известном спектре их мощности описана в работе [3].

Амплитуда акустического поля $P(r, z, f)$ в мелководном волноводе на расстоянии r от источника и на глубине z представлялась в виде:

$$P(r, z, f) = \sum_m^M C_m(r, f) \psi_m(z, f) H_0^1(\xi_m(f)r) \quad (1)$$

где f частота звука, $\psi_m(z, f)$ и $\xi_m(f)$ ($\xi_m(f) = q_m(f) + i\gamma_m(f)/2$) - собственные функции (волноводные моды) и собственные значения задачи Штурма-Лиувилля для невозмущенного волновода. Максимальный номер моды M , учитываемый при расчете, выбирался равным $M = 2H/\lambda$, где λ - длина звуковой волны. При таком значении M в формуле (1) учитываются как распространяющиеся, так и вытекающие моды, включая квазимоды. Величина $P(r, z, f)$, где не учитывается так называемый непрерывный спектр (интеграл по берегу М-разреза), с точностью до нескольких процентов совпадает с точным значением амплитуды поля в интервале дистанций $H \leq r \leq 100H$ [4].

Коэффициенты C_m определялись решением системы дифференциальных уравнений для взаимодействующих мод на дистанции от источника звука до точки с координатами (r, z) [1]. Для расчетов потерь при распространении $PL(r)$ использовались следующие соотношения:

$$PL(r, f) = 10 \lg \frac{I(r, f)}{I(r_{in}, f)} + 10 \lg \frac{r}{r_{in}}, \quad (2)$$

где $I(r, f) = \frac{1}{H} \int_0^H |P(r, z, f)|^2 dz$ и $r_{in} = H$. Для моделирования выбирались следующие параметры волновода. Скорость звука в водном слое считалось постоянной и равной $c = 1467$ м/с, глубина $H = 120$ м. Дно считалось жидкой однородной средой. Плотность в дне $\rho_1 = 1.6$ г/см³, коэффициент

α , определяющий мнимую часть показателя преломления в дне $n_1 = 2\pi f(1 + i\alpha/2)/c_1$, выбирался равным $\alpha = 0.02$. c_1 - скорость звука в дне.

Результаты моделирования $\overline{PL}(r)$ и $PL_0(r)$ показаны в таблице 1-3 для скоростей ветра $v = 8, 10$ и 12 м/с и глубины источника звука $z_0 = 60$ м. Здесь и далее черта сверху означает усреднение для 30 независимых реализаций ПВ при каждой скорости ветра. $PL_0(r)$ - потери при распространении в отсутствие случайных возмущений. В таблицах приведены значения коэффициента затухания звука $\overline{\beta}$ и β_0 в водном слое, определяемые как

Таблица 1. $v = 8$ м/с, $z_0 = 60$ м

f, Гц	50	50	50	300	300	300
c_1 , м/с	100	1430	1700	100	1430	1700
$\overline{PL} - PL_0$, дБ $r = 6$ км	0.039 ± 0.065	0.049 ± 0.039	0.057 ± 0.043	0.339 ± 0.213	0.078 ± 0.101	0.584 ± 0.196
β_0 , дБ/км	-0.862	-5.632	-0.414	-0.857	-1.448	-0.469
$\overline{\beta}$, дБ/км	-0.869 ± 0.004	-5.6350 ± 0.0005	-0.4205 ± 0.0009	-0.910 ± 0.011	-1.453 ± 0.002	-0.559 ± 0.012

Таблица 2. $v = 10$ м/с, $z_0 = 60$ м

f, Гц	50	50	50	300	300	300
c_1 , м/с	100	1430	1700	100	1430	1700
$\overline{PL} - PL_0$, дБ $r = 6$ км	0.154 ± 0.144	0.089 ± 0.086	0.127 ± 0.088	0.855 ± 0.317	0.138 ± 0.118	1.414 ± 0.376
β_0 , дБ/км	-0.862	-5.632	-0.414	-0.857	-1.449	-0.469
$\overline{\beta}$, дБ/км	-0.889 ± 0.010	-5.638 ± 0.001	-0.433 ± 0.003	-1.004 ± 0.017	-1.471 ± 0.002	-0.709 ± 0.024

Таблица 3. $v = 12$ м/с, $z_0 = 60$ м

f, Гц	50	50	50	300	300	300
c_1 , м/с	100	1430	1700	100	1430	1700
$\overline{PL} - PL_0$, дБ $r = 6$ км	0.200 ± 0.197	0.082 ± 0.121	0.221 ± 0.128	1.388 ± 0.446	0.265 ± 0.167	2.354 ± 0.483
β_0 , дБ/км	-0.862	-5.632	-0.414	-0.857	-1.448	-0.469
$\overline{\beta}$, дБ/км	-0.892 ± 0.015	-5.644 ± 0.002	-0.448 ± 0.007	-1.087 ± 0.029	-1.497 ± 0.005	-0.864 ± 0.031

тангенс угла наклона при линейной интерполяции зависимостей $\overline{PL}(r)$ и $PL_0(r)$ соответственно. Доверительные интервалы соответствуют вероятности 95%.

Как видно из таблиц, ПВ оказывает заметное влияние на затухание звука уже на расстоянии в 6 км при скорости ветра 12 м/с. В наибольшей степе-

ни это влияние проявляется для жесткого дна при $c_1 > c$. Изменение глубины местоположения источника звука практически не влияет на добавочное затухание, обусловленное волнением. В таблице 4 приведены результаты расчета для $z_0 = 2.5$ м, когда источник звука из монопольного превращается в дипольный и у него изменяется диаграмма направленности. Отметим также, что коэффициенты затухания $\bar{\beta}$ и β_0 , определенные вышеуказанным способом, не совсем удобны для оценок затухания звука на малых расстояниях от источника ввиду существенной зависимости этих коэффициентов от глубины z_0 .

Таблица 4. $v = 12$ м/с, $z_0 = 2.5$ м

f , Гц	50	50	50	300	300	300
c_1 , м/с	100	1430	1700	100	1430	1700
$PL - PL_0$, дБ $r = 6$ км	0.114 ± 0.924	0.05 ± 0.207	0.537 ± 0.384	0.893 ± 1.843	0.6119 ± 2.304	3.026 ± 1.800
β_0 , дБ/км	-2.23	-6.55	-0.98	-1.34	-3.68	-0.83
$\bar{\beta}$, дБ/км	-2.24 ± 0.04	-6.55 ± 0.01	-1.07 ± 0.01	-1.49 ± 0.08	-3.67 ± 0.04	-1.38 ± 0.06

Работа выполнена при поддержке Научной школы «Взаимодействие оптического и акустического излучений с жидкостью» (№ НШ-214.2012.2), программы ОФН РАН «Фундаментальные проблемы акустики искусственных и природных сред» и Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 14-02-00330).

ЛИТЕРАТУРА

1. Луньков А.А., Петников В.Г. Влияние случайных гидродинамических неоднородностей на затухание низкочастотного звука в мелком море // Акуст. журн. 2010. Т.56, №3, С.364-372.
2. Григорьев В.А., Луньков А.А., Петников В.Г. Затухание звука в мелководных акваториях с газонасыщенным дном // Акуст. журн. 2015. Т.61. № 1. С. 90-100.
3. Кузькин В.М. Лаврова О.Ю., Пересёлков С.А., Петников В.Г., Сабинин К.Д. Анизотропное поле фоновых внутренних волн на морском шельфе и его влияние на распространение низкочастотного звука // Акуст. журн. 2006. Т.52. №1. С.74-86.
4. Григорьев В.А., Петников В.Г. О точности описания акустического поля в мелком море дискретным спектром нормальных мод и квазимод // Акуст. журн. 2016. Т.62. в печати.

Д.С. Манульчев

**ПОСТРОЕНИЕ ФУНКЦИИ ИСТОЧНИКА ДЛЯ 3-D
МОДЕЛИРОВАНИЯ ИМПУЛЬСНОГО АКУСТИЧЕСКОГО ПОЛЯ,
ФОРМИРУЕМОГО НА ШЕЛЬФЕ ИЗЛУЧАЮЩИМ КОМПЛЕКСОМ
СЕЙСМОРАЗВЕДОЧНОГО СУДНА**

Тихоокеанский океанологический институт им. В.И. Ильичева
ДВО РАН
Россия, 690041 Владивосток, ул. Балтийская, 43
Тел.: (4232) 312120; Факс: (4232) 312573, E-mail:
manulchevds@gmail.com

Представлены два метода построения точечной функции источника, эквивалентной излучающему комплексу сейсморазведочного судна. Методы основаны на акустических измерениях опорного гидрофона и проверены на акустических данных в удаленной точке. Трехмерное моделирование импульсного акустического поля реализуется с помощью узкоугольного модового параболического уравнения с учетом взаимодействия распространяющихся нормальных волн, рассчитываемых в приближении "жидкого" дна.

Сейсморазведочные работы, проводимые на шельфе в районах постоянного или сезонного проживания морских животных, использующих акустические сигналы, обосновывают актуальность построения пространственного распределения энергетического параметра $SEL(\Delta f, x, y, z)$ акустического импульса, формируемого сейсморазведочным судном. Излучающий комплекс, состоящий из нескольких пневмопушек, буксируемых судном на заданном горизонте, представляется эквивалентным точечным источником S . Спектр акустического сигнала в источнике S может быть построен по результатам натуральных акустических измерений, проведенных в опорной точке, находящейся на расстоянии несколько километров от сейсморазведочного судна. Для построения импульсного источника и расчета значений SEL в ТОИ ДВО РАН разработан комплекс программ, основанный на приближении модового параболического уравнения, полученного с помощью метода многомасштабных разложений для слоистой среды с произвольным количеством слоев [1]. Расчеты проводятся в неоднородном 3-D геоакустическом волноводе, в котором, как правило, известен пространственный профиль дна и распределение скорости звука в водном слое. Распределение акустических параметров пород, слагающих дно, подбирается по согласованию результатов моделирования потерь при распространении звука с результа-

тами их натуральных измерений. Акустическое поле рассчитывается в вертикальной плоскости с помощью распространяющихся взаимодействующих вертикальных нормальных мод, а в горизонтальной плоскости в секторе, определяемом узкоугольным параболическим уравнением.

Опираясь на акустические данные опорного гидрофона, рассмотрим два способа построения точечной функции источника (ФИ), а затем проверим их корректность при сравнении параметров экспериментальных и модельных импульсов в удаленной точке.

На рис. 1 показана карта района северо-восточного шельфа о. Сахалин, в котором проводились сейсмоакустические разведочные работы [2]. На рис. 2 приведены вариации акустического давления и их спектры, которые были измерены у дна в точках Г1 и Г2 после излучения сейсморазведочного сигнала на глубине 4 м в точке S.

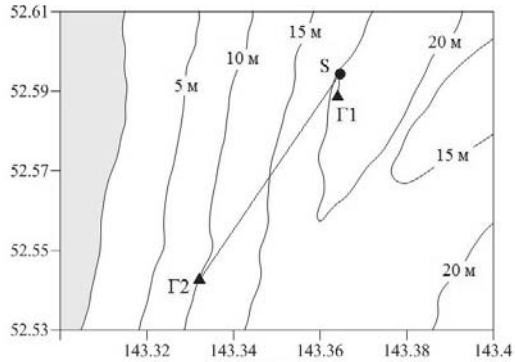


Рис. 1

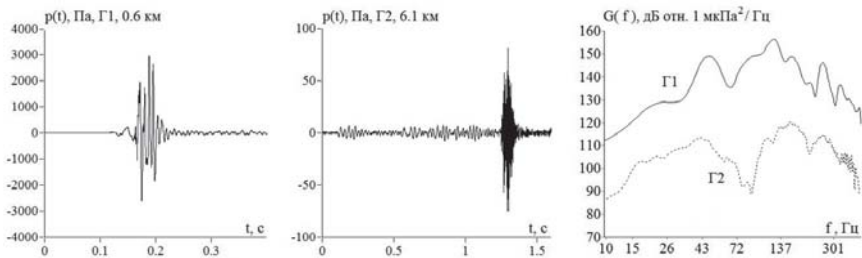


Рис. 2

При моделировании распространения акустических импульсов мы ограничились двумя взаимодействующими модами в частотном диапазоне 20 – 220 Гц, где сосредоточено более 99% энергии импульса. Шаг вычислительной сетки брался равным 1 м по осям x, y и 0.5 м по оси z. Вертикальный разрез геоакустического волновода с распределением акустических параметров показан на рис. 3. Параметры дна соответствуют осадочному слою с переходом от мелкозернистого до крупнозернистого песка. Глубже 60 м донный слой в модели является однородным.

При построении ФИ в качестве опорного сигнала был взят акустический импульс, измеренный в точке Г1 (рис. 2). Первый способ задания точечного источника заключается в расчете распространения в трехмерном модельном геоакустическом волноводе тональных компонент опорного сигнала из точки излучения в опорную точку. Затем, произведя коррекцию

на потери действительной и мнимой части комплексной величины, характеризующей акустическое поле, берется обратное преобразование Фурье и строится акустический импульс $p(t)$, который будет являться модельной функцией эквивалентного точечного источника – S_1 . В результате получаются начальные условия для модового параболического уравнения, воспроизводящие при моделировании сигнал опорного гидрофона в точке его расположения.

Во втором способе ФИ задается аналитической функцией, которая подбирается так, чтобы при моделировании распространения ее тональных компонент из источника в точку опорного гидрофона модельные потери согласовались с экспериментальными потерями в опорной точке. В работе [2] в качестве аналитической ФИ используется производная от гауссовой функции, однако ее энергия лежит в широком частотном диапазоне, что требует применение операции полосовой фильтрации к сигналу. В данной работе предлагается использовать функцию вейвлета Морле, которая будет локализована во времени и в частотной области:

$$p(t) = P_{\max} \cdot e^{i\omega_0 \frac{t}{b}} \cdot e^{-\frac{t^2}{2b^2}}, \quad (1)$$

где параметр P_{\max} (Па) является пиковым значением генерируемого импульса, ω_0 (рад) и b - параметры, определяющие значение частоты пика спектральной плотности мощности и его ширину. Взяв производную от преобразования Фурье функции (1) и приравняв ее к нулю, получим формулу для вычисления центральной частоты аналитического импульса: $f_0 = \omega_0 / 2\pi b$.

Аналитическая ФИ - S_2 показанная на рис. 4 определяется как сумма двух импульсных сигналов, каждый из которых задается функцией (1).

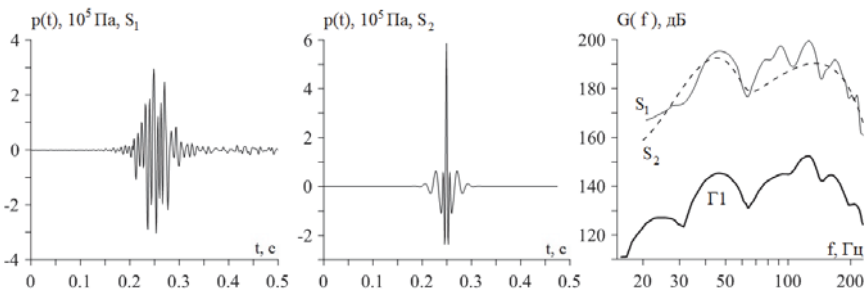


Рис. 4

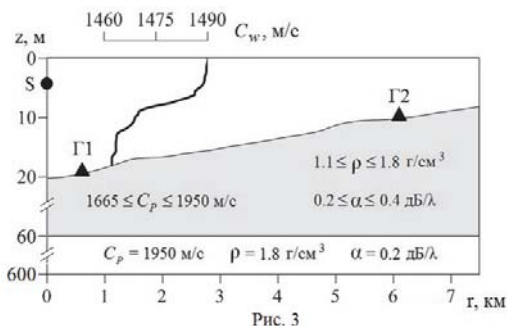


Рис. 3

Импульсы имеют следующие параметры: пиковые значения сигналов $P_{max} = (150; 470)$ кПа, центральная частота $f_0 = (45; 135)$ Гц и ширина спектрально-го пика $b = (0.02; 0.004)$. Для сравнения экспериментальные и модельные оценки значений SEL акустических импульсов на 1 с временном интервале приведены в табл. 1. Согласно данным таблицы разность уровней SEL импульсов в дальней точке Г2 не превышает 2 дБ для двух источников S_1 и S_2 .

Табл. 1. Экспериментальные и модельные значения $SEL(20-220$ Гц)

	$SEL(20-220$ Гц), дБ отн. $1 \text{ мкПа}^2 \cdot \text{с}$		
	экспер.	модельная ФИ S_1	аналитическая ФИ S_2
S	-	211.9	210.3
Г1	167.5	167.4	167.3
Г2	139.1	139.7	140.8

Модельное распределение оценки $SEL(20-220$ Гц) на горизонте $z = 4$ м показано на рис. 5, полученное для ФИ - S_1 . На графике видно проявление горизонтальной рефракции звука, вызванной трехмерной неоднородностью берегового склона.

Работа выполнена с помощью программного обеспечения для 3-D моделирования, разработанного при поддержке компании «Эксон Нефтегаз Лимитед».

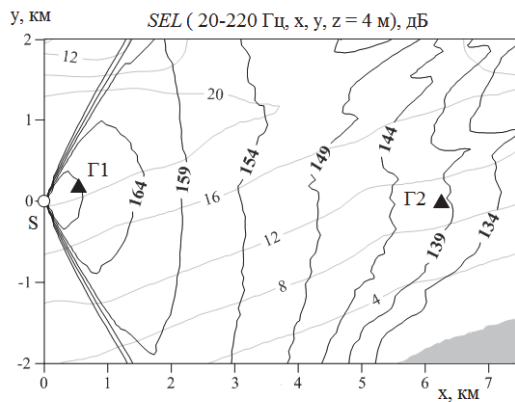


Рис. 5

ЛИТЕРАТУРА

1. Trofimov M.Y., Kozitskiy S.B., Zakharenko A.D. A mode parabolic equation method in the case of the resonant mode interaction // Wave Motion, 2015, V. 58, P. 42-52.
2. А.Н. Рутенко, А.В. Гаврилевский, В.Ф. Путов, А.А. Соловьев, Д.С. Манульчев Мониторинг антропогенных шумов на шельфе о. Сахалин во время сейсморазведочных исследований // Акустический журнал. 2016. Том 62. №1.

Ю.И. Папкина

НЕОСЕСИММЕТРИЧНЫЙ ГИДРОАКУСТИЧЕСКИЙ ВОЛНОВОД С НЕРОВНЫМ ДНОМ

ФГАОУ ВО «Севастопольский государственный университет»
ул. Университетская 33, г. Севастополь, 299053

Построено трехмерное аналитическое решение для модели гидроакустического волновода с неровным дном. Предложен численно-аналитический метод нахождения потенциала скоростей, при котором неопределенные коэффициенты при нормальных модах определяются из бесконечной системы линейных алгебраических уравнений.

Рассмотрим гидроакустический волновод с неровным абсолютно жестким дном. Начало цилиндрической системы координат расположим на поверхности волновода, считая ее свободной поверхностью, ось Oz ориентирована в направлении дна. Рельеф дна аппроксимируем при помощи набора элементов цилиндрических поверхностей. Точечный гармонический источник звука с координатами (r_0, z_0, φ_0) , излучающий волну круговой частоты $\omega=2\pi f$, может быть расположен в произвольной точке волновода.

Разобьем волновод на области цилиндрической формы, каждая из которых характеризуется своим распределением скорости звука и постоянной глубиной. Уравнение Гельмгольца для звукового поля в области имеет вид:

$$\Delta\Phi + \frac{\omega^2}{c^2(z)}\Phi = -\frac{\delta(r-r_0)\delta(z-z_0)\delta(\varphi-\varphi_0)}{r},$$

где $\Delta\Phi = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \Phi}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2}$ – оператор Лапласа; $\Phi(r, z, \varphi)$ – амплитуда потенциала скоростей в области; δ - дельта функция Дирака.

Исследуем поставленную выше задачу для волновода с одним цилиндрическим выступом на дне более детально. Рассмотрим вначале случай, когда источник звука с координатами (r_0, z_0, φ_0) расположен области $j = 0$ (рис.1), то есть над выступом. Построим общее решение поставленной задачи в каждой j -ой области ($j = 0, 1$), удовлетворяющее граничным условиям на горизонтальных стенках волновода и условию излучения, в виде суммы нормальных мод:

$$\Phi_0(r, z, \varphi) = \begin{cases} \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \Psi_{0,n}(z) A_{mn} J_m(\xi_{0,n} r) \theta_m(\varphi), & r \in [0; r_0], \\ \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \Psi_{0,n}(z) \left(\frac{B_{mn} J_m(\xi_{0,n} r_0) H_m^{(1)}(\xi_{0,n} r)}{H_m^{(1)}(\xi_{0,n} r_0)} + C_{mn} J_m(\xi_{0,n} r) \right) \theta_m(\varphi), & r \in [r_0; R], \end{cases}$$

$$\Phi_1(r, z, \varphi) = \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \Psi_{1,n}(z) D_{mn} H_m^{(1)}(\xi_{1,n} r) \theta_m(\varphi),$$

где $A_{mn}, B_{mn}, C_{mn}, D_{mn}$ – неопределенные коэффициенты; $\{\xi_{j,n}\}_{n=1}^{\infty}$ и $\{\Psi_{j,n}(z)\}_{n=1}^{\infty}$ – собственные числа и собственные функции краевых задач:

$$\frac{d^2 \Psi_{j,n}}{dz^2} + \left(\frac{\omega^2}{c^2(z)} - \xi^2 \right) \Psi_{j,n} = 0,$$

$$\Psi_{j,n}(0, \xi) = 0, \quad \Psi'_{j,n}(h_j, \xi) = 0, \quad (j = 0, 1)$$

$H_m^{(1)}(z) = J_m(z) + iY_m(z)$ – функция Ханкеля 1-го рода порядка m , $J_m(z)$ и $Y_m(z)$ – функции Бесселя первого и второго рода соответственно.

Азимутальные собственные функции $\{\theta_m(\varphi)\}_{m=0}^{\infty}$ выбираются в силу симметрии задачи относительно плоскости, содержащей вертикальную ось координат и точку источника (рис.1) в виде

$$\theta_m(\varphi) = e_m \cos m(\varphi - \varphi_0), \quad m = 0, 1, \dots,$$

с нормирующими множителями

$$e_m = \begin{cases} 1/\sqrt{2\pi}, & m = 0 \\ 1/\sqrt{\pi}, & m \neq 0 \end{cases}.$$

При выборе общего решения для внутренней области, функция радиальной координаты

$$R_{mn}(r) = A_{mn} J_m(\xi_{0,n} r), \quad (r < r_0),$$

$$R_{mn}(r) = \frac{B_{mn} J_m(\xi_{0,n} r_0) H_m^{(1)}(\xi_{0,n} r)}{H_m^{(1)}(\xi_{0,n} r_0)} + C_{mn} J_m(\xi_{0,n} r), \quad (r > r_0)$$

должна удовлетворять условиям в источнике звука:

$$R_{mn}(r)|_{r_0-0}^{r_0+0} = 0; \quad \left. \frac{dR_{mn}(r)}{dr} \right|_{r_0-0}^{r_0+0} = -\frac{1}{r_0} \frac{\Psi_{0,n}(z_0)}{\gamma_{0,n}} \theta_m(\varphi_0),$$

где $\gamma_{j,n} = \int_0^{h_j} \Psi_{j,n}^2(z) dz$.

Выполнение данных условий приводит к следующей взаимосвязи неопределенных коэффициентов:

$$A_{mn} = B_{mn} + C_{mn}; \quad B_{mn} = \frac{\pi i}{2} \frac{\Psi_{0,n}(z_0) \theta_m(\varphi_0)}{\gamma_{0,n}} H_m^{(1)}(\xi_{0,n} r_0).$$

Подставляя выражения для амплитуд потенциалов в соотношения непрерывности звукового поля

$$\Phi_0|_{r=R} = \Phi_1|_{r=R}; \quad \left. \frac{\partial \Phi_1}{\partial r} \right|_{r=R} = \begin{cases} \frac{\partial \Phi_0}{\partial r} \Big|_{r=R}, & z \in [0; h_0], \\ 0, & z \in (h_0; h_1] \end{cases}$$

и используя свойство ортогональности собственных функций краевых задач $\{\psi_{j,n}(z)\}_{n=1}^{\infty}$ в пространстве $L_2[0; h_j]$, можно построить бесконечную систему линейных алгебраических уравнений относительно неопределенных коэффициентов C_{mn} и D_{mn} , входящих в общее решение рассматриваемой задачи.

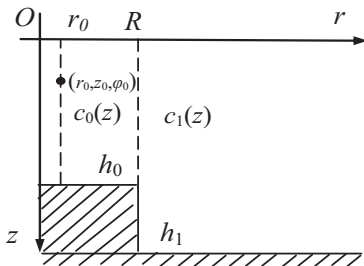


Рисунок 1 – Сечение волновода с выступом на дне в плоскости $\varphi = \varphi_0$.

Если в волноводе с одним выступом гармонический точечный источник звука находится в некоторой точке (r_0, z_0, φ_0) внешней области $j=1$, то аналогично предыдущему случаю общее решение задачи строится в виде:

$$\Phi_0(r, z, \varphi) = \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \psi_{0,n}(z) L_{mn} J_m(\xi_{0,n} r) \theta_m(\varphi),$$

$$\Phi_1(r, z, \varphi) = \begin{cases} \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \psi_{1,n}(z) (G_{mn} J_m(\xi_{1,n} r) + K_{mn} H_m^{(1)}(\xi_{1,n} r)) \theta_m(\varphi), & R \leq r < r_0, \\ \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \psi_{1,n}(z) \left(\frac{G_{mn} J_m(\xi_{1,n} r_0)}{H_m^{(1)}(\xi_{1,n} r_0)} + K_{mn} \right) H_m^{(1)}(\xi_{1,n} r) \theta_m(\varphi), & r \geq r_0, \end{cases}$$

где $G_{mn} = \frac{\pi i \psi_{1,n}(z_0) \theta_m(\varphi_0)}{2 \gamma_{1,n}} H_m^{(1)}(\xi_{1,n} r_0)$, L_{mn} , K_{mn} – неизвестные коэффициенты.

Повторяя выкладки для данного случая, получаем, бесконечную систему относительно неопределенных коэффициентов L_{mn} и K_{mn} .

Изменение амплитуды поля по длине трассы можно охарактеризовать величиной потерь при распространении:

$$TL = -20 \lg \left| \frac{\Phi}{\tilde{\Phi}} \right|,$$

где $\tilde{\Phi} = \frac{Q e^{ikr}}{4\pi r}$ – амплитуда потенциала скоростей, создаваемая точечным источником звука на расстоянии $r = 1$ м в безграничной среде; Q – объемная колебательная скорость.

На рис.2 представлено изменение $TL(r, z_0, \varphi_0)$ на расстоянии r от 101м до 2500м для волновода с одним цилиндрическим выступом на дне, характеризуемого следующими параметрами: $h_0 = 80$ м; $h_1=100$ м, $z_0 = 18$ м, $r_0 = 100$ м, $R = 200$ м, $c_0 = 1500$ м/с, в зависимости от частоты f .

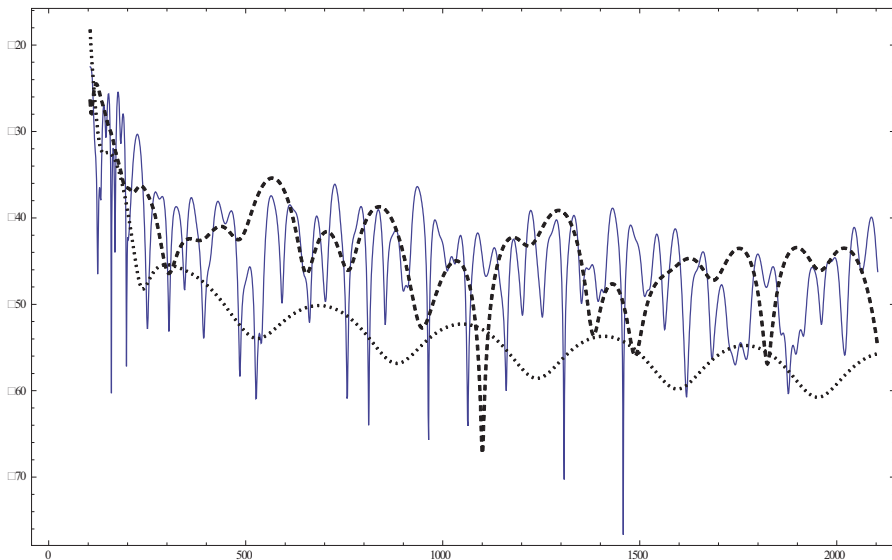


Рисунок 2 – Изменение $TL(r, z_0, \varphi_0)$ на расстоянии r для волновода с одним цилиндрическим выступом на дне в зависимости от частоты f (— 80 Гц; --- 48 Гц; ···· 16 Гц).

Представленные результаты показывают, что неровное дно и его слоистая структура допускает анализ на основе аналитико-численного моделирования с помощью декомпозиции области волновода на некоторые элементарные области, в которых рельеф дна приближенно описывается при помощи элементов цилиндрических поверхностей. Такой подход обобщается на случай разрывных скоростей звука и плотности в донных слоях. Таким образом, одним из существенных моментов предлагаемого подхода является возможность учитывать геоакустические свойства дна не только по вертикали, но и по трассе волновода, что дает возможность для более полного моделирования среды распространения сигнала.

А.Н. Рутенко

**НАТУРНЫЕ И МОДЕЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ
РАСПРОСТРАНЕНИЯ СЕЙСМОАКУСТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ
В 3-D ГЕОАКУСТИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДАХ С СУХОПУТНЫМ
УЧАСТКОМ**

Тихоокеанский океанологический институт им. В.И. Ильичева
ДВО РАН
Россия, 690041 Владивосток, ул. Балтийская, 43
Тел.: (4232) 312120; Факс: (4232) 312573, E-mail: rutenko@poi.dvo.ru

Показана возможность построения адекватных натурным измерениям модельных оценок акустического поля, формируемого импульсным источником в 3-D геоакустическом волноводе «суша-море». Численное моделирование, опирающееся на измерение в опорной точке, проводится в приближении МПУ – взаимодействующих нормальных мод в вертикальной плоскости и узкоугольного параболического уравнения в горизонтальной плоскости

На рис. 1 показана карта района шельфа о. Сахалин с указанием на берегу точки - S, в которой в специальной скважине глубиной 20 м, был подрван заряд, соответствующий 1 кг тротилового эквивалента. В точках Г.1 и Г.2 с помощью автономных подводных акустических регистраторов были произведены у дна измерения вариаций акустического давления [1]. На рис. 2 показаны акустические импульсы и их спектры, измеренные в этих точках после подрыва заряда в скважине. На этом рисунке видно, что на дистанции 3 км в точке Г.1, сформированный в воде акустический импульс на временном интервале $T_{90\%}$ имел параметры:

$SPL_{peak}^{imp} = 174$ дБ, $SEL_{T_{90\%}}^{imp} = 159$ дБ,
а $SPL_{rms}^{imp} = 165$ дБ. На расстоянии 3.3 км в точке Г.2, соответственно: $SPL_{peak}^{imp} = 160$ дБ,
 $SEL_{T_{90\%}}^{imp} = 146$ дБ, а $SPL_{rms}^{imp} = 154$ дБ.

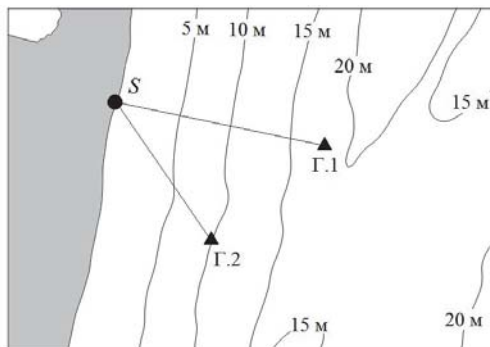


Рис. 1.

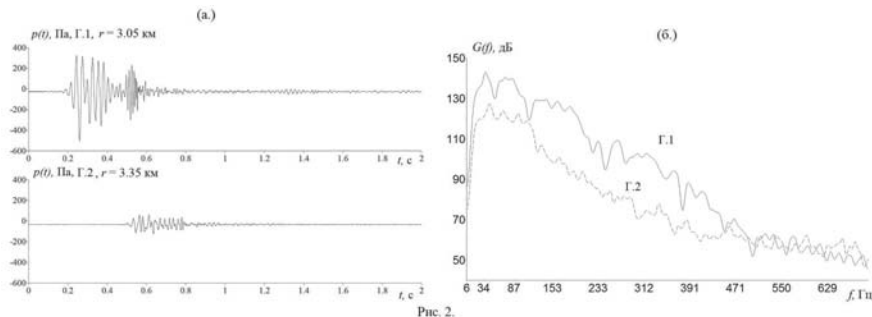


Рис. 2.

Таким образом, толщина водного слоя оказывает существенное влияние на распространение в море энергии сейсморазведочного сигнала, генерируемого на берегу. При отличии протяженности трасс S – Г.1 и S – Г.2 на 300 м значение $SEL_{T90\%}^{imp}$ в точке Г.1 (глубина моря 20 м) на 13 дБ больше, чем в точке Г.2 (глубина моря 10 м).

На рис. 2 видно, что основной пик мощности в спектрах измеренных акустических импульсов соответствует частоте 36 Гц и вся энергия импульсов сосредоточена в частотном диапазоне 20 – 140 Гц. Такой вывод основан на том, что значение $SEL_{T90\%}^{imp}(20-500 Гц) - SEL_{T90\%}^{imp}(20-140 Гц) \approx 1$ дБ.

При построении 3-D модельного геоакустического волновода были использованы реальные батиметрические данные. Распределение скорости звука в водном слое построено на основе одного зондирования. Модельное распределение акустических параметров в дне показано на рис. 3.

Эквивалентная точечная функция источника построена с помощью расчетов, проведенных МПУ распространения в 3-D модельном геоакустическом волноводе тональных компонент опорного сигнала, показанного на рис. 2а, из точки излучения - S в точку приема – Г.1.

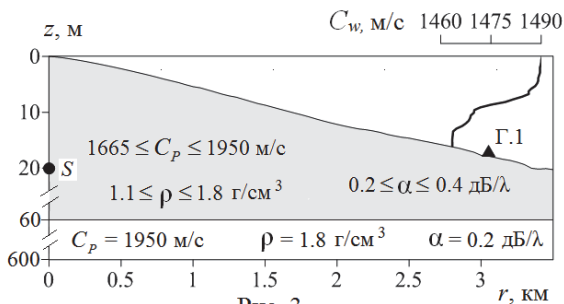


Рис. 3.

Далее, произведя коррекцию на потери действительной и мнимой части комплексной величины, характеризующей акустическое поле, берется обратное преобразование Фурье и строится акустический импульс - $p(t)$, показанный на рис. 4б. Будем называть его модельной функцией эквивалентного точечного источника – S. В результате получаются начальные условия для модового параболиче-

ского уравнения [2], воспроизводящие при моделировании сигнал опорного гидрофона в точке его расположения. Импульс, полученный путем пересчета функции источника в точку Г.2 показан на рис. 4г и он подобен акустическому импульсу измеренному в этой точке (см. рис. 4в). Результаты сравнительного анализа параметров экспериментальных и модельных импульсов представлены в табл. 1.

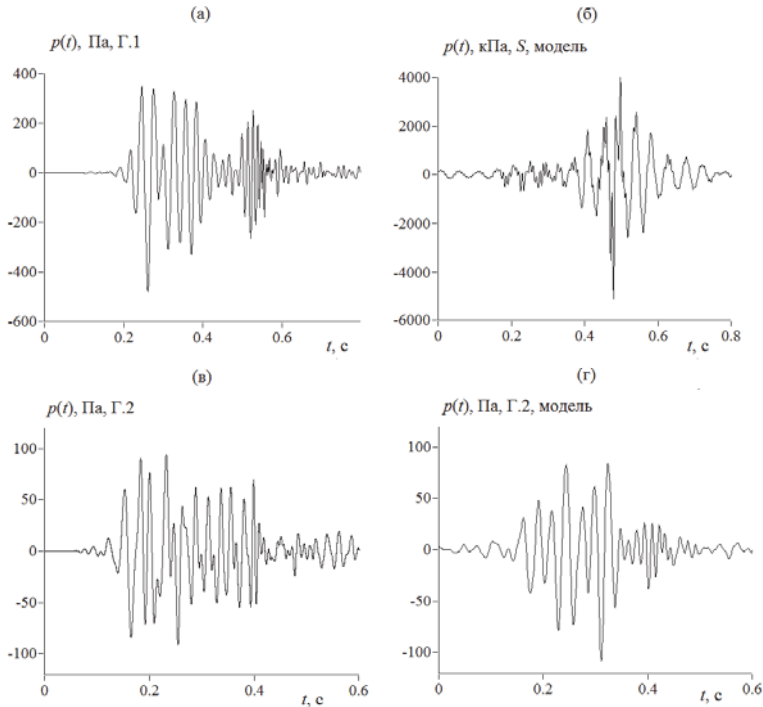


Рис. 4

Табл. 1. Значения $SEL_{T_{90\%}}^{imp}$ для экспериментальных и модельных импульсов.

		$SEL_{T_{90\%}}^{imp} (20-140 Гц)$, дБ отн. 1 мкПа ² с
S	Функция источника	237.4
Г.1	Экспериментальный импульс	159.3
Г.2	Экспериментальный импульс	146.7
	Модельный импульс	147.3

На рис. 5 показано распределение значений функции $SEL_{L_{1s}}^{imp} [(\Delta f=20-140 Гц)_{,x,y,z=8 м}]$ на горизонте $z = 8 м$ в горизонтальной плоскости, а на рис. 6 показаны значения функции $SEL_{L_{1s}}^{imp} [(\Delta f=20-140 Гц)_{,x,y=0 м,z}]$ в

вертикальной плоскости. Расчеты проведены в приближении трех распространяющихся взаимодействующих акустических мод.

На рис. 6 видно как влияет толщина водного слоя на распределение значений функции SEL_{1S}^{imp} в вертикальной плоскости. Согласно рис. 6а возле точки мониторинга Г.1 расположена зона конвергенции в формируемом на шельфе импульсном акустическом поле.

На более мелководной трассе распространения S – Г.2, согласно рис. 6б эта зона не выражена, поэтому экспериментальные и модельные значения SEL_{1S}^{imp} в этих точках и отличаются более чем на 12 дБ.

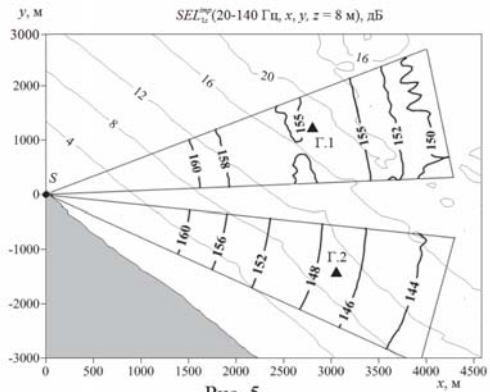


Рис. 5

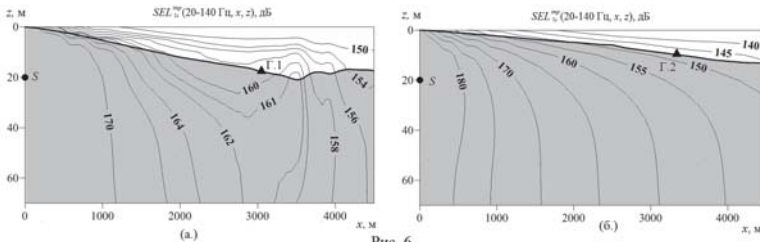


Рис. 6

Работа выполнена с помощью программного обеспечения для 3-D моделирования, разработанного при поддержке компании «Эксон Нефтегаз Лимитед».

ЛИТЕРАТУРА

1. А.Н. Рутенко, А.В. Гаврилевский, В.Ф. Путов, А.А. Соловьев, Д.С. Манульчев Мониторинг антропогенных шумов на шельфе о. Сахалин во время сейсморазведочных исследований // Акустический журнал. 2016. Том 62. №3.
2. Trofimov M.Y., Kozitskiy S.B., Zakharenko A.D. A mode parabolic equation method in the case of the resonant mode interaction // Wave Motion, 2015, V. 58, P. 42-52.

**А.Н. Самченко, И.О. Ярошук, А.Н. Швырев, А.П. Леонтьев,
А.А. Пивоваров**

**РЕЗУЛЬТАТЫ НИЗКОЧАСТОТНОГО ГИДРОАКУСТИЧЕСКОГО
ЭКСПЕРИМЕНТА, ПРОВЕДЕННОГО НА АКУСТИЧЕСКОМ
ПОЛИГОНЕ МЫС «ШУЛЬЦА»**

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки, Тихоокеанский океанологический институт им. В.И. Ильичева ДВО РАН
Россия, 690041 Владивосток, ул. Балтийская, 43
Тел.: (4232) 31-26-17; Факс: (4232) 31-25-73
E-mail: samchenco@poi.dvo.ru

Доклад посвящен обсуждению результатов низкочастотного гидроакустического эксперимента проведенного на шельфе Японского моря в 2014 г. Целью гидроакустического эксперимента было исследование возможности низкочастотной гидроакустической излучающей системы (на частотах 20-24 Гц), а так же условия распространения низкочастотного звука в условиях шельфа. Обработка данных эксперимента базируется на детальной геоакустической модели акустических трасс (Профиль от точки излучения до приемной станции).

На гидроакустическом полигоне в заливе Посьета Японского моря регулярно проводятся низкочастотные гидроакустические экспериментальные исследования [1, 4, 5]. Результаты акустических исследований на шельфе показывают, что с уменьшением частоты используемого сигнала все большую роль играют в распространении звука донные осадки и коренные породы, слагающие дно. Кроме того, в заливе Посьета построена детальная геоакустическая модель дна [3]. В октябре 2014 г. были проведены ряд экспериментальных работ с маломерного судна НИС «Малахит» в заливе Посьета Японского моря (рис. 1). Работа была посвящена исследованию распространения низкочастотных гидроакустических сигналов на океаническом шельфе, а также тестирование нового низкочастотного гидроакустического излучателя с несущей частотой 22 Гц. В эксперименте использовались низкочастотные гидроакустические излучатели, погруженные с борта НИС «Малахит» на глубину порядка 15 м, два гидроакустических излучателя с несущей частотой 22 Гц (новая система) и 33 Гц (опробованная система). Новая низкочастотная гидроакустическая излучающая система электромагнитного типа предназначена для генерации сигналов в диапазоне от 19 до 26 Гц при глубинах погружения излучателя от 2 до 40 м. Амплитуда объемно-

го колебательного смещения излучателя – до 0.0123 куб.м (на частоте 20 Гц, излучатель развивает эффективное звуковое давление на 1 метре от центра излучателя до 10 кПа.). Второй - излучатель также электромагнитного типа с генерацией гидроакустических сигналов в полосе частот 25 – 40 Гц, с рабочей глубиной погружения до 20 м. Излучатель развивает эффективное звуковое давление на 1 метре от центра излучателя до 1 кПа.

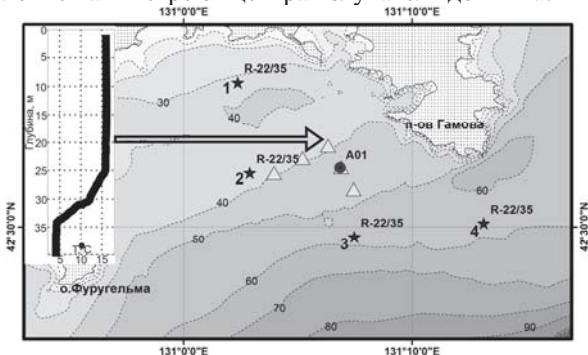


Рис. 1. Схема гидроакустического эксперимента. Звездочками отмечены точки излучения акустических сигналов 22 Гц и 33 Гц, красным кружком отмечена автономная донная гидроакустическая приемная станция, треугольниками отмечены точки постановки автономных термогирлянд.

В ходе эксперимента в каждой точке с помощью двух излучающих систем проводилось излучение гармонических и сложных фазоманипулированных сигналов (М-последовательностей) длиной 63, 127, 255 и 511 символов, с 4 – 10 периодами несущей частоты на символ. Конструктивные особенности обоих излучателей обеспечивают также существенный уровень излучения нечетных гармоник, которые сохраняют способность сворачиваться, как и основной сигнал. В данном случае третья гармоника обоих излучателей (66 и 99 Гц соответственно) и пятая гармоника излучателя 22 Гц. (110 Гц) заметно превышала уровень морских шумов. В качестве приемной системы в эксперименте использовалась автономная донная приемная двухканальная гидроакустическая станция [2]. Излучение акустического сигнала проводилось в 4 точках залива (точки 1-4 R22/35 на рисунке 1), «верером» от точки приема (точка A01 на рисунке 1). Акустические исследования сопровождались гидрологическими исследованиями. В заливе были установлены пять автономных термогирлянд (рис. 1). Термогирлянды представляют собой совокупность равномерно распределенных по глубине дискретных термодатчиков с шагом 3 м. (4 термогирлянды) и 1 м. (1 термогирлянда). Данные с термодатчиков передаются по кабелю в расположенный на дне контейнер с системой регистрации.

Рассмотрим вариант, когда точка излучения 1, точка приема в центре залива Посьета (рис. 1). Расстояние между точкой излучения 1 и приемной системой составило около 9200 м. По геолого-геофизическим данным [3],

отраженным в геоакустической модели, в точке излучения 1 мощность всего осадочного слоя порядка 60 м, а в точке приема сигнала мощность рыхлых осадков 150 м. На рисунке 2 внизу приведена корреляционная функция гидроакустического основного сигнала М-последовательности с частотой 33 Гц и его третья гармоника 99 Гц, излученного в точке 1 и принятого на автономной приемной станции. На корреляционных функциях ноль временной шкалы соответствует времени прихода основного сигнала. На рисунке 2 видно, что акустический сигнал с частотой 33 Гц сформировал одну моду по акустической трассе, которая отражается в единственном пике на коррелограмме. В то же время на коррелограмме пик третьей гармоники 99 Гц акустического сигнала распался на три составляющие, которые, по нашему мнению, соответствуют трем модам, сформированным под влиянием двух осадочных слоев с различными акустическими характеристиками в них, которые прослеживаются по акустической трассе.

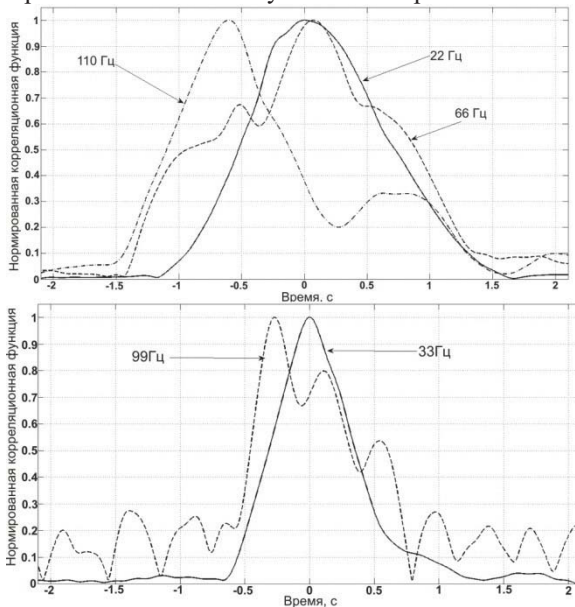


Рис. 2. Верхний рисунок - корреляционная функция гидроакустического основного сигнала с частотой 33 Гц и его третья гармоника 99 Гц, излученного в точке 1 и принятого на автономную донную гидроакустическую приемную станцию. Нижний рисунок - корреляционная функция гидроакустического основного сигнала с частотой 22 Гц, третья гармоника 66 Гц и пятая гармоника 110 Гц излученного в точке 1 и принятого на автономную донную гидроакустическую приемную станцию.

На рисунке 2 (верхний) показана корреляционная функция гидроакустического основного сигнала М-последовательности частотой 22 Гц, третьей и пятой гармоники сигнала (66 Гц и 110 Гц соответственно). Можно

отметить следующий факт - мощность излученного сигнала 22 Гц по отношению к излученному сигналу 33 Гц в несколько раз больше, а принятые сигналы по амплитуде разнятся не существенно. По нашему мнению, в точке излучения толщина волновода не позволила в полной мере сформировать модовую структуру излученного сигнала 22 Гц. На коррелограмме основной сигнал 22 Гц, также как и в случае с 33 Гц сигналом, имеет один пик. В случае, когда излучение проводилось из точки 4, где мощность осадочного слоя в точке излучения превышала 220 м амплитуды принятых сигналов 22 Гц и 33 Гц соответствовали заявленной разнице, которое развивают эффективное звуковое давление на 1 метре от центра каждого излучателя. Таким образом, экспериментально подтвердил работоспособность новый низкочастотный гидроакустический излучатель, а обработка и анализ полученных результатов эксперимента показали, что волноводом для низкочастотных сигналов служит как водный слой, так и слой рыхлых осадков до границы фундамента.

ЛИТЕРАТУРА

1. Долгих Г.И., Долгих С.Г., Пивоваров А.А. и др. О перспективах применения лазерных деформографов для диагностики морского дна // Доклады Академии наук. 2013. Т. 452. № 3. С. 321-326.
2. Леонтьев А. П., Пивоваров А. А. Автономная приемная двухканальная гидроакустическая станция // Приборы и техника эксперимента. 2013. № 4. С. 144–145.
3. Самченко А.Н., Карнаух В.Н., Аксентов К.И. Геолого-геофизические исследования верхней части осадочного чехла и геоакустическая модель шельфа залива Посьета (Японское море) // Тихоокеанская геология. 2013. Т. 32. № 1. С. 65-75.
4. Самченко А.Н., Швырев А.Н., Пивоваров А.А., Коротченко Р.А. Распространение низкочастотного акустического сигнала в мелком море с учетом влияния неоднородностей в донных осадках // Подводные исследования и робототехника. Дальнаука, 2011. № 2 (12). С. 52-56.
5. Samchenko A.N., Kosheleva A.V., Shvyrev A.N., Pivovarov A.A. Low-frequency hydroacoustic experiments on the shelf using the data of geoacoustic sediment model // Chin. Phys. Lett. Is. 12, Vol. 31, 2014. 124301.

А.Н. Трёхин, А.М. Гаврилов

ВЛИЯНИЕ РЕЛАКСАЦИИ СОЛЕЙ МОРСКОЙ ВОДЫ НА ФАЗОВЫЙ ИНВАРИАНТ ДВУХЧАСТОТНОЙ АКУСТИЧЕСКОЙ ВОЛНЫ

Южный федеральный университет.

Институт нанотехнологии, электроники и приборостроения.

Россия, 347915 Таганрог, пер. Некрасовский, 44.

Тел.: 8-(8634)-371-649. E-mail: redman79@mail.ru, gavr_am@mail.ru

Рассмотрено влияние солей, растворенных в морской воде, на фазовый инвариант бигармонической акустической волны, частоты которой кратны двум. Показано, что релаксационные процессы водных растворов солей под действием акустических колебаний приводят к частотно-зависимым изменениям амплитудно-фазовых соотношений Фурье-компонент волны. Проведен анализ изменений фазового инварианта, выполняющего роль информационного параметра при акустическом исследовании океана, в зависимости от параметров среды (соленость, температура, расстояние распространения) и акустической волны (значения и отношение частот).

Известно [1, 2], что присутствие в морской воде солей сопровождается изменением фазовой скорости и повышенным поглощением акустической волны в сравнении с пресной водой. При этом частотная дисперсия скорости звука, обусловленная релаксационными процессами растворов солей, как правило, не принимается во внимание при проектировании и эксплуатации существующей гидроакустической аппаратуры. Это объясняется, во-первых, малыми изменениями скорости звука (менее 10^{-4}) в широком диапазоне частот [3], во-вторых, использованием узкополосных сигналов, излучаемых резонансными источниками, и, в-третьих, амплитудными методами регистрации и измерений, оперирующих огибающей сигнала.

Задачи обнаружения, измерения и классификации помимо амплитудных методов могут решаться посредством использования фазовых параметров. В простейшем случае двухчастотной (бигармонической) волны (БГВ) таким параметром может быть фазовый инвариант (ФИ), под которым понимается такая комбинация полных фаз Фурье-компонент сигнала, значение которой не зависит от времени и пройденного расстояния, а определяется лишь начальными фазами этих гармоник [4].

Отмеченные свойства ФИ в полной мере реализуются в одномерных волнах малой амплитуды, распространяющихся в средах без частотной дисперсии скорости звука. В средах даже с малой дисперсией скорости [5], к которым можно отнести морскую воду, появляется дисперсионная добавка фазового инварианта, которая накапливается с увеличением проходимого

волной расстояния. Ошибка, привносимая дисперсией, может оказаться сравнимой с измеряемым значением ФИ. В связи с этим для реализации фазовых методов изучения океана интерес представляет исследование влияния релаксационных процессов морских солей на величину ФИ БГВ в широком диапазоне частот, используемых в гидроакустической аппаратуре.

Рассмотрим зависимость ФИ плоской бигармонической волны, частоты которой кратны двум, от параметров морской воды:

$$p(z, t) = \sum_{i=1}^2 P_i(z) \cdot \cos \theta_i(z, t) = \sum_{i=1}^2 P_i(z) \cdot \cos \left[\omega_i t - \int_{z_0}^z k_i(z) dz + \varphi_i \right], \quad (1)$$

где $k_1 = \omega_1/c_{\Phi 1}(z)$; $k_2 = \omega_2/c_{\Phi 2}(z)$; $\omega_1 = \omega$ и $\omega_2 = 2\omega$ – частоты Фурье-компонент в составе волны. После прохождения волной (1) расстояния между точками с координатами z_0 и z фазовый инвариант представим комбинацией полных фаз $\theta_i(z, t)$ в виде:

$$\Psi(z) = 2\theta_1(z, t) - \theta_2(z, t) = \Psi_0 + \Delta\Psi_S(z) = (2\varphi_1 - \varphi_2) + \Delta\Psi_S(z). \quad (2)$$

Здесь $\Psi_0 = (2\varphi_1 - \varphi_2)$ – начальное ($z = z_0$) значение ФИ БГВ; $\Delta\Psi_S(z)$ – пространственный набег ФИ, обусловленный частотной дисперсией фазовой скорости. При отсутствии дисперсии имеем $\Delta\Psi_S(z) = 0$.

Оценим влияние релаксационных процессов в воде на величину ФИ БГВ, для чего воспользуемся выражениями коэффициента поглощения и фазовой скорости звука произвольной частоты [2]:

$$\alpha_P = \frac{\omega^2 \tau (c_\infty^2/c_0^2 - 1)}{2c_0(1 + \omega^2 \tau^2)}; \quad c_\Phi^2 = c_0^2 + \frac{\omega^2 \tau^2 (c_\infty^2 - c_0^2)}{2c_0(1 + \omega^2 \tau^2)}, \quad (3)$$

где c_0 и c_∞ – скорость звука при $\omega \rightarrow 0$ и $\omega \rightarrow \infty$; τ – время релаксации.

В морской воде одновременно имеет место несколько релаксационных процессов, каждый из которых характеризуется своим временем (τ):

$$c_\Phi = c_0 \sqrt{1 + 2c_0 \alpha_F \tau_F + 2c_0 \alpha_b \tau_b + 2c_0 \alpha_m \tau_m}, \quad (4)$$

где индексами F , b и m обозначены релаксационные процессы в пресной воде, при наличии боратов и сульфатов магния, соответственно.

Пространственный набег ФИ (2) из-за дисперсии фазовой скорости звука в морской воде (4) при вертикальном распространении БГВ между точками на глубинах z_0 (поверхность моря) и z представим в виде:

$$\Delta\Psi_S(z) = \Psi(z) - \Psi_0 = 2\omega \int_{z_0}^z \left[\frac{1}{c_{\Phi 1}(z)} - \frac{1}{c_{\Phi 2}(z)} \right] dz. \quad (5)$$

Коэффициент поглощения и время релаксации (частота релаксации) зависят от параметров морской воды – температуры T , солености S , уровня pH и гидростатического давления (глубины z). Частотную зависимость

пространственного набега ФИ найдем, используя эмпирические формулы [1] для коэффициента поглощения, частот релаксации и выражение (5). Рассмотрим случай вертикального распространения БГВ при постоянных значениях солёности и температуры воды.

На рис. 1 и рис. 2 показаны участки частотной зависимости дисперсионного набега ФИ БГВ $\Delta\Psi_S(\omega_1)$ в области частот релаксации боратов и сульфата магния при разных значениях температуры воды. Аналогичные участки $\Delta\Psi_S(\omega_1)$, рассчитанные для разных значений солёности морской воды, приведены на рис. 3 (область частот релаксации боратов) и рис. 4 (область частот релаксации сульфата магния).

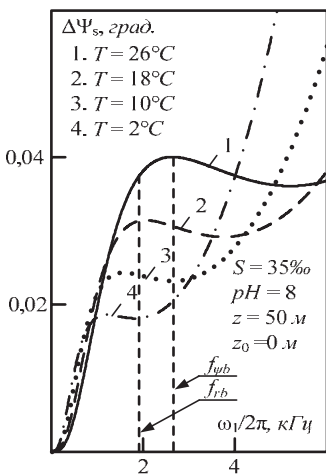


Рис. 1

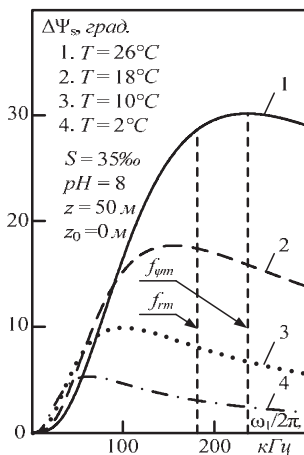


Рис. 2

Видно, что растворенные в морской воде соли существенно влияют на величину ФИ БГВ. Подобно частотной зависимости поглощения, отнесенного к длине волны, функция $\Delta\Psi_S(\omega_1)$ имеет характерные экстремумы. Значения частот f_{ψ_b} и f_{ψ_m} максимумов зависимости $\Delta\Psi_S(\omega_1)$ оказались больше частот релаксации боратов f_{rb} и сульфата магния f_{rm} , значения которых отмечены на рис. 1 и рис. 2 вертикальными пунктирными линиями.

С повышением температуры воды происходит рост величины ФИ БГВ и смещение максимумов зависимости $\Delta\Psi_S(\omega_1)$ в область высоких частот, что обусловлено температурной зависимостью частот релаксации и ростом поглощения акустической волны. Аналогичное по характеру влияние на ФИ БГВ и зависимость $\Delta\Psi_S(\omega_1)$ оказывает увеличение солёности воды, рис. 3 и рис. 4.

В области частот релаксации сульфата магния, рис. 2 и рис. 4, непрерывный рост пространственного набега ФИ с увеличением температуры и солености приводит к достижению значений $\Delta\Psi_S$, которые могут быть критичны для корректной интерпретации результатов локации или измерений фазовыми методами.

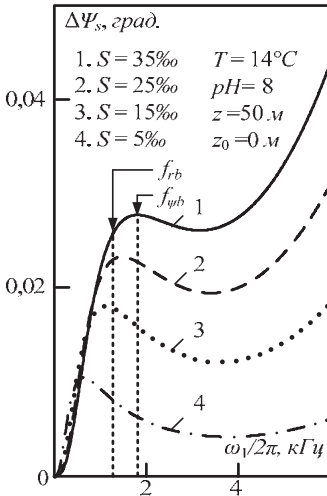


Рис. 3

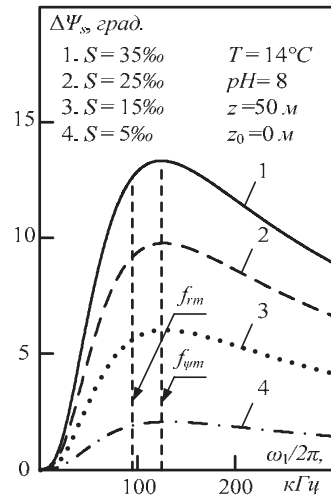


Рис. 4

Полученные результаты дают оценку ожидаемых изменений фазового инварианта БГВ в полосе частот, представляющих интерес для гидроакустики. Характер найденной зависимости $\Delta\Psi_S(\omega_1)$ позволяет проводить выбор параметров гидроакустической аппаратуры, использующей ФИ БГВ, при работе в морской воде.

ЛИТЕРАТУРА

1. Medwin H., Clay C.S. Fundamentals of Acoustical Oceanography (Applications of modern acoustics). Academic Press, 1998. – 712 p.
2. Зарайский В.А., Тюрин А.М. Теория гидролокации. – Л.: Военно-морская академия, 1975. – 605 с.
3. Ультразвук. Маленькая энциклопедия. Под ред. И.П. Голяминой. – М.: Советская энциклопедия, 1979. – 400 с.
4. Гаврилов А.М. Фазозависимые процессы нелинейной акустики: модулированные волны. – Таганрог: Изд-во ТТИ ЮФУ, 2009. – 352 с.
5. Виноградов М.В., Руденко О.В., Сухоруков А.П. Теория волн. – М.: Наука, 1979. – 384 с.

А.Н. Трëхин, А.М. Гаврилов

ОСОБЕННОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ БИГАРМОНИЧЕСКОЙ АКУСТИЧЕСКОЙ ВОЛНЫ В ВОДЕ С ГАЗОВЫМИ ПУЗЫРЬКАМИ

Южный федеральный университет.

Институт нанотехнологии, электроники и приборостроения.

Россия, 347915 Таганрог, пер. Некрасовский, 44.

Тел.: 8-(8634)-371649. E-mail: redman79@mail.ru, gavr_am@mail.ru

Для решения задач оценки физико-механических параметров и мониторинга состояния водной среды и морского дна интерес представляет использование фазовых характеристик полигармонической акустической волны. Изменения фазовых соотношений в спектре волны, происходящие в процессе ее распространения, способны существенно повлиять на достоверность получаемой информации. В работе рассмотрена одна из причин изменения соотношения фаз Фурье-компонент волны, – пузырьки газа, – приводящих к частотной дисперсии скорости звука в морской воде. На примере бигармонического возмущения с кратными частотами анализируется физический механизм и степень влияния пузырьков на фазовый инвариант волны при вертикальном зондировании моря.

Пузырьки газа (воздуха), всегда содержащиеся в морской воде, в ряде случаев способны существенно повлиять на условия излучения [1] и распространения [2] акустических волн. В основе такого влияния лежит значительное различие сжимаемости и плотности воды и газа, что создает условия для возникновения ряда физических процессов. Наиболее интересны явления, сопровождающие резонансные колебания пузырьков, среди которых отметим аномально большие рассеяние и поглощение акустической волны, дисперсию фазовой скорости, соннолюминесценцию и др.

При больших амплитудах звуковой волны колебания пузырьков становятся нелинейными, дополнительно усложняя процесс распространения волн. Отмеченные явления проявляются при незначительных объемах, занимаемых пузырьками газа. В естественных условиях появление газовых пузырьков в морской воде связано с рядом причин: ветровое волнение поверхности, биохимические процессы в органических остатках донных отложений, результат жизнедеятельности организмов и др.

В гидроакустической аппаратуре, использующей полигармонические волны, одним из информационных параметров может быть фазовый инвариант (ФИ), представленный алгебраической комбинацией полных фаз Фурье-компонент, величина которого в бездисперсионной среде не зависит от времени и пройденного расстояния [3]. В воде с пузырьками газа, обладающей дисперсионными свойствами, величина ФИ может претерпевать

XV школа-семинар им. Акад. Л.М. Бреховских "Акустика океана", XXIX сессия РАО
 неконтролируемые изменения, что важно учитывать в проводимых измерениях.

Рассмотрим плоскую бигармоническую волну (БГВ), частоты которой кратны двум, в воде с воздушными пузырьками ветрового происхождения:

$$p(z, t) = \sum_{i=1}^2 P_i(z) \cdot \cos \theta_i(z, t) = \sum_{i=1}^2 P_i(z) \cdot \cos \left[\omega_i t - \int_{z_0}^z k_i(z) dz + \varphi_i \right], \quad (1)$$

где $k_1 = \omega_1/c_{\Phi 1}(z)$; $k_2 = \omega_2/c_{\Phi 2}(z)$; $\omega_1 = \omega$ и $\omega_2 = 2\omega$ – частоты излучаемой волны. Фазовый инвариант, представленный комбинацией полных фаз $\theta_i(z, t)$ гармонических волн в составе БГВ (1), после прохождения расстояния между точками с координатами z_0 и z запишем в виде:

$$\Psi(z) = 2\theta_1(z, t) - \theta_2(z, t) = \Psi_0 + \Delta\Psi_b(z) = (2\varphi_1 - \varphi_2) + \Delta\Psi_b(z).$$

Здесь $\Psi_0 = (2\varphi_1 - \varphi_2)$ – начальное значение ФИ БГВ ($z = z_0$); $\Delta\Psi_b(z)$ – пространственный набег ФИ, вызванный частотной дисперсией фазовой скорости. В воде без газовых пузырьков $\Delta\Psi_b(z) = 0$.

Влияние газовых пузырьков, содержащихся в воде, на величину ФИ БГВ учтем, используя выражение фазовой скорости звуковой волны [2]:

$$c_{\Phi}(z, \omega) = c_0 \left[1 - 2\pi \frac{c_0^2}{\omega^2} \int_{a_{\min}}^{a_{\max}} \frac{(Y^2 - 1)a}{(Y^2 - 1)^2 - \delta^2} n(a) da \right], \quad (2)$$

где $c_0 = 1480$ м/с – скорость звука в воде без пузырьков; a_{\min} и a_{\max} – минимальный и максимальный значения радиуса газовых пузырьков в воде; $Y^2 = \omega_R/\omega$, ω_R – частота собственных колебаний пузырька; δ – постоянная затухания колебаний пузырька; $n(a) da$ – количество пузырьков в единице объема, радиусы которых заключены между значениями a и $a + da$.

Задача отыскания функции распределения по размерам $n(a) da$ количества пузырьков, образованных ветровым волнением, актуальна до настоящего времени. Данные эксперимента разных авторов [2, 4 – 6] расходятся в определении минимальных размеров пузырьков, наличии и положении максимума зависимости, оценке ее спадающего участка. Вместе с тем имеются общие закономерности, рис. 1. Отличия могут быть вызваны различием морфометрических условий и способов исследования, отсутствием внимания к таким факторам, как место зарождения и продолжительность действия ветра в одном направлении, что влияет на форму, высоту и период волн [7]. Для оценки влияния пузырьков на величину ФИ использована модель распределения количества пузырьков по размерам $n(a) da$ на глубине z в зависимости от скорости ветра V , описанная в [2].

Для случая вертикального зондирования водной толщи рассчитаны пространственное изменение ФИ $d\Psi_b/dz$ на произвольной глубине z и пространственный набег ФИ $\Delta\Psi_b(z)$ между точками z_0 до z , появление которых связано с наличием дисперсии фазовой скорости волны (2):

$$\frac{d\Psi_b}{dz} = 2\omega \left[\frac{1}{c_{\Phi 1}(z)} - \frac{1}{c_{\Phi 2}(z)} \right]; \quad \Delta\Psi_b(z) = \Psi(z) - \Psi_0 = 2\omega \int_{z_0}^z \frac{d\Psi_b}{dz} dz .$$

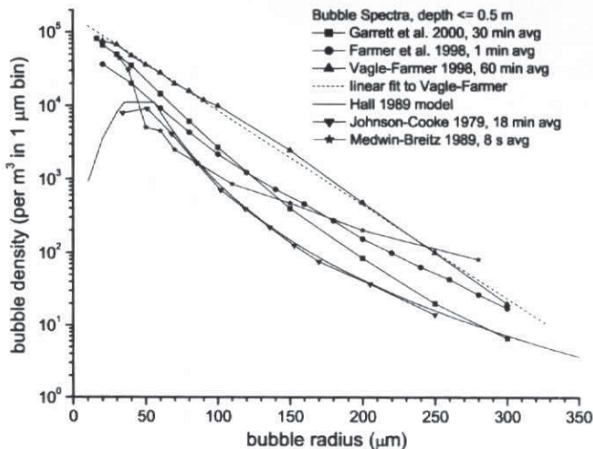


Рис. 1. Распределение количества пузырьков в воде по размера на глубине $z \leq 0,5$ м при скорости ветра $V \approx 12$ м/с [5]

С ростом глубины ($z \geq 1$ м) пространственное изменение ФИ БГВ монотонно стремится к нулю, рис. 2, что объяснимо уменьшением количества пузырьков на больших глубинах и, как следствие, ослаблением дисперсии. На глубинах $z \leq 1$ м в интервале частот $f_1 = 220\text{--}240$ кГц отмечены резкие изменения пространственного распределения $d\Psi_b/dz$. При наличии в воде пузырьков газа и зависимости $c_{\Phi}(\omega)$ перестройка частоты сигнала приводит к изменению не только величины, но и знака $d\Psi_b/dz$. Увеличение скорости ветра V усиливает процесс образования пузырьков, сопровождающийся ростом величины $d\Psi_b/dz$.

На рис. 3 показаны частотные зависимости пространственного набег ФИ $\Delta\Psi_b(\omega)$ при вертикальном распространении БГВ. Резкое сужение диапазона изменений кривых является следствием быстрого уменьшения концентрации пузырьков с ростом глубины. Максимум зависимости $\Delta\Psi_b(\omega)$ смещается с ростом глубины на более высокие частоты из-за влияния гидростатического давления на резонансную частоту пузырьков и уменьшения их радиуса. При больших скоростях ветра V отмечен рост $\Delta\Psi_b$, что вызвано повышением концентрации пузырьков на фиксированной глубине.

Полученные результаты позволяют оценить влияние частотной дисперсии фазовой скорости акустических волн на достоверность фазовых измерений при использовании БГВ с частотами $\omega_2 = 2\omega_1$ в условиях ветрового

волнения, сопровождаемого образованием воздушных пузырьков. Наглядно прослеживаются закономерности изменения ФИ бигармонической волны в интервале рабочих частот и глубин пузырькового слоя воды.

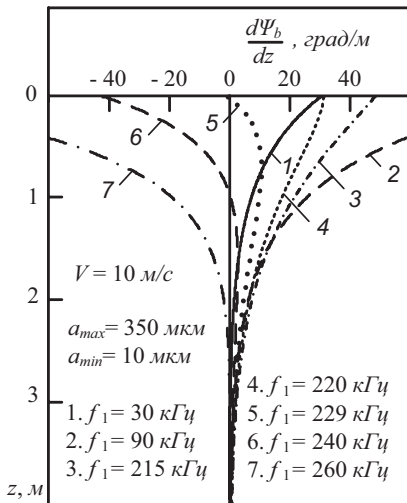


Рис. 2

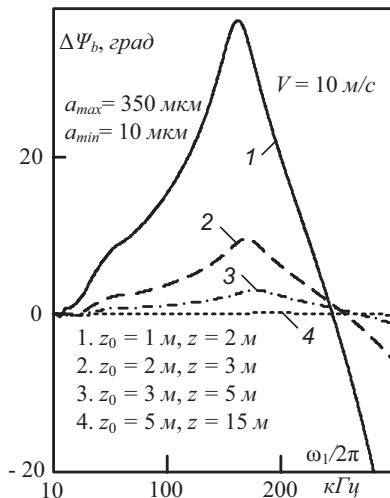


Рис. 3

ЛИТЕРАТУРА

1. Виноградов К.А., Манулис Б.М., Тейтельман А.В. Влияние водной среды, насыщенной пузырьками воздуха, на работу эхолота. // Судостроение, 1981. № 3. С. 33-34.
2. Medwin H., Clay C.S. Fundamentals of Acoustical Oceanography (Applications of modern acoustics). Academic Press, 1998. 712 p.
3. Гаврилов А.М. Фазозависимые процессы нелинейной акустики: модулированные волны. // Таганрог: Изд-во ТТИ ЮФУ, 2009. – 352 с.
4. Акуличев В.А., Буланов В.А., Корсков И.В., Стороженко А.В. Мониторинг экологического состояния акваторий с применением акустического зондирования // Подводные исследования и робототехника, 2012. Т. 14. № 2. С. 42-54.
5. Trevorrow M. Measurement of near-surface bubble plumes in the open ocean with implications for high-frequency sonar performance. // J. Acoust. Soc. Am., 2003. V. 114. № 5. P. 2672-2684.
6. Колобаев П.А. Исследование концентрации и статического распределения размеров пузырьков, создаваемых ветром в приповерхностном слое океана // Океанология, 1975. Т. 15, № 6. С. 1013-1017.
7. Титов Л.Ф. Ветровые волны. // Л.: Гидрометеиздат, 1969. – 294 с.

Хилько А.И., Смирнов И.П., Машошин А.И.¹⁾, Шафранюк А.В.¹⁾

КОГЕРЕНТНОСТЬ ГИДРОАКУСТИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ: СТРУКТУРА И ВЛИЯНИЕ НА ЭФФЕКТИВНОСТЬ ПОДВОДНОГО НАБЛЮДЕНИЯ

Институт прикладной физики РАН

Россия, 603950, Н. Новгород, ул. Ульянова, д.46

Тел. / Факс: (831) 436-9717; E-mail: A.khil@hydro.appl.sci-nnov.ru

¹⁾ ОАО «Концерн «ЦНИИ «Электроприбор», Санкт-Петербург

Анализируется пространственная и временная когерентность НЧ и ВЧ ГА полей в зависимости от структуры океанического волновода, волнения поверхности и объемных неоднородностей океана для различных положений источника и приемной системы. Анализируются возможности подводного ГА наблюдения при частичной когерентности полей.

Зондирующие и полезные дифрагированные гидроакустические (ГА) поля являются многоволновыми. Их сложная интерференционная структура существенно меняется по мере распространения за счет рассеяния на неоднородностях и затухания. В этой связи и когерентность ГА поля также имеет сложную интерференционную структуру, которая трансформируется по мере распространения. Поскольку интерференционная структура ГА поля чрезвычайно чувствительна к вариациям фазовых характеристик парциальных компонент, что проявляется в ГА поле и структуре когерентности в виде неустойчивых шумоподобных спекл-структур [1, 2].

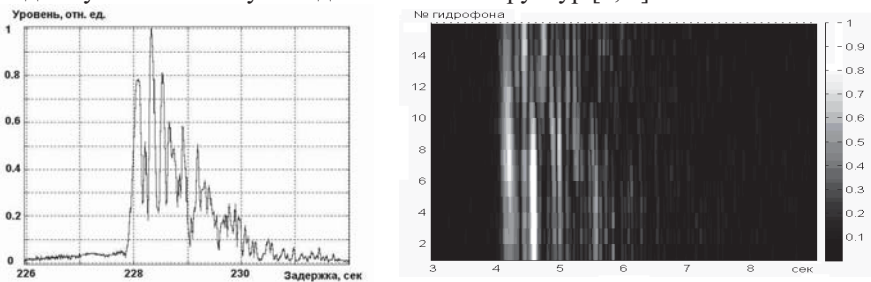


Рис.1. Результат согласованной фильтрации зондирующего ЛЧМ импульса (слева) с выхода одного гидрофона на расстоянии 150 км от излучающей решетки и аналогичное распределение на апертуре приемной антенной решетки, расположенной на расстоянии 235 км от источника.

Примером таких структур (рис. 1) являются сигналы, наблюдаемые на выходе согласованного фильтра на различных элементах удаленной на достаточно большое расстояние протяженной горизонтальной приемной решетки [1]. Интерпретировать наблюдаемые пики как модовые отклики не представляется возможным. Структура таких квазислучайных вариаций быстро меняется в пространстве и во времени. Обычно для описания указанных и других флуктуаций ГА сигналов используют когерентность. Характеристики когерентности определяются усреднением как по статистическому ансамблю пространственно-частотных флуктуаций океанической среды, которые воздействуют на ГА сигналы по мере их распространения, так и по интерференционной структуре сигналов, которая характеризуется широким спектром пространственной и временной изменчивости. Вместе с тем, при подводном наблюдении решения чаще всего принимаются по отдельным реализациям ГА полей, усреднение которых определяется размерами пространственно-частотных апертур приемных систем, которые, в свою очередь, зависят от требуемого пространственного и временного разрешения при наблюдении. Во многих случаях можно считать, что при распространении по протяженным акустическим траекториям ГА поля усредняются за счет многократного рассеяния на большом числе статистически независимых неоднородностей среды. Однако, существенная часть не усредненных, относительно высококогерентных компонент ГА поля, интерферируя,

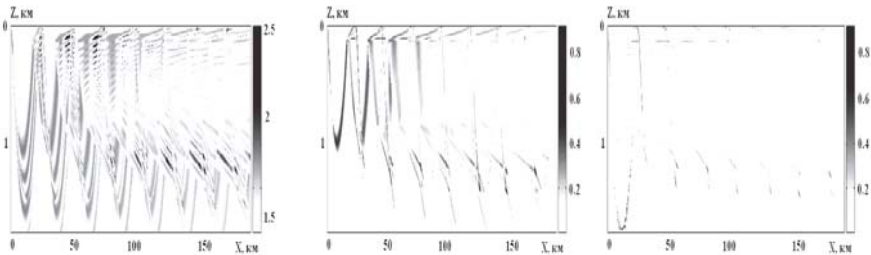


Рис. 2 Распределение коэффициента интерференции ВЧ ГА поля при различных значениях отношения уровней случайных флуктуации показателя преломления к длине когерентности зондирующего поля K : слева, $K = 0.5 \cdot 10^{-7}$ км/сек, в центре, $K = 0.5 \cdot 10^{-6}$ км/сек, и справа, $K = 0.5 \cdot 10^{-5}$ км/сек [2].

продолжают формировать высококонтрастную чрезвычайно чувствительную к всевозможным вариациям параметров волновода спекл-образную интерференционную структуру. Результатом такой интерференции парциальных волноводных структур в океаническом волноводе является значительная неоднородность и изрезанность, а также временные вариации распределения интенсивности ГА поля. В реальных условиях в ГА волноводе все определенным образом варьируется и флуктуирует, и положение элементов системы наблюдения, и среда, например, из-за течений, ветра и движения объектов наблюдения. Можно считать с большой степенью достоверности, что и распределение когерентности в волноводе неоднородно

и нестационарно. В частности, в случайно неоднородном ГА волноводе формируются зоны фокусировки высокочастотного (ВЧ) акустического поля, где когерентность высокая и интерференционная структура ярко выражена. Это обуславливается тем, что, часть лучевых волновых компонент фокусируется волноводом и, имея малую межволновую дисперсию, рассеиваются на случайных неоднородностях союзно (рис.2). В других областях волновода формируются зоны тени, где поле представляет собою результат суперпозиции большого числа лучевых волноводных компонент, которые распространяются по разным траекториям и рассеиваются некоррелированными случайными неоднородностями. В таких областях интерференция ослабевает (рис.2) и когерентность ГА поля обычно мала [2]. В мелком море, при формировании когерентности низкочастотного ГА поля существенную роль играют значительные отличия декрементов затухание модовых волноводных компонент в дне. Это приводит к тому, что вследствие рассеяния и затухания поля на случайных неоднородностях когерентность теряют сначала высокочастотные интерференционные компоненты и моды высоких номеров. При этом зыбь, неровности дна и внутренние волны вызывают трансформацию акустической энергии в высокочастотную часть модового спектра, где рассеяние и затухание больше, что и реализует механизм разрушения когерентности ГА поля в целом [3].

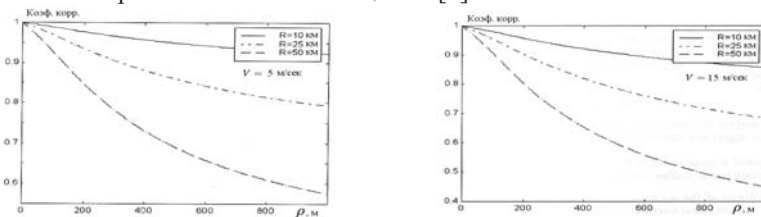


Рис. 3. Горизонтальная когерентность низкочастотной компоненты для слабого ($V=5$ м/сек) и сильного ($V=15$ м/сек) ветра при частоте ГА поля $f=240$ Гц на различных дистанциях наблюдения в мелком море в присутствие ветрового волнения и поля внутренних волн [3].

В некоторых случаях, в частности, в мелком море, могут реализоваться условия равновесия указанных механизмов, что можно интерпретировать как сохранение масштабов когерентности при распространении [3, 4], что можно объяснить тем, что при характерных скоростях ветра $v \leq 15$ м/сек и частотах $f \leq 10^2$ Гц вертикальная индикатриса рассеяния звука на взволнованной поверхности шире критического угла волновода. При этом значительная часть энергии слабозатухающих мод низких номеров рассеивается в сильно затухающие моды высших номеров, либо излучается из волновода. Вследствие этого энергия рассеянной компоненты остается существенно меньше энергии когерентной компоненты, однако такое когерентное поле быстро падает по интенсивности. При таком механизме рассеяния, флуктуирующее акустическое поле можно представить в виде суперпозиции

низкочастотной компоненты, флуктуирующей с частотами $f \geq 10^{-3}$ Гц и высокочастотной компоненты, с частотами флуктуаций $f \geq 10^{-3}$ Гц. Когерентность мод в низкочастотных компонентах полностью определяются внутренними волнами, однако их энергия зависит от рассеяния на ветровом волнении. При этом статистические характеристики высокочастотных компонент в основном определяются эффектами рассеяния на взволнованной поверхности. Как показывают численные оценки, спектральная плотность рассеянной компоненты в мелком море растет приблизительно пропорционально длине акустической трассы. Горизонтальная когерентность низкочастотной компоненты для слабого ($V=5$ м/сек) и сильного ($V=15$ м/сек) ветра (рис.3) зависит от скорости ветра. Этот эффект обусловлен тем, что различные акустические моды имеют разные декременты затухания энергии при рассеянии на ветровом волнении и, кроме того, различным образом флуктуируют в поле внутренних волн. На малых дистанциях $R \cong 10$ км пространственная когерентность сигнала остается сравнительно высокой при любых пространственных разнесениях точек наблюдения, поскольку фазовые флуктуации мод остаются все еще малыми в сравнении с единицей. Однако уже на дистанциях $R \cong 50$ км, функция корреляции существенно спадает при разнесениях точек наблюдения $\rho \geq 10^3$ м, при этом масштаб когерентности $\rho \approx 500$ метров. Таким образом, использование в мелком море когерентной обработки сигналов может оказаться неэффективным когерентная обработка с пространственными задержками $\delta R \geq 10^2$ метров.

Разрушение многолучевой и/или модовой когерентности ГА поля в нестационарных океанических волноводах ограничивает эффективность работы перспективных зональных интегрированных сетевых систем подводного наблюдения (ИССПН), для которых важны требования минимизации требуемых энергоресурсов. Это предполагает использование при наблюдении хорошо распространяющихся (слабо затухающих и высококогерентных) волноводных компонент, которое заключается в излучении небольшого числа согласованных с волноводом волноводных компонент и частично когерентном накоплении энергонасыщенных полезных (дифрагированных, при активном наблюдении) волноводных компонент. Методика такого согласования может быть основана на усвоении данных оперативной океанологии, которое осуществляется через актуальные модели ГА волновода, сигналов и помех. При этом возникает проблема оптимального согласования, которое должно учитывать и особенности формирования когерентности многоволновых ГА сигналов. В частности, такая проблема возникает при использовании методов согласования с полем, в которых, чаще всего, не учитывают потери когерентности из-за объемного, придонного и поверхностного рассеяния [4]. Один из возможных путей решения указанной проблемы, как уже отмечалось, является использование в качестве зондирующих высокоинтенсивных и высококогерентных компонент ГА поля. По-

видимому, такой подход оптимален и при приеме ГА сигналов. Вероятно для обеспечения высокой эффективности система ГА наблюдения, требования к океанологической информации и адекватности моделей при такой оптимизации могут быть снижены [5-8].

Указанная идея использовалась при анализе возможностей ИССПН в условиях мелкого моря, когда предлагалось возбуждать и принимать низкочастотные (НЧ) маломодовые акустические импульсы [1, 5, 6]. При использовании лишь низкономерных мод, НЧ сигналы могут сохранять достаточно высокую когерентность при типичных скоростях ветра на дистанциях 50-100 км, что позволяет осуществлять частотное и пространственное когерентное накопление при аппаратурах порядка 10^3 метров. Однако мультистатистические проекции ИССПН, формируемыми разнесенными элементами, разнесенными в пространстве на десятки и сотни километров, могут быть накоплены лишь некогерентно. Представляет интерес рассмотрение возможностей построения ИССПН, основанных на использовании ВЧ ГА сигналов [7, 8]. Как показывает предварительный анализ, при использовании ВЧ ГА сигналов ИССПН могут состоять из менее громоздких элементов, которые для своей работы требуют меньших энергоресурсов. Однако для повышения достоверности оценок эффективности требуется провести детальный анализ влияния когерентности, в том числе, для условий, например, при больших скоростях ветра, а также на достаточно больших дистанциях наблюдения. Отметим, что разрушение когерентности в таких условиях исследовано не достаточно. Наиболее развитой к настоящему моменту является приближенная модель влияния случайных неоднородностей океана на ВЧ ГА сигналы в виде возникновения реверберационных помех (см. [5, 7] и другие цитированные в ней работы). Такое приближение применимо, когда случайные неоднородности океана относительно малы и можно использовать борновское приближение, при котором сигнал считается когерентным и имеющим ту же интенсивность. При увеличении амплитуд случайных возмущений океанической среды следует учитывать уже и ослабление интенсивности (модифицированное борновское приближение), а также полагать, что когерентность сигнала по мере распространения сигнала падает. Анализ когерентности ВЧ ГА поля, основанный на использовании лучевого приближения, показывает, что коэффициент когерентности узкополосных сигналов в случае слабых флуктуаций среды имеет высокочастотную интерференционную структуру. По мере увеличения случайных флуктуаций среды интерференционные компоненты коэффициента когерентности уменьшаются (рис.4). Как показывают вычисления, продольный горизонтальный масштаб когерентности ВЧ ГА поля обратно пропорционален частоте источника, удаленности от него и мощности флуктуаций показателя преломления. Пусть случайные возмущения океанической среды δ -коррелированы, стационарны и однородны в пространстве волновода. Приближенной оценкой продольного пространственного масштаба области когерентности (где он спадает в e раз) является величина

$L_r \cong (\sqrt{2\pi})^{-1} c_0^2 \dot{i}_0^{-1} \int_0^{r_1} \min_k L_k^1$, где $\dot{i}_k(\mathbf{r}) \equiv \dot{i}_0$ — средний квадрат скорости флуктуаций

показателя преломления вдоль k -ой траектории луча, L_k — длина луча, c_0 —

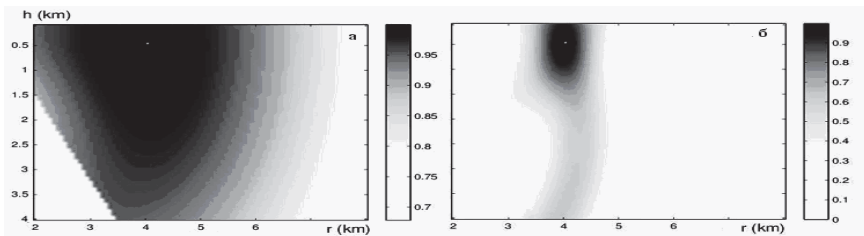


Рис. 4. Распределение пространственной когерентности ВЧ ГА узкополосного сигнала в глубоком море (канонический канал), при частоте 2 кГц, и различных величинах среднеквадратичного значения частоты флуктуации фазы лучей (0.3 (а), 3 (б)). Источник ГА поля располагался на глубине 0.2 км, опорная приемная точка обозначена на распределениях белой точкой.

средняя скорость звука в волноводе. Вертикальный масштаб области когерентности теоретически оценить значительно сложнее, так как он зависит от формы фронтов волн рефракции, которые, в свою очередь, определяются профилем показателя преломления волновода и положением источника звука в нем. Для оценки поперечного масштаба в общем случае следует использовать трехмерную модель волновода. Если коэффициент пространственной когерентности определять традиционным образом он будет иметь сложную интерференционную структуру. Такая структура формируется, как отмечалось выше, за счет когерентного сложения большого числа различных лучевых компонент. Когерентность ВЧ ГА поля при распространении уменьшается по мере ослабления межлучевой когерентности. При этом, поле формируется уже суммой некогерентно складываемых лучевых компонент. В случае, когда длина когерентности лучевых компонент много больше пространственных задержек между отдельными лучевыми компонентами в пределах приемных апертур, ВЧ ГА поле будет когерентным, однако оно может иметь сложную интерференционную структуру (спектральную хаотического вида). Когерентная обработка такого рода высококогерентных ВЧ ГА сигналов возможна лишь при учете (компенсации) всех фазовых набегов всевозможных лучевых компонент для приемников в пределах приемной апертуры. Для этого необходимо рассчитывать соответствующие апертурные множители с помощью адекватных моделей для расчета ВЧ ГА поля в волноводе в отсутствие случайных неоднородностей. Кроме того, необходимо использовать актуальные данные оперативной океанологии о строении ГА волновода и о параметрах случайных неоднородностей. Как показывают анализ и эксперименты, организовать такой прием практически не представляется возможным [4]. Как следует из результатов предварительного анализа структуры пространственной когерентности ВЧ

ГА поля, использование когерентной обработки ВЧ ГА сигналов трудно реализуемо из-за сложности интерференционной структуры поля. При работе ИССПН предполагается использование импульсных ГА сигналов.

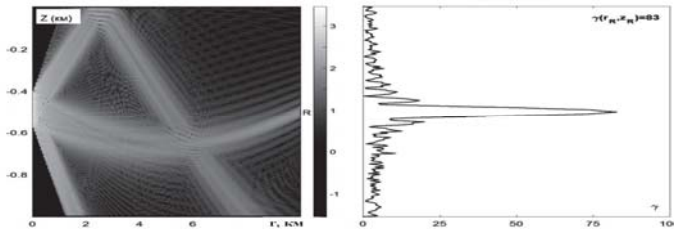


Рис.5. Распределение сфокусированного ВЧ ГА поля в волноводе в вертикальном сечении, обозначенном буквой **R**.

В этом случае при оценке когерентности ВЧ ГА поля следует учитывать дополнительно и межлучевую дисперсию, которая приводит к расплыванию суммарного импульса по оси задержек. Как и в случае НЧ ГА сигналов, преодолеть указанные трудности возможно при использовании при наблюдении интенсивных и высококогерентных волновых компонент ГА поля. Это можно осуществить с помощью согласованных с ГА волноводом пространственно-частотных апертурных распределений, позволяющих излучать и принимать сфокусированные в нужную точку наблюдения компоненты ВЧ ГА поля. На рис. 5 показаны результаты расчетов ВЧ ГА поля, возбуждаемого вертикальной ограниченного размера решеткой из 30 излучателей, при его фокусировке в заданную точку нацеливания [8]. Фокусировка осуществлялась для условий мелкого моря с зимней гидрологией. Расчеты проводились с помощью лучевой модели расчета ГА поля. Апертурные множители возбуждению только рефракционной объемной волны. При такой фокусировке другие волноводные компоненты существенно ослаблялись, как за счет решетки, так и за счет потерь при отражении от границ волновода. Когерентность такого сфокусированного согласованно с волноводом ВЧ ГА поля формируется рассеянием лишь на объемных случайных неоднородностях океанической среды. Кроме того, интерференционные такого сфокусированного ВЧ ГА поля существенно подавлены. Как показывают сравнения, интенсивность сфокусированного ГА поля с выделением только водной компоненты и интенсивности при фокусировке всего ГА поля, в частности и компонент, отраженных от поверхности, отличаются не значительно (на 10-15%). Аналогичную фокусировку следует выполнять и приемной решеткой, что обеспечивает наблюдение с помощью интенсивных и высококогерентных ВЧ ГА компонент. Это обеспечивает ослабление потерь акустической энергии, повышение чувствительности ИССПН. Как показывает проведенный в работе предварительный анализ, когерентность ГА поля имеет многокомпонентную структуру. Каждая из компонент поля имеет совою, присущую ей когерентность и интенсивность. Попытка использовать при ГА наблюдении все волноводные компоненты приводит к существенным энергетическим потерям и ослаблению чувствительности.

Избежать их можно, если модели расчета, используемые, для когерентной обработки способны описывать и все особенности формирования интерференции ГА поля, для чего необходимо иметь в наличии подробную постоянно обновляемую базу океанологических данных. Поскольку практических возможностей учета всех аспектов изменчивости океанической среды нет. Остается лишь использовать при наблюдении только отдельные высокоинтенсивные и высококогерентные волноводные компоненты.

ЛИТЕРАТУРА

1. А.В. Гринюк, В.Г. Бурдуковская, В.Н. Кравченко, В.В. Коваленко, А.Г. Лучинин, А.И. Малеханов, А.Т.Трофимов, О.И. Трусова, И.П. Смирнов, А.А. Стромков, А.И. Хилько Экспериментальные исследования возможностей оптимизации зондирующих сигналов при низкочастотной акустической томографии мелкого моря // Акустический журнал. 2012. Т. 58, №3. С.316-329.
2. Бурдуковская В.Г., Смирнов И.П., Хилько А.И. Области высокой корреляции акустических волн в океанических волноводах // Известия ВУЗ Радиофизика. 2011. Т. 54, №7. С.474-481.
3. Раевский М.А., Хилько А.И. О пространственно-временной когерентности низкочастотных акустических волн в мелком море с флуктуирующими параметрами // Акустический журнал. 2015. Т. 61, №3. С. 369-376.
4. Arthur V. Baggeroer. Why did applications of MFP fail, or did we not understand how to apply MFP? / 1st Underwater Acoustics Conference and Exhibition 23rd to 28th June 2013 Corfu island, Greece Proceedings Edited by John S. Papadakis & Leif Vjørnø P.41-49
5. Лучинин А.Г., Хилько А.И. Маломодовая акустика мелкого моря // УФН. 2011. Т.181, №11. С. 22-28.
6. Смирнов И.П., Хилько А.И., Романова Т.В. Оптимальное выделение модовых сигналов на фоне помех вертикальными решетками в плоскостойких волноводах // Изв. вузов Радиофизика. 2008. Т. 51, №1. С. 50-62.
7. Смирнов И.П., Хилько А.И., Хилько А.А. Томографическое наблюдение неоднородностей мелкого моря при зондировании фокусированным высокочастотным акустическим полем. I. Структура имитационной модели // Изв. Вуз. Радиофизика. 2009. Т. 52, №. 2. С. 134-148.
8. А.И. Хилько, И.П. Смирнов, В.Г. Бурдуковская. К вопросу об оптимальном возбуждении гидроакустического поля в рефракционных океанических волноводах // Акустический журнал. 2016. Т.62 (работа принята к печати).

Расcеяние и отражение звука

В.А. Буланов, И.В. Корсков, П.Н. Попов, А.В. Стороженко

РАССЕЯНИЕ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО ЗВУКА И РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЗООПЛАНКТОНА В ВЕРХНЕМ СЛОЕ ОКЕАНА

Тихоокеанский океанологический институт им. В.И. Ильичева
Дальневосточного отделения РАН
Россия, 690041, Владивосток, Балтийская, 43
Тел.: (423)2374913; Факс: (423)2311400, E-mail: bulanov@poi.dvo.ru

Представлены результаты исследований рассеяния звука в верхнем слое океана, полученные в различные годы. Измерения коэффициентов рассеяния звука проводились на ходу судна и на отдельных станциях на высоких частотах от 100 до 250 кГц в различные годы с 2001 г. по 2014 г. Показано, что акустическая оценка биомассы совпадает с результатами биологических измерений in situ.

Большую роль в рассеянии звука играют планктонные сообщества и ведущее место в иерархии рассеяния занимают различные виды зоопланктона [1-5]. Коэффициент рассеяния звука m_V определяется обычным выражением, учитывающим функцию распределения включений по размерам в виде:

$$m_V = \int_{l_{\min}}^{l_{\max}} \sigma(l) dN(l), \quad (1)$$

где размерность сечения рассеяния σ одиночным организмом обычно задают в m^2 , и тогда размерность коэффициента m_V определяется как m^{-1} . На практике рассеяние звука определяется коэффициентом рассеяния, экспериментальное значение которого можно написать в виде [1-3]

$$m_V = (2 / \pi \theta^2 c \tau) (P_{bs} / P_i)^2, \quad (2)$$

где $I_{bs} \sim P_{bs}^2$, $I_i \sim P_i^2$ - интенсивности падающего на неоднородность и рассеянного звука соответственно, при этом P_i и P_{bs} - соответственно, амплитуды падающей на объем V волны и рассеянной в обратном направлении, V - импульсный рассеивающий объем среды, $V = \pi r^2 \theta^2 c \tau / 2$, θ - ширина диаграммы направленности излучателя, c - скорость звука, τ - длина импульса звука.

С конца 1980-х годов появился ряд моделей [1, 3], которые позволяют по достаточно простым формулам вычислить коэффициент рассеяния звука на больших и сложных по форме одиночных объектах, например, на слабо

изогнутых цилиндрах конечной длины. В этом случае удастся оценить коэффициент рассеяния не только рыбами и планктоном малого размера (меньше длины волны звука), но и большими рыбами и зоопланктоном, наиболее сильно рассеивающим звук. Выяснилось, что на высоких частотах звука основное рассеяние звука имеет биологическое происхождение и значительная часть его связана с распределением планктона в морской воде [2 - 4]. Ниже представлены результаты исследований рассеяния звука, которые проводились на ходу судна и на отдельных станциях на частотах от 100 до 250 кГц с 2001 г. по 2014 г.

В основу акустической оценки биомассы в морской среде положена связь между коэффициентом рассеяния звука m_V и распределением биомассы в морской среде m_g . Постановка задачи в общих чертах традиционна. Новый подход заключается в использовании полуэмпирических формул для сечения рассеяния на одиночном включении и двух практически важных типов функций распределения включений по размерам, который позволил выявить связь между экспериментальными и теоретическими характеристиками [4, 5]. Общее выражение, позволяющее по экспериментальным данным для m_V получать данные по распределению биомассы m_g в рамках двух распределений – степенного (P) и гауссовского (G), можно написать в виде:

$$m_g^{(P,G)}(r, f) = D^{(P,G)}(f)m_V(r, f), \quad (3)$$

где коэффициент $D^{(P,G)}(f)$ зависит от частоты, имеет сложный вид и подробно проанализирован в работе [4].

Типичное распределение коэффициента рассеяния звука на частоте 100 кГц вдоль трассы в тропических водах океана представлено для Аравийского моря на рис. 1, из которого видны ярко выраженные суточные вариации m_V , наложенные на тренд m_V вдоль длинной трассы на расстоянии 1500 км от юга к северу при среднем спаде 5.6 дБ. На рис.2 представлено изменение во времени коэффициента рассеяния звука на частоте 138 кГц, полученное с помощью инвертированного излучателя, установленного на дне в шельфовой зоне Японского моря (бухта Витязь, 100 км к югу от Владивостока). Хорошо видны суточные вариации рассеяния звука и приливные вариации глубины моря. Следует отметить большую величину изменений m_V , достигающих в максимуме до 40 дБ, что существенно превышает значения вариаций m_V , полученных в глубоких морях. В заливе Петра Великого Японского моря на протяжении большей части года наиболее многочисленной группой планктонных сообществ являются копеподы [6], при этом доминируют 2 рода копепод: *Acartia* и *Oithona* с длиной особи 1 и 0,3 мм соответственно. Оценка $D^{(P)}$ для частоты $f \sim 250$ кГц дает $D^{(P)} \sim 4 \cdot 10^4$ г·м/л = $4 \cdot 10^{10}$ мг/м².

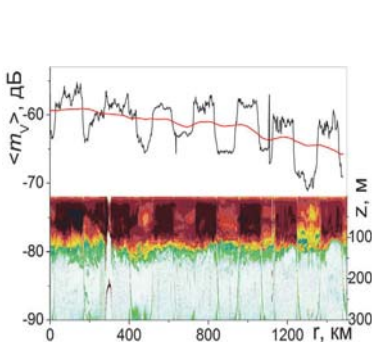


Рис.1. Распределение $m_v(r)$ в Аравийском море

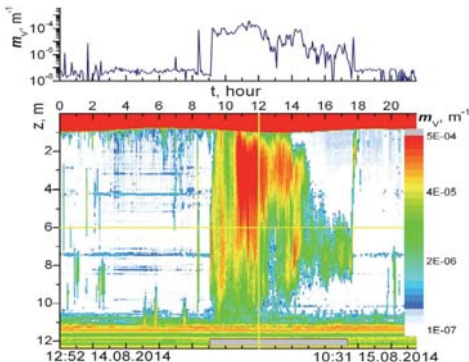


Рис.2. Суточная изменчивость m_v на шельфе Японского моря

На рис.3 представлено распределение планктона $m_g(r)$ по данным о рассеянии звука $m_v(r)$ вдоль протяженных трасс для различных районов Мирового океана, полученных в кругосветной экспедиции на ПУС "Надежда" в 2003-2004 гг. [5].

Проведены сравнительные исследования рассеяния звука в Японском море и восточной Арктике (Чукотское море), показанные на рис.4. На врезке представлена картина полусуточных вариаций звукорассеивающих слоев на станции 4 в Чукотском море. Серым цветом на шкале времени выделено темное время суток на каждой станции. Исследования выявили существенно большее рассеяние звука в восточной Арктике, что связано с большей концентрацией планктона (см. данные на рисунке 4).

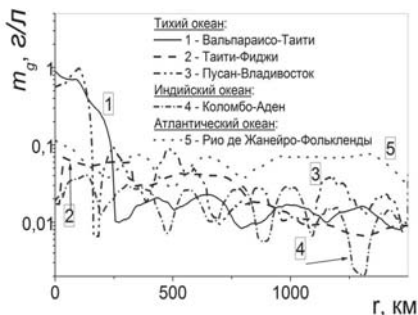


Рис.3. Концентрация планктона $m_g(r)$ по данным о рассеянии звука вдоль трасс для различных районов Мирового океана (2003-2004 гг.).

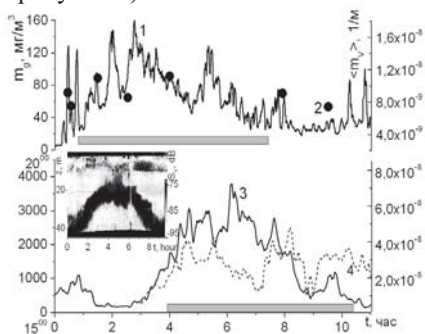


Рис. 4. Концентрация планктона в Японском море по данным рассеяния звука 1 и по результатам облова 2, и в Арктике (3 - $66^{\circ} 29'N, 170^{\circ} 24'W$, 4 - $68^{\circ} 54'N, 178^{\circ} 11'W$).

Важной характеристикой рассеяния звука в море являются суточные вариации коэффициента рассеяния звука. В глубоководных морях на средних и экваториальных широтах обычно четко видны суточные вариации коэффициента рассеяния звука [4, 5], обусловленные суточными перемещениями планктона по глубине. Особый случай миграции планктона представляют результаты, полученные в Чукотском море (врезка рис. 4) для коэффициента обратного рассеяния $S_V = 10 \lg(m_V)$ и кривая 4 на рис. 4. Из врезки рис. 4 следует, что поведение планктона по глубине происходит иначе, неклассическим образом: в темное время суток они не приближаются к поверхности.

Таким образом, в работе сопоставлены результаты акустических исследований в Тихом, Индийском и Атлантическом океанах, проведенных в 2003-2004 гг. с результатами, полученными в дальневосточных морях в различные годы с 2001 г. по 2014 г. и в морях восточной Арктики в 2013 г. Анализ рассеяния звука в Японском море и восточной Арктике выявил существенно большее рассеяние звука в восточной Арктике, что предположительно связано с большей концентрацией планктона в верхних слоях арктических морей. Обнаружено, что суточная миграция планктона в Чукотском море отличается от миграции планктона в Японском море.

Работа выполнена при поддержке проекта № 15-I-1-046 программы "Дальний восток" ДВО РАН.

ЛИТЕРАТУРА

1. P. H. Weibe, C. Greene, T. K. Stanton, "Sound scattering by live zooplankton and micronekton" *J. Acoust. Soc. Am.*, 88, 2346-2359 (1990).
2. P. Ressler, Acoustic backscatter measurements with a 153 kHz ADCP in the northeastern Gulf of Mexico: determination of dominant zooplankton and micronekton scatterers", *Deep-Sea Research I*, 49, 2035-2051 (2002).
3. J. M. Jech, J. K. Horne, D. Chu, et al Comparisons among ten models of acoustic backscattering used in aquatic ecosystem research / *J. Acoust. Soc. Am.* 2015, Vol.138, No 6, p. 3742-3764.
4. V. A. Akulichev, V. A. Bulanov, A. V. Storozhenko, "An estimate of plankton distribution in the ocean based on acoustic sounding" *Doklady Earth Sciences*, 438, 690-692 (2011).
5. V.A. Bulanov, A.V. Storozhenko Acoustic assessment of plankton distribution in upper layers of the sea // *Proceedings of Meetings on Acoustic*, 2016, Vol.24. 005006 7 p. <http://dx.doi.org/10.1121/2.0000161>
6. V. V. Kasyan, "Distribution and seasonal dynamics of *Centropages abdominalis* Sato and *C. tenuiremis* Thompson et Scott (Copepoda) in Amursky Bay, Sea of Japan", *Russian Journal of Marine Biology*, 30, 2, 87-95 (2004).

А.Л. Вировлянский, А.Ю. Казарова

СТАТИСТИЧЕСКИЕ МОМЕНТЫ АМПЛИТУД МОД НА РАЗЛИЧНЫХ ЧАСТОТАХ ВО ФЛУКТУИРУЮЩЕМ ОКЕАНЕ

Институт прикладной физики РАН
Россия, 603950 Нижний Новгород, , ул. Ульянова, д.46
Тел.: (831) 416-4784; Факс: (831) 416-0630,
E-mail: viro@hydro.appl.sci-nnov.ru

Обсуждается приближенный лучевой подход для оценки совместных статистических моментов амплитуд мод на разных частотах в волноводе с флуктуациями скорости звука. Аналитические выражения для моментов, полученные на основе приближенного решения уравнения взаимодействия мод, позволили найти закон подобия, устанавливающий связь между амплитудами мод с одинаковым отношением номера моды к частоте. Применимость обсуждаемого лучевого подхода продемонстрирована с использованием моделирования методом Монте-Карло для модели подводного акустического волновода в глубоком море.

Рассмотрим двумерную модель подводного акустического волновода с полем скорости звука $c(r, z) = \bar{c}(z) + \delta c(r, z)$, где r – дистанция, z – глубина, $\bar{c}(z)$ – невозмущенный профиль скорости звука, $\delta c(r, z)$ – возмущение скорости звука, индуцированное случайными внутренними волнами. Введем эффективную скорость звука c_0 , удовлетворяющую условию $|\bar{c}(z) - c_0| \ll c_0$. Для описания звукового поля на несущей частоте f воспользуемся его разложением по собственным функциям невозмущенной задачи Штурма-Лиувилля $\varphi_{m,f}(z)$, то есть по модам невозмущенного волновода. В присутствии возмущения δc амплитуды мод $a_{m,f}(r)$ становятся случайными функциями расстояния. Одной из классических задач акустики океана является расчет статистических моментов амплитуд мод, через которые выражаются статистические моменты суммарного волнового поля.

Традиционный подход к решению этой задачи сформулирован в работах [1,2]. В его основе лежат уравнения переноса для вторых статистических моментов амплитуд $a_{m,f}(r)$, полученные в марковском приближении. Альтернативный метод описания статистики амплитуд мод предложен в работе [3]. Он базируется на аналитическом решении уравнений для амплитуд мод (в англоязычной литературе их называют mode coupling equations), найденном в высокочастотном приближении. Из-за использования высоко-

частотного приближения данный подход имеет более узкую область применимости, чем традиционный, но зато он позволяет получать относительно простые аналитические оценки совместных статистических моментов любого порядка на разных частотах.

В работе [3] показано, что при возбуждении поля на частоте f точечным источником m -я мода эффективно взаимодействует с соседними модами при рассеянии на неоднородностях среды, расположенных в окрестностях двух так называемых модовых лучей, траектории которых мы обозначим $z_{m,f}^{\pm}(r)$. Эти лучи выходят из источника под равными по модулю и противоположными по знаку углами и имеют точки поворота на глубинах, совпадающих с точками поворота m -й моды. В приближении ВКБ собственная функция имеет вид $\varphi_{m,f}(z) = \varphi_{m,f}^{+}(z) + \varphi_{m,f}^{-}(z)$, где $\varphi_{m,f}^{\pm}(z) = A_{m,f}(z) \exp(\pm ik\Phi_{m,f}(z))$, $k = 2\pi f/c_0$, а явный вид функций $A_{m,f}$ и $\Phi_{m,f}$ хорошо известен. В невозмущенном волноводе величина $a_{m,f}$ не зависит от дистанции и равна $\varphi_{m,f}(z_0)$, где z_0 – глубина источника. В [3] показано, что в присутствии возмущения справедливо приближенное выражение

$$a_{m,f}(r) = \varphi_{m,f}^{+}(z_0) \exp(ikX_{m,f}^{+}(r)) + \varphi_{m,f}^{-}(z_0) \exp(ikX_{m,f}^{-}(r)), \quad (1)$$

где $X_{m,f}^{\pm}(r) = -\frac{1}{c_0} \int_0^r dr' \delta c(r', z_{m,f}^{\pm}(r'))$. В предположении, что случайные

набеги фазы вдоль траекторий модовых лучей $kX_{m,f}^{\pm}(r)$ – гауссовы случайные величины с нулевым средним, из (1) легко получаются аналитические выражения для любых совместных моментов амплитуд мод, в том числе и для амплитуд на разных частотах. Явные выражения для этих моментов находятся с помощью известной формулы для случайной гауссовой величины α с нулевым средним: $\langle \exp(i\alpha) \rangle = \exp(-\langle \alpha^2 \rangle / 2)$. Согласно данной формуле и (1) любой статистический момент амплитуд мод, включая моменты амплитуд на разных частотах, выражается через статистические моменты $\langle X_{m,f}^{\pm}(r) X_{m_1,f_1}^{\pm}(r) \rangle$, которые легко выражаются через интегралы от функции корреляции возмущения δc [4].

В работе [4] методом Монте-Карло протестирована применимость обсуждаемого подхода в глубоководном подводном звуковом канале с флуктуациями скорости звука, вызванными случайными внутренними волнами со статистикой, заданной эмпирическим спектром Гаррета-Манка. Звуковое поле в отдельных реализациях рассчитывалось методом широкоугольного параболического уравнения и раскладывалось по модам невозмущенного волновода. Статистические моменты амплитуд мод вычислялись усреднением по реализациям возмущения. Оказалось, что полученные результаты были близки к аналитическим оценкам, полученным с помощью обсуждаемого подхода. Тестирование было осуществлено на трассах длиной порядка нескольких сотен километров на одной частоте $f = 100$ Гц.

В данной работе мы представим результаты тестирования (для аналогичной модели глубоководного волновода) формул для совместных вторых статистических моментов амплитуд мод на разных частотах. На рис. 1 показаны результаты расчета момента $\langle a_{m,f+\Delta f} a_{m,f}^* \rangle$, где звездочка выражает комплексное сопряжение, на дистанциях 200 и 400 км для центральной частоты $f = 105$ Гц и $m = 60$. Поле возбуждается точечным источником на глубине $z_0 = 1$ км.

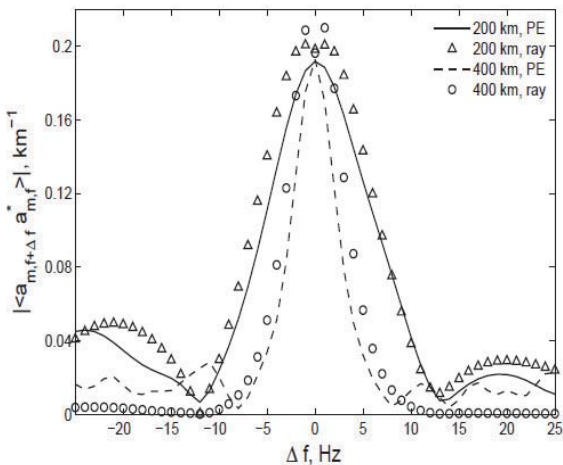


Рис. 1. Примеры расчета статистического момента $\langle a_{m,f+\Delta f} a_{m,f}^* \rangle$ на дистанциях 200 км (сплошная линия – метод Монте-Карло, треугольники – аналитическая оценка) и 400 км (сплошная линия – метод Монте-Карло, треугольники – аналитическая оценка).

Аналитическое описание позволяет установить закон подобия, связывающий амплитуды мод на разных частотах с одинаковым отношением m/f . Здесь мы остановимся на проявлении этого закона подобия в форме функции $\left| \langle a_{m+\Delta m, f+\Delta f} a_{m,f}^* \rangle \right|$, выражающей взаимную корреляцию амплитуд мод при одновременном разнесении по номеру моды и частоте. Из закона подобия следует, что на достаточно длинных трассах, на которых когерентная компонента поля существенно затухла (в нашей модели среды на частотах порядка 100 Гц это происходит на дистанциях порядка 100 км), максимальные значения рассматриваемой функции в плоскости $(\Delta m, \Delta f)$ расположены вдоль прямой $\Delta m / \Delta f = -m/f$. Это предсказание согласуется с результатами расчета, представленными на рис. 2.

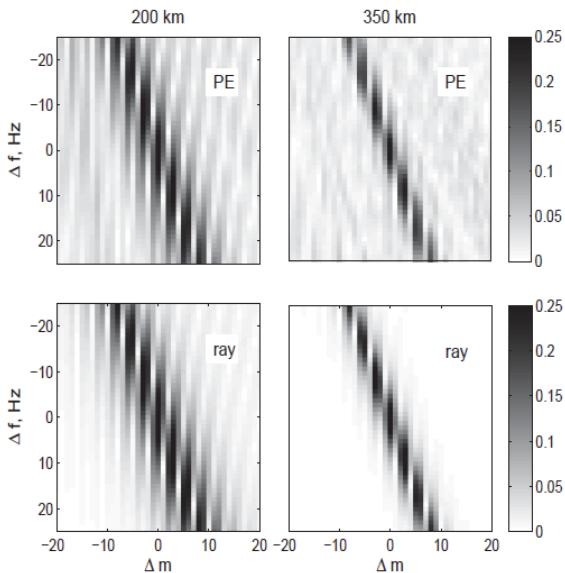


Рис. 2. Статистический момент для $m = 33$ и $f = 105$ Гц на дистанциях 200 км (левый столбец графиков) и 400 км (правый столбец). Вверху: расчет методом Монте-Карло. Внизу: аналитические оценки.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 15-02-04042 и 15-42-02390.

ЛИТЕРАТУРА

1. L. B. Dozier and F. D. Tappert, Statistics of normal mode amplitudes in a random ocean. I. Theory// J. Acoust. Soc. Am., 1978, v.63, p.353-365.
2. D. B. Creamer. Scintillating shallow-water waveguides// J. Acoust. Soc. Am., 1996, v.99, p.2825-2838.
3. А.Л. Вировлянский, А.Г. Костерин. Метод плавных возмущений для описания полей в многомодовых волноводах// Акуст. журн., 1987, т. 33, №4, с.229-235.
4. A.L. Virovlyansky. Ray-based description of mode coupling by sound speed fluctuations in the ocean// J. Acoust. Soc. Am, 2015, v. 37, №4, p. 2137-2147.

В.Б. Железный

О ВОЗМОЖНОСТИ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК ОБЪЕМНОЙ РЕВЕРБЕРАЦИИ

АО «Концерн «Океанприбор»

Россия, 197376, Санкт-Петербург, Чкаловский пр., 46

Тел.: (812) 320-8040; Факс: (812) 320-8052, E-mail: mfp@mail.wplus.net

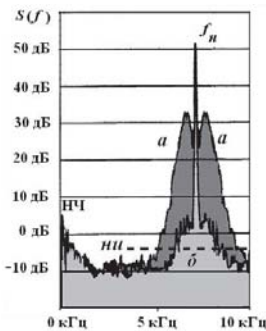
На основе численного моделирования обратного реверберационного рассеяния тональных сигналов показано, что для ряда гидролого-акустических ситуаций при использовании направленных приемных антенн возможно наблюдение сигналов объемной реверберации с превышением их уровней в приеме над уровнями сигналов донной и поверхностной реверберации и шумов моря.

Систематические исследования реверберации звука в океане стали проводиться еще с конца 40-х годов [1,2]. Эти работы в основном были связаны с решением задач активной гидролокации, так как реверберационная помеха существенно ограничивала дальность действия активных гидролокаторов [3]. Уже в ходе этих работ постепенно выявился ряд новых самостоятельных научных проблем, связанных со свойствами донных осадков, рельефа дна, гидробионтов, звукорассеивающих слоев (ЗРС) и других структур, в той или иной степени влияющих на рассеяние звука в морской среде.

Для возбуждения реверберации использовались тонально-импульсные и широкополосные акустические сигналы, а тональные сверхдлинные сигналы не применялись из-за их низкой информативности. Казалось, что исследования реверберации от сверхдлинных тональных сигналов будут востребованы для обеспечения описания параметрических реверберационных приемных параметрических антенн (РППА) [4,5], но и для РППА они не проводились, что фактически привело к непониманию специфики РППА, в том числе сильной нестабильности ее работы [5] в различных условиях.

Как было установлено [5], случаи работоспособности РППА совпадали с проявлением в морской среде эпизодической аномально-высокой амплитудной модуляции (АМ) объемно-рассеянного акустического тонального сигнала при его встречном нелинейном взаимодействии с сигналами более низкой частоты (НЧ) в области объемного рассеяния в дальнем поле [5,6]. Эти наблюдения производилось в условиях длительного (обычно свыше 10 минут) воздействия на морскую среду тонального акустического сигнала частотой f (диапазона средних или высоких частот) в горизонтальном сек-

торе от 90 до 180° мощностью от 0,03 до 3,0 Вт. Относительно редко сигнал частоты f модулировался по амплитуде при встречном (контр коллинеарном) взаимодействии с3 более низкочастотным сигналом F ($F < 0,3f$) в зоне объемного рассеяния (в дальнем поле по частоте f). Рассеянный в обратном направлении сигнал f принимался приемной антенной, направленной на источник НЧ акустических сигналов (использовались НЧ тональные и широкополосные сигналы от излучателей, удаленных на значительное расстояние от приемной антенны и излучателя сигнала частоты f). В случаях наблюдений глубокой АМ сигнала объемной реверберации указанный сигнал на выходе направленной приемной антенны значительно превышал уровни шумов моря и донно-поверхностной реверберации, как при направлении приемной антенны на источник НЧ сигнала (рис.1, а), так и при отвороте по горизонту в сторону от источника НЧ сигнала (рис.1,б). По [5]



осциллограмма сигнала реверберации насадки при направлении приемника на источник НЧ сигнала (а)

осциллограмма сигнала реверберации насадки при направлении приемника в сторону по горизонту от источника НЧ сигнала на 5 град (б)

Рис 1 Спектры и осциллограммы сигналов реверберации на выходе приемного тракта

в 1985-1992 г.г. в Акустическом институте им. акад. Н.Н.Андреева программы гидрологических расчетов (общее руководство – В.В.Бородин, модель лучевого распространения звука – В.П. Тебякин [7], алгоритм расчета реверберационной помехи – В.Н.Гончаров [8]). Программа предназначалась для моделирования обнаружения эхосигналов на фоне шумов моря и реверберационной помехи, однако при ее тестировании и верификации автором было выявлено, что данная программа может быть использована и для разделения уровней донной, поверхностной и объемной реверберации.

При проведении расчетного моделирования для мелкого моря (глубина - 200 м) были выбраны два типа гидрологических условий с вертикальными разрезами скорости звука (ВРСЗ) зимнего и летнего типов (рис.2). Для «слабой донно-поверхностной реверберации» коэффициент обратного рассеяния от дна выбирался $K_D = -35$ дБ, с темпом снижения от угла падения 0,35 дБ/град; коэффициент обратного рассеяния от поверхности $K_{П} = -55$ дБ, с темпом снижения от угла падения 0,53 дБ/град. Для «сильной донно-поверхностной реверберации» $K_D = -25$ дБ и $K_{П} = -50$ дБ. Высота волнения –

превышение над шумами моря составляло от 48 до 53 дБ (рис.1). Очевидно, что наблюдаемые в [5,6] эффекты требуют не только поиска решений в рамках нелинейной и молекулярной акустики морской среды [6], но и моделирования свойств объемной реверберация тональных сигналов.

Для решения этой задачи была выполнена модификация разработанной

0,35 м. Коэффициент обратного объемного рассеяния $K_{OP}=10^{-5}$ 1/м, положение ЗРС по глубине от -10 до -60 м. Ниже ЗРС на глубине -65 м располагались излучатель и приемная антенна. Частота f выбиралась - 7 кГц [5], акустическая мощность - 0,033 Вт, излучатель - цилиндрический, диаметром 0,1 м и высотой 0,4 м, апертура рядом расположенной плоской приемной антенны - 2x2 м, шумы моря - $0,001 \text{ Па}\cdot\text{кГц}/(\text{Гц})^{0.5}$.

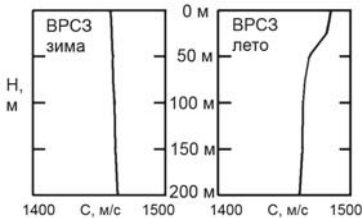


Рис.2 ВРСЗ

Значения уровней реверберационных сигналов представлялись в форме интегрального вклада участков, расположенных в зоне от R до D , где R расстояние от приемной антенны до начала зоны расчета, D - окончание зоны расчета (D бралось 20 км), $D > R$:

$$I_i(R) = \int_R^D \frac{\partial I_i(r)}{\partial r} dr, \quad (1)$$

где I - интенсивность реверберации, а i - обозначение типа реверберации.

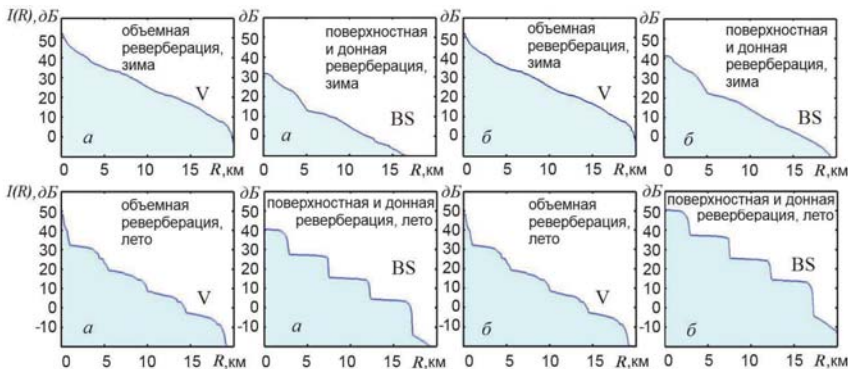


Рис.3 Результаты моделирования уровней реверберации

Результаты моделирования представлены на рис.3 для условий ВРСЗ зимнего типа - верхний ряд, для условий ВРСЗ летнего типа - нижний ряд. Индексом «а» обозначены результаты при $K_D=-35$ дБ, $K_L=-55$ дБ, а индексом «б» - при $K_D=-25$ дБ, $K_L=-50$ дБ, уровни объемной реверберации - «V», уровни донно-поверхностной реверберации - «BS». Интегральные уровни интенсивности объемной и донно-поверхностной реверберации даны по выходу приемной антенны в логарифмической форме относительно уровня шумов моря на выходе приемной антенны, принимаемого за 0 дБ.

Из полученных результатов (рис.3) следует, что для ВРСЗ зимнего типа и при значительных уровнях объемного рассеяния ($K_{OP}=10^{-5}$ 1/м) уровень объемной реверберации превосходит уровень донно-поверхностной реверберации на 20 дБ (при $K_D=-35$ дБ, $K_L=-55$ дБ) и на 52 дБ уровень шумов моря (рис.3, V, а). При переходе к ВРСЗ летнего типа при $K_D=-25$ дБ, $K_L=-50$

дБ уровень объемной реверберации становится меньше уровня донно-поверхностной реверберации (рис.3,BS,б). Очевидно, что при снижении КОР ниже 10^{-7} 1/м, уровень объемной реверберации станет ниже уровня донно-поверхностной реверберации для всех принятых в расчетах типах ВРСЗ.

Приведенные на рис.3 зависимости также являются функциями спада-ния уровней реверберации после отключения излучения тонального сигнала (момент отключения излучения соответствует $R=0$). Полученные при этом значения уровней снижения реверберации (рис.3), в силу их длительного превышения над уровнем шумов моря, подтверждают возможность реализации обратной интегральной реверберационной томографии морских акваторий, предложенной в [9]. При этом для ряда частных случаев (рис.3,V,a) реверберационную томографию можно проводить даже на основе анализа спада только сигналов объемной реверберации.

ЛИТЕРАТУРА

1. Андреев М.Ю., Андреева И.Б. О физической природе многолучевой реверберации в океане // Акустика океанской среды / Под ред. Л.М.Бреховских, И.Б.Андреевой. М.: Наука 1989. с.79-88
2. Андреева И.Б. Сравнительные оценки поверхностного, донного и объемного рассеяния звука в океане //Акуст. журн. 1995. Т.41,№5, с.699-705
3. Урик Р.Дж. Основы гидроакустики. Л.: Судостроение, 1978. 448 с
4. Turner W.R. Hybrid carrier beam sonar / US Patent № 3870988. 1975
5. Железный В.Б. Причина неприменимости в гидроакустической технике параметрических приемников. // Тр. XI Всеросс. конф. «Прикл. технологии гидроакустики и гидрофизики». Спб.: Наука, 2012. с.434-437
6. Железный В.Б. Микроструктура морской воды и эпизодическая аномально высокая амплитудная модуляция звука звуком при встречном взаимодействии акустических сигналов // Докл. XIV школы-семинара им. акад. Л.М. Бреховских «Акустика океана», М.: ГЕОС, 2013, с.117-120
7. Тебякин В.П. и др. Raymod52 – базовый комплекс программ для вычисления звуковых полей в слоисто-неоднородном океане лучевым методом // Отчет АКИН. М., 1990
8. Андреева И.Б., Гончаров В.Н. Методы расчета многолучевой реверберации и контрольные сравнения с экспериментом //Проблемы акустики океана /Под ред. Л.М.Бреховских, И.Б.Андреевой. М.:Наука,1984. с.69-77
9. Железный В.Б. Возможности использования гидроакустической техники для выявления свойств микроструктур в реальной воде. // Тр. XII Всеросс. конф. «Прикл. технологии гидроакустики и гидрофизики». Спб.: Наука, 2014. с.549-551

Ю.М. Заславский, В.Ю. Заславский, А.М. Соков

О ПРИМЕНЕНИИ СКАНИРУЕМОЙ ВОЗДУШНО-АКУСТИЧЕСКОЙ АНТЕННЫ ДЛЯ ПЕЛЕНГА ГОРОДСКОГО ТРАНСПОРТА

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт прикладной физики Российской академии наук (ИПФ РАН)
Россия 603950, Нижний Новгород, Ульянова ул., 46
E-mail: zaslav@ appl.sci-nnov.ru

Демонстрируется возможность пеленга движущегося объекта городского транспорта на основе использования собственного воздушно-акустического шума, зарегистрированного многоканальной приемной антенной и устройством цифровой памяти. Результаты эксперимента иллюстрируются графически на веерных диаграммах.

Получение данных о текущем направлении на движущийся объект городского транспорта путем регистрации собственного акустического шума представляет собой актуальную проблему [1, 2], при решении которой выявляются интересные особенности звукового излучения в воздушной среде.

Регистрация шума выполнена на антенну приемных микрофонов. Расстояние от прямойлинейной трассы, по которой происходит движение транспорта – трамвайного вагона, который движется с постоянной средней скоростью $V \approx 7-10$ м/с, до базовой линии с приемной антенной, расположенной вдоль нее, составляет $H = 30-40$ м. При регистрации шума применяется 32-х канальная эквидистантная линейная решетка (шаг 0.1 м) всенаправленных микрофонов (электретные микрофоны Panasonic VM-61, рабочая полоса частот которых перекрывает диапазон звуковых частот 50...16000 Гц), установленная в воздухе вблизи поверхности грунта. На рис.1 представлен спектр шума, полученный после обработки реализации шума длительностью $T \approx 18$ с с одного из приемных микрофонов.

Реализации принимаемого транспортного шума обрабатываются по специально разработанным алгоритму и программе. В результате обработки строятся так называемые веерные диаграммы, которые показывают угловые зависимости уровня суммарного сигнала, принимаемого антенной в процессе сканирования главного лепестка ее характеристики направленности; используется массив из 180 точек при последовательном переборе значений угла азимута от 0° до 180° . Алгоритм основан на прибавке к фазе каждой

спектральной компоненты Фурье-разложения сигнала, принятого любым элементом антенны, волнового набега, определяемого межэлементным расстоянием в решетке с учетом некоторого значения угла, равномерно перестраиваемого при сканировании максимума центрального лепестка ее характеристики направленности. Полное время наблюдения $T \approx 18$ с, в течение которого имеет место превышение принимаемого шума по уровню над фоном, поделено на $n=9$ промежутков – временных окон ΔT_n длительностью $\Delta T = 2.45$ с каждое, из которых первые три соответствуют расположению объекта при приближении к антенне, следующие три – его расположению на траверзе, т.е. напротив антенны, последние три – при удалении от антенны.

При обработке осуществляется фильтрация шума в определенной, характерной для объекта полосе спектра – в интервале 400..600 Гц. Благодаря этому в веерных диаграммах, построенных с использованием полученных

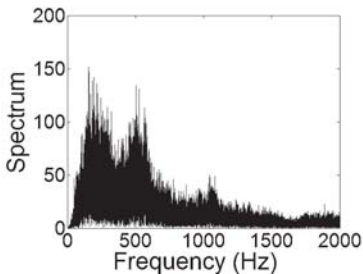


Рис.1. Спектр шума (относительные единицы)

в эксперименте сигналов, в некоторых направлениях обозначаются резкие выбросы – пики. С учетом направлений, указываемых резкими пиками в веерных диаграммах, можно получить оценку текущих значений угла-азимута движущегося источника шума. Образование резких пиков, указывающих на источник, имеет место только для обозначенной выше частотной полосы собственного шумового излучения.

На рис.2 представлены несколько примеров веерных диаграмм, соответствующих проходу транспортного объекта сначала до траверза (рис.2 а), затем по области траверза (рис.2 б), в котором установлена решетка микрофонов и, наконец, при удалении транспортного объекта вдоль трассы, в двух удаленных точках, расположенных за траверзом (рис.2 в, г). Присутствие модуляции уровня отклика по углу азимута с периодом порядка $36^\circ - 40^\circ$, а также мелкомасштабной модуляции с периодом $6^\circ - 7^\circ$ имеет место уже при приеме шума в широкой полосе, причем глубина модуляции составляет примерно 6 дБ. Наличие отмеченных периодичностей свидетельствует об изрезанности характеристики антенны и о частичной когерентности воздушно-акустического излучения объекта, т.е. о присутствии в спектре шума выделенного частотного интервала, в котором определенные компоненты акустического шума сохраняют пространственное распределение фазы по фронту. При использовании фильтрации пики становятся более резко обозначенными и контрастными, достигается превышение над фоном ~ 15 дВ. Апробация других узкополосных участков спектра, отличающихся

местоположением по частоте от выше указанного, приводит к исчезновению острых пиков, резко обозначенных на веерной диаграмме. Можно полагать, что излучение шума во всей широкой полосе в основном расфазировано, но в указанной полосе оно характеризуется постоянством фазы по фронту на масштабе порядка апертуры антенны, что и является причиной узкой направленности некоторой части шумового излучения транспортного объекта.

Присутствие ряда пиков в веерной диаграмме может быть обусловлено множественными отражениями поля первичной акустической волны неоднородностями – вертикальными границами, присутствующими внутри городской застройки (стены строений и домов). Другими причинами могут быть значительные габариты объекта – размеры его излучающих поверхностей и изрезанность характеристики направленности приемной антенны.

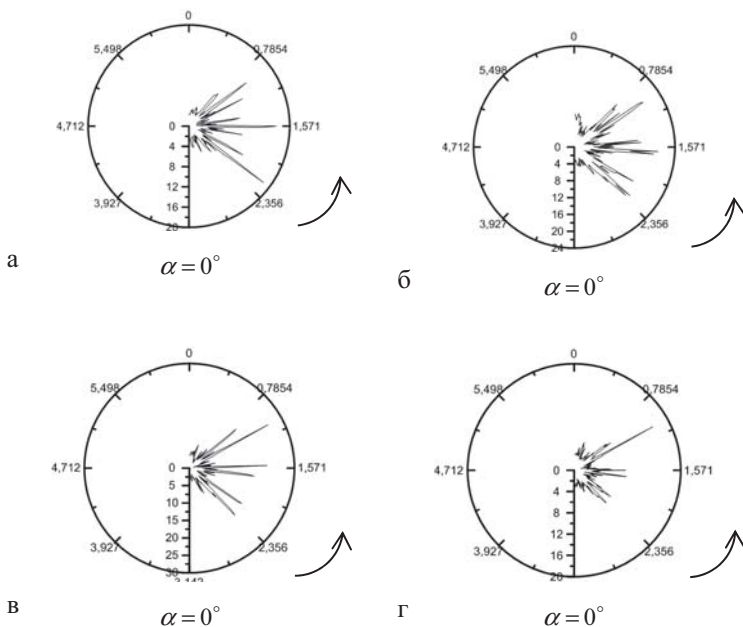


Рис.2. Азимутальное распределение максимумов отклика антенны (пики в веерных диаграммах) на акустический шум $\langle p^2 \rangle$, зарегистрированный при движении объекта транспорта: а – до траверза, б – на траверзе, в, г – после прохождения траверза. Движение объекта начинается при $\alpha = 0^\circ$ и далее происходит по стрелке.

Для оценки значения угла, показывающего направление на объект на основе данных сканирования антенны – с привязкой к характерным максимальным пикам на веерных диаграммах, можно использовать формулу:

$$\bar{\alpha} = \frac{\sum_{m=1}^M A_m \alpha_m}{\sum_{m=1}^M A_m}, \quad (1)$$

где $1 \leq m \leq M$, $M \sim 3 \dots 5$, A_m – относительный вес каждого из максимальных 3-х 5-и пиков в угловом распределении, α_m – угол, соответствующий m -му пику на веерной диаграмме.

Относительный вес A_m в пределах $0 \dots 1$ берется непосредственно из веерной диаграммы, соответствующей выбранному n -му интервалу рассматриваемой реализации.

Сравнение оценочных средних значений угла-азимута $\bar{\alpha}$, полученных из демонстрируемых веерных диаграмм, с текущими значениями реальных углов объекта, показывает: до траверза $a) \sim 70^\circ$, на траверзе $b) \sim 88^\circ \dots 91^\circ$, за траверзом $в) \sim 106^\circ$ и $г) \sim 118^\circ$ соответственно. Имеющееся между ними незначительное расхождение не превышает $\sim 5^\circ$. Это позволяет считать целесообразной практическую реализацию пеленга предлагаемым методом.

ЛИТЕРАТУРА

1. Proceedings of European Conference on Noise. (EuroNoise 2015) Netherland. Maasterichts. 2015.
2. Microphone phased arrays (Acoustic antennas) by V. Quaranta; presenter: A. Concilio The Italian Aerospace Research Centre, CIRA, 2010 (www.cav.psu.edu/.../cav2010_cira_concilio.pdf)

С. Л. Ильменков, А. А. Клещёв, А. С. Клименков

МЕТОД ФУНКЦИЙ ГРИНА В ЗАДАЧЕ ДИФРАКЦИИ ЗВУКА НА УПРУГОЙ ОБОЛОЧКЕ НЕАНАЛИТИЧЕСКОЙ ФОРМЫ

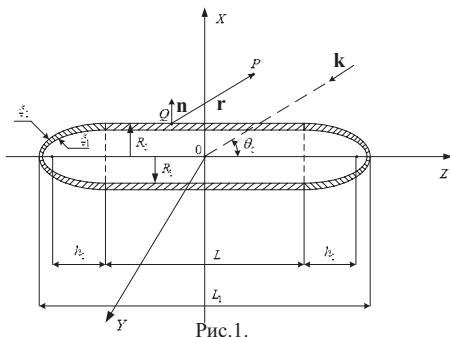
Санкт-Петербургский Государственный морской технический университет,
 Россия, 190008, Санкт-Петербург, ул. Лощманская, д.3
 Тел.: (812) 783-1546; E-mail: alexalex-2@yandex.ru

На основе метода функций Грина и динамической теории упругости находится решение задачи дифракции звука на упругих оболочках неаналитической формы, составленных из тел сфероидальной, цилиндрической и сферической форм. Выполнен расчет угловых характеристик рассеяния подобных составных тел для различных волновых размеров

В данной работе для изучения рассеяния звука упругими телами неаналитической формы впервые рассмотрено использование метода функций Грина, разработанного применительно к решению задач дифракции на телах со смешанными граничными условиями [1,2].

Под неаналитическими подразумеваются тела, поверхность которых не может быть отнесена к разряду координатных систем с разделяющимися переменными в скалярном уравнении Гельмгольца. Рассмотрим такой неаналитический рассеиватель в форме упругой круговой цилиндрической оболочки конечной длины, ограниченной по торцам половинами вытянутой сфероидальной оболочки (рис.1).

Алгоритм расчета требует знания амплитудно-фазового распределения звукового давления и нормальной составляющей колебательной скорости на некоторой замкнутой поверхности интегрирования, состоящей в данном случае из боковой поверхности цилиндрической оболочки и поверхностей полусфероидальных оболочек:



$$P_s(P) = \frac{-1}{4\pi} \int_S [P_s(Q) \frac{\partial}{\partial n} G(P, Q) - \frac{\partial P_s(Q)}{\partial n} G(P, Q)] dS, \quad (1)$$

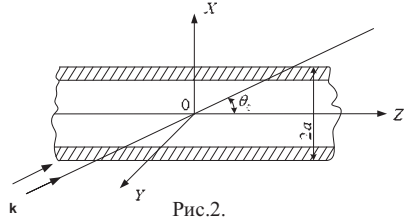
где $p_s(P)$ – рассеянное телом звуковое давление, $P(r, \theta, \varphi)$ – точка наблюдения, Q – точка на поверхности; $p_s(Q)$ – звуковое давление в точке Q ; $G(P, Q)$ – функция Грина свободного пространства (e^{ikr}/r), удовлетворяющая неоднородному уравнению Гельмгольца.

Рассеянное звуковое давление связано с угловой характеристикой соотношением:

$$p_s(r, \theta, \varphi) = r^{-1} D(\theta, \varphi) \exp(ikr). \quad (2)$$

Рассмотрим вначале задачу дифракции наклонного падения звуковой волны на упругую полую бесконечную цилиндрическую оболочку [3,4]. Геометрия задачи представлена на рис. 2.

Скалярный потенциал падающей волны единичной амплитуды с волновым вектором k , наклоненным под углом θ к оси z , разложим по собственным функциям скалярного уравнения Гельмгольца в круговой цилиндрической системе координат (рис.2):



$$\Phi_i(r, \varphi, z) = e^{i\gamma z} \sum_{m=0}^{\infty} \varepsilon_m (-i)^m J_m(k_\gamma r) \cos m\varphi, \quad (3)$$

где $\gamma = k \cos \theta$; $k_\gamma = k \sin \theta$; $\varepsilon_m = \begin{cases} 1 & \text{при } m = 0; \\ 2 & \text{при } m \neq 0. \end{cases}$

В соответствии с [5] представим векторный потенциал \mathbf{A} с помощью скалярных потенциалов Дебая χ и ψ , удовлетворяющих скалярному уравнению Гельмгольца:

$$\mathbf{A} = \text{rot}(\chi \mathbf{k}) + \text{rot rot}(\psi \mathbf{k}), \quad (4)$$

где \mathbf{k} – единичный орт в направлении оси z .

Используя (4), выразим компоненты векторного потенциала \mathbf{A} и компоненты вектора смещения через потенциалы χ и ψ .

Скалярный потенциал оболочки Φ , потенциалы Дебая χ и ψ , а также потенциал рассеянной волны Φ_s представим в виде разложений по собственным функциям скалярного уравнения Гельмгольца в круговых цилиндрических координатах (5):

$$\left. \begin{aligned} \Phi &= e^{i\gamma z} \sum_{m=0}^{\infty} [A_m J_m(h'r) + B_m N_m(h'r)] \cos m\varphi; \\ \chi &= e^{i\gamma z} \sum_{m=0}^{\infty} [C_m J_m(\alpha'r) + D_m N_m(\alpha'r)] \cos m\varphi; \\ \psi &= e^{i\gamma z} \sum_{m=1}^{\infty} [E_m J_m(\alpha'r) + F_m N_m(\alpha'r)] \sin m\varphi; \\ \Phi_s &= e^{i\gamma z} \sum_{m=0}^{\infty} G_m H_m^{(1)}(k_\gamma r) \cos m\varphi, \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

Неизвестные коэффициенты $A_m, B_m, C_m, D_m, E_m, F_m, G_m$ находятся из граничных условий относительно компонент вектора смещения и упругих напряжений на внешней и внутренней границах оболочки.

Подставляя выражения для компонент вектора смещения и разложив потенциалы в граничные условия, получим неоднородную систему семи уравнений относительно бесконечного числа неизвестных коэффициентов. Используя ортогональность тригонометрических функций $\cos m\varphi$ и $\sin m\varphi$, определим коэффициенты G_m потенциала рассеянной волны по правилу Крамера из отношения двух определителей седьмого порядка.

Связь между рассеянным давлением p_s и скалярным потенциалом смещения рассеянной волны Φ_s определяется известным соотношением:

$$p_s = -\rho\omega^2\Phi_s \quad (6)$$

Обратимся теперь к задаче дифракции плоской звуковой волны на упругой вытянутой сфероидальной оболочке [3-5]. Трехмерная задача дифракции на упругом сфероидальном рассеивателе решается с помощью потенциалов Дебая U и V , через которые выражается векторная функция \mathbf{A} в соответствии с представлением [2,3]:

$$\mathbf{A} = \text{rot rot}(\mathbf{R}U) + ik_2\text{rot}(\mathbf{R}V), \quad (7)$$

где \mathbf{R} - радиус-вектор точки наблюдения, k_2 - волновое число поперечной волны.

Компоненты вектора \mathbf{A} сначала запишем в сферической системе координат, выразив их через U, V и \mathbf{R} , а затем по формулам векторного анализа перейдем к сфероидальным компонентам.

В качестве рассеивателя рассмотрим упругую изотропную сфероидальную оболочку (рис. 3).

Все потенциалы (плоской волны Φ_0 , рассеянной волны Φ_1 , скалярный потенциал оболочки Φ_2 , потенциалы Дебая U и V раскладываются в ряды по волновым сфероидальным функциям, содержащие неизвестные коэффициенты разложений, которые отыскиваются из физических граничных условий на обеих поверхностях (ξ_0 и ξ_1 , см. рис. 3).

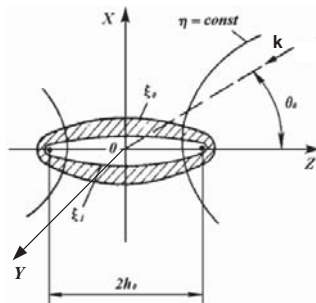


Рис.3.

Подстановка рядов в граничные условия дает бесконечную систему уравнений, распадающуюся на бесконечные подсистемы с фиксированным индексом m . Каждая из подсистем решается методом усечения. Число удерживаемых членов разложений тем больше, чем больше волновой размер.

Для модели, представленной на рис. 1 ($L=100$ м, $L_1=200.51$ м, $h_0=50$ м, $R_0=5.04$ м, $R_1=5.01$ м, $\xi_0=1.005075$, $\xi_1=1.005$, материал оболочки - сталь) был выполнен расчет модуля угловой характеристики $|D(\theta)|$ при $\theta = \theta_0=90^\circ$ в диапазоне волновых размеров $kR_0 = 0.053 \div 0.581$. В этих условиях $|D(90^\circ)|$ изменялся в пределах $0.49 - 18.46$.

Наряду с неаналитическим рассеивателем, представленным на рис.1, рассмотрим также составную упругую оболочку, образованную соединением конечной цилиндрической оболочки и двух полусферических (торцевых) оболочек такого же диаметра (см. рис. 4). Для применения метода функций Грина нужно воспользоваться решением осесимметричной задачи дифракции плоской звуковой волны на упругой сферической оболочке в рамках динамической теории упругости [6], трансформируя это решение на трехмерный вариант. Это решение мало будет отличаться от представленного выше решения трехмерной задачи дифракции на упругой сфероидальной оболочке.

На рис. 5 и 6 представлены модули угловых характеристик $|D(\varphi)|$ (в плоскости XOY , при $\theta_0=90^\circ$) упругого неаналитического рассеивателя в форме цилиндрической оболочки, сочлененной с двумя сферическими (рис. 4), при $ka = 0.523$ (рис. 5) и при $ka = 0.941$ (рис.6), отношение $l/2a = 11.9$.

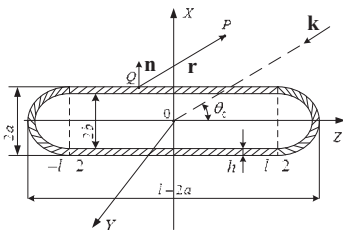


Рис.4.

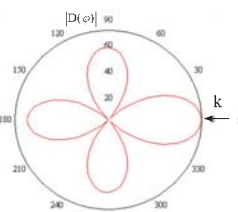


Рис.5.

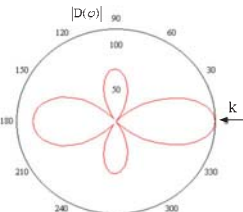


Рис.6.

ЛИТЕРАТУРА

1. Клещев А.А. Дифракция звука на телах со смешанными граничными условиями. // Акуст. ж., 1974, т. 20, № 4, с.632-634.
2. Клещев А. А., Клюкин И. И. Основы гидроакустики. Л.: Судостроение, 1987, 224 с.
3. Клещев А.А. Гидроакустические рассеиватели. С.-Пб.: 1-ое изд. Судостроение, 1992, 248 с.; 2-ое изд. Прима, 2012, 268 с.
4. Клещев А. А. Дифракция и распространение волн в упругих средах и телах. С.-Пб.: Влас, 2002, 156 с.
5. Fan Y., Sinclair A. N., Honorvar F. Scattering of a plane acoustic wave from a transversely isotropic cylinder encased in a solid elastic medium. // JASA, 1999, v.106, № 3., Pt.1, p.1229-1236.
6. Клещев А. А., Клименков А. С. Дифракция звука на упругих изотропных телах сферической формы (строгое решение). // Сб. трудов XXVI-ой сессии РАО, М.: ГЕОС, 2013. с. 130-133.

Косарев О.И.

**ТОЧНОЕ АНАЛИТИЧЕСКОЕ РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ ДИФРАКЦИИ
ГИДРОАКУСТИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА КОНЕЧНОМ ТВЕРДОМ
ЦИЛИНДРЕ В ДАЛЬНОМ ПОЛЕ**

Институт машиноведения им. А.А. Благоднарова РАН
Россия, 101990 Москва, М. Харитоньевский пер., 4
Тел. (499) 135-4046, E-mail: oikosarev@yandex.ru

Аналитическим методом получена формула расчета звукового давления вторичного гидроакустического поля, переизлученного абсолютно твердым конечным цилиндром в дальнем поле.

Задача дифракции гидроакустического поля на цилиндрической оболочке остается актуальной и имеет важное прикладное значение. Динамические модели, например корпусов морских подвижных объектов, принимается в виде круглых конечных цилиндрических оболочек. Точное решение задачи дифракции для бесконечной цилиндрической оболочки не в дальнем поле получено в [1-3]. Попытки получить точное решение задачи дифракции на конечных твердых цилиндрических оболочках в дальнем поле предпринимались в [4-10]. Полученные в них формулы качественно отличаются друг от друга и все ошибочные. Объяснение этих ошибок из-за ограничения объема доклада опускаем. Цель данной работы - получить точную формулу расчета вторичного гидроакустического поля, рассеянного абсолютно твердой конечной цилиндрической оболочкой (цилиндром) в дальнем поле. Такое решение приведено в [11]. В докладе изложен другой, более строгий по сравнению с [11], способ решения.

Принятые обозначения: L , a - длина и радиус цилиндра, $k=\omega/c$ - волновое число, $\omega=2\pi f$, f - частота колебаний, ρ - плотность воды, c - скорость звука в воде, R - опорное расстояние, ψ - угол падения, θ - угол наблюдения, m - гармоники, ϕ - окружной угол, ϵ_m - коэффициент, равный $\epsilon_0 = 1$, при $m = 0$ и $\epsilon_m = 2$ при $m > 0$, $J_m(ka)$ - функция Бесселя первого рода, $H_m^{(2)}(ka)$, $H_m^{(2)'}(ka)$ - функция Ганкеля второго рода и ее производная. Временная зависимость всех функций принята в виде $\exp(i\omega t)$. Множитель $\exp(i\omega t)$, где i - мнимое число, везде опущен.

Полное звуковое поле на поверхности цилиндра p равно сумме звукового давления падающего поля p_0 и рассеянного поля p_s , $p=p_0+p_s$. Граничное условие на поверхности абсолютно твердой цилиндрической оболочки при $r=a$, $\partial p/\partial r=0$ (6)

Пусть монополюсный источник излучения с объемной скоростью V , расположен в точке M пространства [11]. Проведем плоскость OO_2M через центральную ось цилиндра OO_2 и точку M . Координатами точки M в сферической системе координат с центром в точке O являются (H, ψ, ϕ) , ψ - полярный угол падения, отсчитываемый от продольной оси цилиндра. Расстояние от центра координат O до точки M в плоскости OO_2M равно $OM = H$, расстояние от точки M до поверхности оболочки $MA = h_A$, $h_A = H - z \cos \psi - r \sin \psi \cos \phi$. Точка A расположена на поверхности цилиндра в сечении, отстоящем от точки O на расстоянии z , и имеет цилиндрические координаты (z, r, ϕ) . Звуковое давление падающего поля в точке A цилиндрической поверхности, создаваемое монополюсным источником [11]

$$p_0 = K_H e^{ikz \cos \psi} \sum_{m=0}^{\infty} i^m \epsilon_m J_m(kr \sin \psi) \cos m\phi, \quad (7)$$

$$K_H = \frac{i\rho\omega V}{4\pi} \frac{e^{-ikH}}{H},$$

Рассеяние на конечной цилиндрической оболочке при произвольном распределении колебательной скорости на ее поверхности [3].

$$p_s = \sum_{m=-\infty}^{\infty} a_m e^{im\phi} \int_{-\infty}^{\infty} A(\gamma) H_m^{(2)}(r\sqrt{k^2 - \gamma^2}) e^{i\gamma z} d\gamma, \quad (8)$$

Коэффициенты a_m и $A(\gamma)$, в (8) определяется из граничного условия (6). После определения коэффициентов a_n и $A(\gamma)$ и проведения преобразований, аналогичных проведенным в [3], амплитуду m -ой гармоники рассеянного звукового поля (8) представим в виде

$$p_{ms} = \frac{\omega^2 \rho}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} w(z_0) \frac{H_m^{(2)}(a\sqrt{k^2 - \gamma^2})}{\sqrt{k^2 - \gamma^2} H_m^{(2)}(a\sqrt{k^2 - \gamma^2})} e^{i\gamma(z-z_0)} d\gamma dz_0 \quad (9)$$

где в соответствии с (7) амплитуда колебательного перемещения рассеянного звукового поля

$$w(z_0) = -w \exp(ikz_0 \cos \psi) \quad (10)$$

В выражении (9) сомножитель $\cos m\phi$, определяющий зависимость звукового давления от окружного угла ϕ , опущен, но далее в окончательной формуле он будет учтен, z_0 - продольная координата, вдоль которой изменяется функция колебательного перемещения, она введена, чтобы не путать ее с координатой z . После подстановки выражения (10) в формулу (9) получим

$$p_{ms} = -\frac{\omega^2 \rho}{2\pi} w \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} e^{iz\gamma} e^{iz_0(k \cos \psi - \gamma)} \frac{H_m^{(2)}(a\sqrt{k^2 - \gamma^2})}{\sqrt{k^2 - \gamma^2} H_m^{(2)}(a\sqrt{k^2 - \gamma^2})} d\gamma dz_0 \quad (11)$$

В результате проведенных преобразований в (11), включающих, в том числе, использование свойств дельта-функции и определителя Вронского, опускаемых для краткости, суммарное звуковое поле на поверхности цилиндрической оболочки с учетом выражений (6) и (7)

$$p = -K_H e^{ikz \cos \psi} \sum_{m=0}^{\infty} i^m \varepsilon_m \left(\frac{2i}{\pi \lambda H_m^{(2)'}(\lambda)} \right) \cos m\varphi \quad (12)$$

где $\lambda = k \sin \psi$. Звуковое давление p_N в дальнем поле в точке наблюдения N со сферическими координатами (R, θ, φ_0) вычислим с помощью формулы Кирхгофа [12]

$$p_N = \frac{1}{4\pi} \iint \left[p \frac{\partial G(N, A)}{\partial n} - \frac{\partial p}{\partial n} G(N, A) \right] ds \quad (13)$$

$$G(N, A) = \frac{\exp(-ikR_1)}{R_1}, \quad R_1 = |N, A|$$

где $\partial p / \partial n = 0$, n - нормаль к поверхности, (6), $ds = a d\varphi dz$ - элемент поверхности цилиндра, R - расстояние от начала координат - точки O , до точки наблюдения N . Угол наблюдения θ отсчитывается от положительного направления продольной оси цилиндра oz , окружной угол φ_0 отсчитывается в плоскости, перпендикулярной оси oz . При координатах точек $N(R, \theta, \varphi_0)$ и $A(z, a, \varphi)$ расстояние $R_1 \approx R - z \cos \theta - a \sin \theta \cos(\varphi - \varphi_0)$. Полное звуковое давление p может быть разложено в ряд Фурье по окружной координате φ . Зависимость всех величин от окружного угла φ определяется множителем $\cos m\varphi$, который опущен, но будет учтен в конечной формуле.

После проведения интегрирования по окружному углу, дифференцирования выражения $G(N, A)$, замены пределов интегрирования $0 < z < L$ и замены $\exp(i\pi m/2) = i^m$, формулу (13) преобразуется к виду

$$p_N = -\frac{e^{-i\eta}}{2R} \left[-\mu J'_m(\mu) \int_0^L p e^{ikz \cos \theta} dz \right] \quad (14)$$

где $\eta = kR - \pi m/2$, $\mu = k a \sin \theta$, $J'_m(\mu)$ - производная функции Бесселя.

Нетрудно показать, что, используя формулы (12), (14) и, проведя соответствующие преобразования, окончательную формулу звукового давления вторичного гидроакустического поля в дальней зоне можно получить в виде

$$p(\theta) = K_H \frac{e^{-ikR}}{R} \sum_{m=0}^{\infty} \varepsilon_m i^{2m+1} \left(\frac{\sin \theta}{\sin \psi} \right) \left(\frac{J'_m(\mu)}{H_m^{(2)'}(\lambda)} \right) \left(\frac{e^{ik\beta L} - 1}{ik\beta} \right) \cos m\varphi \quad (15)$$

где $\beta = \cos\psi + \cos\theta$.

Формула (15) получена строгим аналитическим методом без каких-либо ограничений и допущений и поэтому является точной. Она может быть эффективно использована при решении различных прикладных задач, например, акустического проектирования подводных объектов, гашения вторичного поля, расчета силы цели. В некоторых практических задачах модель цилиндрической оболочки дополняется торцевыми крышками, учет которых производится известными методами [4-6].

ЛИТЕРАТУРА

1. Стретт Дж. В. (Рэлей). Теория звука. Т. 2. М.: ГИТТЛ. 1955. 476 с.
2. Лямшев Л.М. Дифракция звука на безграничной тонкой упругой цилиндрической оболочке // Акуст. ж. 1958. т. IV, № 2, с. 161-167.
3. Шендеров Е.Л. Волновые задачи гидроакустики. Л.: Судостроение. 1972, с. 153-154.
4. Урик Роберт Дж. Основы гидроакустики. Л.: Судостроение. 1978, с. 315-316.
5. Распространение ультракоротких радиоволн / Под ред. Б.А. Шиллерова. М.: Сов. радио. 1954, с. 450-455.
6. Музыченко В.В. Дифракция звука на упругих оболочках. М.: Наука. 1993, с.141-144.
7. Скучик Е. Основы акустики. Т.2. М: Мир. 1976, с.138-145.
8. Williams W.E. Diffraction by a cylinder of finite length. Math. Proceed. Camb. Phil. Soc. V.52, p. 322-335.
9. Уфимцев П.Я. Метод краевых волн в физической теории дифракции. М.: Сов. радио. 1962, с. 86-103.
10. Лебедев А.В., Хилько А.И. Рассеяние звука упругими тонкостенными цилиндрами ограниченной длины // Акуст. ж. 1992, т. 38. № 6, с. 1059.
11. Косарев О.И. Вторичное гидроакустическое поле, создаваемое твердым конечным цилиндром в дальнем поле // Проблемы машиностроения и автоматизации. 2015, №4, с. 99-103.
12. Авербух А.З., Вейцман Р.И., Генкин М.Д. Колебания элементов конструкций в жидкости. М.: Наука. 1987, с. 133-135.

В.П. Кузнецов

**АКУСТИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ ДЛЯ ДИСТАНЦИОННОГО
ИЗМЕРЕНИЯ ВЕРТИКАЛЬНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ СКОРОСТИ
ЗВУКА В ОКЕАНЕ**

Институт океанологии им. П.П. Ширшова РАН
Нахимовский пр.36, Москва, Россия, 117997
Тел. 8(499) 124-75-92; Fax: 8(499) 124-59-83;
E-mail: vladkuz@ocean.ru

В работе рассмотрен корреляционный метод определения вертикального распределения скорости звука, позволяющий определять времена прихода акустических сигналов, рассеянных от акустически контрастных неоднородностей среды. Показано, что для получения приемлемой точности методов, основанных на применении веерной характеристики направленности акустических антенн для обнаружения обратного объемного рассеяния звука, необходимо использовать очень узкий акустический луч, т.к. относительная точность таких методов оказывается порядка угловой ширины луча.

Проблема определения вертикального распределения скорости звука (ВРСЗ) дистанционным методом является актуальной и достаточно сложной. Ее решение основывается на акустическом зондировании естественных неоднородностей в толще океана. Задача сводится к получению надежных эхоконтактов от объемных рассеивателей в водной среде и определению их координат. В толще океана звук рассеивается на газовых пузырьках, различного рода взвесьях, мелкомасштабных неоднородностях биологического происхождения, на гидрологической структуре водной толщи океана, т.е. на мелкомасштабных флуктуациях гидрофизических полей температуры, плотности, солености, турбулентности, течений и т.п. Поэтому для получения надежных эхо-контактов от естественных рассеивателей вдоль всей трассы лоцирования необходимо использовать широкополосные гидролокационные системы с возможностью регистрации сигналов с большим динамическим диапазоном изменения амплитуд рассеяния. К таким системам относятся параметрические гидроакустические локационные системы.

Для эффективной работы дистанционного измерителя ВРСЗ в различных гидрологических условиях необходимо комплексное использование известных методов оценки времен прихода рассеянных сигналов. Наибольшее развитие получили методы оценки времен прихода рассеянных сигнала-

XV школа-семинар им. Акад. Л.М. Бреховских "Акустика океана", XXIX сессия РАО
лов, селективируемых в пространстве с помощью веерной характеристики направленности приемной антенны, и методы оценки времен прихода рассеянных сигналов, основанные на вычислениях взаимно-корреляционных функций отраженных сигналов.

Предлагаемая схема измерения вертикального профиля скорости звука в океане, основанная на пространственно-временной корреляции звуковых волн, рассеянных локальными объемами среды, приведена на рис.1.

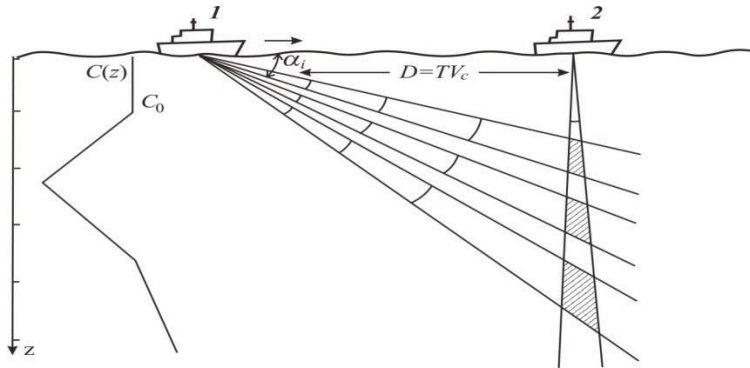


Рис. 1. Схема корреляционного метода измерения профиля скорости $C(z)$.

Геометрически эта схема близка к структурной схеме акустического неконтактного реверберационного измерителя вертикального распределения скорости звука в океане, предложенного Де Витцем. Принцип его работы кратко изложен в работе Г.Н. Серавина [1]. Судно, находясь в точке 1 излучает под различными углами α_i , к горизонту достаточно большое количество импульсных акустических сигналов и принимает обратно рассеянные на объемных неоднородностях звуковые волны. Выбор вида сигналов и количество посылок определяется требованиями точности и необходимости усреднения большого количества реализаций. Очевидно, что для получения достаточного количества дискретных значений c_i акустический излучатель должен иметь весьма остронаправленную диаграмму и возможность оперативного сканирования луча по разным направлениям α_i . Далее, судно, перемещаясь в точку 2, отстоящую от точки 1 на расстояние D , определяемым скоростью судна V и временем перемещения T , $D = VT$ и излучает уже вертикально вниз также серию из достаточно большого числа посылок тем же акустическим излучателем и также принимает рассеянные в обратном направлении сигналы. Обе серии рассеянных сигналов запоминаются в памяти вычислительного комплекса и затем обрабатываются с целью получения корреляционной функции сигналов, рассеянных одинаковыми неоднородностями в объеме пересечения лучей. В результате усреднения по боль-

шому числу посылок находится максимум корреляционной функции и соответствующее ему время запаздывания по разным направлениям распространения. Поскольку расстояние D между точками 1 и 2 и углы излучения α_i известны, легко вычисляются расстояния от точек 1 и 2 до областей пересечения лучей. И далее последовательно выполняя эти вычисления для все более глубоких объемов рассеяния, можно в принципе определить изменение скорости звука с глубиной. Такова, вкратце, схема определения вертикального профиля скорости звука. Однако для практического осуществления этого метода необходимо оценить точность определения $c(z)$ и, соответственно, выбор параметров сигналов и диаграмм направленности излучателей, методы и скорость сканирования лучей, значения углов α_i , и расстояние D , преимущества и недостатки этого метода.

Не рассматривая подробно вопросы теории корреляции случайных полей, можно сделать ряд качественных и количественных заключений о характере пространственной корреляции рассеянного поля и вместе с этим получить оценки применимости предложенного корреляционного метода дистанционного определения вертикального профиля скорости звука в океане. Так, можно утверждать, что чем меньше область пересечения лучей L , т.е. меньше угловая ширина луча φ и расстояние от точек наблюдения 1 и 2 до области рассеяния, тем больше «угол корреляции» ψ и расстояние D , на котором можно уверенно проводить измерения $C(z)$. Малость размера рассеивающего объема L одновременно требуется для наибольшей точности получения профиля $C(z)$. Таким образом, можно получить две очень простые оценки применимости предложенного корреляционного метода дистанционного определения вертикального профиля скорости звука в океане, а именно: максимальный угол корреляции между точками измерения 1 и 2 имеет порядок отношения длины волны к поперечному размеру рассеивающей области L , а время корреляции между измерениями рассеяния в точках 1 и 2 порядка отношения L к скорости судна V .

Эти оценки противоречивы в отношении размеров рассеивающего объема: для увеличения угла ψ L – должно уменьшаться, а для увеличения времени корреляции τ наоборот увеличивается. Также для обеспечения хороших результатов необходимо увеличивать длину волны λ сигнала посылки и уменьшать скорость движения судна V . Конечно эти оценки дают лишь качественную картину реалистичности метода, но также они и позволяют сделать некоторые выводы относительно применимости подобных методов и в том числе о методе Де Витца [1].

В заключение отметим некоторые положительные моменты в применении указанного метода:

- 1) по сравнению с методом Де Витца [1] используется одна более простая акустическая система, а не две, как в методе Де Витца;
- 2) возможность варьировать расстояние D между точками измерения в отличие от метода Де Витца, где $D=const$;
- 3) корреляционный метод с использованием сложных сигналов и оптимальной математической обработкой более перспективен, нежели простой поиск рассеянных сигналов [2,3].
- 4) однако ограничение корреляции по времени τ снижает достоинства данного метода, но в то же время ограничение корреляционной связи по углам присуще, в принципе, и для метода Де Витца.

ЛИТЕРАТУРА

1. Серавин Г.Н. Методы и средства измерения скорости звука в морской воде. – В кн.: Акустика океана. Современное состояние. М., Наука, 1982, с.54-64.
2. Андреев Г.А., Зверев В.А. О методе исследования статистических свойств сред со случайными неоднородностями при помощи частотно-модулированного звукового излучения. – Акуст. ж., 1962, т.8, в.1, с.42.
3. Ольшевский В.В. Статистические свойства морской реверберации. М., Наука, 1966, с.253.

А. Г. Сазонтов, И. П. Смирнов, А. Л. Матвеев

ЛОКАЛИЗАЦИЯ ИСТОЧНИКА В СЛУЧАЙНО-НЕОДНОРОДНОМ АКУСТИЧЕСКОМ ВОЛНОВОДЕ

Институт прикладной физики РАН

Россия, 603195 Н. Новгород, ул. Ульянова, д.46

Тел.: (812) 416-0648; Факс: (812) 436-5745, E-mail: sazontov@ipfran.ru

Рассмотрена задача о локализации источника в случайном мелководном канале, в котором преобладающим механизмом, вызывающим рассеяние звука, является развитое ветровое волнение. На основе критерия максимума отношения сигнал/помеха построен адаптивный алгоритм решения обратной задачи, обладающий повышенной устойчивостью к статистическому рассогласованию, обусловленному несоответствием между истинной сигнальной корреляционной матрицей и ее расчетной моделью. Представлены результаты численного моделирования, показывающие точности оценивания координат источника и вероятности его правильного обнаружения. Приведена апробация предложенного метода с использованием экспериментальных данных, полученных на стационарной трассе в Баренцевом море. Установлено, что в реальных условиях соответствующий алгоритм является работоспособным и обеспечивает удовлетворительное качество восстановления источника, удаленного на расстояние порядка 15 км от антенной решетки, без использования трудоемкой процедуры одновременного поиска как искомым координат, так и неизвестных параметров волновода.

Проблема локализации источника в подводном звуковом канале является одним из важных аспектов общей теории обнаружения и оценивания параметров сигналов на фоне помех с использованием адаптивных антенных решеток (АР). Однако ее решение, основанное на методе согласованного поля, сталкивается с трудностями принципиального характера [1]. Причина этого состоит в том, что параметры реального волновода известны, как правило, приближенно и могут изменяться во времени вследствие различных нестационарных океанических процессов. Возникающее несоответствие между принятым звуковым полем и его расчетной моделью и является одной из главных причин, не позволяющих получить приемлемого решения обратной задачи в натуральных условиях.

На относительно коротких трассах (и/или в низком диапазоне частот), когда пространственный радиус корреляции полезного сигнала превышает апертуру АР, определяющим является детерминированное рассогласование, обусловленное неточным знанием регулярных характеристик канала (про-

филя скорости звука, глубины волновода, параметров грунта). Для частичной компенсации такого несоответствия в литературе предложен ряд адаптивных методов (описанных в обзоре [1]), позволяющих получить удовлетворительное качество восстановления источника в условиях априорной неопределенности.

При наличии случайных неоднородностей морской среды предположение о заданной регулярной пространственной структуре полезного сигнала в принципе не выполняется и когерентные алгоритмы не в состоянии обеспечить согласование модели с реальными данными. В подобной ситуации согласование может быть выполнено лишь в статистическом смысле, при этом (в отличие от детерминированной постановки) для решения проблемы локализации источника необходимо располагать не отдельной репликой звукового поля на апертуре АР, а расчетной моделью сигнальной корреляционной матрицы (см., например, [2–4]). Однако на практике рассчитанная сигнальная матрица всегда отличается от истинной на величину некоторой случайной ошибки, обусловленной неполной информацией о канале распространения. Общий подход к построению робастных алгоритмов пространственной обработки в таких условиях предполагает ограниченность по норме соответствующей матрицы ошибок, при этом адаптация к априори неизвестным условиям приема заключается в нахождении устойчивой процедуры оценивания, позволяющей частично скомпенсировать эффекты статистического несоответствия (см. [5] и цитируемую там литературу). В этой связи наибольший интерес представляет именно развитие соответствующих адаптивных методов в приложении к задаче локализации источника в случайно-неоднородном акустическом волноводе.

Пусть в точке с координатами (\mathbf{r}_0, z_0) океанического волновода расположен источник, излучающий узкополосный сигнал $s(t)$, представляющий собой статистически стационарный случайный процесс с нулевым средним значением и дисперсией σ_s^2 . Прием осуществляется линейной вертикальной АР, состоящей из N одинаковых элементов, расположенных на горизонтах $\{z_j\}_{j=1}^N$. (Начало координат по дальности выбрано в месте установки АР.)

В узкополосном приближении результирующее поле на входе АР в моменты времени t_l ($l=1, 2, \dots, L$) описывается N -мерным вектором наблюдения $\mathbf{x}(t_l)$:

$$\mathbf{x}(t_l) = s(t_l) \mathbf{e}(\boldsymbol{\theta}) + \mathbf{n}(t_l).$$

Здесь $\mathbf{e}(\boldsymbol{\theta})$ — сигнальный вектор АР, зависящий от неизвестных координат $\boldsymbol{\theta} = (r_0, z_0)^T$, а \mathbf{n} — вектор аддитивного шума. (Верхний индекс T означает операцию транспонирования.)

При использовании линейной обработки мощность сигнала на выходе АР дается выражением

$$P(\boldsymbol{\theta}) = L^{-1} \sum_{l=1}^L \left| \mathbf{w}^+(\boldsymbol{\theta}) \mathbf{x}(t_l) \right|^2 \equiv \mathbf{w}^+(\boldsymbol{\theta}) \hat{\Gamma}_x \mathbf{w}(\boldsymbol{\theta}), \hat{\Gamma}_x = L^{-1} \sum_{l=1}^L \mathbf{x}(t_l) \mathbf{x}^+(t_l), \quad (1)$$

где $\mathbf{w}(\boldsymbol{\theta})$ — весовой вектор размерности $N \times 1$ (являющийся функцией информационного параметра $\boldsymbol{\theta}$), а $\hat{\Gamma}_x$ — выборочная корреляционная матрица. Оптимальный весовой вектор \mathbf{w}_{opt} может быть найден из критерия максимума выходного отношения сигнал/шум SNR:

$$\mathbf{w}_{\text{opt}} = \arg \max_{\mathbf{w}} \text{SNR}(\mathbf{w}), \quad \text{SNR} = \sigma_s^2 \frac{\mathbf{w}^+ \mathbf{R}_s(\boldsymbol{\theta}) \mathbf{w}}{\mathbf{w}^+ \Gamma_n \mathbf{w}}.$$

Здесь $\mathbf{R}_s(\boldsymbol{\theta}) = \langle \mathbf{e}(\boldsymbol{\theta}) \mathbf{e}^+(\boldsymbol{\theta}) \rangle$ — сигнальная матрица, удовлетворяющая условию нормировки $\text{Tr} \mathbf{R}_s(\boldsymbol{\theta}) = 1$, а $\Gamma_n = \langle \mathbf{nn}^+ \rangle$ — помеховая матрица. (Символ $+$ означает операцию эрмитового сопряжения, угловые скобки — статистическое усреднение, а $\text{Tr}(\cdot)$ — след матрицы.)

В реальных ситуациях корреляционная матрица шума Γ_n априори неизвестна и вместо нее используется выборочная матрица $\hat{\Gamma}_x$. В этом случае наиболее помехоустойчивое распределение \mathbf{w}_{opt} , обеспечивающее максимум SNR, совпадает с главным собственным вектором обобщенной задачи $\mathbf{R}_s \mathbf{w}_{\text{opt}} = \mu_{\text{max}} \hat{\Gamma}_x \mathbf{w}_{\text{opt}}$. Реализующаяся при этом величина средней мощности (1) оказывается равной [8]:

$$P(\boldsymbol{\theta}) = \mu_{\text{max}}^{-1} \left\{ \hat{\Gamma}_x^{-1} \mathbf{R}_s(\boldsymbol{\theta}) \right\}, \quad (2)$$

где $\mu_{\text{max}} \left\{ \hat{\Gamma}_x^{-1} \mathbf{R}_s(\boldsymbol{\theta}) \right\}$ — максимальное собственное значение матрицы $\hat{\Gamma}_x^{-1} \mathbf{R}_s(\boldsymbol{\theta})$. Таким образом, знание модели сигнальной матрицы \mathbf{R}_s (совместно с выборочной матрицей $\hat{\Gamma}_x$) позволяет оценить координаты источника в случайно неоднородном канале: $\hat{\boldsymbol{\theta}} = \arg \max_{\boldsymbol{\theta}} \mu_{\text{max}}^{-1} \left\{ \hat{\Gamma}_x^{-1} \mathbf{R}_s(\boldsymbol{\theta}) \right\}$.

При практической реализации этого алгоритма в качестве матрицы $\mathbf{R}_s(\boldsymbol{\theta})$ (вследствие неполной информации о канале распространения) используется некоторая оценочная матрица $\mathbf{R}_s^{(0)}(\boldsymbol{\theta})$, рассчитываемая для номинальных акустических характеристик волновода. При наличии рассогласования между соответствующими матрицами указанный метод оценивания нуждается в уточнении.

Прежде всего отметим, что процедура адаптации к априори неизвестным условиям приема должна учитывать условие положительной определенности сигнальной матрицы. Последнее означает, что $\mathbf{R}_s^{(0)}(\boldsymbol{\theta})$ представима в виде: $\mathbf{R}_s^{(0)}(\boldsymbol{\theta}) = \mathbf{D}_0(\boldsymbol{\theta}) \mathbf{D}_0^+(\boldsymbol{\theta})$, где $\mathbf{D}_0(\boldsymbol{\theta})$ имеет смысл квадратного корня

из $\mathbf{R}_s^{(0)}(\theta)$. Отметим также, что матрица $\mathbf{D}_0(\theta)$ в силу $\text{Tr} \mathbf{R}_s^{(0)}(\theta) = 1$ удовлетворяет условию нормировки $\|\mathbf{D}_0(\theta)\|_F^2 = \text{Tr}[\mathbf{D}_0(\theta)\mathbf{D}_0^+(\theta)] = 1$, где $\|\cdot\|_F$ означает норму Фробениуса. Далее, будем предполагать, что истинная матрица $\mathbf{D}(\theta)$ отличается от $\mathbf{D}_0(\theta)$ некоторой ошибкой, норма которой ограничена заданной величиной: $\|\mathbf{D}(\theta) - \mathbf{D}_0(\theta)\|_F^2 \leq \varepsilon$. Тогда адаптация к статистическому рассогласованию заключается в нахождении такой оценки $\hat{\mathbf{D}}(\theta, \varepsilon)$ искомой матрицы, которая удовлетворяет указанному неравенству, условию нормировки и обеспечивает максимум выходной мощности (2):

$$\min_{\mathbf{D}} \left\{ \mu_{\max}(\mathbf{D}^+ \hat{\Gamma}_x^{-1} \mathbf{D}) \right\} \text{ при } \|\mathbf{D} - \mathbf{D}_0\|_F^2 \leq \varepsilon, \|\mathbf{D}\|_F^2 = 1. \quad (3)$$

Знание $\hat{\mathbf{D}}(\theta, \varepsilon)$ позволяет рассчитать выходную мощность процессора в соответствии с формулой

$$P(\theta, \varepsilon) = \mu_{\max}^{-1} \left\{ \hat{\mathbf{D}}^+(\theta, \varepsilon) \hat{\Gamma}_x^{-1} \hat{\mathbf{D}}(\theta, \varepsilon) \right\} \quad (4)$$

и в итоге оценить искомые координаты источника.

Ниже мы рассмотрим случай, когда основным источником флуктуаций акустического поля является развитое ветровое волнение, описываемого моделью спектра Пирсона–Московитца. Для такого сценария результаты расчета ожидаемой матрицы $\mathbf{R}_s^{(0)}(\theta)$ (в приближении малых значений параметра Рэля) приведены в работе [6], а решение оптимизационной задачи (3) для $\hat{\mathbf{D}}(\theta, \varepsilon)$ построено в [7].

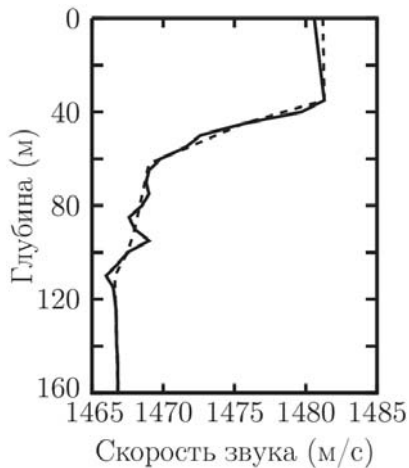


Рис.1. Профиль скорости звука.

В качестве модели дна использовалось однородное жидкое поглощающее полупространство с плотностью 1.8 г/см^3 , скоростью звука 1780 м/с и коэф-

Проиллюстрируем эффективность предложенного алгоритма результатами статистического моделирования. Для определенности рассмотрим акваторию Баренцева моря, в которой звуковое поле создается источником, расположенным на глубине 70 м, и излучающим узкополосный сигнал с несущей частотой 240 Гц. Профиль скорости звука, измеренный в данном регионе, представлен на рис. 1 сплошной линией (пунктиром показан профиль, используемый при расчетах). Предполагается, что прием осуществлялся линейной вертикальной антенной (с центром на глубине 80 м), состоящей из 24 элементов, расположенных через 3 м.

XV школа-семинар им. Акад. Л.М. Бреховских "Акустика океана", XXIX сессия РАО
 фициентом поглощения в грунте $0.1 \text{ дБ}/\lambda$. При моделировании выборочной корреляционной матрицы $\hat{\Gamma}_x$ скорость ветра v бралась равной 5 м/с , 7.5 м/с и 10 м/с , а в процессе локализации для v использовались значения 4 м/с , 6 м/с и 9 м/с (тем самым принимались во внимание эффекты статистического рассогласования). Параметр регуляризации ε , используемый в адаптивном алгоритме, составлял 0.15 .

На рис. 2 приведены зависимости среднеквадратичных ошибок (СКО) оценивания положения источника по дальности и глубине от выходного отношения сигнал/помеха. Соответствующие ошибки рассчитывались по формулам

$$\text{СКО}(\hat{r}) = \sqrt{K^{-1} \sum_{k=1}^K (\hat{r}_k - r_0)^2}, \quad \text{СКО}(\hat{z}) = \sqrt{K^{-1} \sum_{k=1}^K (\hat{z}_k - z_0)^2}.$$

Здесь \hat{r}_k и \hat{z}_k – оценки координат для k -ой реализации вектора наблюдения, при этом для каждого SNR общее число независимых реализаций K бралось равным 50. (Выборочная корреляционная матрица формировалась по 128 временным отсчетам длительности 1 с.) Как следует из рис. 2, с ростом v наблюдается заметная потеря точности оценивания, причем наибольшее отклонение от истинных значений характерно для положения источника по дальности.

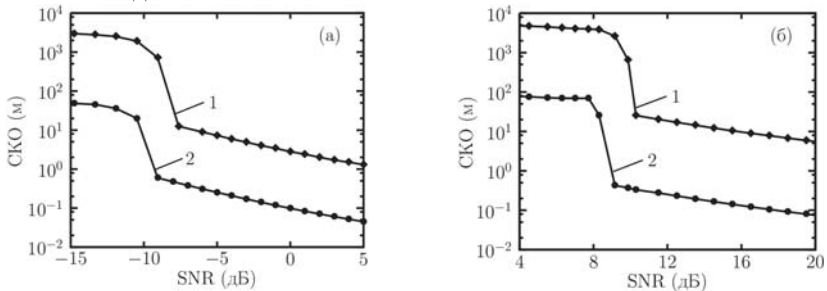


Рис.2. СКО по дальности (1) и глубине (2) в зависимости от SNR при (а) $v=5 \text{ м/с}$ и (б) $v=10 \text{ м/с}$.

Одной из важных характеристик метода является достигаемая с его помощью вероятность правильной локализации, определяемая как доля реализаций, для которых ошибки в определении положения источника по дистанции и глубине не превосходят заданных величин δr и δz .

Для рассматриваемого сценария на рис. 3 представлены результаты расчета указанной вероятности в зависимости от SNR. При вычислениях границы области локализации δr и δz принимались соответственно равными 400 м и 2 м . Естественно, что вероятность P_{CL} весьма чувствительна к ветровой обстановке, так что при сильном ветре для гарантированной локализации источника требуется достаточно большое SNR.

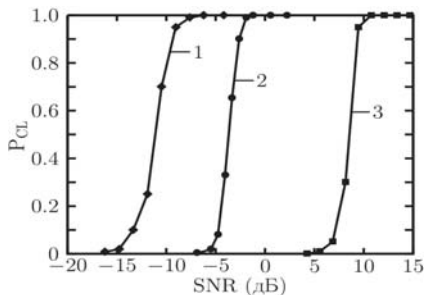


Рис. 3. Вероятность правильного обнаружения в зависимости от SNR при различных скоростях ветра: (1) $v=5$ м/с, (2) $v=7.5$ м/с, (3) $v=10$ м/с.

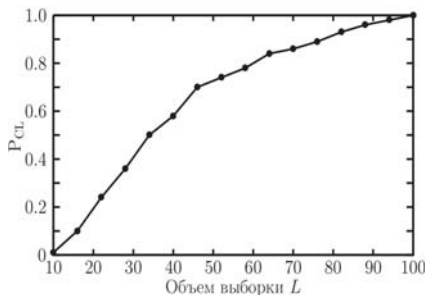


Рис.4. Вероятность правильного обнаружения в зависимости от объема выборки L при SNR = -10 дБ и $v=7.5$ м/с.

На рис. 4 показана зависимость P_{CL} от числа отсчетов, по которым оценивается выборочная матрица, при SNR равном -10 дБ и $v=7.5$ м/с. Видно, что для рассматриваемых параметров задачи достаточно использовать объем выборки L порядка 10^2 , чтобы обеспечить решение обратной задачи.

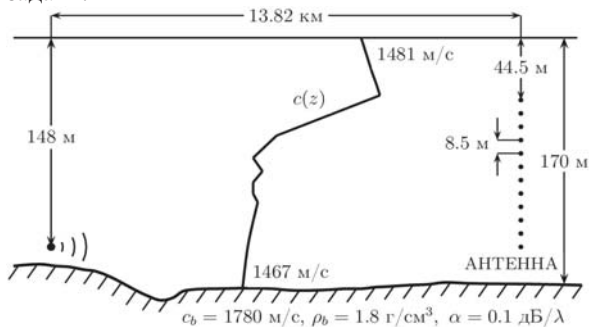


Рис. 5. Геометрия эксперимента.

Для верификации предложенного метода были использованы экспериментальные данные, полученные в октябре 1990 г на стационарной трассе в Баренцевом море. Геометрия эксперимента схематически изображена на рис. 5. На глубину 148 м был

опущен излучатель, работавший в непрерывном режиме на несущей частоте 240 Гц. Прием осуществлялся на вертикальную антенну, состоящую из 14-ти элементов, расположенных через 8.5 м. Дистанция между источником и антенной была равной 13.82 км. Глубина в месте постановки антенны составляла приблизительно 170 м, а в месте постановки излучателя — 150 м. Скорость ветра во время проведения эксперимента варьировалась в интервале 7 ± 3 м/с. Точные значения параметров дна в рассматриваемой акватории априори неизвестны и при моделировании ожидаемой сигнальной матрицы считалось, что осадочные породы представляли собой глинистые илы с номинальными характеристиками, указанными на рис. 5. Для формирования выборочной корреляционной матрицы $\hat{\Gamma}_x$ использовалось $L=1024$ временных отсчетов из 15 минутных фрагментов записи.

На рис. 6а изображена нормированная (на максимальное значение) мощность сигнала на выходе процессора, рассчитанная с использованием неадаптивной ожидаемой матрицы $\mathbf{R}_s^{(0)}(\theta)$ согласно (2). Для сравнения на рис. 6б показана соответствующая выходная мощность, построенная с привлечением робастного метода (4), позволяющего повысить устойчивость процедуры оценивания и частично скомпенсировать эффект статистического несоответствия. При расчетах поиск источника по дальности осуществлялся в диапазоне (10÷20) км с шагом 20 м, а по глубине — в интервале (0÷160) м с шагом 1 м; параметр регуляризации ε , используемый в адаптивном алгоритме, задавался равным 0.1. Скорость ветра при нахождении сигнальной матрицы $\mathbf{R}_s^{(0)}(\theta)$ бралась 7 м/с.

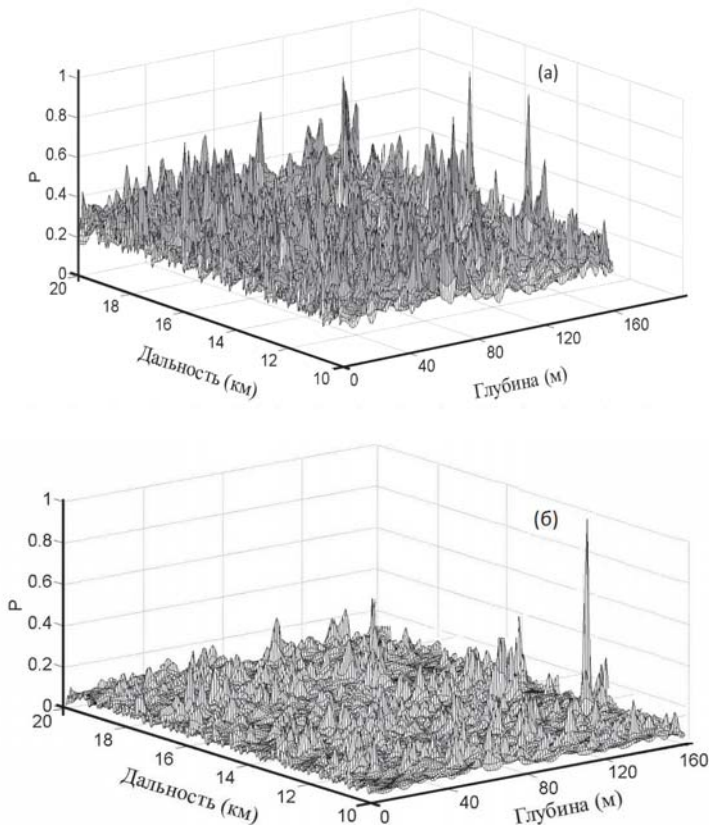


Рис. 6. Выходная мощность процессора, использующего обычный (а) и адаптивный (б) метод пространственной обработки

Из приведенных графиков видно, что во всех случаях положение абсолютного максимума $P(\theta)$ наблюдается при $\hat{r}_0 = 12.45$ км и $\hat{z}_0 = 148$ м, что довольно близко к истинным значениям координат. Однако применение неадаптивного способа обработки приводит к появлению достаточно интенсивных ложных пиков, что значительно затрудняет решение задачи локализации источника

Таким образом, представленные результаты статистического моделирования и экспериментальной апробации свидетельствуют, что в рассматриваемых условиях Баренцева моря реализованный робастный алгоритм является работоспособным и обеспечивает удовлетворительное качество восстановления источника, удаленного на расстояние порядка 15 км от АР, без использования трудоемкой процедуры одновременного поиска как искомого координат, так и неизвестных параметров волновода. Следовательно, применение адаптивных процедур, обладающих повышенной устойчивостью к статистическому рассогласованию, является необходимым условием решения обратной задачи в реальном случайно-неоднородном канале.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (грант № 15-42-02390).

ЛИТЕРАТУРА

1. Baggeroer A.B., Kuperman W.A., and Mikhalevsky P.N. An overview of matched field methods in ocean acoustics. // *IEEE J. Oceanic Eng.*, 1993, v. 18, № 4, p. 401–423.
2. Krolik J.L. Matched-field minimum variance beamforming in a random ocean channel // *J. Acoust. Soc. Amer.* 1992, v. 92, № 3, p. 1408–1419.
3. Ringelstein J., Gershman A.B., and Bohme J.F. Direction finding in random inhomogeneous media in the presence of multiplicative noise // *IEEE Signal Process. Lett.* 2000, v. 7, № 10, p. 269–272.
4. Hassanien A., Shahbazpanahi S., and Gershman A.B. // A generalized Capon estimator for localization of multiple spread sources // *IEEE Trans. on Signal Process.* 2004, v. 52, № 1, p. 280–283.
5. Robust Adaptive Beamforming / Eds. by J. Li and P. Stoica. John Wiley & Sons, Inc., Hoboken, New Jersey. 2006. 422 p.
6. Вдовичева Н.К., Матвеев А.Л., Сазонтов А.Г. Экспериментальное и теоретическое исследование пространственной когерентности в мелком море // *Акуст. ж.* 2002, т. 48, № 3, с. 309–313.
7. Сазонтов А.Г., Смирнов И.П., Матвеев А.Л. Локализация источника в мелководном канале со взволнованной поверхностью // *Акуст. ж.* 2015, т. 61, № 1, с. 114–122.

Акустическая океанология

К.В. Авилов¹, О.Е. Попов²

**ОЦЕНКА ВЛИЯНИЯ ОТЛИЧИЙ МЕЖДУ ФАКТИЧЕСКОЙ
МОРСКОЙ СРЕДОЙ И СРЕДОЙ СОГЛАСОВАНИЯ НА
ВЕРОЯТНОСТЬ ПРАВИЛЬНОГО ОБНАРУЖЕНИЯ ПРИ
ШИРОКОПОЛОСНОЙ СОГЛАСОВАННОЙ ОБРАБОТКЕ
ГИДРОАКУСТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ**

¹Институт машиноведения им. А.А. Благонравова РАН, Россия, 101990, Москва, Малый Харитоньевский пер., 4, E-mail: k.v.avilov@list.ru

²Институт физики атмосферы им.А.М. Обухова РАН, Россия, 119017, Москва, Пыжевский пер., 3

Расчетным путем показана устойчивая зависимость отношения сигнал/шум от точности знания среды для её моделей, близких к реальным.

Дальность обнаружения в элементе пространственного разрешения (ЭПР), характеризуемым глубиной, дистанцией и курсовым углом при любой линейной обработке определяется при заданном уровне ложных тревог уровнем вероятности правильного обнаружения, являющегося однозначной функцией отношения сигнал/шум (1) [1,2,3]:

$$SNR = \frac{\sum_{\omega} \left| \mathbf{p}^+(\omega) \sqrt{S_f(\omega)} \mathbf{u}_f(\mathbf{x}_f^s, \omega) \right|^2}{\sqrt{\sum_{\omega} \left| \mathbf{p}^+(\omega) \mathbf{N}_f(\omega) \mathbf{p}(\omega) \right|^2}} \quad (1)$$

здесь \mathbf{N}_f и S_f суть фактические матрицы взаимных спектров шума и энергетический спектр источника, $\mathbf{u}_f(\mathbf{x}_f^s, \omega)$ - вектор фактических передаточных функций от ЭПР к приемникам антенны, $\mathbf{p}(\mathbf{x}_p^s, \omega)$ - вектор обработки, в качестве которого можно выбрать вектор естественной первичной обработки $\mathbf{N}_p^{-1}(\omega) \sqrt{S_p(\omega)} \mathbf{u}_p(\mathbf{x}_p^s, \omega)$, где \mathbf{N}_p и S_p суть предполагаемые матрицы взаимных спектров шума и энергетический спектр источника, $\mathbf{u}_p(\mathbf{x}_p^s, \omega)$ - вектор передаточных функций предполагаемой в обработке модели среды от ЭПР к приемникам антенны, для различных моделей морской среды или вектор традиционной плосковолновой обработки.

При выявлении влияния точности задания среды на отношение сигнал/шум мы предположим, что шум на приемниках антенны является белым по пространству и времени, а спектр источника также не зависит от частоты. Тогда влияние собственно модели среды на обработку будет описывать-

XV школа-семинар им. Акад. Л.М. Бреховских "Акустика океана", XXIX сессия РАО
 ся с точностью до постоянного множителя формулой отношения сигнал/шум для алгоритма Бартлетта (2):

$$SNR_B = \frac{\sum_{\omega} |\mathbf{u}_p^+(\mathbf{x}_f^s, \omega) \mathbf{u}_f(\mathbf{x}_f^s, \omega)|^2}{\sqrt{\sum_{\omega} |\mathbf{u}_p^+(\mathbf{x}_f^s, \omega) \mathbf{u}_p(\mathbf{x}_f^s, \omega)|^2}} \quad (2)$$

В многочисленных работах был показан большой потенциал согласованной обработки сигналов [4,5]. Однако основным аргументом против применения согласованной обработки на практике является утверждение, что, как правило, свойства морской среды известны не точно и это не даст проявиться преимуществам согласованной обработки. Научное обоснование требований к точности знания морской среды достаточной для успешного применения согласованной обработки сигналов в общем случае требует больших и достаточно трудоёмких исследований. В этой работе представлены расчёты SNR_B для оценки устойчивости алгоритма согласованной обработки для одной из моделей морской среды.

Была создана двумернонеоднородная модель среды для трассы в Баренцевом море, назовём её - фактической моделью среды.

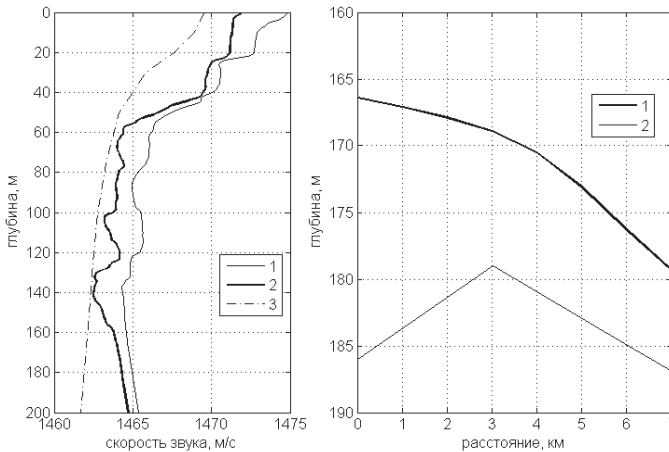


Рис.1 Слева профили скорости звука. 1 и 2 профили скорости звука для фактической модели на расстоянии 0 и 18км от начала трассы. Кривая 3 – профиль скорости звука из климатической базы данных. Справа: 1- рельеф фактической модели, 2 – рельеф из батиметрической базы данных дна Мирового океана etopo2 [7].

На трассе заданы два профиля скорости звука рис.1, реально измеренные в одном из экспериментов на расстоянии 0 и 18км от начала трассы, профили 1 и 2. На рис.1 представлен рельеф трассы, кривая 1. На расстоя-

нии 7км от начала трассы глубина изменяется с 166.4м до 179.3м. Слоистое дно по трассе состояло из трёх жидких слоев на жидком полупространстве с акустическими свойствами, представленными в таблице 1. По трассе толщина первого слоя не менялась, а толщины 2 и 3 слоёв изменялись менее чем на 1м.

Ненаправленный источник звука находился в начале трассы на глубине 110 м. Спектр источника равномерный в полосе 20-128Гц. Моделировалась работа горизонтальной буксируемой антенны на глубине 90м, состоящей из 64 приемников с шагом 6.3м. Диапазон частот наблюдения 20-128Гц.

Для согласованной обработки использовались передаточные функции, рассчитанные для приёмников горизонтальной антенны для фактической модели среды и передаточные функции, рассчитанные для упрощённых моделей среды, которые создавали имитацию нашего неполного знания модели среды, назовём их - предполагаемые модели морской среды. Результаты расчетов представлены на рис. 2.

Таблица 1 Акустические свойства дна.

№ слоя	Толщина слоя, м	Скорость продольных волн, м/с	Тангенс угла потерь	Отношение плотностей в слое и в воде
1	4.5	1460	0.001832	1.575
2	16.5	1472	0.000366	1.73
3	22.5	1670	0.000366	1.85
Полупространство	-	2250	0.00083	1.85

При расчёте величин SNR_B , представленных на рис.2, были использованы следующие предполагаемые модели морской среды:

1. Предполагаемая модель морской среды, которая полностью соответствует фактической модели среды.

2. Предполагаемая модель морской среды отличается от фактической модели тем, что поле скорости звука, заданное двумя измеренными профилями 1 и 2 рис.1, заменено на постоянный на всей трассе профиль скорости звука, который взят из климатической базы данных, профиль 3 данных рис.1.

3. При создании предполагаемой модели морской среды фактическая модель среды заменена на плоскослоистую модель среды. Постоянная глубина 170м, профиль скорости звука – кривая 2 рис.2, дно со средними акустическими свойствами для участка 0-18км.

4. Предполагаемая модель морской среды отличается от фактической модели тем, что поле скорости звука заданное двумя измеренными профилями 1 и 2 рис.1, заменено на постоянный на всей трассе профиль скорости звука, который взят из климатической базы данных, профиль 3 данных рис.1. Кроме этого использован рельеф из батиметрической базы данных дна Мирового океана etopo2 [5] рис.1 кривая 2.

5. Предполагаемая модель морской среды отличается от фактической модели тем, что слоистое дно по всей трассе заменено на полупространство со скоростью продольных волн 1510м/с, тангенсом угла потерь 0.0111 и отношением плотностей в дне и в воде 1.7.

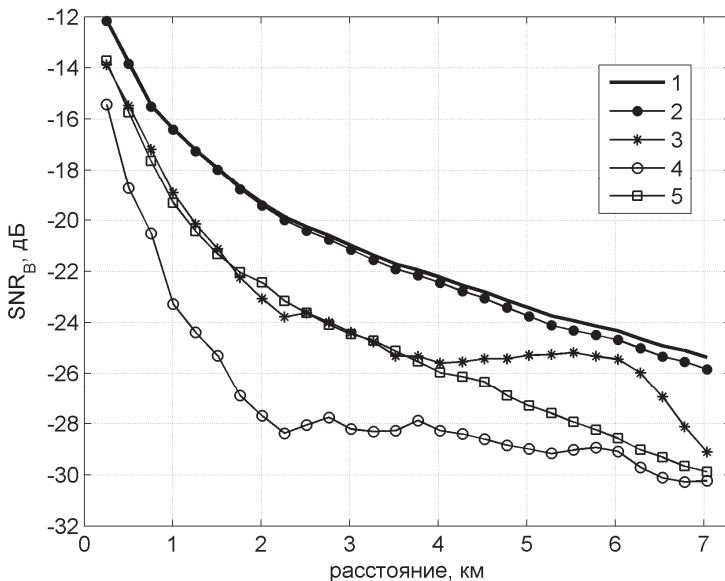


Рис.2 Величина SNR_B , рассчитанная для пяти предполагаемых моделей среды.

Анализируя полученные кривые изменения SNR_B , можно отметить, что замена поля скорости звука по трассе на постоянный на всей трассе профиль скорости звука из климатической базы, предполагаемая модель №2, практически не повлияло на величину SNR_B кривые 1 и 2 рис.2. Это можно объяснить низкой частотой наблюдения 20-128Гц.

Для предполагаемых моделей №3 и №5, довольно сильно отличающихся от фактической модели, SNR_B уменьшилось примерно в 2 раза оставаясь достаточно высокой.

Больше всего SNR_B уменьшилось при использовании в качестве предполагаемой модели №4, когда одновременно был изменён рельеф и профиль скорости звука. Возможно, это вызвано довольно большим изменением глубины по сравнению с фактической, на 20м, или на 12%.

Нет сомнения, что требования к точности знания акустических свойств морской среды, необходимой для успешной реализации согласованной обработки сигналов, могут быть сформулированы по результатам моделирования работы конкретных гидроакустических систем в определённых усло-

XV школа-семинар им. Акад. Л.М. Бреховских "Акустика океана", XXIX сессия РАО
вия работы. Комплексное моделирование работы различных гидроакустических систем в различных условиях позволит сформулировать общие требования к точности знания акустических свойств морской среды.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бородин В.В. Качество обнаружения при отсутствии априорного знания о спектральной плотности сигнала, в сб. Вопросы судостроения, сер. «Акустика», вып. 16, ЦНИИ «Румб», 1983.
2. Гусев В.Г. Системы пространственно-временной обработки гидроакустической информации,- Л.: «Судостроение», 1988.
3. Г.С. Малышкин, М.В. Холостов Оптимальное обнаружение пространственно-временных гидроакустических сигналов. Ленинград: Институт повышения квалификации руководящих работников и специалистов судостроительной промышленности, 1990.
4. Г.С. Малышкин Современное состояние с разработкой методов и алгоритмов обработки гидроакустических сигналов, согласованных со средой распространения, Труды XI Международной конференции «Прикладные технологии гидроакустики и гидрофизики». - СПб.: Наука, 2012.-504 с.
5. Сазонтов А.Г., Малеханов А.И. Согласованная пространственная обработка сигналов в подводных звуковых каналах (обзор), Акустический журнал, 61, 2, с. 233-253 (2015).
6. К.В. Авилов Современные численные модели звуковых полей в океане и их приложение к решению практических задач гидроакустики, Труды VIII Международной конференции «Прикладные технологии гидроакустики и гидрофизики». - СПб.: Наука, 2006.-549 с.
7. Smith, W. H. F., and D. T. Sandwell, Global seafloor topography from satellite altimetry and ship depth soundings, Science, v. 277, p. 1957-1962, 26 Sept., 1997.

Р.А. Беликов ⁽¹⁾, Д.И. Литовка ⁽²⁾, Е.А. Прасолова ⁽¹⁾

**УЛЬТРАЗВУКОВЫЕ ТОНАЛЬНЫЕ СИГНАЛЫ БЕЛУХ
(*DELPHINAPTERUS LEUCAS*) АНАДЫРСКОГО ЛИМАНА**

⁽¹⁾ ФГУПН Институт океанологии им. П.П. Ширшова РАН

Россия, 117997 г. Москва, пр. Нахимовский, д. 36

Тел.: (495) 124-5965; Факс: (495) 124-5965, E-mail: mirounga76@mail.ru

⁽²⁾ ФГУП Чукот-ТИНРО центр

Россия, 689000 г. Анадырь, ул. Отке, д. 56

Тел.: (427) 222-6761; Факс: (427) 222-6761, E-mail: d-litovka@yandex.ru

Установлено, что белухи излучают свисты с частотой основного тона более высокой, чем когда-либо сообщалось ранее. Широкополосные акустические записи произведены в августе-сентябре 2013 г. в Анадырском лимане (Берингово море, Чукотка) в нагульном скоплении белух. Ультразвуковые свисты обнаружены в большинстве сессий наблюдений, но при этом они составляли незначительный процент от зарегистрированных коммуникативных сигналов. Большинство ультразвуковых свистов были простыми и весьма стереотипными. Они имели контур частоты основного тона, полностью лежащий в ультразвуковой области, обычно в полосе 23-35 кГц. Эти свисты, как правило, имели короткую или среднюю длительность, уплощенную или восходящую форму контура. Большинство специфичных ультразвуковых свистов были вторичными, терминальным элементом в последовательной комбинации с широкополосным импульсным звуком.

В последнее время наблюдается значительный рост интереса к исследованию акустической активности белухи (*Delphinapterus leucas*). Это связано с интенсификацией освоения Арктики, а также с резким увеличением числа белух, содержащихся в условиях неволи. Появляются работы, направленные на выявление функциональной нагрузки сигналов и описание вокальных репертуаров белух из ранее неизученных популяций [1]. Для оценки распределения китообразных во времени и пространстве активно внедряются современные технические средства пассивного акустического мониторинга (ПАМ) [2].

Примечательно, что большинство акустических записей белух в природе – узкополосные, ограниченные верхним пределом в 18-24 кГц. Фактически, они соответствовали частотному диапазону слуха человека (*Homo sapiens*). Известно, однако, что частотный диапазон слуха белух на порядок ши-

ре, причем область максимальной чувствительности приходится на частоты в 40-50 кГц. Действительно, импульсные сигналы белух, как правило, имеют широкополосную структуру и могут содержать энергию на частотах выше 200 кГц. В то же время, вопрос о наличии у белух ультразвуковых (УЗ), т.е. с частотой основного тона (ЧОТ) выше 20 кГц, тональных (свистовых) сигналов изучен крайне слабо. Свисты белух, как полагают, являются, в основном, относительно низкочастотными (ЧОТ до 5-8 кГц). Сообщалось также о более высокочастотных тональных сигналах, лежащих в области до 20-24 кГц, а также свистах, чьи контура ЧОТ частично выходили за верхний предел использованной регистрирующей аппаратуры. Тем не менее, многолетние широкополосные записи (частота дискретизации 96 и 192 кГц), проводимые в соловецком и мягостровском летнем репродуктивном скоплении, показали, что УЗ свисты излучаются белухами Белого моря крайне редко. При этом они сосредоточены в приграничной области около 20 кГц. Наоборот, первые же широкополосные записи белух в Анадырском лимане выявили малочисленные, но регулярно излучаемые УЗ свисты, приуроченные к более высоким частотам.

Наблюдения за животными и запись их акустических сигналов проводили с 13 августа по 6 сентября 2013 г. в нагульном скоплении белух в Анадырском лимане. Белухи демонстрировали различные виды активности, среди которых наиболее значимыми являлись формы поисково-охотничьего поведения. Животные охотились на идущую на нерест кету (*Oncorhynchus keta*). Всего получено около 67 ч записей, при этом большая их часть выполнена в районе "10-го причала". Для приема звука использовали всенаправленные сферические гидрофоны (диаметром 50 и 40 мм) с относительно ровной АЧХ до 40-50 кГц. Гидрофоны были оснащены преусилителями и соединялись кабелем с блоками фантомного питания. Широкополосную запись вели с помощью портативного рекордера Zoom H4n (36 ч 36 мин) и ноутбука Acer TravelMate 6292 (2 ч 46 мин). В последнем случае применяли аудио интерфейс Edirol UA 101. Использовали частоту дискретизации 96 и 192 кГц. Перцептивно-инструментальный анализ материала проводили с помощью пакета Adobe Audition 2.0. Акустические измерения (n=43) сделаны в программе Syrinx 2.0 (разработчик Джон Барт, Корнельский университет, США). Параметры, используемые при построении сонограмм в Syrinx 2.0: размер блока быстрого преобразования Фурье – 512, весовая функция Хемминга.

При проведении общего акустического анализа УЗ тональных сигналов чукотских белух получены значения, представленные в табл. 1. Видно, что сигналы имели среднюю длительность, относительно широкий частотный диапазон и были приурочены к полосе от 23 до 30 кГц. Максимальные значения: ЧОТ - 38,2 кГц, частотный диапазон – 16,9 кГц, длительность – 5,3 с.

В целом, совокупность УЗ свистов весьма градуальна. Однако все УЗ свисты анадырских белух можно условно разделить на две категории. Первая - относительно низкочастотные сигналы, располагающиеся в полосе от

XV школа-семинар им. Акад. Л.М. Бреховских "Акустика океана", XXIX сессия РАО
 20 до 23-25 кГц. Данные звуки схожи с таковыми беломорских белух, они весьма редки, однако при этом отличаются довольно высоким разнообразием. К этой же категории относились тональные сигналы с широким частотным диапазоном, верхняя часть которого находилась в нижней области ультразвуковых частот.

Категории УЗ свистов	Частота основного тона, кГц				Длительность, с
	начальная	конечная	минимал.	максимал.	
УЗ свисты (все)	23.2±3.3	30.1±4.5	23.1±3.3	30.2±4.3	0.7±1.1
Короткие УЗ	22.5±1.1	30.4±1.8	22.6±1.1	30.4±1.8	0.1±0.05
Восходящие УЗ	23.9±4.9	33.3±3.0	23.9±4.9	33.3±3.0	0.4±0.3
Уплотненные УЗ	23.6±3.4	24.4±4.1	23.2±3.6	25.0±4.1	2.2±1.5

Табл. 1. Частотно-временные характеристики УЗ свистов белух Анадырского лимана.

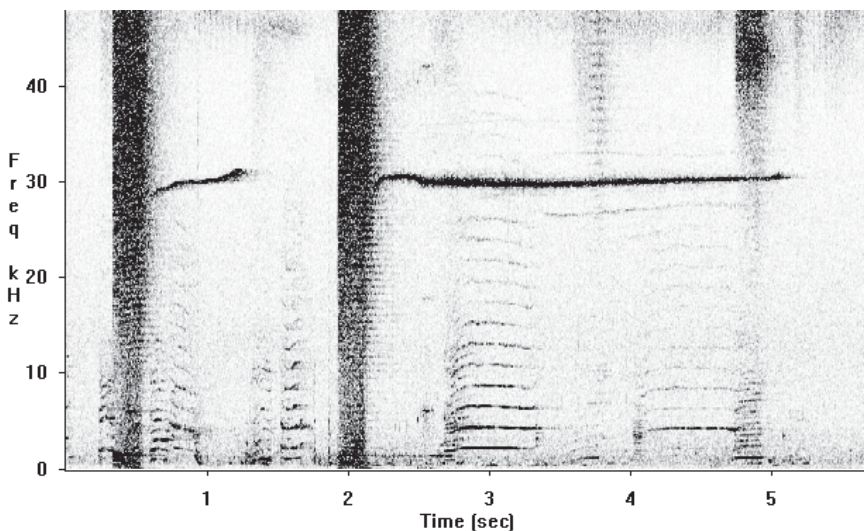


Рис. 1. Сонограмма специфических УЗ тональных сигналов анадырских белух. УЗ свисты с ЧОТ порядка 30 кГц следуют за «гласноподобными» импульсными тонами с низкой частотой следования импульсов.

Вторая категория – специфические УЗ свисты анадырских белух, занимающие, в основном, диапазон от 23 до 35 кГц (Рис. 1.). Данные УЗ свисты

составляли незначительный процент от зарегистрированных коммуникативных сигналов, но при этом они встречались в большинстве сессий наблюдений. Структурные особенности и регулярное использование этих сигналов указывает на то, что они - характерная и неотъемлемая категория сигналов анадырских белух. Эти свисты, как правило, имели короткую или среднюю длительность, уплощенную или восходящую форму контура. Простые и весьма стереотипные, они часто издавались в виде серий. При этом форма контура и длительность сигналов внутри одной серии могли значительно варьировать, в то время как частотные характеристики оставались весьма стабильными. Примечательно, что звуки этой категории, как правило, являлись вторым, терминальным элементом в последовательной комбинации с широкополосным импульсным сигналом, представленным обычно «гласноподобным» импульсным тоном с низкой частотой следования импульсов (Рис. 1.).

На основании значений длительности сигналов и формы их частотного контура были выделены три типа УЗ тональных сигналов чукотских белух: 1. короткие УЗ, 2. восходящие продолжительные УЗ и 3. уплощенные продолжительные УЗ свисты. Абсолютные характеристики сигналов данных типов представлены в табл. 1.

К настоящему времени объем широкополосных записей анадырских белух ограничен всего одним сезоном наблюдений. Очевидно, что необходимо дальнейшее накопление данных, особенно, если учитывать редкость УЗ свистов белух. Однако уже сейчас ясно, что описанные нами специфические УЗ свисты - неотъемлемая часть акустического репертуара анадырских белух. Вероятно, специфические УЗ свисты являются проявлением географической изменчивости вокальных репертуаров, т.к. они не встречаются у белух Белого моря. По всей видимости, описанные УЗ свисты выполняют коммуникативную функцию, однако их конкретная смысловая нагрузка неизвестна.

ЛИТЕРАТУРА

1. Chmelnitsky E.G. 2010. Beluga whale, *Delphinapterus leucas*, vocalizations and their relation to behaviour in the Churchill River, Manitoba, Canada. // M. Sc. Thesis, University of Manitoba, Winnipeg, Manitoba . P. 140.
2. Castellote M., Leeney R.H., O’Corry-Crowe G., Lauhakangas R., Kovacs K.M., Lucey W., Krasnova V., Lydersen C., Stafford K.M., Belikov R. 2013. Monitoring white whales (*Delphinapterus leucas*) with echolocation loggers // *Polar Biol.* 36:493–509.

Н.И. Белова, Г.Н. Кузнецов

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ
ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОЙ И ФАЗОВОЙ СТРУКТУРЫ ПОТОКА
МОЩНОСТИ ОТ ЛОКАЛЬНЫХ ИСТОЧНИКОВ В МЕЛКОМ МОРЕ**

Научный центр волновых исследований ИОФ РАН
Россия, 199991 Москва, ул. Вавилова, д. 38
Тел.: (495) 941-0193; Факс: (499) 256-1790, E-mail: skbmortex@mail.ru

В мелком море исследуется интерференционная структура амплитуды и фазы скалярного поля и трех составляющих вектора колебательной скорости и вектора потока мощности. Установлена связь градиентов фазы в горизонтальной и вертикальной плоскости с изменением направления составляющих вектора колебательной скорости и угла возвышения.

Анализируются экспериментальные данные, полученные в мелком море с использованием пространственно-разнесенных четырехкомпонентных векторно-скалярных приемников (ВСП) и буксируемых по заданным прямолинейным траекториям тональных или импульсных широкополосных излучателей. Излучение и прием сигналов производились в системе единого времени. Координаты излучателя относительно приемных элементов измерялись с использованием двух спутниковых навигационных систем и уточнялись в реальном времени по акустическим сигналам. Скорость звука в воде практически не зависела от глубины и равнялась в среднем 1473 м/с.

Ниже исследуется интерференционная структура звукового давления (ЗД), трех составляющих вектора колебательной скорости (ВКС) и вектора потока мощности (ВПМ). Выясняется связь интерференционных минимумов и максимумов с фазовыми соотношениями между ЗД и ВКС.

ВСП-1 был приподнят над дном на 20–22 м, остальные (2, 3 и 4) – разнесены по горизонтали на 50 м и располагались на глубине около 1 м от дна. Эксперименты проводились при одновременной буксировке на едином каркасе четырех излучателей: трех тональных электромагнитных (частоты 117, 320 и 650 Гц) и одного малогабаритного пьезокерамического широкополосного импульсного излучателя («пингера»), предназначенного для уточнения координат каждого ВСП относительно буксируемого излучающего модуля. Излучающее судно выполняло радиальные прямолинейные галсы так, что трасса буксировки пересекала приемную систему между ВСП-3 и ВСП-4. На рис. 1 для приподнятого над дном ВСП-1 и частот 117 и 320 Гц представлены графики для звукового давления P , Z -компоненты

XV школа-семинар им. Акад. Л.М. Бреховских "Акустика океана", XXIX сессия РАО ВКС, разности фаз между ЗД и Z-компонентой ($\Delta\Phi_{PV_Z}$), интегрального набега разности фаз между ЗД и вертикальной составляющей ВКС ($\Delta\Phi_{PV_Z}$), (набега фазы с компенсацией скачков на 2π), угла возвышения (скольжения) эквивалентной плоской волны в вертикальной плоскости. Этот угол рассчитывался с использованием формулы: $\theta = \arctan(\langle P^*V_Z \rangle / [\langle P^*V_X \rangle^2 + \langle P^*V_Y \rangle^2]^{1/2})$.

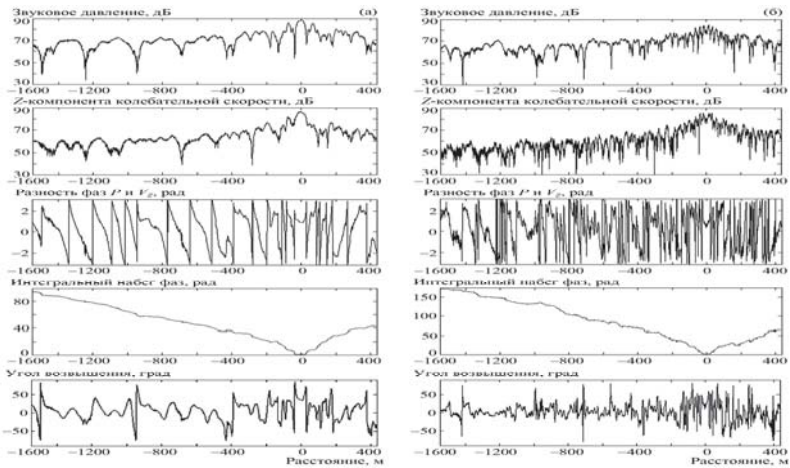


Рис. 1. Зависимости от расстояния звукового давления, Z-компоненты колебательной скорости, разности фаз между звуковым давлением и Z-компонентой, угла возвышения θ . Частота 117 (а) и 320 Гц (б).

Видно, что структура поля в ближней зоне (расстояния до 1.5 глубин волновода влево и вправо от приемного элемента) и в дальней зоне – на больших расстояниях, различаются. В ближней зоне справедливо лучевое приближение и наблюдается подобие зависимостей от расстояния ЗД и вертикальных составляющих ВКС. Но величина вертикальных составляющих ВКС на этих расстояниях из-за косинусоидальной зависимости от угла падения чувствительности убывает быстрее, чем звуковое давление. После формирования нормальных волн интерференционные структуры поля ЗД и горизонтальных составляющих ВКС становятся подобными, но отличаются от аналогичных зависимостей для вертикальных составляющих ВКС, поскольку вертикальный векторный приемник подавляет моды первых номеров и подчеркивает моды высоких номеров. Экстремальные зоны максимумов и минимумов поля ЗД и горизонтальных составляющих ВКС смещены относительно зависимостей для вертикальных составляющих ВКС.

Из рис. 1 следует, что вблизи зон интерференционных минимумов градиенты фазы быстро возрастают, а в зоне интерференционных минимумов звукового давления наблюдаются скачки разности фаз между ЗД и вертикальной составляющей ВКС. Причем, чем глубже минимум зависимости $P(r(t))$, тем больше величина скачка разности фаз. При сечении дислокации (глубокого интерференционного минимума) и при «обходе дислокации»

возможен полный поворот потока мощности и изменение фазы на 2π . В литературе такие зоны называют зонами «завихренности». Одновременно формируются и отклонения от линейной зависимости интегральной фазы – при обходе особой точки (дислокации) фаза изменяется на величину $+2\pi$ или -2π (в зависимости от «знака дислокации»). Таким образом, в зонах глубоких интерференционных минимумов, в которых не только звуковое давление $P \rightarrow \min$, но и проекции колебательной скорости $|V_x|, |V_y|, |V_z| \rightarrow \min$, наблюдаются скачки фазы в горизонтальной и вертикальной плоскости на величину до 2π . В отдельных зонах градиент фазы непрерывен и при смене знака фазы проходит через нуль. В этих точках, по-видимому, образуются «седла». В других зонах наблюдаются скачкообразные изменения фазы, градиент фазы характеризуется разрывом непрерывности и стремится к бесконечности. На рис. 1(б) также видно, что с увеличением частоты звука интервалы расстояний, в пределах которых угол возвышения близок к горизонтальному, расширяются. В этих зонах (зонах интерференционных максимумов) разность фаз между звуковым давлением и колебательной скоростью асимптотически стремится к нулю, что соответствует модели эквивалентной плоской (квазибегущей) волны. Отметим также, что на малых расстояниях – в зоне траверза пространственный масштаб зон интерференционных максимумов $P(r(t))$ и $V_z(r(t))$ заметно меньше, чем в дальней зоне. Как следствие, в районе траверза скачки фаз, изменения направления вертикальной составляющей ВКС и угла прихода происходят чаще. Из-за частых чередований зон максимумов и минимумов и изменения знаков вертикальной составляющей ВКС величина угла возвышения приобретает квазислучайный характер и изменяется в отдельных точках от $+90^\circ$ до -90° .

На рис. 2(а) приведены интерференционные зависимости от расстояния горизонтальных и вертикальной компонент ВПМ $J_{X,Y,Z}$. Расчеты усредненных за период величин выполнены по формуле $\langle J_{X,Y,Z} \rangle = (1/2)\text{Re}(P V_{X,Y,Z}^*)$.

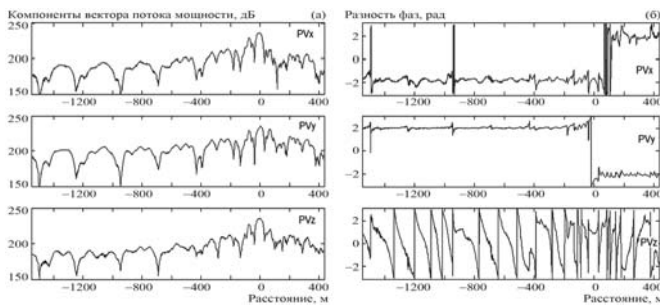


Рис. 2. Амплитуды (а) и разности фаз (б) ортогональных составляющих вектора потока мощности узкополосного сигнала на частоте 117 Гц.

На рис. 2(б) приведены разности фаз между 3Д и X-, Y- и Z-составляющими ВКС. Так как горизонтальные составляющие имеют индивидуальные зоны минимумов в момент прохода излучателем направлений, по которым чувствительность X- или Y-компоненты из-за косинусоидальной

зависимости чувствительности минимальна, то при проходе этих участков, как и следовало ожидать, происходят скачки разности фаз между X - или Y -компонентами ВКС относительно друг друга (относительно ЗД на $\pm 90^\circ$).

Рассмотрим результаты анализа характеристик потока мощности при использовании широкополосного излучателя, буксируемого по прямолинейным галсам (низкочастотного пневмоисточника). Для сигналов, принятых придонным ВСП, построены зависимости амплитуды и фазы составляющих ВПМ в полосе $1/3$ октавы с центральной частотой 200 Гц (рис. 3).

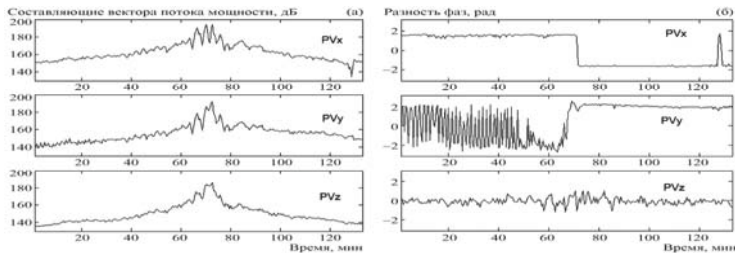


Рис. 3. Амплитуды (а) и разности фаз (б) ортогональных составляющих вектора потока мощности в полосе $1/3$ октавы (частота 200 Гц).

Зоны глобальных минимумов горизонтальных составляющих ВПМ соответствуют зонам минимумов чувствительности горизонтальных составляющих приемников колебательной скорости. Для дальней зоны характерно монотонное спадание амплитуды потока мощности с увеличением расстояния. Отметим более быстрое спадание Z -компоненты ВПМ по сравнению с горизонтальными составляющими. При проходе зоны минимума чувствительности векторного X -канала наблюдается естественный скачок фазы на 180° . Аналогичный результат можно отметить и для Y -компоненты. Но наблюдается и отличие, объясняющееся движением излучателя вблизи линии, соответствующей минимуму чувствительности Y -компоненты: из-за небольшого рысканья судна-буксировщика по курсу или, возможно из-за малых перемещений ВСП во времени под действием придонных течений ВСП может периодически ориентироваться на источник разными зонами, соответствующими различным участкам косинусоидальной характеристики направленности. Поэтому возникают многократные скачки фаз на π радиан.

Разность фаз между звуковым давлением и Z -компонентой для сигнала с полосой анализа $1/3$ октавы изменяет знак, что свидетельствует об изменении направления прихода вертикальной составляющей ВКС и приходе фронта волны в точку приема с различными углами возвышения. Но при широкополосной обработке зоны интерференционных минимумов «смазываются» из-за различия на разных частотах мест расположения дислокаций ($\Delta\omega/\omega \sim \Delta r/r$), «замываются» и скачки фаз, т.е. уже в случае приема сигналов в полосе $1/3$ октавы зоны минимумы выражены слабо и скачки фаз практически не проявляются. Проявляются зоны с интерференционными максимумами, которые необходимо использовать при обнаружении целей.

А.С. Белогорцев¹, А.Н. Серебряный^{1,2}

О ВОЗМОЖНОСТИ ИЗМЕРЕНИЯ СКОРОСТИ И НАПРАВЛЕННОСТИ ВНУТРЕННИХ ВОЛН С ПОМОЩЬЮ ADCP

¹АО "Акустический институт им. акад. Н.Н.Андреева"

Россия, 117036 Москва, ул. Шверника, д. 4

Тел.: (499) 723-6300; Факс: (499) 126-8411

E-mail: serebryany@hotmail.com

² Институт океанологии им. П.П. Ширшова РАН

Россия, 117997 Москва, ул. Нахимовский проспект, д.36

Тел.: (499) 124-5996; Факс: (499) 124-5983

Рассматривается возможность измерения фазовых скоростей внутренних волн и направления их распространения с помощью ADCP. Предлагаемый метод демонстрируется на примере данных измерений на шельфе Японского моря.

Штатные возможности акустических доплеровских профилографов (ADCP) – это измерение трех компонент течения. Однако как показывает многолетний опыт возможности этих приборов не ограничиваются только измерениями течений [1]. В частности, ранее уже было показано, что ADCP полезны для измерения параметров внутренних волн. Ими возможно измерять высоту внутренней волны, период, особенности профиля волны и др. Известен метод измерения фазовой скорости внутренних волн путем прохождения с буксируемым акустическим профилометром внутренней волны на выполняемых последовательно встречных галсах [2]. В данной работе мы обсуждаем возможность по данным четырехлучевого ADCP получать оценки фазовой скорости внутренних волн, а также направление их распространения при однократном пересечении акустическим профилографом цуга внутренних волн. Предлагаемый способ оценки фазовой скорости и направления распространения внутренних волн основан на следующих соображениях. Лучи ADCP “Rio Grande 600 kHz” составляют с вертикалью угол 20°. По мере увеличения глубины, области, обследуемые каждым лучом ADCP, расходятся по горизонтали. Вследствие этого сигналы о перемещении внутренних волн, получаемые от каждого луча, должны быть смещены по времени. По этому смещению можно оценить направление и фазовую скорость волны, а, как следствие, и длину волны.

Рассмотрим пример измерений внутренних волн на шельфе Японского моря. Здесь внутренние волны имеют в основном приливное происхождение и появляются на шельфе регулярно в виде пакетов интенсивных волн с высотами около 10 м и больше. Измерения были проведены 20 сентября

XV школа-семинар им. Акад. Л.М. Бреховских "Акустика океана", XXIX сессия РАО
 2004 г с яхты заякоренной на глубине 40 м, удаленной на 2 км от обрывистого берега м. Шульца. На рис. 1 показана запись зарегистрированного цуга. Анализ мы будем проводить для двух последних волн в цуге. Они хорошо просматриваются на картинах обратного рассеяния всех 4-х лучей.

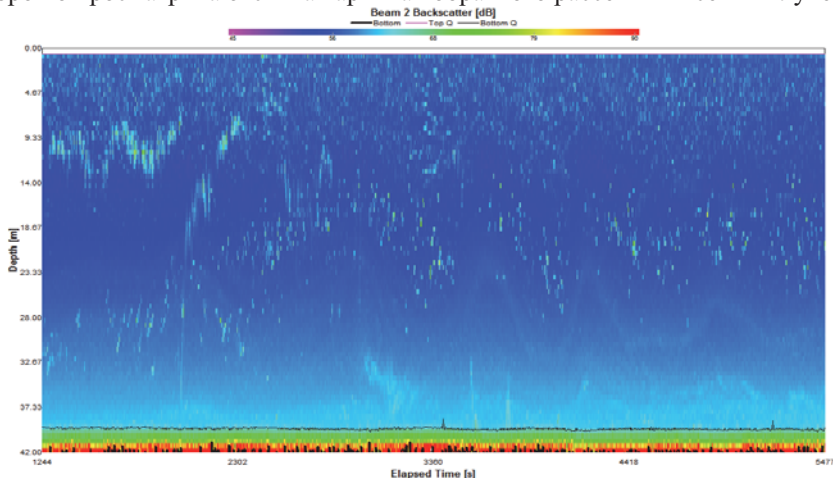


Рис.1. Цуг внутренних волн на шельфе Японского моря. Измерения ADCP “Rio Grande 600 kHz” 20.09. 2004. Картина обратного рассеяния на луче №2.

Напомним ориентацию лучей в ADCP. Направление луча №3 совпадает с курсом судна. При виде снизу по часовой стрелке последовательность лучей – №3, №1, №4, №2.

Предварительная обработка двумерных массивов включала в себя: пространственное усреднение массивов медианным фильтром с окном размером 5 точек по глубине, 5 точек по времени; «выбеливание» - было убрано линейное уменьшение интенсивности сигнала обратного рассеяния при увеличении глубины; пространственное сглаживание массивов двумерным гауссовым фильтром с окном 3 точек по глубине, 5 точек по времени. Результат предварительной обработки для луча №1 представлен на Рис. 2.

Для определения времен задержек сигналов производилось вычисление функций взаимной корреляции сигналов от каждой пары лучей для каждого из выбранных горизонтов. По вертикали рассматривались 9 горизонтов, с 25,5 м по 29,5 м, на которых наблюдалось наличие ярко выраженных фронтов внутренних волн.

Вертикальное зондирование велось с периодом 0,82 с. Обрабатываемые двумерные зависимости были получены после предварительного усреднения по времени равного 5 отсчетам, 4.1 с. Ввиду небольшого угла расхождения лучей, а также достаточно узкого диапазона глубин, и при небольших скоростях внутренних волн, ожидаемое изменение задержки между лучами в зависимости от глубины составляло 1-2 отсчета корреляционной функции. Таким изменением было решено пренебречь.

При вычислении корреляционных функций, оказалось, что на их вид большое влияние оказывают сильные локальные выбросы, подобные тем, что наблюдаются на предыдущем рисунке на глубине 27 м в районе 3900-ой секунды. Такие выбросы пришлось удалить вручную. Области выбросов были заменены средним по всему рисунку значением.

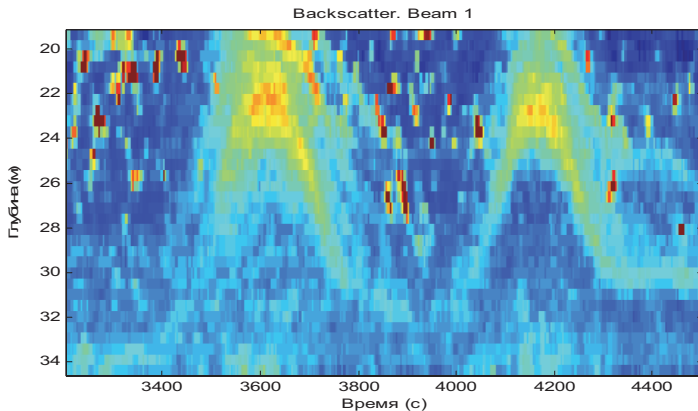


Рис. 2. Вид обратно рассеянного сигнала луча №1 ADCP для двух волн в цуге после проведения предварительной обработки

Пример вычисления взаимных корреляций лучей №3 и №1 для всех девяти горизонтов приведен на Рис. 3.

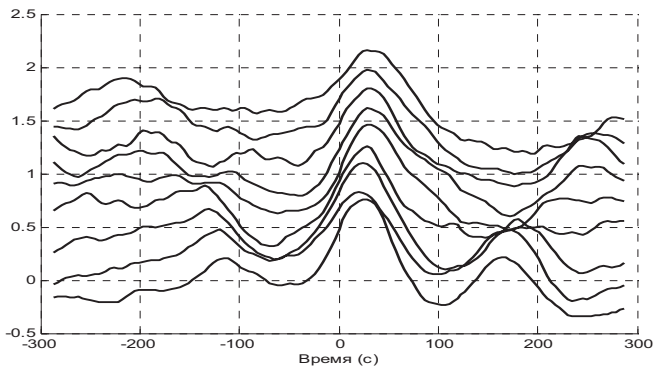


Рис. 3. Функции взаимной корреляции лучей №3 и №1 для 9-ти горизонтов.

Каждый график относится к отдельному горизонту. Для визуализации использовалось смещение графиков, относящихся к разным горизонтам, по вертикали. Положительное смещение максимума корреляционной функции по времени рисунке означает, что волна движется в направлении от 1-го луча ко 2-му.

Аналогичная обработка проводилась для каждой пары лучей. При этом для каждой пары вычислялась средняя задержка. Она вычислялась следую-

шим способом. Вычислялась задержка для каждого горизонта. В перечне полученных задержек отбрасывались максимальная и минимальная. Среди оставшихся, вычислялось среднее арифметическое значение. Полученные результаты приведены в табл. 1.

Таблица 1

Луч №1	Луч №2	Задержка (с)
4	1	20,5
3	1	28,1
2	1	37,7
2	4	28,7
2	3	13,1
3	4	2,5

В первых двух колонках приведены номера рассматриваемых пар лучей. В третьей колонке – время задержки между сигналами соответствующих лучей. Используя время задержки сигналов для пары 1 и 2 можно предварительно оценить фазовую скорость ВВ, предполагая, что она идет по линии, соединяющей области этих лучей. На средней глубине рассматриваемой области 27,5 м, лучи образуют квадрат, половина диагонали которого равна $27,5 \text{ м} \times \text{tg}20^\circ = 10 \text{ м}$. Рассматривая задержку 2-го и 1-го лучей фазовую скорость волны можно оценить в $20 \text{ м} / 37,7 \text{ с} = 0,53 \text{ м/с}$.

Используя информацию о всех задержках, методом наименьших квадратов было получено: фазовая скорость волны = 0,45 м/с.; направление распространения волны составляет 25° от линии, соединяющей точки лучей №1 и №3.

Поскольку курс носителя совпадает с направлением луча 3, волна распространяется по курсовому углу 70° правого борта, или, зная курс носителя (280°), волна идет в направлении 350° N. Такое направление соответствует движению волны на берег. Если период волны взять 400 с, то ее длина составит 192 м. Полученное значение направления распространения волны хорошо соответствует направлению скоростей течений, наблюдаемых в точке максимума волны в момент времени 3620 с на глубине 22 м.

Работа выполнена при частичной поддержке гранта РФФИ № 13-05-01106.

ЛИТЕРАТУРА

1. Серебряный А.Н. ADCP как мощный инструмент акустической океанологии: опыт десяти лет исследований на шельфе российских морей // Акустика океана. Доклады 14-ой школы-семинара акад. Л.М. Бреховских. М.: ГЕОС, 2013. С. 231-236.
2. Рыбак С.А., Серебряный А.Н. Нелинейные внутренние волны над наклонным дном: наблюдение акустическим профилометром// Акустический журнал. 2011. Т. 57. №.1 С. 85–91.

Н.Г. Бибиков

БИОШУМЫ ШЕЛЬФА ЮЖНЫХ МОРСКИХ РУБЕЖЕЙ РОССИИ И АБХАЗИИ

Акустический институт им. акад. Н.Н.Андреева
Россия, 117036 Москва, ул. Шверника, д.4
Тел.: (495) 7231163; Факс: (495) 126-8411, E-mail: nbibikov1@yandex.ru

*Приводятся основные результаты анализа биошумов, зарегистрированных вблизи береговой линии дальневосточных границ России и республики Абхазия. В обеих акваториях на шельфе вблизи береговой линии выявлено наличие импульсных шумов, излучаемых раками-щелкунами, относящимися к роду *Alpheus*. Это первые научные свидетельства наличия этих объектов, обычно обитающих в тропических зонах океана, в указанных акваториях. Приведены частотно-временные характеристики отдельных щелчков и статистические характеристики временного распределения наиболее интенсивных отдельных импульсов. Экспериментальные данные указывают, что спектр отдельного щелчка простирается до 50-70 кГц при пиковой интенсивности, измеренной на расстоянии около 1 м, более 200Па. Временное распределение щелчков незначительно отличается от точечного Пуассоновского процесса за исключением самых коротких интервалов, которые, видимо, соответствуют отраженным импульсам. Указывается на перспективность мониторинга указанных звуков как в отношении контроля экологического состояния среды, так и при проведении гидроакустических работ.*

В некоторых шельфовых зонах океана доминирующим источником звуков оказываются биошумы. Наиболее интенсивные биошумы в тропической, субтропической и отчасти умеренной зоне мирового океана генерируются роющими раками, живущими в поверхностной донной среде. Эти животные принадлежат к семейству *Alpheus* и в русскоязычной литературе обычно называются раками-щелкунами.

Биомеханические аспекты излучения этого сигнала исследовались в ряде работ и даже подвергался подробному рассмотрению с точки зрения его эволюционного происхождения. В настоящее время наиболее признанная теория излучения щелчка связывает его генерацию с формированием кавитационного пузырька, при резком закрывании специализированной клешни [1]. Последующее схлопывание пузырька сопровождалась резким подъемом температуры (до нескольких тысяч градусов) и даже сонолюми-

XV школа-семинар им. Акад. Л.М. Бреховских "Акустика океана", XXIX сессия РАО
нисценцией [2]. Как правило, активность альфеусов наблюдали только в тропических зонах мирового океана.

Мы осуществили полевые наблюдения звуков раков-шелкунов Тихоокеанской шельфа в заливе Славянка приблизительно в 80 км к югу из Владивостока и в акватории Черного моря на территории города Сухум. Эти акватории соответствуют северной границе ареала данных объектов. При работе на Тихоокеанском шельфе записи велись в одном постоянном пункте регистрации на глубине 4 м и в 19-ти различных точках залива. Использовалось рыболовное судно водоизмещением 300т и легкое водолазное оборудование. Для регистрации биошумов использовали калиброванный малощумящий широкополосный усилитель, и магнитофон (1407, Bruel & Kjar), частотная характеристика которого была линейной до 15 кГц на высокой скорости и до 4 кГц в режиме записи при стационарном мониторинге.

В Черном море исследования осуществляли с помощью широкополосного гидрофона фирмы Bruel & Kjar, усиленный сигнал с выхода гидрофона вводили в персональный компьютер с частотой дискретизации 20 кГц. Отдельные участки записей регистрировали, используя аналого-цифрового преобразователь USB-3000 с частотой дискретизации до 1 мГц. При такой записи удавалось оценить истинный спектр сигнала, верхняя частотная граница которого превышала 70 кГц.

На Тихоокеанском шельфе звуки удавалось зарегистрировать на глубинах более 15м, причем оптимальным грунтом служило дно с мелкокаменистым грунтом. На Черном море регистрация осуществлялась в одной точке на глубине 8м, причем дно было галечным со значительным числом раковин мидий, которые могли служить убежищем для раков-шелкунов.

Обработка данных велась в лаборатории, причем в обоих случаях мы использовали технику анализа временных точечных процессов, выделяя высокоамплитудные импульсы (обычно на уровне около 10 Па) пороговым устройством. Недавно подобный подход был использован иностранными авторами, исследовавшими шельф вблизи Австралии [3].

На рис 1 приведены результаты статистического анализа такого процесса, зарегистрированного в Абхазии на протяжении интервала длительностью один час непосредственно после захода солнца. Слева показано распределение интервалов между импульсами в полулогарифмическом масштабе, а справа функция автокорреляции, нормированная таким образом, чтобы быть представленной в виде мгновенной частоты импульсации. Анализ осуществлялся с шагом 0.5мс. Значение, соответствующее нулевой задержке, равняющееся 2000, не указано.

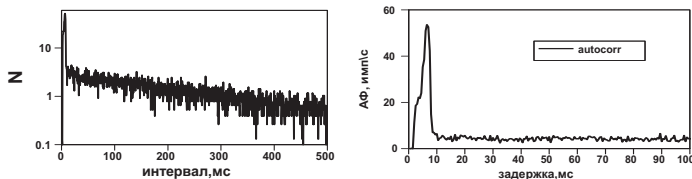


Рис. 1.

Хорошо видно, что существует две группы межимпульсных интервалов: в диапазоне 2-10 мс и в диапазоне больших значений. Группа коротких интервалов, по крайней мере частично включает вторичные эхосигналы, отраженные от поверхности воды. Следует, однако, заметить, что отмечалось появление весьма интенсивных импульсов без каких-либо видимых отражений. Возможно, что отраженные сигналы с задержками от 3 до 10мс, составлявшие обычно около одной пятой от общего числа интервалов, возникали вследствие направленности излучения, генерируемого животными, находящимися под створками раковин. При регистрации в Японском море резкого выделения группы коротких интервалов мы не отмечали [4,5].

Остальные межимпульсные интервалы были распределены в весьма широком диапазоне, простирающемся до нескольких секунд. Процесс весьма близок к Пуассоновскому, в котором вероятность появления импульса остается не зависимой от времени. Это соответствует линейному в полулогарифмических координатах уменьшению числа интервалов и постоянству значений автокорреляционной функции (рис.1).

Мы осуществили отдельный анализ всего исследуемого процесса и процесса, в котором были исключены интервалы, меньшие 10 мс. Естественно, что для всего процесса коэффициент вариации превышал единицу (1.25), а при исключении коротких интервалов был несколько менее единицы (0.98). Однако и в том и в другом случае процесс проявлял определенные признаки хаотичности.

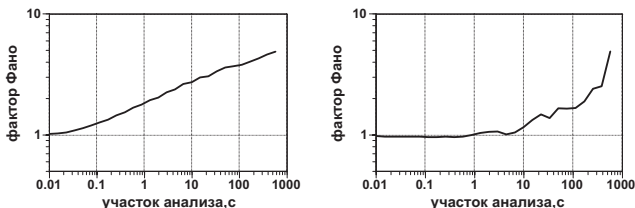


Рис. 2.

На рис 2 приведены зависимости отношения дисперсии числа импульсов на фиксированном временном участке к среднему значению этого числа от длительности участков, для которых осуществлялся анализ. Обычно значение этого отношения называют фактором Фано. Слева приведены данные, полученные для исходного процесса, а справа - для процесса с исключенными короткими интервалами. В обоих случаях отмечены заметные отличия

чия от процесса Пуассона, в котором фактор Фано независимо от величины анализируемого участка варьирует вблизи единицы. Для полного процесса характерен линейный рост этого фактора в двойных логарифмических координатах в очень широком диапазоне временных участков, для процесса без коротких интервалов заметный рост значений фактора Фано отмечается при участках анализа, больших 10с. Последний эффект естественно связать с медленными изменениями частоты следования импульсов.

Мы полагаем, что подробный временной анализ статистических свойств звуковой активности раков щелкунов, наряду с простой регистрацией их средней частоты следования может быть полезен для некоторых практических целей. Прежде всего, непрерывный мониторинг этой активности может явиться простым, сравнительно дешевым средством наблюдения за состоянием прибрежной акватории. Есть многие основания считать, что звуковая активность раков зависит от таких факторов внешней среды как чистота воды, ее температура, химический состав, а также наличие посторонних объектов. В Тихоокеанской акватории мы наблюдали практически полное прекращение звуковой активности раков за несколько часов до прихода тайфуна, что также может представлять определенный интерес. Возможно использование импульсов, генерируемых раками-щелкунами, для пассивного наблюдения за появлением посторонних звукоотражающих объектов, а также маскировки и подавления гидроакустической активности искусственного происхождения.

В экспериментальной части работа выполнялась с участием сотрудников Акустического института Грубник О.Н., Костерина С.В, Серебряного А.Н., Овчинникова О.Б. Выполнение работы на акватории Черного моря поддерживалось грантом РФФИ № 15-52-40012 Абх_а.

ЛИТЕРАТУРА

1. Versluis M., Schmitz B., von Heydt A., Lohse D. How snapping shrimp snap: through cavitating bubbles //Science. 2000. V.289. P.2114-2117
2. Lohse D., Schmitz B., Versluis M. Snapping shrimp make flashing bubbles // Nature. 2001. V.413. P.477-478
3. Wai, T.H., Allen, J.S., Gebbie, J., Siderius, M. Nonlinear time series analysis of snapping shrimp sounds // J. Acoust. Soc. Amer.2013. V.134. P.4147.
4. Бибиков Н.Г., Грубник О.Н. Мониторинг звуков, создаваемых раками-щелкунами на мелководье Дальнего Востока// в "Акустический мониторинг сред" М. АКИН. 1993. 83-84.
5. Bibikov N. G. The statistical characteristics of the distribution of snapping shrimps clicks in the Russian coastal waters //Proceedings of Meetings on Acoustics. – Acoustical Society of America, 2015. – V. 24. – №. 1. – C. 010002.

В.А. Буланов

ОСОБЕННОСТИ АКУСТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК МОРСКОЙ ВОДЫ, НАСЫЩЕННОЙ ПУЗЫРЬКАМИ

Тихоокеанский океанологический институт им. В.И. Ильичева
Дальневосточного отделения РАН
Россия, 690041, Владивосток, Балтийская, 43
Тел.: (423)2374913; Факс: (423)2311400, E-mail: bulanov@poi.dvo.ru

В работе обсуждены особенности акустических характеристик морской воды, насыщенной пузырьками. Показано, что сжимаемость, акустическая нелинейность и кавитационная прочность воды, содержащей пузырьки в достаточно больших концентрациях, проявляют аномальные характеристики, резко отличающие их от таковых, наблюдающихся в чистой морской воде.

При развитии волнения (при сильном ветре над поверхностью моря) всегда наблюдается повышенное рассеяние звука, обусловленное газовыми пузырьками, вовлеченными в толщу морской воды динамикой движений в поверхностных волнах. Данные по рассеянию звука на различных частотах в приповерхностном слое моря при наличии развитого волнения и вовлеченных в толщу морской воды позволили выявить структуру распределения по размерам пузырьков и их динамику [1-3]. Полученные данные по распределению пузырьков в море позволили определить другие акустические характеристики приповерхностных слоев морской воды.

Функция распределения пузырьков по размерам $g(R)$ может быть найдена по частотной зависимости коэффициента рассеяния звука $m_V(\omega)$ в предположении, что основной вклад в рассеяние звука вносят резонансные пузырьки, радиус которых связан с частотой по формуле Миннерта $R(\omega) = \sqrt{3\gamma P_0 / \rho} / \omega$ [1-3]:

$$g(R(\omega)) = \frac{2\delta_\omega}{\pi R^3(\omega)} m_V(\omega), \quad R(\omega) = \sqrt{3\gamma P_0 / \rho} / \omega, \quad (1)$$

где δ_ω – коэффициент резонансного затухания на частоте ω , P_0 - гидростатическое давление, $\gamma \approx 1.4$ - постоянная адиабаты газа внутри пузырька. Полученные данные с помощью представленной формулы позволили получить функции распределения пузырьков по размерам. На рис.1 представлено распределение пузырьков с радиусом 20 мкм в виде величины

$N(R)[m^{-3}mkm^{-1}]$, часто используемой в англоязычной литературе, которая связана с $g(R)$ соотношением [1, 2] $N(R)[m^{-3}mkm^{-1}] = 10^2 \cdot g(R)[cm^{-4}]$. Верхний рисунок – изменение во времени концентрации пузырьков N на глубине 0.3 м, рисунок справа – разрез $N(z)$ в момент времени 6:20 час., когда наблюдается максимальное вовлечение пузырьков в толщу моря.

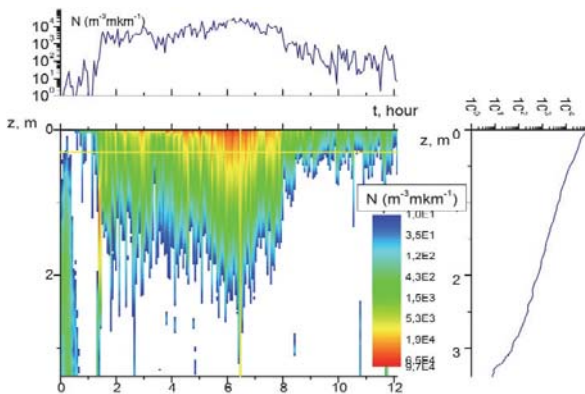


Рис.1. Изменение структуры приповерхностного пузырькового слоя при прохождении ветра.

Из рис.1 видно, что с усилением ветра происходит существенное вовлечение пузырьков в толщу моря. Полученные экспериментальные результаты позволили аппроксимировать распределение пузырьков сравнительно простой функцией $g(R)$ вида [4]:

$$g(R) = A_g R^{-n} \exp \left[-n \left(\frac{R_p}{R} - 1 \right) - \frac{R}{R_m} \right]. \quad (2)$$

В формуле (2) показатель степени n и критические размеры R_p (максимум $g(R)$), R_m (спад $g(R)$ при больших R) являются естественными параметрами, которые следуют из теории Фармера-Гаррета в инерционном интервале между размерами R_p , R_m [2]. При этом оказывается, что величина $n \sim 3.3$, хотя при измерениях $g(R)$ на большом фактическом материале в умеренных состояниях моря оказывается $n \sim 3.5-3.8$. [2-4].

Формулу (2) удобно использовать, чтобы в рамках гомогенной модели микронеоднородной среды [1, 4] оценить акустические параметры приповерхностных слоев морской воды с пузырьками.

Акустическая нелинейность приповерхностных слоев морской воды. Важным параметром в нелинейной гидроакустике является нелинейный акустический параметр ε , который определяет расстояние разрыва в волне конечной амплитуды. В микронеоднородной морской среде параметр ε зависит от структуры среды, а также от динамических свойств включений. Величина ε определяется в виде [4]

$$\frac{\varepsilon_e}{\varepsilon} \approx \frac{1 + \frac{2\pi}{3} \frac{\beta'^2(\gamma+1)}{\beta^2\varepsilon} \int_0^\infty dRR^3 g(R)}{\left[1 + \frac{\beta'}{\beta} \int_0^\infty \frac{R^3 g(R) dR}{Q(R)}\right]^2}, \quad Q = 1 - \left(\frac{R}{R_\omega}\right)^2 (1+i\delta) \quad (3)$$

Полученные выше результаты по концентрации пузырьков в приповерхностных слоях морской воды позволяют определить дополнительную акустическую нелинейность, привносимую распределенными в воде пузырьками, обладающими высокой нелинейностью.

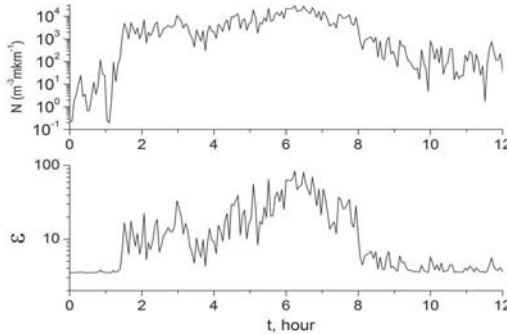


Рис.2. Концентрация пузырьков и нелинейный параметр ε на глубине 0.3 м

Как видно из рис. 2 в морской воде близи поверхности моря нелинейный параметр ε существенно превышает нелинейный параметр в чистой воде, равный 3.5.

Кавитационная прочность приповерхностных слоев морской воды.

Вопрос о взаимосвязи кавитационной прочности ΔP_k и нелинейного акустического параметра ε жидкости обсуждался в литературе и была получена зависимость следующего вида [4, 5]:

$$\Delta P_k = [2\sqrt{3}(\varepsilon_e - 1)\beta_e]^{-1}, \quad (4)$$

где величина β_e представляет собой эффективную сжимаемость воды с пузырьками. В итоге можно написать формулу для кавитационной прочности:

$$\Delta P_k = \Delta P_{k0} \left[1 + x \frac{\beta'}{\beta\delta}\right] \bigg/ \left[1 + x \frac{(2\varepsilon' - 1)\beta'^2}{\varepsilon\beta^2\delta^2}\right], \quad (5)$$

где x – объемная концентрация пузырьков. Для случая чистой жидкости выражение ΔP_k было определено Зельдовичем, $\Delta P_{k0} = (16\pi\sigma^3/3kT \ln(C/J))^{1/2}$, где σ – коэффициент поверхностного натяжения, k – постоянная Больцмана, T – температура, $\ln(C/J) \approx 70 - 78$. Для воды $\Delta P_{k0} \approx 1400$ атм и из (4) следует $\varepsilon \approx 3 \div 5$, что согласуется с значениями для чистой воды. Следует отметить, что при больших концентрациях пузырьков $x > x_{**} = \beta\delta / \beta' \approx 10^{-5}$

кавитационная прочность стремится к минимальному значению

$$\Delta P_{k,\min} = \Delta P_{k0} [\varepsilon\beta\delta / (2\varepsilon' - 1)\beta'] \approx 10^{-5} \Delta P_{k0}, \text{ при этом } \Delta P_{k,\min} \approx 10^4 \text{ Па.}$$

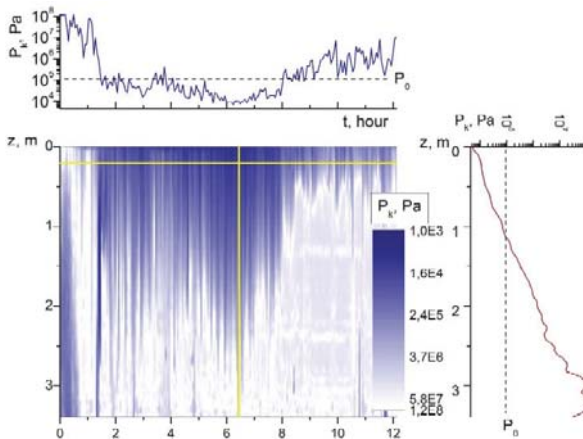


Рис. 3. Кавитационная прочность приповерхностного слоя морской воды.

На рис.3 представлено изменение во времени кавитационной прочности пузырькового слоя, которое отвечает зависимостям для N , представленным на рис. Видно, что вблизи поверхности моря кавитационная прочность может быть низка и даже ниже величины гидростатического давления. На больших глубинах кавитационная прочность стремится к значению кавитационной прочности в чистой воде.

Работа выполнена при поддержке проекта № 15-I-1-046 программы "Дальний восток" ДВО РАН.

ЛИТЕРАТУРА

1. Leighton T.G. The acoustic bubble. San-Diego: Academic, 1994
2. Garrett C., Li M., Farmer D. The Connection between Bubble Size Spectra and Energy Dissipation Rates in the Upper Ocean // J. Phys. Ocean. 2000. V.30, No9, p.2163-2171
3. V.A. Akulichev, V.A. Bulanov. Measurements of bubbles in sea water by nonstationary sound scattering // J. Acoust. Soc. Am. 2011. Vol.130, No5, pt.2, pp.3438-3449
4. В.А. Акуличев, В.А. Буланов Об аномалиях акустических характеристик полидисперсных жидкостей с газовыми и паровыми пузырьками // Доклады Академии наук, 2013, том 448, № 2, с.213-217
5. Sehgal, C. M. Non-linear ultrasonics to determine molecular properties of pure liquids // Ultrasonics. 1995. V.33 No2. p.155-161 .

Буров В.А.¹, **Гринюк А.В.**², **Кравченко В.Н.**², **Муханов П.Ю.**¹,
Сергеев С.Н.¹, **Шуруп А.С.**¹

ИССЛЕДОВАНИЕ ОТНОШЕНИЯ «СИГНАЛ/ПОМЕХА» В СХЕМЕ ПАССИВНОГО МОНИТОРИНГА ПО ДАННЫМ ЭКСПЕРИМЕНТА В БАРЕНЦЕВОМ МОРЕ

¹ МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, кафедра акустики
Россия, 119992 ГСП-2 Москва, Ленинские горы, д.1, стр.2
Тел. (495) 939-3081, E-mail: burov@phys.msu.ru

² АО «НИИ «Атолл»
Россия, 141981, Дубна, ул. Приборостроителей, д.5
Тел. (49621) 273-93, E-mail: kvn@atoll.dubna.ru

Рассматривается схема пассивной томографии океана на базе корреляции естественных шумов моря, записанных одиночными донными гидрофонами. Применительно к задачам гидроакустики данный метод сильно ограничен возможностью накопления шумового сигнала для получения нужного отношения сигнал/помеха. В работе приводятся результаты исследования зависимости этого отношения от различных параметров рассматриваемой корреляционной обработки на основе данных эксперимента в Баренцевом море. Результаты обработки экспериментальных данных сравниваются с теоретическими оценками.

Пассивная томография океана в целях его мониторинга представляется перспективным методом за счет существенного сокращения расходов на инструментальную базу [1, 2].

Рассматриваемая схема пассивной акустической томографии позволяет оценить время распространения сигналов между двумя гидрофонами по временным задержкам, соответствующим максимумам функции взаимной корреляции шумового поля, зарегистрированного этими гидрофонами [3]. В [4] было показано, что частотно-временной анализ функции взаимной корреляции регистрируемых шумов в некоторых случаях позволяет выделить сигналы отдельных мод. В результате представляется возможным без использования низкочастотных излучателей и вертикальных антенн получить информацию о модовом составе акустического поля, как если бы сигнал излучался и принимался рассматриваемыми гидрофонами.

Практическая реализация развиваемых методов пассивной томографии акваторий определяется, в первую очередь, возможностью накопления шумового поля в течение времени, необходимого для достоверной оценки

функции взаимной корреляции. Так, например, требуемое время накопления не должно превышать характерного временного масштаба изменчивости восстанавливаемых характеристик волнового. В [1] впервые было высказано предположение, что существенное сокращение времени накопления возможно, если корреляционной обработке подвергаются не полные поля, а отдельные модовые сигналы. В этом случае отношение сигнал/помеха на выходе коррелятора оценивается следующим образом [1]:

$$(S_{\text{out}}/N_{\text{out}})_{\text{ampl}} \approx \sqrt{2\Delta f T} \cdot \sqrt{c_0 / 2\pi^2 f_0 R}, \quad (1)$$

где Δf – ширина полосы частот, f_0 – центральная частота, R – расстояние между точками приема, T – время накопления, c_0 – скорость в среде. В дальнейшем соотношение (1) будет использоваться в качестве теоретической оценки для отношения сигнал/помеха.

В качестве экспериментальных данных использованы шумовые записи, зарегистрированные донными гидрофонами в Баренцевом море. Глубина моря в месте проведения эксперимента составляла примерно 200 метров, дно можно считать ровным. Запись производилась интервалами около 30 секунд каждые 1.5 минуты.

Следует отметить, что оценка (1) отношения сигнал/помеха получена при условии выполнимости ряда предположений, таких как изотропность шумового поля, возможность идеального выделения отдельных модовых сигналов в полном принимаемом поле, а также стационарность принимаемого шумового поля в течение времени его накопления. В условиях рассматриваемого эксперимента указанные предположения не выполнялись в полной мере, что, как будет показано ниже, приводит к различию между теоретическими значениями $S_{\text{out}}/N_{\text{out}}$ и их экспериментальными оценками.

При исследовании отношения сигнал/помеха $S_{\text{out}}/N_{\text{out}}$ в качестве сигнала S_{out} на выходе коррелятора принимается значение максимума (пика) функции взаимной корреляции, соответствующий положительным временным задержкам (изменение максимума, соответствующего отрицательным временным задержкам, было аналогичным). Шумом N_{out} считается среднеквадратичное отклонение функции взаимной корреляции в области, где анализируемый пик отсутствует.

На Рис. 1 приведена зависимость выходного нормированного отношения сигнал/помеха от количества реализаций шумовых записей, использованных при оценке корреляционной функции. Пунктирные линии изображают экспериментальные зависимости, полученные для различных пар гидрофонов, расположенных на расстоянии примерно 500 м, обработка производилась в частотном диапазоне 5–15 Гц. Сплошная линия на Рис. 1 показывает теоретическую зависимость отношения сигнал/помеха от времени накопления, полученную на основе (1). Как видно на Рис. 1, экспериментальные и теоретические зависимости совпадают только на начальном участке, затем рост экспериментальных зависимостей замедляется. Это мо-

жет быть связано с тем, что с течением времени характеристики моря или источников шумового поля меняются, и шумовое поле перестаёт быть стационарным. Характерное время, соответствующее корневому росту экспериментальной зависимости отношения сигнал/помеха от времени накопления, в условиях рассматриваемого эксперимента может быть оценено как ≈ 1 час.

S_{out}/N_{out}

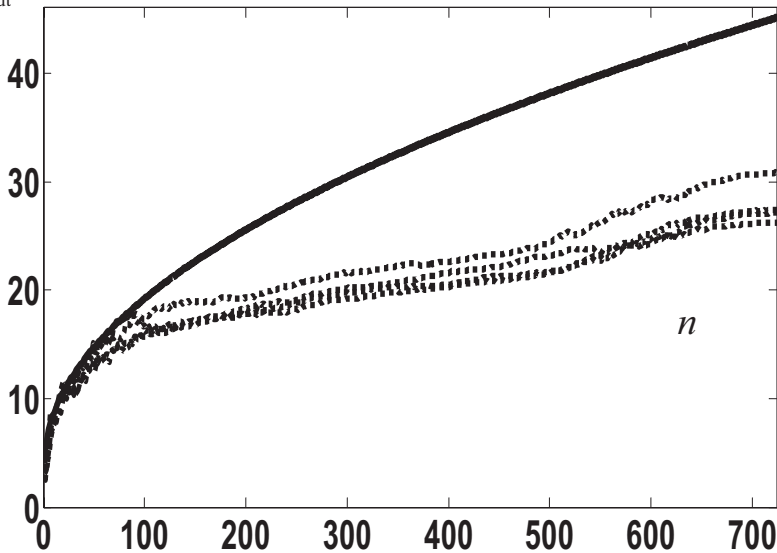


Рис. 1. Зависимость отношения сигнал/помеха S_{out}/N_{out} от количества реализаций шумовых записей n , использованных при оценке корреляционной функции (длительность одной реализации ≈ 30 секунд). Сплошная линия отражает теоретическую зависимость, пунктирные линии – экспериментальные.

Следующей рассмотренной зависимостью была зависимость отношения сигнал/помеха от центральной частоты f_0 при максимально возможной в этом случае ширине частотного диапазона Δf , где $\Delta f = f_{max} - f_{min}$, $f_0 = (f_{max} + f_{min})/2$. При корреляционной обработке нижняя граница частотного диапазона была зафиксирована и составляла $f_{min} = 5$ Гц (ниже 5 Гц в приемных данных наблюдается существенный рост амплитуды помехи, возможно, соответствующей микросейсмическому шуму), а верхняя граница увеличивалась, что и соответствовало смещению f_0 вверх по частоте в этом случае. Результаты проведенных вычислений изображены на Рис. 2, где, как и прежде, пунктирные линии соответствуют экспериментальным

данным, полученным для разных пар гидрофонов, расположенных на расстоянии $R \approx 500$ м, время накопления было выбрано равным $T = 1$ ч.

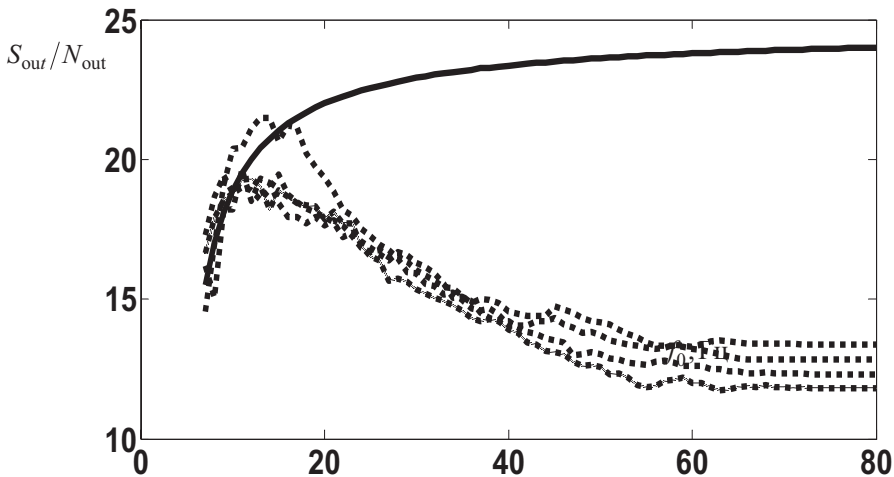


Рис. 2. Зависимость нормированного отношения сигнал/помеха в зависимости от центральной частоты f_0 при максимально возможной для этой частоты ширине полосы Δf .

Результат, полученный на основе экспериментальных данных (Рис. 2), существенно отличается от ожидаемой теоретической зависимости. В области значений центральных частот f_0 от 10 до 20 Гц, наблюдается максимум. Затем, при увеличении центральной частоты, экспериментальные зависимости спадают и выходят на постоянный уровень. Природа такого поведения не ясна и требует дополнительного анализа. На данном этапе можно сделать только осторожное предположение о том, что увеличение полосы частот описанным выше способом приводит к увеличению количества мод высоких номеров, формирующих принимаемое шумовое поле. Эти моды могут иметь заметно отличные от нуля межмодовые корреляции, добавляя деструктивную помеху, не дающую когерентного вклада в оценку корреляционной функции.

Полученные в настоящей работе результаты указывают на то, что при корреляционной обработке шумов в развиваемых подходах пассивного гидроакустического мониторинга оптимальным (с точки зрения минимизации времени накопления) является рассмотрение низкочастотного диапазона, в котором принимаемое поле может формироваться небольшим числом мод низших номеров. Время накопления, необходимое для достижения требуемых значений отношения сигнал/помеха, может заметно отличаться от тео-

ретических оценок (1), полученных ранее. Основная причина наблюдаемых расхождений, по-видимому, связана с невыполнимостью в условиях натурального эксперимента приближений, используемых в теоретических оценках. Так, например, во время накопления сигнала может наблюдаться нестационарность принимаемого шумового поля, вызванная как нестационарностью параметров волновода, изменяющихся в течение времени накопления шума и влияющих на характер его распространения, так и нестационарностью самих источников шумового поля, характеристики которых также меняются со временем. Следует отметить, что полученные в настоящей работе результаты требуют дальнейшей тщательной экспериментальной проверки, прежде чем можно будет окончательно говорить о справедливости выдвинутых предположений.

Работа выполнена при поддержке гранта Президента РФ № НШ-283.2014.2 и грантов РФФИ № 15-05-01183, № 16-02-00680, № 16-29-02097офи_м.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.А. Буров, С.Н. Сергеев, А.С. Шуруп. Использование в пассивной томографии океана низкочастотных шумов // Акуст. Журн. 2008, Т. 51, С. 51-6
2. Буров В.А., Сергеев С.Н., Шуруп А.С., Щербина А.В. Томографическое восстановление характеристик дна мелкого моря // Акуст. журн. 2015. Т. 61. № 5. С. 583–595.
3. Буров В.А., Гринюк А.В., Кравченко В.Н., Муханов П.Ю., Сергеев С.Н., Шуруп А.С. Выделение мод из шумового поля мелкого моря одиночными донными гидрофонами для целей пассивной томографии // Акуст. журн. 2014. Т. 60. № 6. С. 611–622.
4. Shurup A.S., Sergeev S.N., Goncharov V.V., Vedenev A.I., Godin O.A., Zabotin N.A., Brown M.G. Retrieval of deterministic normal modes from cross-correlations of acoustic noise in shallow water // Proceedings of Meetings on Acoustics. 2015. V. 24. N 1. 070007

**А. И. Веденев¹, О. А. Годин³, В. В. Гончаров¹, Н. А. Заботин³,
С. Н. Сергеев², А. В. Шатравин¹, А. С. Шуруп², М. G. Brown⁴**

**ВОССТАНОВЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ МЕЛКОГО МОРЯ В
ПАССИВНОЙ ТОМОГРАФИЧЕСКОЙ СХЕМЕ ПО ДАННЫМ
ЭКСПЕРИМЕНТА ВО ФЛОРИДСКОМ ПРОЛИВЕ**

¹ Институт океанологии им. П. П. Ширшова РАН, Москва, Россия
Тел.: (499) 129-1936; E-mail: gvv@ocean.ru

² Московский Государственный университет, Москва, Россия
Тел.: (495) 939-3081; E-mail: burov@phys.msu.ru

³ University of Colorado, Boulder, Colorado, USA

⁴ University of Miami, Miami, Florida, USA

В работе исследуются возможности практического применения методов шумовой интерферометрии для восстановления параметров мелкого моря. На базе экспериментальных данных с одиночных гидрофонов, размещённых в придонной области на глубине порядка 100 м на расстоянии порядка 5 км во Флоридском проливе, демонстрируются возможности пассивной лучевой томографии при восстановлении профиля скорости звука и течений. В условиях рассматриваемого эксперимента частотно-временной анализ взаимной корреляционной функции шумов позволяет оценить дисперсионные кривые первых четырех мод, что может быть использовано при построении схем пассивной модовой томографии мелкого моря по данным с одиночных донных гидрофонов.

Интерферометрия шумов позволяет оценить параметры среды на основе пространственно-временной корреляционной обработки шумов, распространяющихся в исследуемой среде. Этот метод основан на возможности аппроксимации двухточечной функции Грина среды функцией взаимной корреляции шумов, зарегистрированных в пространственно разнесенных точках [1, 2]. В задачах диагностики природных сред этот подход представляется весьма перспективным, так как позволяет отказаться от использования активных источников звука и в качестве информации о среде использовать естественные шумы, что делает его крайне привлекательным для использования в целях мониторинга морских акваторий. Однако нестационарность морской обстановки ставит под сомнение возможность накопления шумового сигнала в течение необходимого времени, поэтому вопрос о перспективах практического применения остается открытым.

В настоящей работе обсуждаются результаты обработки в рассматриваемом подходе данных эксперимента, проведенного в декабре 2012 года во Флоридском проливе [3]. Запись шумов моря осуществлялась двумя гидрофонами, расположенными на расстоянии 5.01 км в 5 м от дна (глубина моря по трассе – примерно 100 м). На Рис. 1 изображен фрагмент функции взаимной корреляции $C_e(t)$ шумовых сигналов, зарегистрированных рассматриваемыми гидрофонами. Отчетливо видны максимумы, соответствующие временам $T_{\pm n}$ (n – количество рассматриваемых максимумов) распространений сигналов между гидрофонами во взаимно противоположных направлениях. Наличие течений в месте проведения эксперимента приводит к невзаимности распространения сигналов между гидрофонами, что в свою очередь приводит к смещению положения максимумов корреляционной функции «в направлении» по течению $C_{+e}(t)$ и против течения $C_{-e}(t)$ (Рис. 1). Поскольку шумовые корреляционные функции $C_e(t)$ обеспечивают приближение к детерминированным функциям Грина, описывающим распространение звука в противоположных направлениях между гидрофонами, то их можно сопоставить с аналогичными модельными функциями, получив в итоге данные для восстановления профилей скорости звука и течения в исследуемой акватории.

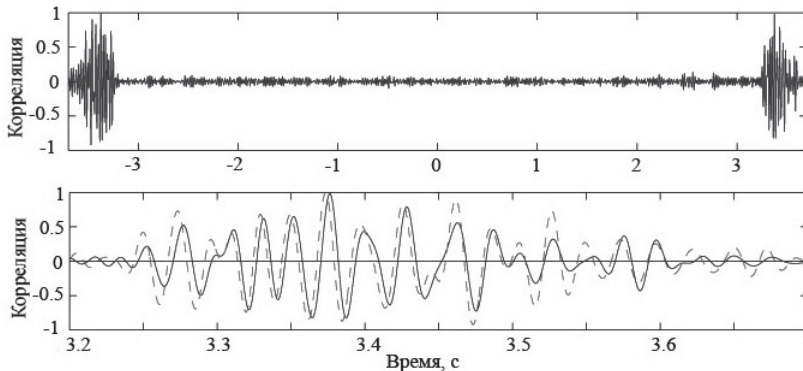


Рис.1. Фрагмент функции взаимной корреляции шума $C_e(t)$, рассчитанной в полосе частот 10-100 Гц, при времени усреднения около 6 дней (верхний рисунок) и участки этой функции при распространении против течения $C_{-e}(t)$ (сплошная линия) и по течению $C_{+e}(t)$ (штриховая линия) изображены на нижнем рисунке.

На основе данных STD- и ADCP-измерений, проводимых во время установки придонных систем, была построена модель среды в районе эксперимента, в которой также учитывался слой осадков. Далее рассчитывались параметры собственных лучей для геометрии эксперимента в случае распространения по, против и в отсутствие течения. При этом влияние течений учитывалось в приближении эффективной скорости звука $c_{\text{eff}}(z) = c(z) \pm u(z)$. В случае отсутствия течений были рассчитаны также коэффициенты a_{ij}

томографической матрицы $\hat{\mathbf{A}} = \{a_{lj}\}$, связывающей неизвестные вариации скорости звука $\Delta \mathbf{c} = \{\Delta c_j\}$ на $j = 1, 2, \dots, J$ глубинах с вариациями времен прихода $\Delta \mathbf{T} = \{\Delta T_l\}$ каждого из $l = 1, 2, \dots, L$ собственных лучей: $\hat{\mathbf{A}}\Delta \mathbf{c} = \Delta \mathbf{T}$ [4]. Времена распространения сигналов вдоль лучей объединялись (разрешались) в 11 четверок, имеющих от 1-го до 11-ти отражений от поверхности, и в группу из 20 придонных лучей. Средние времена прихода в каждой из этих групп лучей сопоставлялись с максимумами экспериментальной функции взаимной корреляции шумов (идентификация). Далее средние времена идентифицированных групп лучей, пронумерованных в порядке возрастания, обозначаются как $T_m, n = 1, \dots, N = 11$. В виду столь небольшого количества данных ($N = 11$), при решении обратной задачи рассматривалась загрубленная модель среды, учитывающая лишь $K = 8$ глубин, на которых оценивались поправки $\Delta c_k, u_k$ к модельным профилям скорости звука и течений, соответственно. В результате была получена следующая система линейных алгебраических уравнений относительно неизвестных Δc_k и u_k : $b_{nk}(\Delta c_k \pm u_k) = T_{\pm n} - T_m, k = 1, \dots, 8, n = 1, \dots, 11$, где коэффициенты b_{nk} равны средним значениям a_{lj} (с учетом их изменения при линеаризации Δc_j и u_j) для соответствующих групп лучей. Полусумма и полуразность пар уравнений по (знак "+") и против ("-") течения дают по отдельности уравнения для определения вариаций скорости звука Δc_k и течения u_k , которые в матричной форме записываются следующим образом:

$$\mathbf{B}\Delta \mathbf{c} = (\mathbf{T}_+ + \mathbf{T}_-)/2 - \mathbf{T}_r = \Delta \mathbf{T}_c, \quad \mathbf{B}\mathbf{u} = (\mathbf{T}_+ - \mathbf{T}_-)/2 = \Delta \mathbf{T}_u. \quad (1)$$

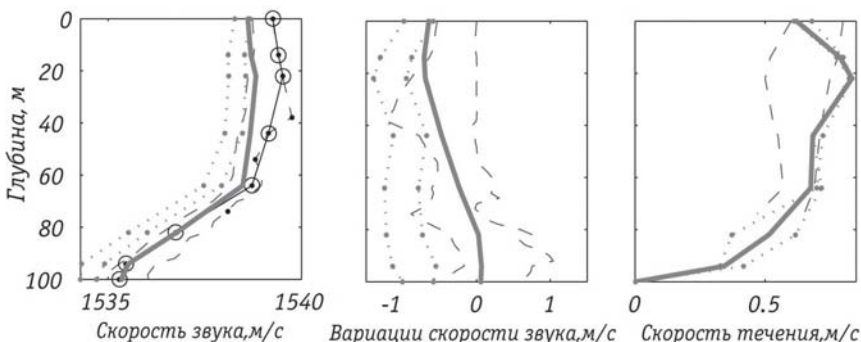


Рис.2. Результаты восстановления вертикальных профилей $c(z), \Delta c(z), u(z)$ (сплошные жирные линии). Штриховые линии ограничивают интервалы измеренных в эксперименте профилей. Точечные линии – расчеты для других вариантов идентификации. Сплошная линия (слева), отмеченная “o”, – исходный (для инверсии) профиль скорости звука.

Уравнения (2) решались стандартным методом минимизации среднеквадратичных невязок с регуляризацией по А.Н. Тихонову, при этом дополнительно накладывалось требование на гладкость восстанавливаемых функций

$\Delta c(z)$, $u(z)$ по глубине. Результаты восстановления приведены на Рис. 2, где видно, что рассмотренная схема лучевой томографии дает только весьма грубую оценку профиля скорости звука в водном слое, но при этом позволяет осуществить приближенное восстановление профиля скорости течения. Сравнение с прямыми измерениями скорости течения при помощи двух ADCP [5] показывает, что восстановленные профили скорости течения (рис. 2) согласуются с независимыми измерениями с точностью порядка 0.10–0.15 м/с.

Для реализации методов классической модовой томографии необходима информация о временах распространений отдельных модовых сигналов в различных частотных диапазонах. В условиях рассматриваемого эксперимента эта информация может быть получена из спектрограммы функции взаимной корреляции шумов (Рис. 3). На Рис. 3 отчетливо прослеживаются дисперсионные кривые, соответствующие модам разных номеров. Далее выделялись сигналы отдельных мод. Пример сигнала первой моды, выделенной на основе данных от одиночных гидрофонов в пассивном режиме, представлен на Рис. 3.

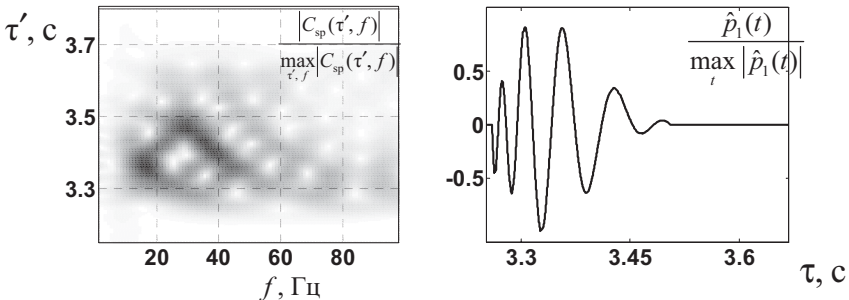


Рис. 3. Слева: нормированный модуль спектрограммы функции взаимной корреляции шумов $|C_{sp}(\tau', f)|$, рассчитанный по экспериментальным данным, τ' - относительная временная задержка, f - частота. Справа: нормированная оценка сигнала первой моды $\hat{p}_1(t)$, выделенного из $C_{sp}(\tau', f)$.

Выделенные сигналы отдельных мод использовались для приближенной оценки скорости звука в дне. Для этого экспериментальные данные сопоставлялись с фазовыми характеристиками модовых сигналов, рассчитанных для модельного волновода. Для количественной оценки такого сопоставления рассматривался функционал вида

$$J(\theta) = \sum_f \left| \sum_m [\tilde{p}_m(f) \exp(-i \varphi_m(f, \theta))] \right|^2$$
, где $\tilde{p}_m(f)$ - спектр сигнала выделенной моды m -го номера; $\varphi_m(f, \theta)$ - фазовый набег m -ой моды, возникающий при распространении этой моды между рассматриваемыми точками приема в модельном волноводе; $\theta = \{c^{\text{bottom}}\}$ - набор параметров

среды, в нашем случае – скорость звука в дне c^{bottom} . На рис. 4 изображена зависимость нормированных значений $J(c^{\text{bottom}})$, максимум которой позволяет получить оценку значения скорости в дне в рамках рассматриваемой модели: $\hat{c}^{\text{bottom}} = 1770$ м/с. Полученная оценка близка к значению $c^{\text{bottom}} = 1710$ м/с, использовавшемуся в [3].

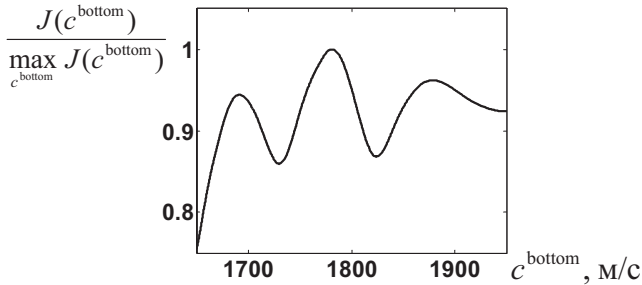


Рис. 4. Зависимость $J(c^{\text{bottom}})$ от скорости звука в дне c^{bottom} .

Проведенное исследование указывает на возможность практической реализации методов шумовой интерферометрии для целей пассивного мониторинга параметров мелкого моря.

Работа выполнена при поддержке, грантов NSF OCE1129524, OCE1129860, грантов РФФИ № 15-05-01183, № 16-02-00680 и № 16-29-02097офи_м.

ЛИТЕРАТУРА

1. Godin O.A. Recovering the acoustic Green's function from ambient noise cross correlation in an inhomogeneous moving medium // *Phys. Rev. Lett.*, 2006, V. 97, No. 5, P. 054301-1 – 054301-4.
2. Буров В.А., Сергеев С.Н., Шуруп А.С. Использование коротких искривленных вертикальных антенн в акустической томографии океана // *Акуст. журн.*, 2009, Т.55, №2, С. 232–246.
3. Brown M.G., Godin O.A., Williams N.J., Zobotin N.A., Zobotina L.Y., Banker G.J. Acoustic Green's function extraction from ambient noise in a coastal ocean environment // *Geophys. Res. Lett.*, 2014, V. 41, No. 15, P. 5555–5562.
4. Гончаров В.В., Зайцев В.Ю., Куртепов В.М., Нечаев А.Г., Хилько А.И. Акустическая томография океана. Нижний Новгород: ИПФ РАН, 1997. 256 с.
5. Godin O.A., Brown M.G., Zobotin N.A., Zobotina L.Y., Williams N.J. Passive acoustic measurement of flow velocity in the Straits of Florida // *Geoscience Lett.*, 2014, V. 1, P. 16-1–16-7.

**Веденев А.И.¹, Шатравин А.В.¹, Кочетов О.Ю.¹,
Гончаров В.В.¹, Сергеев С.Н.^{1,2}, Шуруп А.С.^{1,2}**

**ЭКСПЕРИМЕНТ ПО АКУСТИЧЕСКОМУ ЗОНДИРОВАНИЮ
МЕЛКОГО МОРЯ С ЦЕЛЬЮ РЕКОНСТРУКЦИИ ПАРАМЕТРОВ
СРЕДЫ ПО АКТИВНОЙ И ПАССИВНОЙ ТОМОГРАФИЧЕСКОЙ
СХЕМЕ**

¹ Институт океанологии им. П.П.Ширшова РАН.
Россия, 117997, Москва, Нахимовский пр-т, 36.
Тел: (499) 129-1936, (499) 124-8502; Факс: (499) 124-5983
E-mail: vedenev@ocean.ru

² МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет,
Россия, 119992 ГСП-2 Москва, Ленинские горы, д.1, стр.2.
Тел: (495) 939-3081, E-mail: sergeev@aesc.msu.ru

Представлены предварительные результаты проведенного осенью 2015 года на шельфе Черного моря эксперимента, направленного на сравнение возможностей активного и пассивного подходов к восстановлению океанологических свойств среды по характеристикам распространения акустических сигналов и окружающих шумов моря. Приведены результаты реконструкции параметров моря по активной томографической схеме и их сравнение с данными натурных измерений.

В октябре 2015 года в районе Голубой бухты (полигон ЮО ИО РАН) был проведен эксперимент по оценке применимости пассивного акустического метода восстановления гидрофизических параметров по данным с одиночных гидрофонов в условиях очень мелкого моря и высокого уровня фонового шума. Две автономные донные гидроакустические станции (АДГС-А и АДГС-Б), установленные на расстоянии $R_{AB} \approx 1005$ м друг от друга и глубинах: $z_A \approx 34$ м и $z_B \approx 35.5$ м, вели непрерывную запись окружающего шума в широком диапазоне частот. В заданные моменты времени эти же станции излучали и регистрировали зондирующие шумоподобные сигналы, обеспечивая набор данных для реализации традиционной схемы активной томографии [1] по данным с одиночных гидрофонов. Перед постановкой и после подъема станций зондом CTD были измерены профили температуры и солёности воды. Измерения скорости течения (СТ) проводились непрерывно на протяжении всего эксперимента зондом ADCP, установленным на глубине ~ 22 м на расстоянии ~ 540 м от точки постановки

XV школа-семинар им. Акад. Л.М. Бреховских "Акустика океана", XXIX сессия РАО АДГС-А. Карта района исследований с точками постановок приведена на рис.1.

Излучение производилось через заранее запрограммированные интервалы времени, длительность которых варьировалась от 20 до 300 секунд. Каждая из станций излучала сигнал в середине промежутка времени между излучениями второй станции. Время излучения сигналов контролировалось с помощью приемников GPS, расположенных в поверхностных блоках станций. Точность такой синхронизации составляет ~ 10 мкс.

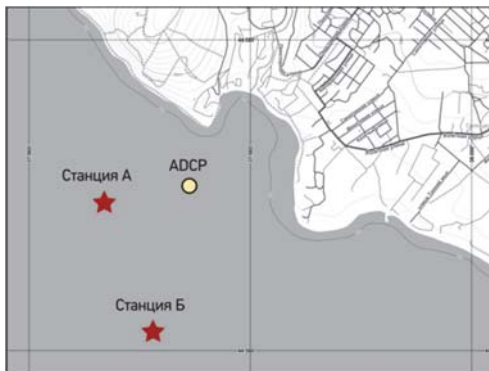


Рис. 1.

Сигнал представляет собой клиппированную фазоманипулированную последовательность с несущей частотой 10 кГц. Изменение фазы контролируется кодом последовательности максимальной длины (m -последовательности) длиной 2047 отсчетов. Продолжительность каждого символа составляла 500 микросекунд, обеспечивая длительность сигнала ~ 1 с. Излучаемые сигналы использовались также как акустические импульсы для синхронизации АЦП регистраторов: фронт сигнала, излученного каждой станцией, служит временной меткой на записи шума регистратором той же станции. Общее время записи (длительность эксперимента) составило ~ 43 часа.

Функции импульсного отклика среды на трассе между станциями могут быть рассчитаны двумя способами: на основе кросс-корреляционной функции окружающего шума, записанного в двух точках (пассивная схема [2]), и на основе функции корреляции записанных зондирующих сигналов с копиями излученного сигнала (активная схема [1]). Сравнение с данными прямых наблюдений результатов решения обратной задачи с использованием в качестве исходных данных этих двух наборов функций импульсного отклика позволит сделать выводы об эффективности пассивной томографической схемы реконструкции профиля скорости течений в условиях высокого уровня помех в судоходной бухте. Ниже изложены предварительные результаты обработки данных эксперимента для активной схемы.

Оценка функции импульсного отклика среды по трассе при излучении в направлении от А к Б показана на рис.2. Аналогичная картина, но при излучении в направлении от Б к А, практически не отличалась от рис.2 (низкое разрешение). Звездочками слева на рис.2 отмечены времена прихода собственных лучей, соединяющих гидрофоны станций А и Б и показанных на рис.3. Используемые для расчета, близкие к измеренным в начале эксперимента профили скорости звука ($C3$) также показаны на рис.3 (слева). Наиболее быстрый приход соответствует группе лучей, распространяющихся

XV школа-семинар им. Акад. Л.М. Бреховских "Акустика океана", XXIX сессия РАО
 ся в слабом придонном канале, остальные группы приходов отвечают отра-
 зившимся от поверхности лучам от 1-го до 4-х раз.

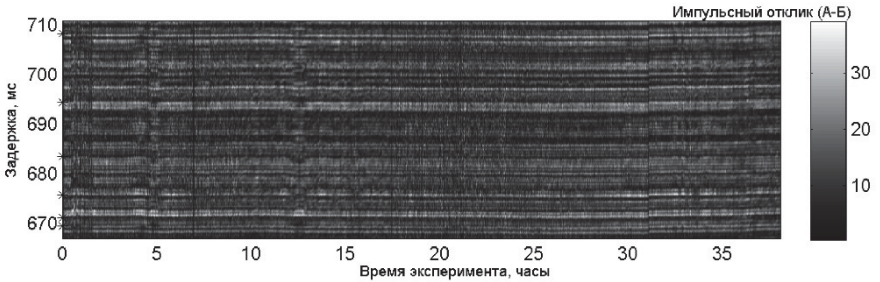


Рис.2.

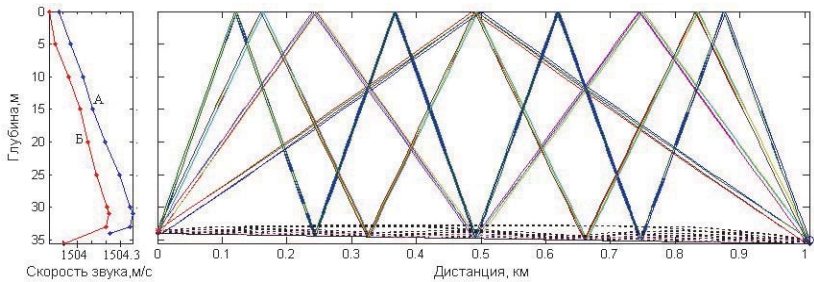


Рис.3.

Для $l = 1, 2, \dots, L = 38$ собственных лучей в опорной среде с ПСЗ в под-
 ном слое c_{no} ($n = 1, 2, \dots, N = 10$) вместе с временами прихода T_{lo} рассчиты-
 вались также элементы a_m матрицы связи между вариациями времен прихода
 $\Delta T_{l\pm} = T_{l\pm} - T_{lo}$ и вариациями СЗ: $\Delta c_n = c_n - c_{no}$ и СТ: $\pm u_n$

$$\sum_{n=1}^N a_{ln} \cdot (\Delta c_n \pm u_n) = \Delta T_{l\pm} = T_{l\pm} - T_{lo}. \quad (1)$$

Складывая и вычитая уравнения для одного значения l , получим линейные
 матричные уравнения для вариаций скорости звука (2) и течений (3):

$$\sum_{n=1}^N a_{ln} \Delta c_n = (\Delta T_{l+} + \Delta T_{l-})/2 = (T_{l+} + T_{l-} - 2T_{lo})/2, \quad (2)$$

$$\sum_{n=1}^N a_{ln} u_n = (\Delta T_{l+} - \Delta T_{l-})/2 = (T_{l+} - T_{l-})/2. \quad (3)$$

Отсюда следует, что течения фактически восстанавливаются по разности
 (невзаимности) времен распространения, которая слабо чувствительна к
 вариациям прочих параметров среды, в частности, СЗ. Следовательно, про-
 филь СТ, восстановленный в результате инверсии лучевых уравнений, буд-
 дет существенно более близок к реальному по сравнению с профилем СЗ.

В силу этого простейшую оценку средней по глубине СТ ($\langle u \rangle$) можно
 получить на основе положения максимума (ΔT_m) корреляции функций от-

клика среды в прямом (рис.2) и обратном направлениях, равною разности $\Delta T_m = \langle T_{AB} \rangle - \langle T_{BA} \rangle$ средних времен распространения от А к Б и от Б к А:

$$A_o \cdot \langle u \rangle = \Delta T_m / 2, \quad A_o = T_o / c_o, \quad \langle u \rangle = \Delta T_m / (2A_o), \quad (4)$$

где $T_o = R_{AB} / c_o$ - оценка времени распространения сигналов в среде без течений, $c_o = 1500$ м/с. На рис.4 представлен график изменения средней по глубине величины проекции вектора СТ на направление от станции А к станции Б в слое от 3 до 18 метров (линия 1, полученная из данных зонда ADCP). Линией 2 показана грубая оценка СТ в том же направлении, рассчитанная по выражению (4). Заметные различия кривых на начальном участке при малых СТ, по-видимому, связаны с пространственной изменчивостью скорости течения. В конце эксперимента (примерно 31 час) станция Б сместилась по дну (изменение расстояния) и, возможно, перевернулась (37 час).

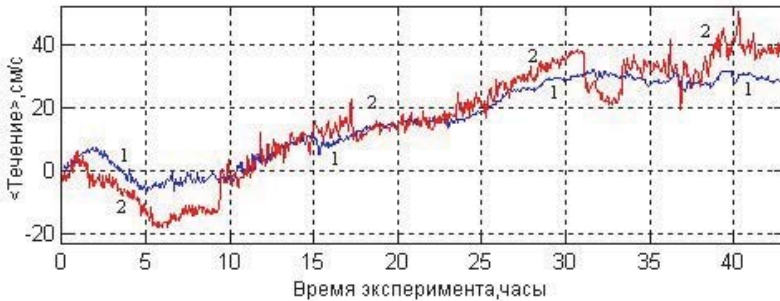


Рис.4.

Оценку средних по различным интервалам глубин значений СТ (как и СЗ) можно получить из уравнений (3), положив в каждом интервале значения $u_n = u_k = \text{const}$, где k – номер интервала. Например, выбрав 1-й интервал глубин от 0 до z_{n1} и 2-й в придонном слое от z_{n1} до z_N (дно), придем к системе уравнений для 2-х неизвестных: U_1 и U_2 : $A_{11} + A_{12} = (T_{1+} - T_{1-})/2$. Аналогичную (4) оценку средней по всей глубине СТ можно получить, положив $n_1 = N$, суммировать деленные на L все уравнения (3) с равными $\Delta T_m / 2$ правыми частями: $A_1 \cdot u_{\text{эфф}} = \Delta T_m / 2$. Результат такой оценки практически совпал с линией 2 на рис.4 (относительная разность $(A_1 - A_o) / A_1$ составила менее 2%).

ЛИТЕРАТУРА

1. Гончаров В.В., Иванов В.Н., Кочетов О.Ю., Курьянов Б.Ф., Серебряный А.Н. Акустическая томография на шельфе Черного моря. Акуст. журнал, 2012, 58, 5, сс. 614-622.
2. Гончаров В.В., Шуруп А.С., Годин О.А., Заботин Н.А., Веденев А.И., Сергеев С.Н., Brown M.G., Шатравин А.В. Томографическая инверсия измененных функций взаимной корреляции шумов океана в мелкой воде с использованием лучевой теории. Акуст. журнал, 2016, №4 (в печати).

Гончаров В.В.¹, Курьянов Б.Ф.¹, Серебряный А.Н.^{1,2}

**АКУСТИЧЕСКАЯ ДИАГНОСТИКА ВНУТРЕННИХ ВОЛН НА
ЧЕРНОМОРСКОМ ШЕЛЬФЕ**

¹ Институт океанологии им. П.П. Ширшова РАН.
Россия, 117997, Москва, Нахимовский пр-т, 36.
Тел: (499) 129-1936, (499) 124-8502; Факс: (499) 124-5983
E-mail: gvv@ocean.ru

² Акустический институт им. акад. Н.Н. Андреева
Россия, 117036, Москва, ул. Шверника, 4.
Тел: (499) 723-6300, Факс: (499) 126-8411
E-mail: serebryany@akin.ru

Проведена реконструкция параметров внутренних волн, существовавших на трассе во время томографического эксперимента на шельфе Черного моря (Геленджик). Было выявлено наличие тренда в движении термоклина, возможно, связанное с подходом прибрежного вихря, а также наличие короткопериодных внутренних волн. Восстановленные колебания термоклина находятся в хорошем соответствии с результатами независимых измерений, сделанных заякоренной термисторной цепочкой, расположенной вблизи акустических трасс.

В сентябре 2010 г. на шельфе Черного моря (Геленджик) был проведен томографический эксперимент по встречному распространению фазоманипулированных акустических сигналов. В эксперименте применялась треугольная расстановка трех трансиверов, удаленных друг от друга на расстояние около 1 км. Глубина моря при этом была около 40 м. Помимо акустических измерений во время эксперимента проводились измерения с помощью ADCP, зонда скорости звука, а также вертикальной термисторной цепочкой. В работах [1-2], используя экспериментально полученную картину временного хода откликов среды, была восстановлена регулярная временная изменчивость параметров среды для ее сравнительно простых (усредненных) моделей. В настоящей работе предпринята попытка связать экспериментально полученные вариации времен прихода отдельных звуковых импульсов с возможным прохождением внутренних волн (ВВ).

На рис. 1а показан начальный участок картины временного хода откликов среды для звуковой трассы между трансиверами 1 и 2, на которой достаточно четко выделяются отмеченные цифрами 4-ре импульса. В

первую очередь были выделены такие интервалы времен эксперимента t_{exp} , на которых отдельные импульсы 1–4 можно разделить. Эти интервалы и соответствующие им интервалы времен задержек отдельных импульсов показаны на рис.1а белыми линиями. Легко видеть, что с ростом t_{exp} импульсы 2 и 3 сближаются, и их разделение при $t_{\text{exp}} > 5-7$ часов становится все более затруднительным. Для первых 270 мин эксперимента были рассчитаны усредненные по различным интервалам Δt_{exp} времена прихода $T_{ek}(t_{\text{exp}})$ всех 4-х импульсов ($k=1:4$). На рис.1б для второго импульса сплошной линией показана зависимость $T_{e2}(t_{\text{exp}})$ при $\Delta t_{\text{exp}}=2$ мин, штриховой плавной линией – та же зависимость при $\Delta t_{\text{exp}}=20$ мин, которая соответствует регулярным изменению температуры среды, вызванному подходом длинных ВВ или приборного вихря. Их разность, по-видимому, отвечает влиянию на время распространения звуковых сигналов более коротких ВВ (период ~ 10 мин).

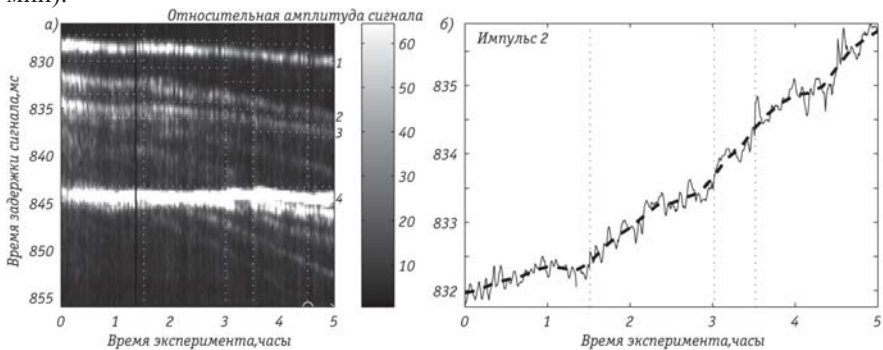


Рис. 1.

Анализ траекторий собственных лучей (СЛ), соединяющих источник и приемник, показал, что импульсы 1 и 3 соответствуют однократно и двукратно отраженным от поверхности лучам. Импульс 4 формируется лучами, распространяющимися в придонном звуковом канале. Можно ожидать, что именно импульс 2 наиболее подвержен влиянию ВВ, поскольку соответствующие ему СЛ в основном распространяются в области термоклина – наибольшего смещения слоев воды под действием ВВ.

Для восстановления параметров среды использовался так называемый метод согласованных временных откликов [3] – поиск наилучшего соответствия между экспериментальным и рассчитанным для различных параметров среды импульсами. Расчет проводился для горизонтально однородной модели среды с 10-ти точечным по глубине профилем скорости звука (ПСЗ) $c(z_n)$, исходным $c_o(z_n)$ для которого был взят усредненный по трем ПСЗ, измеренным в течении 5-го часа эксперимента вблизи точек постановки АДС. Варьировались как значения $c(z_n) = c_o(z_n) + \Delta c(z_n)$, так и обусловленные ВВ глубины $z_n + \Delta z_n$, где $\Delta z_n = A_{\text{inw}} \varphi(z_n)$, A_{inw} – амплитуда первой моды ВВ, $\varphi(z_n)$ – ее профиль, который в силу условий мелкого моря практически оставался неизменным в широком диапазоне частот ВВ.

Для всех экспериментальных $P_{ek}(t, t_{\text{exp}})$ и рассчитанным по лучевым приходам $P_{rk}(t, A_{\text{inw}})$ импульсов вычислялась их корреляция:

$$C_k(t_{\text{exp}}, \Delta c, A_{\text{inw}}) = \int P_{ek}(t, t_{\text{exp}}) P_{rk}(t, \Delta c, A_{\text{inw}}) dt, k = 1, 2, 3, 4.$$

Здесь все импульсы предполагались нормированными, так что $\int P_{ek}^2(t, t_{\text{exp}}) dt = \int P_{rk}^2(t, \Delta c, A_{\text{inw}}) dt = 1$, интегрирование по времени t для каждого k -го импульса проводится по соответствующему ему интервалу, аргумент Δc отвечает усредненным по глубине вариациям $\Delta c(z_n)$. При этом амплитуда ВВ $A_{mn}(t_{\text{exp}}) = \max_{A_{\text{inw}}} C_2(t_{\text{exp}}, \Delta c_n, A_{\text{inw}})$ показана (для $\Delta c = 0$) на

рис.2а сплошной линией, ее регулярный ход \bar{A}_{m0} (длинные ВВ) – штриховой линией. На рис.2б показана их разность ΔA_{m0} – короткие ВВ.

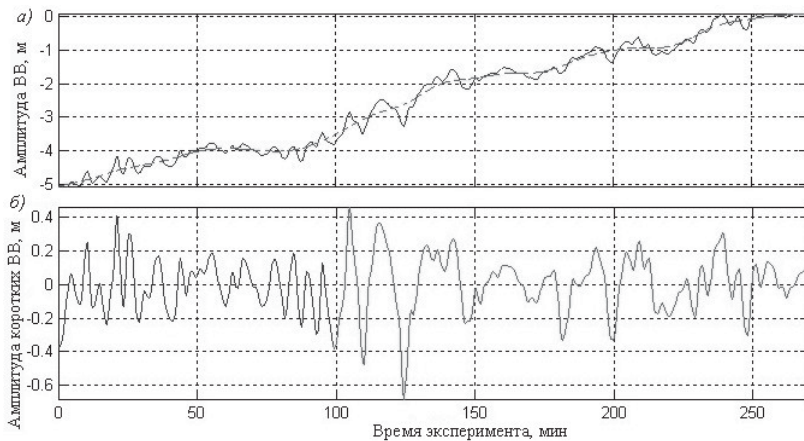


Рис.2.

Рассчитанные корреляционные функции $C_k(t_{\text{exp}}, \Delta c, A_{\text{inw}})$ с ростом Δc смещаются (как целое) в направлении больших A_{inw} , смещающих термоклин к поверхности, что уменьшает среднее значение скорости звука в водном слое, компенсируя рост Δc . В то время как амплитуды ΔA_{m0} коротких ВВ остаются практически неизменными. К близкой зависимости $\Delta A_{m0}(t_{\text{exp}})$ приводит и другой метод восстановления амплитуды ВВ, основанный на схеме линейной лучевой томографии Манка. Обратим также внимание, что характерные частоты коротких ВВ на рис.2б изменяются в ходе эксперимента, существенно уменьшаясь в конце 2-го часа эксперимента. На рис.1 можно увидеть, что в это время началось более быстрое изменение времен прихода отдельных импульсов, прежде всего, второго. По-видимому, это обусловлено вступлением на трассу распространения звука более холодных вод, сопровождающееся перестройкой структуры ВВ.

На рис.3а показан средний измеренный профиль температуры в районе эксперимента. Горизонтальные линии на рисунке соответствуют глубинам термисторов, установленных несколько севернее в более мелководном районе. Горизонтальные точечные линии отвечают максимальному изменению температуры, на соответствующей глубине, вызванного ВВ с профилем, показанным штриховой линией. На рис.3б штриховыми линиями с точками

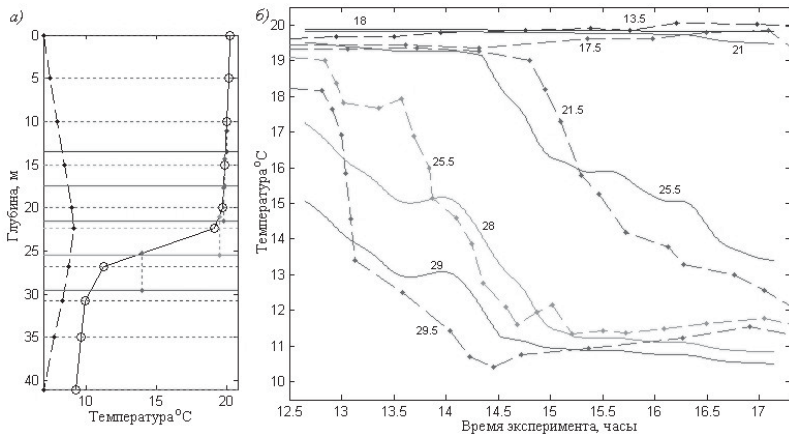


Рис 3.

показан измеренный заякоренной цепочкой термисторов ход температуры на указанных цифрами глубинах (в м). Здесь же сплошными линиями представлено рассчитанное по восстановленным амплитудам ВВ изменение в ходе эксперимента температуры воды. Также отмеченные цифрами глубины для этих кривых выбирались по наименьшему их среднеквадратичному отклонению от экспериментальных зависимостей (штриховые линии). Отметим достаточно хорошее соответствие восстановленных колебаний термоклина с результатами независимых измерений с учетом, что они были проведены в более мелководном районе на удалении около 1 км от АДС.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гончаров В.В., Иванов В.Н., Кочетов О.Ю., Курьянов Б.Ф., Серебряный А.Н. Акустическая томография на шельфе Черного моря. Акуст. журнал, 2012, 58, 5, сс. 614-622.
2. V.Goncharov, B.Kuryanov, A.Serebryany. Local acoustic tomography of shelf of the Black sea. Hydroacoustics, Annual Journal, Vol.16, pp. 67-76, Gdansk 2013.
3. Гончаров В.В. Метод согласованных временных откликов в акустической томографии океана. Акустич. ж. , 1997, 43, 5, сс. 622-629.

К.В. Дмитриев, А.А. Дорофеева, И.А. Панков, С.Н. Сергеев

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ АКУСТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК МЕЛКОГО ПРИРОДНОГО ВОДОЕМА

Физический факультет Московского государственного университета
имени М.В. Ломоносова, кафедра акустики
Россия, 119991 Москва, Ленинские горы, д.1, стр. 2
Тел.: (495) 939-3081; E-mail: burov@phys.msu.ru

Приводятся результаты обработки данных натурного эксперимента по распространению звука в мелком природном водоеме. На основе спектрограмм функций отклика водоема определяется комплексное модовое волновое число. Использование наблюдаемого в эксперименте отражения сигнала от берегов позволяет оценить скорость звука в грунте.

В последнее время особую актуальность приобрели задачи геологоразведки и мониторинга акваторий, прежде всего, северных. В отличие от более «классических» исследований глубокого океана [1] в этом случае приходится иметь дело со сложными граничными условиями [2,3]. Во-первых, северные моря обладают малой глубиной, а значит, свойства дна оказывают существенное влияние на характер распространения звука. Во-вторых, поверхность может быть покрыта слоем льда, торосов различной толщины.

Проведение натурных экспериментов дорого и отягощается сложными погодными условиями. В рамках данной работы описываются результаты более простого эксперимента, проведенного в Московской области. Целью этого эксперимента была практическая проверка оборудования и разработка методов исследования, позволяющих оценить значения акустических свойств грунта: его плотности, скорости и поглощения звука. В качестве объекта исследований был выбран карьер Сима – вытянутое на 300 м в длину озеро с отвесными берегами, образовавшееся после добычи торфа на месте верхового болота. Ширина карьера составляла около $d \approx 20$ м, а глубина была практически постоянна и равна 1 м. Источник звука, излучающий линейно частотно модулированный (ЛЧМ) сигнал, располагался посередине водоема. Период ЛЧМ сигнала составлял $T = 10$ сек, при этом его частота менялась от $f_1 = 100$ Гц до $f_2 = 10$ кГц. Прием производился с помощью одиночного гидрофона, который позиционировался на лодке в 9 различных точках. Горизонтальные координаты излучателя и всех точек приема фиксировались с помощью GPS датчика, а по вертикали оба они располагались

XV школа-семинар им. Акад. Л.М. Бреховских "Акустика океана", XXIX сессия РАО
 посередине глубины водоема. С помощью пробы грунта удалось определить его плотность, которая составила $\rho_2 \approx 2 \text{ кг/м}^3$.

Использование ЛЧМ с последующей корреляционной обработкой излученного $f(t)$ и принятого $g(t)$ сигнала позволяет воспроизвести импульсную функцию отклика системы $H(t)$, поскольку она является ядром интегрального преобразования, связывающего автокорреляционную функцию $K_{ff}(\tau)$ излученного сигнала с взаимной корреляционной функцией $K_{gf}(\tau)$ излученного и принятого сигналов: $K_{gf}(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} H(\tau - \tau') K_{ff}(\tau') d\tau'$. Для использованного в эксперименте ЛЧМ сигнала $f(t)$ функция $K_{ff}(\tau)$ представляет собой последовательность импульсов с периодом следования T и длительностью $\Delta T = (f_2 - f_1)^{-1} \approx f_2^{-1} \ll T$. С учетом того, что время реверберации в водоеме много меньше T , функция $K_{gf}(\tau)$ пропорциональна последовательности импульсных откликов водоема с периодом T .

На рис. 1. представлена спектрограмма функции $K_{gf}(\tau)$, нормированная на максимум на каждой частоте f . В первую очередь, видно отсутствие сигнала на частотах ниже $f_1^{exp} \approx 700 \text{ Гц}$ (обозначена белой пунктирной линией на рис. 1), что соответствует критической частоте первой моды для модели мягкого дна. Для частот выше f_1^{exp} вплоть

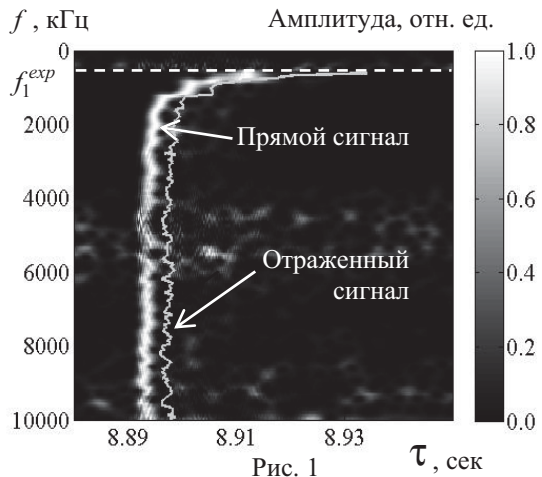


Рис. 1

до 4-5 кГц наблюдается заметная дисперсия. Это позволяет определить частотную зависимость групповой скорости первой моды, на основании чего можно рассчитать и ее фазовую скорость. Оказалось, что они с хорошей точностью совпадают со значениями, рассчитанными в модели мягкого дна водоема.

Анализ данных, полученных на 9 различных расстояниях от источника, позволяет определить также и модовое затухание α в водоеме на разных частотах. Поскольку амплитуда сигнала, а значит, и отношение сигнал/помеха существенно меняется от точки к точке, для корректного учета всех данных может быть использован метод максимального правдо-

XV школа-семинар им. Акад. Л.М. Бреховских "Акустика океана", XXIX сессия РАО
 подобия [3]. В итоге оказывается известным частотная зависимость комплексного модового волнового числа.

Внимательное изучение спектрограмм показало, что помимо основной дисперсионной кривой присутствует еще одна, меньшей амплитуды, повторяющая форму первой и следующая за ней с некоторым временным сдвигом, не зависящим от частоты. Сопоставление величины этого временного промежутка и геометрии эксперимента приводит к выводу, что наблюдаемая вторичная кривая появляется вследствие отражения сигнала от стенок водоема.

На рис. 2 показана зависимость от временного сдвига τ нормированной на максимум амплитуды спектрограммы на частоте 2 кГц при расстоянии между источником и приемным гидрофоном, равным 90 м. Хорошо различим первый и второй максимумы, соответствующие приходу прямого и отраженного сигналов. Уменьшение амплитуды отраженного сигнала по сравнению с прямым вызвано большей длиной пройденного пути и потерями при отражении от берегов.

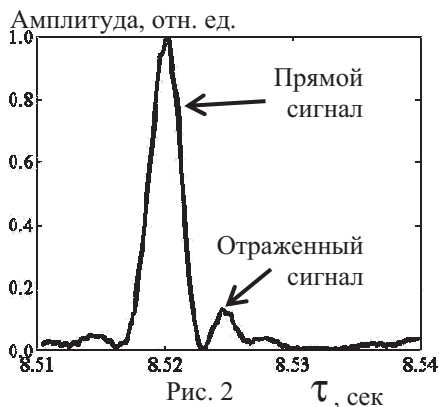


Рис. 2

Определив последние, можно с помощью формул Френеля оценить скорость звука c_2 в грунте.

Анализ отраженного сигнала производился для восьми положений приемного гидрофона. Пусть прием ведется в n -й точке, расположенной на расстоянии R_n от источника; A_0 — амплитуда излученного, $A_d^{(n)}$ — принятого прямого, принятого а $A_r^{(n)}$ — отраженного сигнала. Длина пути распространения отраженного сигнала равна $L_n = \sqrt{R_n^2 + d^2}$. Тогда с учетом затухания и цилиндрической расходимости

$$A_d^{(n)} = \frac{A_0 \exp(-\alpha R_n)}{\sqrt{R_n}}, \quad A_r^{(n)} = \frac{Z_2 - Z_1}{Z_2 + Z_1} \frac{A_0 \exp(-\alpha L_n)}{\sqrt{L_n}}, \quad (1)$$

где $Z_m = \rho_m c_m / \cos \beta_m$ — акустические импедансы воды ($m=1$) и грунта ($m=2$) соответственно. β_1 и β_2 — угол падения и угол преломления луча при распространении из воды в грунт. При этом $\cos \beta_1 = d/L_n$, а $\cos \beta_2$ выражается из закона Снеллиуса. Таким образом, отношение амплитуд

$$\frac{A_r^{(n)}}{A_d^{(n)}} = \frac{Z_2 - Z_1}{Z_2 + Z_1} \exp(-\alpha(L_n - R_n)) \sqrt{\frac{R_n}{L_n}}, \quad (2)$$

измеренное в эксперименте, позволяет определить скорость звука в грунте берега c_2 , причем имеющиеся данные позволяют сделать это для совокупности точек приема и при разных частотах. Так как с увеличением расстояния точность измерений уменьшается, для каждой частоты было произведено взвешенное усреднение найденной скорости звука по совокупности точек приема. Итоговая погрешность измерений включала в себя погрешность GPS датчика, погрешность определения $A_d^{(n)}$ и $A_r^{(n)}$, связанную с зашумленностью сигнала, и погрешность модового коэффициента затухания α , рассчитанную статистически. Полученные результаты приведены на рис. 3. Здесь жирной черной линией обозначены полученные значения скорости c_2 , а область, выделенная серым, соответствует погрешности измерений. Погрешность минимальна в диапазоне частот 800 – 2000 Гц, который соответствует минимальному затуханию. Дальнейшее взвешенное усреднение по частотам дает для скорости звука в грунте значение $c_2 = 1050 \pm 180$ м/с. Такая низкая скорость звука может быть следствием наличия большого количества газовых пузырьков, которые возникают при разложении биологических остатков.

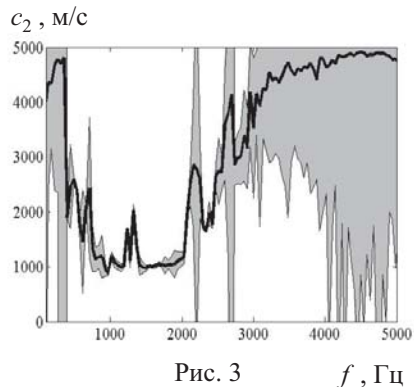


Рис. 3 f , Гц

Исследование выполнено за счет грантов РФФИ № 15-05-01183а, № 16-29-02097офи_м.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бреховских Л.М., Лысанов Ю.П. Теоретические основы акустики океана. Л.: Гидрометеоиздат, 1982.
2. Григорьев В.А., Луньков А.А., Петников В.Г. Затухание звука в мелководных акваториях с газонасыщенным дном// Акуст. ж., 2015, т.61, №1, с.90-100.
3. Дмитриев К.В., Дорофеева А.А., Панков И.А., Сергеев С.Н. Исследование затухания и дисперсии акустических сигналов в мелком природном водоеме // Известия РАН. Серия Физическая, 2015, т.79, №12, с.1704-1707.

Кацнельсон Б.Г.

**ФЛУКТУАЦИИ ЗВУКА, ОБУСЛОВЛЕННЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ
МОД В ПРИСУТСТВИИ ДВИЖУЩИХСЯ НЕЛИНЕЙНЫХ
ВНУТРЕННИХ ВОЛН В МЕЛКОМ МОРЕ
(ТЕОРИЯ И ЭКСПЕРИМЕНТ)**

Воронежский государственный университет
Россия, 394006 Воронеж, Университетская пл.1
Тел (4732)789748, Факс (4732)789755, E-mail: katz@phys.vsu.ru

В работе анализируются флуктуации звуковых сигналов в мелком море в присутствии интенсивных внутренних волн, распространяющихся под некоторым углом к акустической трассе. Теоретический анализ проводится в лучевом и модовом подходах, приводятся экспериментальные данные.

В данной работе рассматриваются флуктуации звукового поля, обусловленные влиянием нелинейных внутренних волн (НВВ), пересекающих акустическую трассу под некоторым углом (Рис.1), а именно, когда это влияние обусловлено взаимодействием мод.

В рамках нашей модели предполагается, что пакет НВВ движется без изменения своей формы с постоянной скоростью. В этом случае можно разделить акустическую трассу на несколько областей (Рис.2) в зависимости от проявления взаимодействия мод. В частности, в области I где канал является регулярным, амплитуды мод постоянны, как и в области III. Перераспределение энергии по модам происходит в движущейся области II. Теоретическая модель такого нестационарного волновода может быть описана вариацией $c_0(z)$ - невозмущенного профиля скорости звука со временем T:

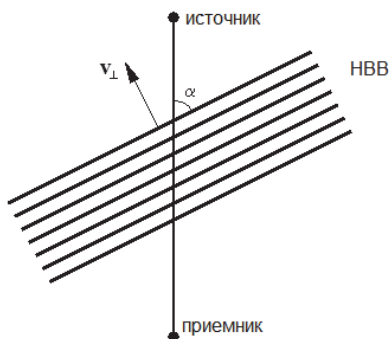


Рис.1

$$\tilde{c}(x, z) = \begin{cases} c_0(z), & x < R_T, \quad x > R_T + L \\ c(r_1 + x, z, T_1), & R_T < x < R_T + L \end{cases}, \quad (1)$$

где границы пакета с шириной L движутся со скоростью v : $R_T = R_0 + vT$. В этом случае разложение поля по модам $\psi_m(z)$, (собственное значение q_m) имеет вид в области I:

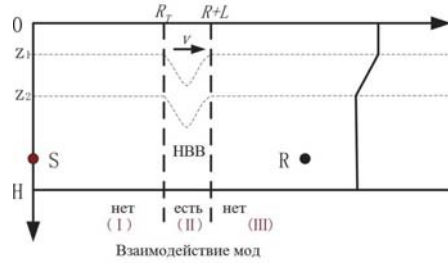


Рис.2

$$P_\omega(r, z) = \sum_m \frac{C_m^0}{\sqrt{q_m r}} \psi_m(z) \exp(iq_m r), \quad (2)$$

где коэффициенты разложения постоянны, тогда, как в области III и, соответственно, на приемной антенне, модальные амплитуды меняются со временем;

$$P_\omega(r, z, T) = \sum_m \frac{C_m(r, T)}{\sqrt{q_m r}} \psi_m(z) \exp(iq_m r) \quad (3)$$

и могут быть определены из соответствующей системы уравнений взаимодействия мод. Общее выражение для поля на приемнике имеет вид

$$P_\omega(z, T) = \sum_{m,n} P_{mn} \exp(-i\Delta q_{mn} v_r T). \quad (4)$$

Основной вывод, который можно сделать из выражения (3) это периодическая зависимость принимаемого поля от времени. Период (точнее периоды) определяются выражением $2\pi / |\Delta q_{mn} v| = \Lambda_{mn} / v$, где Λ_{mn} пространственный период биений. Спектр интенсивности принимаемого сигнала может быть построен, используя стандартную технику Фурье преобразования

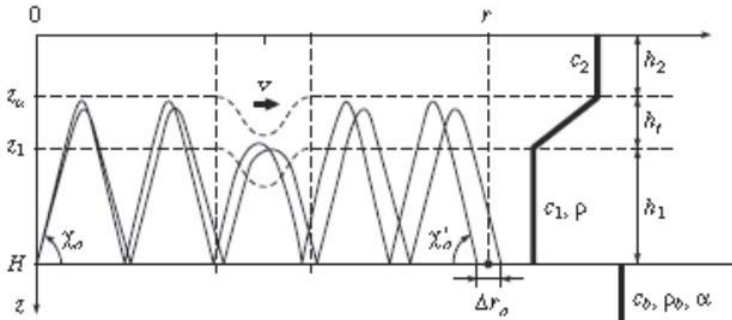


Рис.3

Возможна лучевая интерпретация указанного эффекта (Рис.3), где показано, каким образом могут проявляться флуктуации при описании поля, как суперпозиции «собственных» лучей, то есть соединяющих источник и приемник в волноводе.

Приведем некоторые экспериментальные результаты, полученные в экспериментах Shallow Water 2006 (SW06) и ASIAEX 2001

На одной из акустических трасс длиной порядка 20 км был движущийся пакет НВВ, имеющий форму, показанную на рис.4

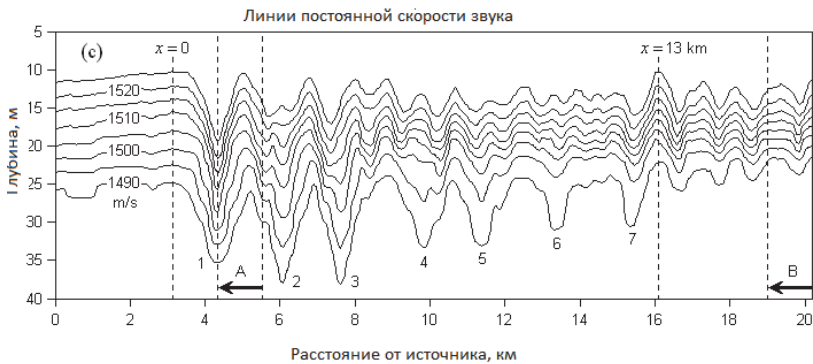


Рис.4

Спектр интенсивности принимаемого сигнала показан на рис. 5

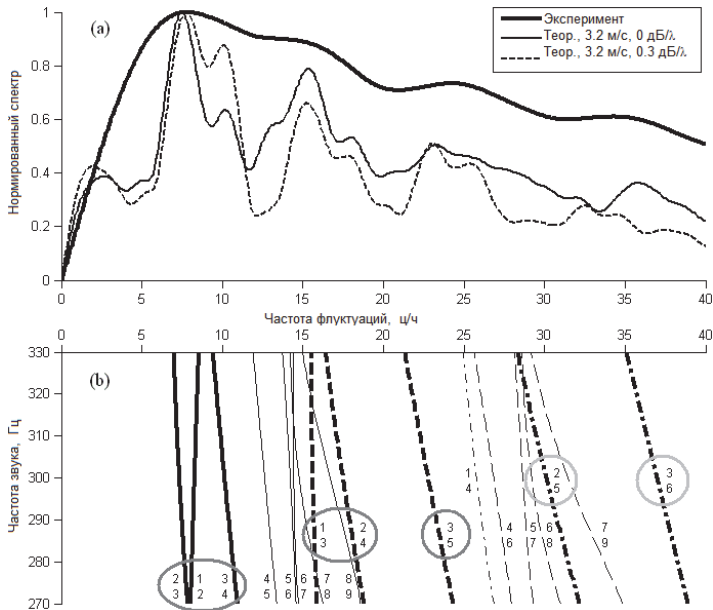


Рис.5

На рис. 5 видны максимумы в спектре при значениях частот, соответствующих циклам лучей (разностям собственных значений), указанных на нижнем рисунке. Отметим, что это характерные частоты флуктуаций зависят от частоты звука даже в данной, сравнительно узкой полосе.

Положения движущегося одиночного солитона НВВ, наблюдавшегося в эксперименте ASIAEX 2001 показаны на рис. 6 (слева) и соответствующие профили скорости звука в начале и конце трассы показаны справа.

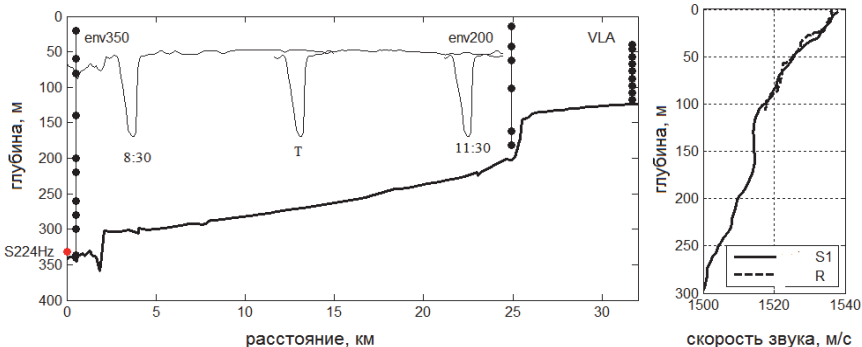


Рис.6

Интересной особенностью данной ситуации является то, что акустическая трасса (~35 км) состоит из двух примерно регулярных частей: с глубинами около 250 м и около 130 м.

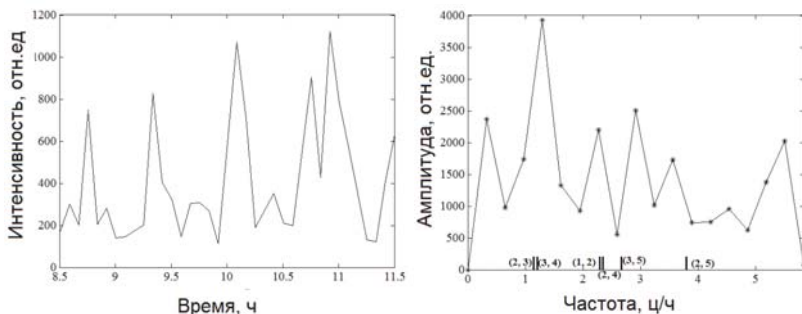


Рис.7

На рис.7 слева показаны вариации интенсивности принимаемого сигнала на частоте 224 Гц на одном из гидрофонов (глубина 53 м), справа показан спектр указанного сигнала, где указаны пары взаимодействующих мод.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, гранты 14-05-91180, 12-05-00887.

Кацнельсон Б.Г.¹, Кацман Р.¹, Луньков А.А.², Островский И.³

**ОТРАЖЕНИЕ ОТ ГАЗОНАСЫЩЕННЫХ ОСАДКОВ И ДАЛЬНЕЕ
РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЗВУКОВЫХ СИГНАЛОВ В ОЗЕРЕ
КИНЕРЕТ**

¹ L.Charney School of Marine Sciences, University of Haifa,
Israel, 3498838 Haifa,
E-mail: bkatsnells@univ.haifa.ac.il , reginak@research.haifa.ac.il

² Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН,
Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова 38
E-mail: landr2004@mail.ru

³ Yigal Alon Kinneret Limnological Lab.,
Israel, 14950 Migdal, P.B.447
E-mail: ostrovsky@ocean.org.il

В работе представлены результаты экспериментальных исследований и моделирования распространения низкочастотных акустических сигналов в озере Кинерет на близкие и дальние расстояния.

Эксперимент проводился в мелководной акватории (озере Кинерет, рис. 1), имеющей глубину до ~40 м, достаточно плавное изменение батиметрии и профиль скорости звука, меняющийся от практически постоянного (зимой) до показанного на рис. 1 (летом).

Данная акватория характеризуется (по результатам других исследований [1]) заметной концентрацией газа (метана) в тонком слое осадков (толщина не более 0.5-1 м) в виде пузырьков. Как известно, наличие газовых пузырьков даже небольшой концентрации существенно меняет акустические свойства осадков. На рис. 2 показана зависимость скорости звука от объёмной концентрации газа [2]:

Видно, что скорость звука в осадочном слое может быть в несколько раз меньше, чем скорость звука в воде. При этом волноводный характер распространения звука меняется [3] по сравнению с известной ситуацией, когда звуковые сигналы захватываются в волновод при углах скольжения меньших угла полного внутреннего отражения.

Распространение и отражение сигналов от дна рассматривалось в двух вариантах: когда излучатель и приемник буксировались вместе и отражение сигнала происходило практически с углом скольжения 90 градусов (изучалось для разных глубин акватории, от 10 до 40 м), а также на расстояниях, соответствующих волноводному распространению (до 30 глубин волново-

XV школа-семинар им. Акад. Л.М. Бреховских "Акустика океана", XXIX сессия РАО да). Моделирование распространения и отражения сигнала проводилось при варьировании скорости звука в осадочном слое.

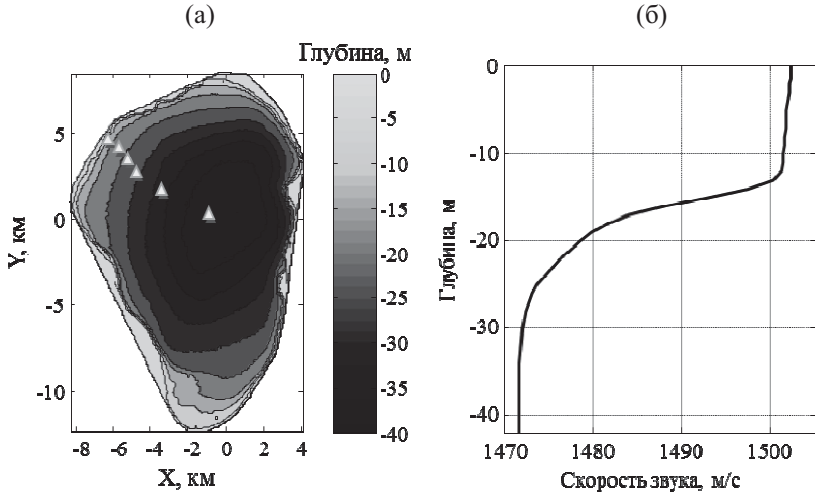


Рис. 1. Карта глубин озера Кинерет (а) и типичный профиль скорости звука в водном слое в летний период времени (б).

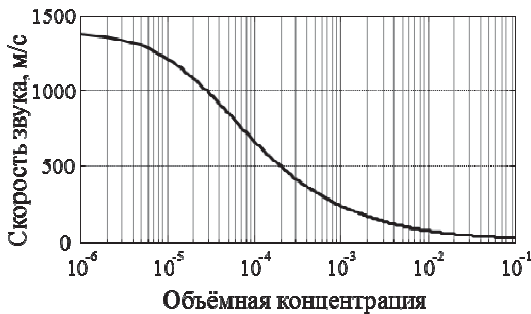


Рис.2. Зависимость скорости звука от объёмной концентрации газа в осадках.

В работе использовались сигналы с линейной частотной модуляцией (ЛЧМ) в полосе 300-2000 Гц с длительностью 5 с. Прием осуществлялся на одиночный гидрофон. При этом было отмечено появление большого числа отраженных сигналов даже при угле падения около 0 градусов, что качественно свидетельствует о малой скорости звука в отражающем слое. Эта скорость оценивалась на основе согласования данных измерения амплитуды огибающей отраженных сигналов $B_{\text{exp}}(t_i)$ и рассчитанных огибающих $B_{\text{sim}}(t_i; c_1)$ для разных значений скорости звука в осадках. Критерием бли-

XV школа-семинар им. Акад. Л.М. Бреховских "Акустика океана", XXIX сессия РАО
 зости была выбрана величина, просуммированная по всем N отраженным
 сигналам

$$F(c_1) = \left(\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \left| 20 \lg \left(\frac{B_{sim}(t_i; c_1)}{B_{exp}(t_i)} \right) \right| \right)^{-1}$$

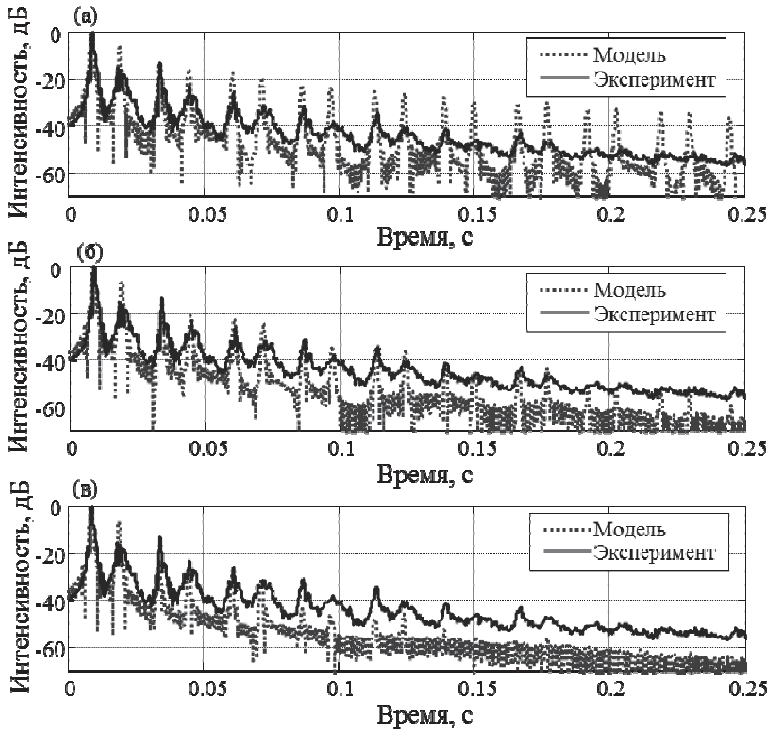


Рис.3. Экспериментальные огибающие принятого сигнала и модельные огибающие, рассчитанные для различных скоростей звука в осадках: (а) – 100 м/с, (б) – 400 м/с, (в) – 700 м/с.

На рис.3 показаны измеренные и рассчитанные для разных значений скорости звука в осадках огибающие сигналов, измеренные в центре озера (глубина 40 м). В данном случае второй рисунок (б) показывает наилучшее согласие для скорости звука 400 м/с. Аналогичным образом проводилось определение усредненной скорости звука на сравнительно длинных трассах.

На рис. 4 показаны положения для скорости звука (значения в точке максимума кривых) полученные согласованием экспериментальных и теоретических данных на трассах длиной 240 м, 700 м и 1130 м.

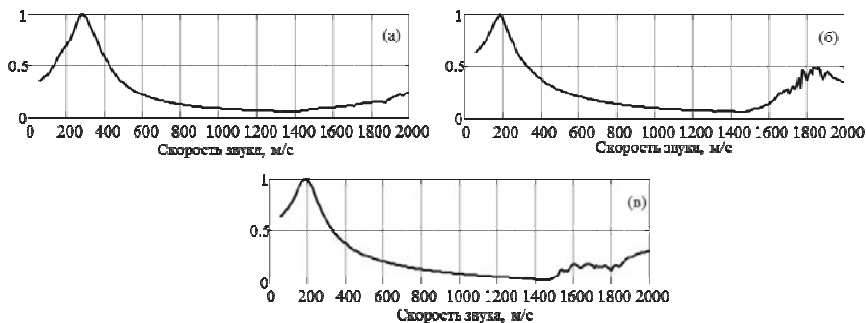


Рис.4. Зависимости $F(c_1)$ для расстояний 240 м (а), 700 м (б) и 1130 м (в).

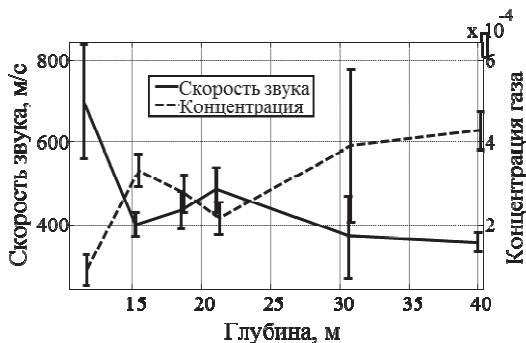


Рис.5. Скорость звука и концентрация газа в верхнем слое осадков, полученные при локальных измерениях.

На рис. 5 показаны значения скорости звука и, соответственно, концентрации газа в осадках для разных точек, отмеченных треугольниками на рис. 1. Отчётливо видна изменчивость концентрации в зависимости от места измерения, что связано с особенностями распределения органического материала внутри озера.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ostrovsky I. 2003, Methane bubbles in Lake Kinneret: Quantification and temporal and spatial heterogeneity. *Limnology and Oceanography*, 4, 1030-1036
2. Wilkens, R.H., Richardson, M.D., 1998. The influence of gas bubbles on sediment acoustic properties: in situ, laboratory, and theoretical results from Eckernförde Bay, Baltic sea. *Continental Shelf Res* 18, 1859-1892.
3. Бреховских Л.М. 1973, Волны в слоистых средах. М., Наука,

Б.В. Кержаков, В.В. Кулинич

ОЦЕНКА ПАРАМЕТРОВ МОРСКОГО ДНА С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ МЕТОДА СОГЛАСОВАННОГО ПОЛЯ

Институт прикладной физики Российская академия наук
603950 Н. Новгород, ул. Ульянова, 46, Тел.: (8312)164764 Факс:
(8312)365976 ,E-mail: kul@hydro.appl.sci-nnov.ru

Получены оценки геоакустических параметров морского дна на основе данных натурного эксперимента, выполненного в одном из мелководных районов атлантического океана с использованием метода согласования полей. На основе имеющихся априорных геологических и геофизических данных в качестве исходной геоакустической модели выбран неоднородный вдоль трассы волновод, состоящий из двух слоев осадков и подстилающего полупространства. При поиске параметров, соответствующих минимуму целевой функции, использовался гибридный алгоритм, представляющий комбинацию метода быстрого отжига с методами прямого поиска. В процессе поиска были выполнены оценки границ слоев осадков, изменяющихся вдоль трассы, скоростей продольных волн, их коэффициентов затухания и плотностей. Уточняется также глубина источника излучения.

В связи с существенным влиянием дна и донных осадков на распространение звука в море большой практической интерес представляют задачи, связанные с оценкой их геоакустических характеристик. Эта задача особенно актуальна в условиях мелкого моря, где влияние дна и донных осадков на распространение сигналов являются в большинстве случаев доминирующим фактором.

В настоящее время для оценки геоакустических параметров дна широко используется метод согласованного поля (в англоязычной версии определяется как *matched field methods* [1]). Оценка параметров производится путем сравнения и согласования экспериментально полученного акустического поля или результатов его обработки с соответствующими теоретическими зависимостями модельного волновода на основе целевых функций. Целевые функции, как правило, является функциями овражного типа, обладающими множеством локальных минимумов и точкой глобального минимума. Для поиска глобального минимума целевой функции используются разработанные алгоритмы, позволяющие находить глобальные экстремумы функций многих переменных. Ниже представлены некоторые результаты

оценки геоакустических характеристик неоднородного вдоль акустической трассы волновода. Результаты базируются на данных, полученных в ходе натурального эксперимента в условиях мелкого моря с использованием модели волновода, основанной на имеющейся априорной информации. Глубина моря в исследуемом регионе составляла 330-275м. Исследования проводились на акустической трассе протяженностью около 25 км. Условия распространения звука в районе проведения эксперимента характеризовались каналом открытым ко дну. Соответствующее распределение скорости звука с глубиной приведено на рис.1.

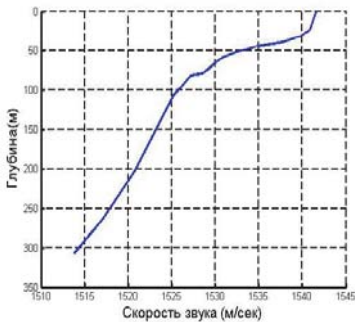


Рис.1. Вертикальное распределение скорости звука в водном слое.

лись с корабельной системы и использовались при обработке экспериментальных данных. Прием и регистрация сигналов осуществлялись на одиночный гидрофон с помощью автономной донной станции на глубине около 200м. Глубина буксируемого излучающего комплекса и скорость буксировки составляли, соответственно, около 50м и 2.5 м/с. Уровень шумов на протяжении всей трассы был гораздо ниже уровня принимаемых сигналов (примерно на 30 дБ) и в теоретических расчетах не учитывался.

При расчетах уровней сигналов использовался модовый подход. Исходная геоакустическая модель дна выбиралась на основе имеющейся априорной информации, касающейся геологических характеристик района. Согласно этим данным общая толщина осадочного слоя составляет не менее 150м. и состоит из нижнего мощного слоя карбонатных и пирокластических пород и, покрывающих их, верхних осадочных слоев состоящих из биокластических песков и биогенных известковых осадков, различающихся по гранулометрическому составу и покрывающих значительные площади в районе проведения эксперимента. Исходя из этого, в качестве исходной была выбрана двухслойная модель осадков с подстилающим полупространством. Кроме того, исходя из предварительного анализа поведения уровней сигналов и глубины волновода (батиметрии) вдоль трассы, она разбивалась на отдельные участки в каждом из которых параметры, подлежащие определению, разыгрывались независимо при равномерном их распределении в

Эксперимент проводился с использованием буксируемого судном излучающего комплекса оборудованного низкочастотными ненаправленными излучателями позволяющими излучать одновременно сигналы на частотах 135 и 237Гц. Во время эксперимента использовалось непрерывное тональное излучение. Глубина буксировки, уровень излучения, а также скорость движения судна вдоль трассы, по возможности, поддерживались постоянными. Данные по скорости и текущие координаты судна считывались

заданных априори областях. В процессе поиска оценивались следующие параметры: глубина верхней границы 1-го и 2-го слоев и глубина границы полупространства, скорости продольных волн в слоях и полупространстве, коэффициенты их затухания и плотности. Разыгрывались также протяженности каждого из участков трассы, а также уточнялась глубина буксируемого судном источника излучения. Общее число разыгрываемых геоакустических параметров с учетом разбиения трассы на однородные участки составляло 40.

После каждого розыгрыша совокупности геоакустических параметров рассчитывались соответствующие этим параметрам реализации акустического поля на участках трассы при фиксированной частоте излучения и глубине приема. Для всей трассы расчет акустического поля проводился методом поперечных сечений. При формировании целевой функции $J(\mathbf{m}_k)$ использовалось значение разности экспериментальной $P^E(r)$ и теоретических $P^T(r, \mathbf{m}_k)$ зависимостей потерь при распространении на частоте 137Гц с компенсацией цилиндрической расходимости акустического поля. Для k -го розыгрыша параметров целевая функция имеет вид

$$J(\mathbf{m}_k) = \frac{\sqrt{\sum_{n=1}^N (P^E(r_n) - P^T(r_n, \mathbf{m}_k))^2 / (N-1)}}{|R(\mathbf{m}_k)|},$$

$$R(\mathbf{m}_k) = \frac{\sum_{n=1}^N (P^E(r_n) - \langle P^E \rangle) \sum_{n=1}^N (P^T(r_n, \mathbf{m}_k) - \langle P^T(\mathbf{m}_k) \rangle)}{\sqrt{\sum_{n=1}^N (P^E(r_n) - \langle P^E \rangle)^2 \sum_{n=1}^N (P^T(r_n, \mathbf{m}_k) - \langle P^T(\mathbf{m}_k) \rangle)^2}},$$

$$\langle P^E \rangle = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N P^E(r_n), \quad \langle P^T(\mathbf{m}_k) \rangle = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N P^T(r_n, \mathbf{m}_k).$$

Здесь $r_n, n=1, 2, \dots, N$ - горизонтальное расстояние от приемника до источника в дискретных точках трассы; \mathbf{m}_k - вектор геоакустических неизвестных параметров при розыгрыше номера k . При поиске глобального минимума целевой функции использовался метод быстрого отжига[2] в сочетании с методом покоординатного спуска

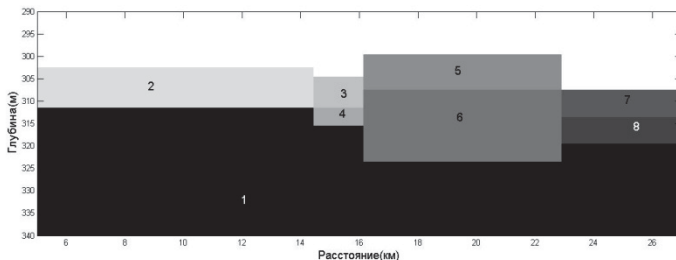


Рис.2. Структура донных осадков, 1-известняк, 2-крупный песок, 3- глинистый ил, 4-крупнозернистый песок с гравием, 5-гравий с песком, 6-, 7-песок с гравием, 8- мел

На рис.2 представлена структура дна, полученная в процессе восстановления геоакустических характеристик донных осадков в рамках используемой модели волновода. Число участков разбиения трассы не разыгрывалось и оставалось фиксиро-

ванным. Из полученных данных следует, что глубина волновода вдоль трассы меняется в пределах 299-307м, что находится в известных пределах характерных для глубин исследуемого региона.

На рис.3 для сравнения представлены экспериментальная $P^E(r)$ и расчетная $P^T(r,m)$ зависимости потерь при распространении с компенсацией цилиндрической расходимости акустического поля на частоте 135 и 237Гц для параметров соответствующих окончанию процедуры поиска. Теоретическая зависимость на частоте 237Гц приведена при использовании параметров найденных на частоте 135Гц.

Таблица.

Известняк			Крупный песок			Глинистый ил			Крупнозернистый песок и гравием			Гравий и песком			Песок и гравием			Мел			Пористый известняк		
C_p	ρ	α	C_p	ρ	α	C_p	ρ	α	C_p	ρ	α	C_p	ρ	α	C_p	ρ	α	C_p	ρ	α	C_p	ρ	α
2800	2	0.02	1920	1.8	0.53	1450	1.38	0.3	1990	1.59	0.72	1850	2.0	0.01	1850	2.3	0.01	2240	2.26	0.02	2000	1.6	0.02

C_p -скорость продольных волн(м/сек), ρ -плотности(г/см³), α -затухание продольных волн(дБ/м кГц)

На рис.3 для сравнения представлены экспериментальная $P^E(r)$ и расчетная $P^T(r,m)$ зависимости потерь при распространении (с компенсацией цилиндрической расходимости акустического поля) на частоте 135 и 237Гц для параметров соответствующих окончанию процедуры поиска при глубине источника 52м.

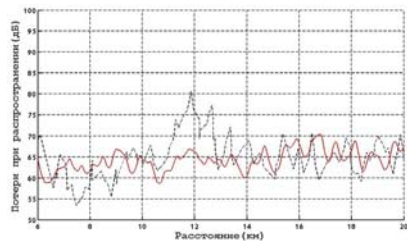
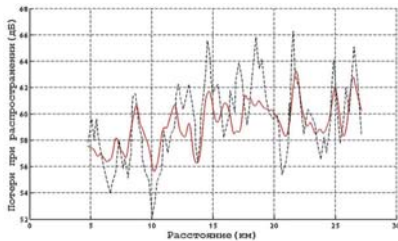


Рис.3. Зависимости потерь при распространении звукового поля. Левый рис. -частота 135Гц, правый рис. -частота 237Гц. Пунктир - эксперимент, сплошная линия - расчет.

Теоретическая зависимость на частоте 237Гц приведена при использовании параметров найденных на частоте 135Гц. Для увеличения точности оцениваемых параметров желательно использование широкополосных сигналов и увеличение числа участков при разбиении неоднородного вдоль трассы волновода.

ЛИТЕРАТУРА

1. Baggeroer A.B., Kuperman W.A., Mikhalevsky P.N. An overview of matched field methods in ocean acoustics //IEEE J. Ocean. Eng., 1993, Vol.18, №4, p.401-424.
2. Лопатин А. С. Метод отжига // Стохастическая оптимизация в информатике. СПб. : Изд-во СПбГУ, 2005. Вып. 1. С. 133–149.

Б.И. Клячин

«ШУМОВАЯ СТЕНА» НАД РАЗЛОМОМ ДНА В ОКЕАНЕ.

Московский Городской Психолого- Педагогический Университет
Россия 127051 Москва, ул. Сретенка 29 тел 8(909)640-66-09
E – mail: klboris@rambler.ru

Если заполненные шумом «водные» лучи существуют только внутри и над разломом дна в океане, и такие лучи отсутствуют в слоистой части океана – возникает «шумовая стена» - область значительного повышения шума над разломом и внутри него.

Обычно низкочастотный шум в океане формируется «водными» лучами, вышедшими с поверхности и не дошедшими до дна [1]. Если скорость звука у дна слоистого океана $c_{\delta 1}$ (см. рис. 1 а) меньше или равна скорости звука у поверхности $c_{\text{сп}}$, то в слоистом океане водных лучей не будет. Если, при этом, имеется протяженный разлом дна, где скорость звука на нижних горизонтах и дне разлома $c_{\delta 2}$ больше, чем у поверхности океана, (см. рис. 1 а), то в этом разломе будут водные лучи (рис. 1б). При таких условиях интенсивность собственного шумового поля океана внутри разлома и над ним будет сильно превышать шумовое поле в слоистой части океана.

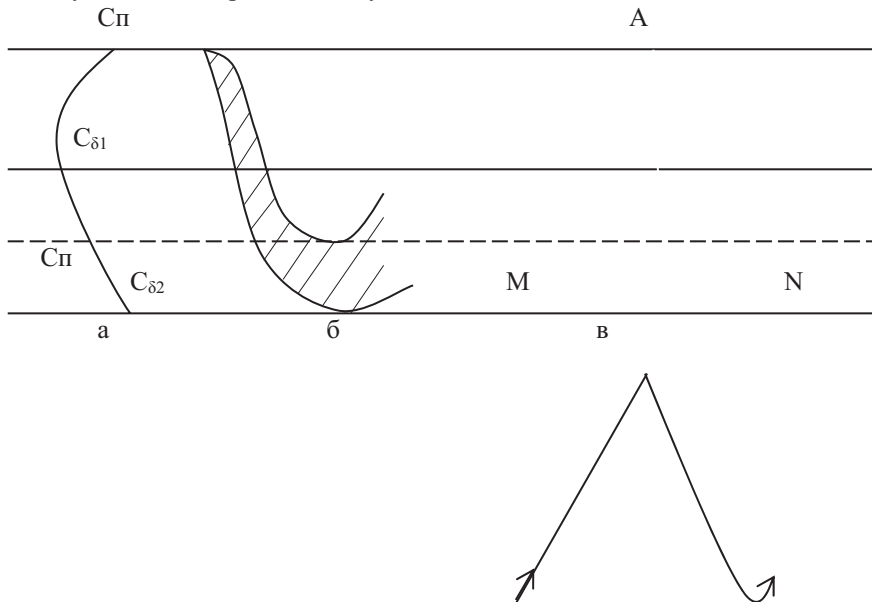


Рис 1

Пусть все характеристики океанической среды, в том числе и дипольные источники шума на поверхности, однородны в горизонтальном направлении вдоль разлома. Тогда шумовое поле будет однородно в этом направлении. Рассмотрим цикл водного луча разлома (рис. 1 в). Лучевая интенсивность $I(z)$, (плотность потока мощности шума в единичный телесный угол и на единичную площадку) пришедшая в точку N на горизонте Z внутри разлома, будет равна лучевой интенсивности, пришедшей в точку M этого же луча. (Точки M и N отстоят ровно на цикл луча.)

$$I(z) = V I(z) \exp(-\alpha S) + J \exp(-\alpha S') (C \pi^2 / C z^2) \quad (1)$$

где V – энергетический коэффициент отражения звука от поверхности, J – лучевая интенсивность излучения шума с поверхности океана, $\exp(-\alpha S)$ и $\exp(-\alpha S')$ факторы затухания на отрезках S - длина цикла луча и S' - длина луча от точки A до точки N (см. рис. 1 в), α – коэффициент затухания, $(C \pi^2 / C z^2)$ – множитель связанный с тем, что согласно теории переноса излучения в диффузном шумовом поле вдоль луча сохраняется лучевой инвариант $I C^2 = \text{const}$.

Считаем, что коэффициент отражения от поверхности $V=1$, на низких частотах десятки и сотни герц затухание мало и $1 - \exp(-\alpha S) = \alpha S$; $\exp(-\alpha S') = 1$. Тогда:

$$I(z) = (J^2) / (\alpha S C z^2). \quad (2)$$

Если луч дошел до дна, то лучевая интенсивность в донных лучах будет $I_d(z) = (V_d J C \pi^2) / (\alpha S C z^2)$, где V_d – энергетический коэффициент отражения от дна. Положим условно $J=1$, тогда: $I(z) - I_d(z) = (1 - V_d) C \pi^2 / (\alpha S C z^2)$. Отсюда следует, что для низких частот разница между интенсивностью шума в водных и донных лучах составляет около 20 дБ. (Используются данные из [2].)

Далее мы можем учитывать только водные лучи. Считаем, что разлом имеет прямоугольное сечение и не ограничен в одном из горизонтальных направлений. Воспользуемся формулой (2). Считаем, как уже отмечалось, что источники шума на поверхности – диполи:

$J = J_0 \cos(\theta)$ – где θ - угол с вертикалью. Мы должны учитывать только такие водные лучи разлома, которые «успеют» сделать несколько (около 10) своих полных циклов, не выходя за вертикальные границы над или внутри разлома.

Пусть $K < 1$ доля горизонтальных направлений, соответствующих таким лучам. (Конкретное значение можно задать только при заданном разломе.) Это лучи, заполняющие плоский горизонтальный угол (точнее два противоположных плоских угла), направленные вдоль разлома. Интенсивность шума одинакова для всех горизонтальных направлений внутри этих углов и вычисляется по формуле (2). Считаем, что вне этих углов интенсивность шума равна нулю.

Проинтегрируем направленность шума (2), пришедшую в точку z в водном луче разлома для $z_{\delta 2} \geq z \geq z_n$, где $z_{\delta 2}$ - глубина дна разлома, z_n - критическая глубина, на которой скорость звука равна скорости звука у поверхности (рис. 1 а) по телесному углу

$$E(z) = 4\pi(Cn^2 \setminus Cz^3) K \int_{\theta'}^{\pi/2} J_0 \cos(\theta z) \sin(\theta z) d\theta \setminus (\alpha S), \quad (3)$$

где $E(z)$ - интенсивность шума. Здесь возник дополнительный множитель $1/Cz$ (чем больше скорость звука, тем как бы меньшая энергия «застревает» в единичном объеме [1]), множитель 4 вместо 2 появился, так как шум приходит и сверху и снизу, $\sin(\theta') = (Cz \setminus C_{\delta 2})$.

Далее необходимо учесть, что пучок водных лучей разлома весьма узок в вертикальной плоскости. В связи с этим, можно считать, что подынтегральная функция в (3) практически не меняется при изменении угла с вертикалью. Следовательно, можно вынести эту функцию за знак интеграла:

$$E(z) = J_0 4\pi Cn^2 \cos(\theta z) \sin(\theta z) K (\pi/2 - \arcsin(Cz \setminus C_{\delta 2})) / (\alpha S C z^3) \quad (4)$$

Для глубин выше критической - вместо $\pi/2$ верхний предел интегрирования в (3) будет θ'' , где $\sin(\theta'') = (C_n / C z)$, $\theta'' = \arcsin(C_n / C z)$.

Если, все же, критическая глубина немного выше, чем дно слоистого океана, то будет небольшой пучок водных лучей слоистого океана. Чтобы посчитать интенсивность шумов этих лучей на глубинах между поверхностью и критической глубиной, нужно в (4) положить $K = 1$; вместо $\pi \setminus 2 - \theta'' = \arcsin(C_n / Cz)$, а $C_{\delta 2}$ заменить на $c_{\delta 1}$ ($\theta' = \arcsin(Cz / c_{\delta 1})$).

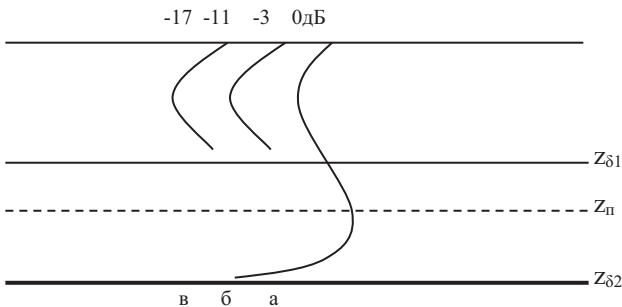


Рис 2

Результаты расчетов и по формуле (4), и с учетом этих изменений, приведены на рисунке (2). Вертикальное распределение интенсивности шума в разломе глубиной 6750 метров, при глубине слоистого океана 2500 метров представлено (в децибелах относительно шума у поверхности) на рис. 2 а. (Критическая глубина составляет 2730 метров. $K=1\sqrt{2}$) При таких параметрах в слоистом океане водных лучей нет и шум там будет ниже примерно на 20 дБ чем в разломе. (В этом примере скорость звука у поверхности 1530 м \ сек, у дна слоистого океана 1525 м \ сек, у дна разлома -1600 м \ сек.)

Рассмотрим еще один разлом с похожими параметрами. Только в отличие от предыдущего, критическая глубина в нем немного выше, чем дно слоистого океана. Скорость звука у дна равна 1535 м \ сек. Тогда в слоистом океане будет шум в водных лучах – соответствующий фрагмент глубинной зависимости показан на рис 2 б.

Еще один такой пример- скорость у дна океана 1530.1 м \ сек. (то есть чуть-чуть больше, чем у поверхности.) Соответствующий фрагмент глубинной зависимости – на рис 2 в. Мы видим, что при приближении критической глубины к дну океана или при приближении скорости звука у дна океана к скорости звука у поверхности – шум в океане снижается. Если критическая глубина больше или равна глубине слоистого океана, а скорость у дна океана меньше или равна скорости у поверхности– шум в слоистом океане исчезает вовсе (в этом приближении), а остается только шум над и внутри разлома. Что мы и называем «шумовой стеной». (Децибелы на рис. 2 а, б, в – относительно интенсивности шума над разломом у поверхности.)

Подобное явление рассматривалось в [3]. Но там анализировался шум в глубоком разломе (вроде Марианского), находящимся в глубоком океане. В том случае усиления шума происходило лишь в сравнительно небольшой области над разломом.

ЛИТЕРАТУРА

1. Курьянов Б.Ф., Клячин Б.И. К теории глубинной зависимости низкочастотных шумов океана // Докл. РАН. 1981. т. 259. № 6. С.1483-1487.
2. Бреховских Л.М. ред. Акустика океана. Москва. Наука. 1974, 695 стр.
3. Клячин Б.И. Эффект усиления собственного шума океана над разломом дна.- Акустика океана. Сборник докладов XII школы-семинара им. Акад. Л.М. Бреховских М.: ГЕОС, 2009. С. 268-271.

И.Е. Козлов, Е.В. Зубкова, В.Н. Кудрявцев, А.В. Зимин, А.Г. Мясоедов

ГОРЯЧИЕ ТОЧКИ В ПОЛЕ НЕЛИНЕЙНЫХ ВНУТРЕННИХ ВОЛН В АРКТИКЕ

Российский государственный гидрометеорологический университет
Россия, 195196 Санкт-Петербург, Малоохтинский пр-т, д.98
Тел.: (812) 372-5085; Факс: (812) 372-5085, E-mail: igor.eko@gmail.com

Приводятся основные результаты анализа характеристик нелинейных внутренних волн на акватории арктических морей, полученные на основе обработки массива спутниковых радиолокационных изображений. Определены основные районы генерации и распространения короткопериодных внутренних волн, их пространственные и кинематические характеристики. Выделены районы наблюдения крупномасштабных внутренних волн значительных амплитуд. Отмечается, что вблизи критической широты наблюдаемые пакеты внутренних волн могут распространяться на значительные расстояния и потенциально оказывать влияние на распространение сигналов подводной акустики.

Внутренние волны являются важным элементом динамической структуры океана и влияют на его «среднее» состояние путем вертикального перемешивания, горизонтального и вертикального переноса импульса и энергии, а их изучение в Арктике имеет важное прикладное значение для подводного мореплавания и решения акустических задач.

Спутниковые наблюдения за поверхностными проявлениями внутренних волн позволяют определить их пространственные параметры, выделить районы регулярного образования, а также провести анализ возможных механизмов генерации и эволюции [1, 2, 3, 4, 5, 6, 7].

В спутниковых радиолокационных изображениях (РЛИ) обычно находят свое отражение внутренние волны с периодами меньше приливного и распространяющиеся в виде пакетов солитоноподобных нелинейных внутренних волн. Такие пакеты короткопериодных внутренних волн (КВВ) могут представлять собой интенсивные внутренние волны значительных амплитуд и приводить к большой изменчивости гидрологических характеристик и перемешиванию устойчиво стратифицированных вод [8]. Одной из причин генерации КВВ в Арктике является эволюция внутреннего прилива вблизи критической широты [9, 10, 11, 12, 13], поэтому спутниковые наблюдения могут указывать на районы наибольшей активности внутренних полусуточных приливов.

Для определения районов генерации и характеристик КВВ были использованы изображения спутникового радиолокатора с синтезированной апертурой (РСА) ENVISAT ASAR в С-диапазоне при различной поляризации РСА сигнала. Для акватории Евразийского сектора Арктики было проанализировано 3550 РЛИ за летне-осенний период 2007 и 2011 гг. В этих изображениях идентифицировано 4144 пакета короткопериодных внутренних волн. Число наблюдаемых пакетов КВВ в разные месяцы было различным: минимальным в мае-июне, несколько выше в июле, максимальным в августе-сентябре. Результаты анализа КВВ для западной части Евразийского сектора Арктики представлены на Рис.1.

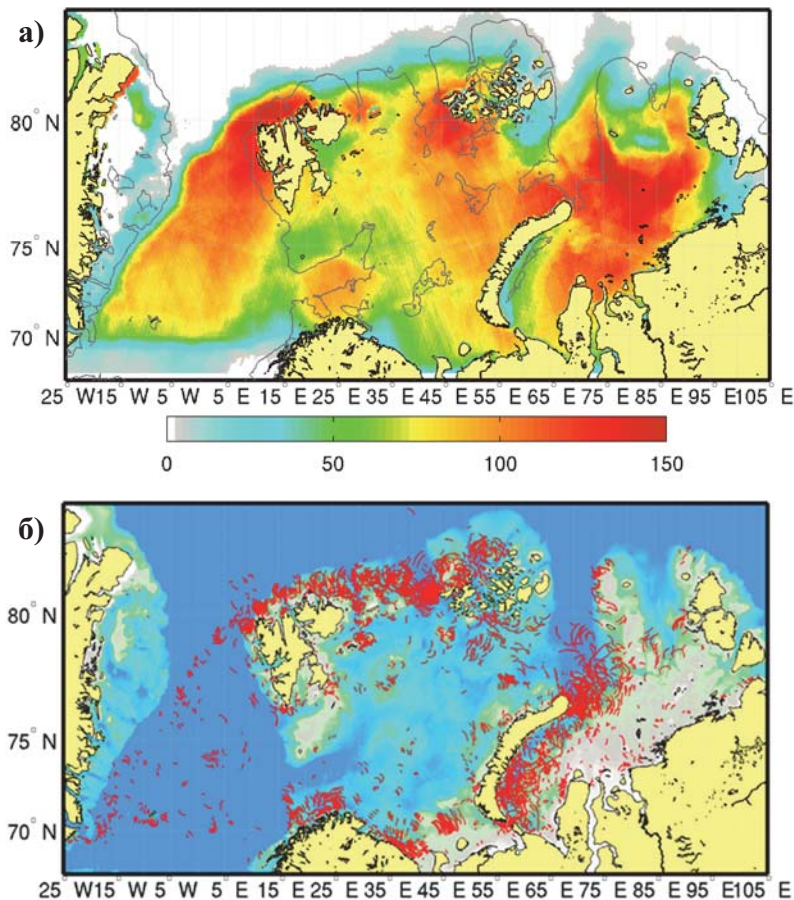


Рис. 1. Спутниковые РСА наблюдения нелинейных внутренних волн в западной части Евразийского сектора Арктики

На Рис.1 (а) представлена карта покрытия западного сектора Арктики спутниковой РСА съемкой. Положения пакетов КВВ, идентифицированных за весь период наблюдений, показаны на Рис. 1 (б). Согласно представленной карте, внутренние волны на акватории распространены неравномерно, большинство пакетов КВВ сосредоточено в области свала глубин от 50 до 200м.

В Баренцевом море районы регулярной генерации КВВ находятся к западу от арх. ЗФИ (у западного мыса о. Земля Александры), к северо-востоку и северо-западу от арх. Шпицберген, на выходе из прол. Карские Ворота и в южной части моря вблизи Воронки Белого моря. В Карском море основные районы наблюдения КВВ находятся в проливе Карские Ворота и на выходе из него со стороны Карского моря, над юго-восточной частью Новоземельской впадины и к северо-востоку от м. Желания. Внутренние волны также регистрировались в северо-восточной части моря – вблизи Центральной Карской возвышенности, между о. Визе и о. Ушакова, а также к северу от о. Шмидта (81.6° с.ш.). Крайне редко проявления ВВ наблюдались в мелководных районах моря вблизи устьев рек Оби и Енисея.

При анализе РСА изображений иногда наблюдались пакеты внутренних волн особенно крупных размеров – с длиной волны внутри пакетов 2-3км (максимум 5.5км), длиной фронта ведущей волны в пакетах более 100км (максимум 225км), расстоянием между последовательными пакетами (фазовой скоростью КВВ) 30-60км (0.7-1.4 м./с) и площадью пакетов более 700км². Согласно спутниковым наблюдениям такие пакеты внутренних волн могут распространяться от предполагаемых мест генерации на расстоянии 200-500км.

Крупные системы последовательных пакетов КВВ наблюдались над Новоземельской впадиной и к северо-востоку от м. Желания. В этих районах длина фронта ведущей волны в цугах достигала 200 км и более, а длина волны внутри цугов – 3-4 км [14]. Пакеты КВВ с длиной гребня лидирующей волны более 100 км также встречались к северо-западу от о. Земля Александры, о. Джексона, над южной частью желоба Воронина. Пакеты КВВ с максимальной длиной гребня, 225 км и 518 км, зарегистрированы над южной частью желоба Святой Анны и вблизи Кольского п-ва (между проливом Рыбачий и м. Св. Нос). Самые крупные по площади пакеты КВВ находятся севернее м. Нордкап, северо-западнее м. Мэри-Хамсуорт, к северу от о. Белая Земля, южнее о. Земля Вильчека, к северо-востоку от м. Желания и к западу от о. Ушакова.

Данная работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ в рамках проектов №16-35-60072 мол_а_дж и №15-05-04639, а также гранта Президента Российской Федерации для государственной поддержки молодых российских ученых МК-5562.2016.5. Спутниковые данные ENVISAT ASAR были получены в рамках проекта ESA C1F-29721.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бондур В.Г., Морозов Е.Г., Бельчанский Г.И., Гребенюк Ю.В. Радиолокационная съемка и численное моделирование внутренних приливных волн в шельфовой зоне // Исслед. Земли космоса, 2006, №2, с.51-63.
2. Бондур В.Г., Гребенюк Ю.В., Морозов Е.Г. Регистрация из космоса и моделирование коротких внутренних волн в прибрежных зонах океана // Доклады РАН, 2008, т.418, №4, с.543-548.
3. Лаврова О.Ю., Митягина М.И., Сабинин К.Д. Исследование особенностей генерации и распространения внутренних волн в бесприливных морях по данным спутниковой радиолокации // Доклады РАН, 2011, т.436, №3, с.407-411.
4. Apel J.R., Holbrook J.R., Liu A.K., Tsai J.J. The Sulu Sea internal soliton experiment // J. Phys. Oceanogr., 1985, vol.15, №12, p.1625-1651.
5. da Silva J.C.B., New A.L., Magalhães J.M. On the structure and propagation of internal solitary waves generated at the Mascarene Plateau in the Indian Ocean // Deep-Sea Res. Part I, 2011, vol.58, p.229-240.
6. Jackson C. R. An atlas of internal solitary-like waves and their properties // Alexandria: Global Ocean Associates, 2004, 560 p.
7. Zhao Z., Klemas V., Zheng Q., Yan X.-H. Remote sensing evidence for baroclinic tide origin of internal solitary waves in the northeastern South China Sea // Geophys. Res. Lett., 2004b, vol.31, №L06302, URL:<http://doi:10.1029/2003GL019077>.
8. Сабинин К.Д., Серебряный А.Н., Назаров А.А. Интенсивные внутренние волны в Мировом океане // Океанология, 2004, т.44. №6. С. 805-810.
9. Сабинин К.Д., Серебряный А.Н. "Горячие точки" в поле внутренних волн в океане // Акуст. ж., 2007, т.53, №3, с.410-436.
10. Морозов Е.Г., Писарев С.В. Внутренний прилив в арктических широтах (численные эксперименты) // Океанология, 2002, т.42, №2, с.165-173.
11. Морозов Е.Г., Пака В.Т. Внутренние волны в высокоширотном бассейне // Океанология, 2010, т. 50, №5, с.1-7.
12. Vlasenko V., Stashchuk N., Hutter K., Sabinin K. Nonlinear internal waves forced by tides near the critical latitude // Deep-Sea Res. Part I, 2003, vol.50, №2, p.317-338.
13. Jackson C.R., da Silva J.C.B., Jeans G. The generation of nonlinear internal waves // Oceanography, 2012, vol.25, №2, p.108-123.
14. Козлов И.Е., Кудрявцев В.Н., Зубкова Е.В., Зимин А.В., Шапрон Б. Характеристики поля короткопериодных внутренних волн в Карском море по данным спутниковых радиолокационных измерений // Исслед. Земли космоса, 2015, № 4, с.44-59.

Р.А. Коротченко, А.Н. Рутенко, В.Г. Ущиповский

АКУСТИЧЕСКИЕ СИГНАЛЫ СЕРЫХ КИТОВ, ЗАПИСАННЫЕ НА СЕВЕРО-ВОСТОЧНОМ ШЕЛЬФЕ О. САХАЛИН

Тихоокеанский океанологический институт им. В.И. Ильичева
ДВО РАН
Россия, 690041 Владивосток, ул. Балтийская, 43
Тел.: (423) 2312120; Факс: (423) 2312573
E-mail: rutenko@poi.dvo.ru

Представляются характеристики типовых акустических сигналов серых китов, записанные с помощью автономных донных акустических регистраторов на северо-восточном шельфе о. Сахалин в прибрежном Пилтунском районе их летне-осеннего нагула. Приводятся спектрально-временные характеристики двух типов акустических сигналов, которыми наиболее часто пользуются серые киты в этом районе. Параметры этих сигналов сравниваются с подобными сигналами, представленными в работах других авторов.

С параметрами акустических сигналов, излучаемых серыми китами можно познакомиться, например, в работе [1], а также на сайте [2]. При рассмотрении акустических сигналов записанных, с помощью автономных подводных акустических регистраторов, устанавливаемых на северо-восточном шельфе о. Сахалин в точках ежегодного акустического мониторинга антропогенных шумов, формируемых производственной деятельностью, связанной с освоением нефтегазовых месторождений по проектам «Сахалин-1» и «Сахалин-2», мы увидели акустические сигналы с параметрами близкими к типовым сигналам серых китов, которые действительно визуально наблюдались вблизи данных точек мониторинга. Рассмотрим их спектрально-временные характеристики.

На рис. 1 приведена пачка сигналов, излученных серым китом и принятыми в точке Т.1 акустического мониторинга расположенной на 10 метровой изобате. На рис. 1 видно, что генерируемый китом акустический сигнал имеет две фазы и два пика мощности в оценке его спектра. В первой, низкочастотной фазе, наблюдается узкополосный 18-70 Гц сигнал. Во второй фазе сигнал простирается от 80 до 250 Гц с выраженным пиком мощности на частоте 215 Гц. График спектра одного импульса - кривая 2, подобна графику спектра, рассчитанного по всей пачке, состоящей из 8 похожих импульсов. Следует отметить, что в спектрах нескольких импульсов наблюдаются пики

мощности на более высоких частотах, примерно, 450 и 900 Гц. По-видимому, это гармоники, но они не вызваны нелинейностью измерительного тракта акустической станции. Эти сигналы были «синхронно» записаны еще в одной точке мониторинга Т.2 расположенной на 20 м изобате. Поскольку точки приема Т.1 и Т.2 разнесены на 1.5 км, а спектры соответствующих импульсов подобны, то их различия в группе не могут быть объяснены пространственной интерференцией и можно предположить, что эти различия задаются самим китом т.е. они индивидуальны, что подтверждают функции квадрата взаимной когерентности между импульсами в пачке и между разными пачками. Анализ разных пачек сигналов, излученных серыми китами, показал относительную стабильность периода следований в ней второй фазы – широкополосного акустического сигнала.

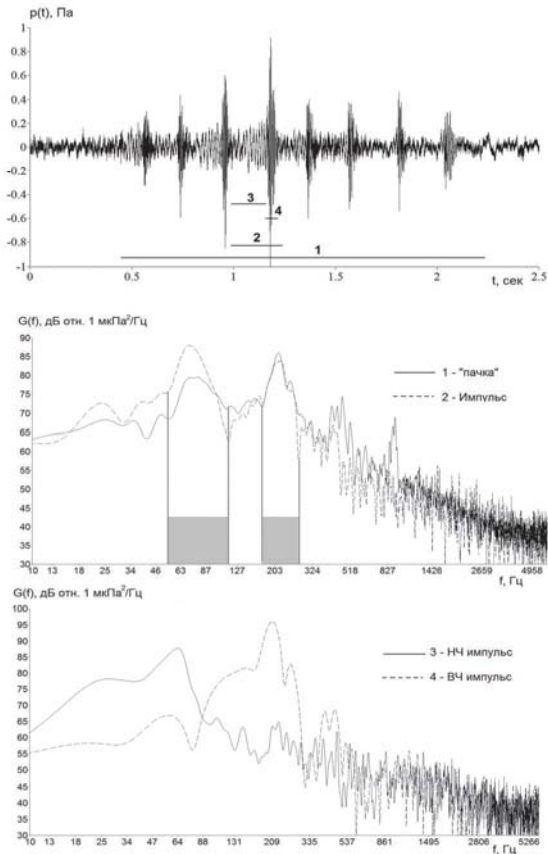


Рис. 1. Вариации акустического давления и их спектры, рассчитанные по реализациям отмеченным временными отрезками с соответствующими номерами.

В докладе [3] показано, что, не смотря на различия в спектрально-временных характеристиках отдельных импульсов, можно создать опорный сигнал, который позволяет с достаточной для практики точностью в автоматическом режиме по алгоритму, основанному на взаимном трехмерном (время, частота, значение спектральной плотности мощности акустического сигнала) корреляционном анализе находить подобные сигналы серых китов даже в тех случаях, когда во временной области они не заметны.

С помощью такого алгоритма в точке Т.1 за 24 часа обнаружено более 250 подобных пачек сигналов серых китов. Отдельная пачка может иметь от 2 до 16 импульсных сигналов, которые на слух воспринимаются как «стук». Кроме рассмотренных выше сигналов, получивших в литературе название «М1», нами были обнаружены сигналы типа «М3» (низкочастотное мычание) и «М4» (крякание и похрюкивание). Они встречаются реже и сопровождают наборы «М1». Особенностью показанного на рис. 2 импульса типа «М3», является его продолжительность от 1.5 до 4 с, а его спектральный состав включает несколько стабильных основных гармоник. В нашем случае хорошо выражены тональные узкополосные шумы с центральными частотами, примерно, 50, 100 и 150 Гц.

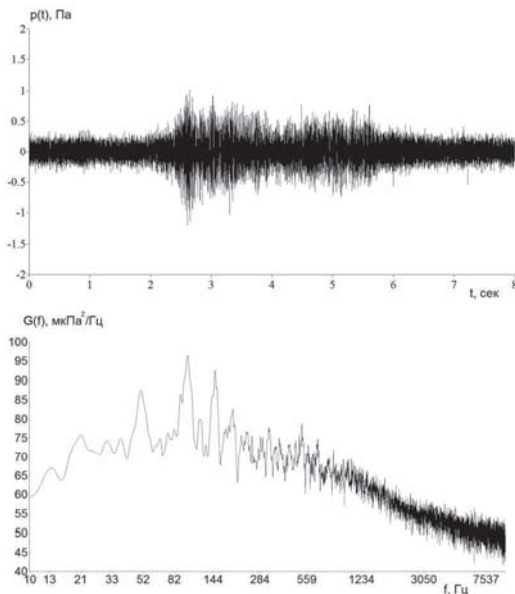


Рис. 2. Обнаруженный сигнал типа «М3» и его спектр.

В море глубины 10-20 м акустические волны с частотой 18-70 Гц распространяются водно-донными модами с большими потерями, волны с частотой 125-250 Гц распространяются с минимальными потерями и рассеиванием на поверхностном волнении. Частотный диапазон, используемый

серыми китами, по-видимому, оптимален для их коммуникационных связей во время сезонной миграции, поскольку они пересекают Охотское море и Тихий океан в субарктических водах с выраженным приповерхностным звуковым каналом, обеспечивающим устойчивое и относительно равномерное его озвучивание на данных частотах [4]. Таким образом, плывущий серый кит, находясь у поверхности или во время ныряния на несколько метров, может эффективно озвучить приповерхностный звуковой канал энергией излучаемого им сигнала и соответственно принять сигнал от другого кита.

Практический опыт обработки сигналов серых китов позволил сформулировать ряд рекомендаций, которые следует учитывать при решении задач мониторинга серых китов по их акустической активности. Так для повышения качества поиска и идентификации сигналов по спектрально-временному шаблону предусмотрено создание базы данных эталонных сигналов для выявления и сопоставления характерных признаков. Это позволит различать сигналы отдельных особей и оценивать их количество в пределах чувствительности приемных систем, отслеживать перемещение животных между точками регистрации, принимая и идентифицируя сигналы на разнесенные в контролируемой акватории приемные системы комплексного акустического мониторинга.

Автоматизация процессов поиска и обработки сигналов серых китов позволяет существенно расширить информационную ценность ежегодного акустического мониторинга, проводимого на северо-восточном шельфе о. Сахалин. Можно надеется, что по их акустическим сигналам мы сможем оценивать количество животных в районе наблюдений и их перемещение вдоль побережья.

Работа выполнена при поддержке компаниями «Эксон Нефтегаз Лимитед» и «Сахалин Энерджи Инвестмент Лимитед».

ЛИТЕРАТУРА

1. Crane N.C., Lashkari K. Sound production of gray whales, *Eschrichtius robustus*, along their migration route: a new approach to signal analysis // *JASA*. 1996. 100(3), pp.1878-1886.
2. URL: <http://www.dosits.org/audio/interactive/##/49>.
3. Гриценко В.А. Метод автоматизированного поиска вокализаций серого кита // В этом сборнике.
4. Бондарь Л.Ф., Захаров В.А., Косырев Б.А., Моргунов Ю.Н. Исследование особенностей распространения низкочастотного звука вдоль протяженной трассы в Тихом океане // *Акуст. журн.* 1994. Том 40. № 2. С. 215-219.

Д.Г. Левченко, И.В. Егоров

**МОРСКИЕ ПРОГРЕССИВНЫЕ ВОЛНЫ С ПЕРЕМЕННОЙ
АМПЛИТУДОЙ КАК ИСТОЧНИК ДОННЫХ МИКРОСЕЙСМ
И ГИДРОАКУСТИЧЕСКИХ ШУМОВ**

Институт океанологии им. П.П.Ширшова РАН
Россия, 117997 Москва, Нахимовский просп., д.36
Тел.: (495) 124-8701; E-mail: levch35@mail.ru

Показано, что амплитудная модуляция бегущих морских волн приводит к эффекту, аналогичному тому, что имеет место для стоячих волн, т.е. – к генерации незатухающих с глубиной пульсаций давления, которые могут быть источником микросейсм на океаническом дне.

Гидроакустические шумы в водной среде и микросейсм на дне и шше, возбуждаемые морскими волнами, создают помехи, которые определяют реальный порог чувствительности гидроакустических и сейсмологических измерительных приборов. В последнее время эти агенты стали использоваться для изучения структуры морской и континентальной среды. Однако механизмы их возбуждения морскими волнами до сих пор окончательно не выяснены и служат предметом научных дискуссий. Согласно признанной теории [1-4], основной причиной происхождения микросейсм является действие стоячих морских волн, вызывающих незатухающие с глубиной колебания давления. Однако стоячая волна, образующаяся в результате взаимодействия двух бегущих волн с близкими параметрами, но с противоположными фазовыми скоростями, является маловероятным явлением в открытом океане. В данной работе проведено исследование возможностей расширения класса поверхностных морских волн, способных, согласно теории, развитой в работах Лонге-Хиггинса и др. исследователей, также порождать микросейсм в глубоком океане. Работа является продолжением публикации [5].

В общем случае, морское волнение является случайным процессом, однако в данной работе, следуя [1-4] ограничимся рассмотрением гармонических волн, но бегущих и с переменной амплитудой.

Синусоидальная бегущая волна в общем случае описывается выражением [6]

$$\zeta(x, t) = A(x, t) \cos(kx - \omega t + \varphi), \quad (1)$$

где $k=2\pi/\lambda$, λ – длина волны. Ограничимся случаем временной модуляции амплитуды и положим модулирующую функцию гармонической $A(t) = a \cos \Omega t$

$$\zeta(x,t) = a \cos \Omega t \cos(kx - \omega t). \quad (2)$$

Здесь $a = \text{const}$, Ω – частота модуляции. Считаем в (2) $\varphi = 0$. Спектр волнения в этом случае состоит из суммы двух гармоник с суммарными и разностными частотами основной и модулирующей частот (рис. 1)

$$\zeta(x,t) = \frac{a}{2} \{ \cos[(\Omega + \omega)t - kx] + \cos[(\Omega - \omega)t + kx] \}. \quad (3)$$

Следуя работам [2, 4], получим основное выражение для оценки среднего по длине волны давления, которое оказывает такое волнение на дно. Для среднего значения количества движения K_z столба воды от дна до свободной поверхности с площадью основания $\Delta S = \Delta x \Delta y$ (величину Δx считаем малой, а величину Δy можно положить равной единице измерения длины, поскольку по координате y волна не меняется) имеем

$$K_z = \frac{1}{\lambda} \int_0^\lambda \left(\rho z_0 \frac{dz_0}{dt} \Delta S + \int_{-H}^0 \rho \frac{dz_H}{dt} dz \Delta S \right) dx, \quad (4)$$

где ρ – плотность воды, $z_0 - z$ – координата частицы воды в поверхностной волне ($z_0 = \zeta(x,t)$ – вертикальное смещение свободной поверхности), z_H – вертикальное смещение частицы воды от невозмущенного уровня при $-H \geq z \geq 0$. Для синусоидальных волн, которые рассматриваются в данной работе, второе слагаемое исчезает в результате интегрирования по x . Таким образом, для представления среднего значения количества движения имеем

$$K_z = \frac{1}{\lambda} \int_0^\lambda \left(\rho z_0 \frac{dz_0}{dt} \Delta S \right) dx = \frac{1}{\lambda} \int_0^\lambda \left(\rho \zeta \frac{\partial \zeta}{\partial t} \Delta S \right) dx, \quad (5)$$

откуда для среднего значения давления \bar{p} на дне получаем

$$\bar{p} = \frac{1}{\Delta S} \frac{dK_z}{dt} = \frac{\rho}{\lambda} \int_0^\lambda \left(\frac{\partial}{\partial t} \left(\zeta \frac{\partial \zeta}{\partial t} \right) + V_x \frac{\partial}{\partial x} \left(\zeta \frac{\partial \zeta}{\partial t} \right) + V_z \frac{\partial}{\partial z} \left(\zeta \frac{\partial \zeta}{\partial t} \right) \right) dx. \quad (6)$$

Учитывая, что второе и третье слагаемые (V_x , V_z – горизонтальная и вертикальная компоненты скорости движения частиц в волне) дают нуль в результате интегрирования синусоидальных колебаний, из (6) получаем формулу для расчета среднего давления на дне в виде

$$\bar{p} = \frac{\rho}{\lambda} \int_0^\lambda \left(\left(\frac{\partial \zeta}{\partial t} \right)^2 + \zeta \frac{\partial^2 \zeta}{\partial t^2} \right) dx, \quad (7)$$

Найдем давление на дне, создаваемое проходящей прогрессивной волной (3) с осциллирующей амплитудой. Подставив (2) в (7), получим

$$\bar{p} = -\frac{\rho}{2} a^2 \Omega^2 \cos 2\Omega t, \quad (8)$$

что совпадает с выражением для давления от стоячей волны [1-4]

$$\bar{p}_S = -\frac{\rho}{2} a^2 \omega^2 \cos 2\omega t. \quad (9)$$

Рассмотрим соотношение частоты модуляции Ω , частоты несущей ω морских волн с переменной амплитудой и возбуждаемой ими частоты микросейсм ω_m . Согласно (3) результирующая частота морских волн с переменной амплитудой $\omega_B = |\Omega \pm \omega|$. Примем $\Omega \gg \omega$, $\omega_B \approx \Omega$, $\omega_m = 2\Omega \gg \omega$, т.е. частота микросейсм удваивается по сравнению с частотой морских волн.

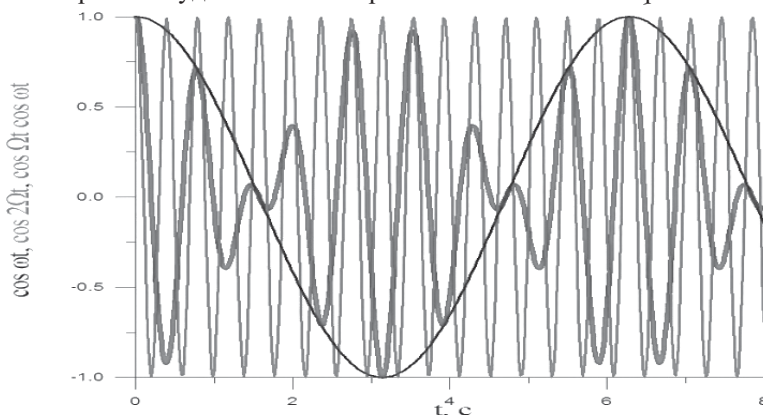


Рис. 1. Изменение во времени амплитудно-модулированной бегущей волны и переменного давления (при $x=0$, $a = 1$, $\Omega = 8\omega$): волновой пакет $\cos \Omega t \cos \omega t$, огибающая пакета $\cos \Omega t$, переменное давление: $\cos 2\Omega t$.

Нетрудно показать, что выражение (2) для бегущей волны с переменной во времени амплитудой (при условии $a \ll \lambda$, $\Omega \gg \omega$) удовлетворяет уравнениям непрерывности и движения волны [7].

Имеем потенциал, соответствующий волне (2), как решение уравнения $\Delta \varphi = 0$

$$\varphi = -C e^{kz} \sin \Omega t \cos(\omega t - kx), \quad (10)$$

который затухает с глубиной по закону e^{kz} .

Из равенства вертикальных скоростей при $z = 0$

$$\frac{\partial \varphi}{\partial z} = -\frac{1}{g} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} \quad (11)$$

находим выражение для дисперсии волн $\Omega^2 = kg$. Выражение для поверхностной волны находится из соотношения (при $z = 0$)

$$\zeta(x, t) = -\frac{1}{g} \frac{\partial \varphi(x, t)}{\partial t} = a \cos \Omega t \cos(\omega t - kx), \quad (12)$$

что совпадает с (2), при $a = C\Omega/g$.

Таким образом, в данной работе показано, что кроме стоячих морских поверхностных волн, способных генерировать микросейсм в глубоком океане, этим же свойством обладает множество бегущих волн с переменной во времени амплитудой. Такие волны имеют вид последовательных пакетов, что обычно наблюдается на практике. Отличительной особенностью являет-

XV школа-семинар им. Акад. Л.М. Бреховских "Акустика океана", XXIX сессия РАО
ся условие значительного превышения модулирующей частоты (заполнения пакета) по сравнению с несущей (огибающей) частотой.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бреховских Л.М. Звуковые волны под водой, обусловленные поверхностными волнами в океане// Физика атмосферы и океана. 1966. Т. II. №9. С. 970-980.
2. Longuet-Higgins M. S. A Theory of the Origin of Microseisms // Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences. 1950. V. 243. № 857. P. 1-35.
3. Hasselmann, K. A. Statistical Analysis of the Generation of Microseisms // Rev. Geophys. 1963. V. 1. P. 177-210.
4. Darbyshire J., Okeke E. O. A Study of Primary and Secondary Microseisms recorded in Anglesey // Geophys. J. R. Astr. Soc. 1969. V. 17. P. 63-92.
5. Левченко Д. Г. О возбуждении штормовых микросейсм прогрессивными морскими волнами с переменной амплитудой. Доклады XIV школы-семинара им. акад. Л.М. Бреховских "Акустика океана". 2013. С. 203-206.
6. Крылов Ю.М. Спектральные методы исследования и расчета ветровых волн. Гидрометеорологическое издательство. Л. 1966, 255 с.
7. Кононкова Г.Е., Показеев К.В., Динамика морских волн. Изд. МГУ. 1985. 298 с.

В.А. Лисютин¹, И.В. Калинин², А.Д. Дегтяр¹

**О ВОЗМОЖНОСТИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ АКУСТИЧЕСКИХ
ХАРАКТЕРИСТИК МОРСКИХ ОСАДКОВ В УСЛОВИЯХ ОЧЕНЬ
МЕЛКОГО МОРЯ ПО ДИСПЕРСИИ ШИРОКОПОЛОСНОГО
ИМПУЛЬСА**

¹Севастопольский государственный университет
ул. Университетская 33, г. Севастополь, Россия, 299053

²Институт сейсмологии и геодинамики Крымского федерального
университета, ул. Гагарина, 20, г. Симферополь, Россия,
e-mail: vlisiutin@mail.ru

Условиям «очень мелкого» моря соответствует постоянный профиль скорости звука и толщина промежуточного донного слоя, примерно равная толщине водного. В промежуточном слое неконсолидированных осадков существуют вертикальные градиенты акустических характеристик – скоростей продольных и коэффициента затухания. Кроме того, в морских осадках наблюдается некоторая дисперсия скорости звука.

Методами математического экспериментирования исследуется принципиальная возможность определения акустических характеристик осадков по регистрации закона дисперсии нормальных волн в импульсной характеристике волновода. Импульсная характеристика восстанавливается как обратное преобразование Фурье акустического поля, вычисленного в широкой полосе частот. Акустические характеристики осадков вычисляются на основе VGS теории М. Букингема.

Слоистое дно мелкого моря имеет сложную вертикальную структуру, в которой можно выделить следующие основные типы слоев: верхний, граничащий с водным – слой неконсолидированных осадков, ниже – слои полуконсолидированных отложений и упругий фундамент – полупространство [1]. Определяющее влияние на структуру импульсного поля оказывает верхний донный слой с вертикальными градиентами физических и акустических характеристик – плотности, фазовых скоростей волн и затухания, причем толщина осадочного слоя, оказывающего наибольшее влияние, примерно равна глубине водного слоя.

Неконсолидированные осадки состоят из смеси разнородных частиц несферической формы, гранулометрический состав которых может изменяться в широком диапазоне – от самых тонкодисперсных глин до крупнозернистых песков и гравия. Вследствие существенных градиентов в верхнем

слое осадков и близости границы, сдвиговые волны будут обладать сложными дисперсионными характеристиками, и их следует, скорее, отнести к классу поверхностных. Эти волны здесь рассматриваться не будут.

Для решения задач геоакустической инверсии в настоящее время получил развитие метод «согласованного импульсного поля», не требующий для своей реализации дорогих и сложных в эксплуатации многоэлементных антенн. Суть метода заключается в излучении модулированного импульса и регистрации реплики с помощью единственного приемника, расположенного на дне моря [2].

С точки зрения цели симуляции реальной геоакустической инверсии нас будет интересовать потенциальная возможность восстановления скорости продольных волн и величины затухания в донных осадках в «очень мелком море» (ОММ), когда водный слой выступает исключительно как измерительный инструмент. Условия ОММ соответствуют безлюдной северо-западной части Черного моря с глубинами водного слоя $2 \div 20$ м, песчаным дном, в штилевую погоду (Черноморская бухта, Тихая бухта, Крым).

Рассмотрим горизонтально-слоистый волновод ОММ с глубиной водного слоя $h=5$ м, песчаным дном, ненаправленный точечный источник и приемник на дне моря. Длину трассы распространения звука пока ограничивать не будем. Отклик волновода на модулированный сигнал источника моделируется как свертка излученного с импульсной характеристикой (ИХ) волновода [3]. ИХ восстанавливается как ОДПФ от акустического поля давления вычисленного в широком диапазоне частот методом НВ. Волновое число в горизонтально-слоистой среде представляется в виде $k = \frac{\omega}{c}(1 + i\gamma)$,

где γ – зависящий от частоты тангенс угла потерь, c – фазовая скорость волны. Акустические характеристики морских осадков, а именно: зависимость фазовой скорости и тангенса потерь продольной волны от частоты и глубины $c(f,z)$, $\gamma(f,z)$ моделируются с помощью VGS теории М. Букингема:

$$c_p = \frac{\langle c \rangle}{\text{Re}(S_p)}; \gamma_p = -\frac{\text{Im}(S_p)}{\text{Re}(S_p)}; S_p = \left[1 + \frac{3\eta_p + 4\eta_s}{3\langle \rho \rangle \langle c \rangle^2} (i\omega)^n \right]^{-1/2}, \eta_p, \eta_s - \text{кон-}$$

станты трения, n – показатель стресс-релаксации, $\langle \rho \rangle$, $\langle c \rangle$ – аддитивные (пористая среда) плотности и скорости звука. Вертикальные градиенты включены в океанологическую версию VGS теории с помощью формул

$$\eta_p = \eta_{0p} (gd / (g_0 d_0))^{1/3}, \eta_s = \eta_{0s} (gd / (g_0 d_0))^{2/3}, \text{ где } \eta_{0p}, \eta_{0s} - \text{кон-}$$

станты трения, измеренные для частиц «единичного» размера $g_0=1$ мм, расположенных на глубине $d_0=0.3$ м, $\eta_{0p}=3.710 \times 10^8$ Па, $\eta_{0s}=2.898 \times 10^7$ Па, $n=0.09014$.

Рассмотрим графики групповой скорости 1-7 НВ и модальных коэффициентов затухания, вычисленные для двух случаев: дно состоит из крупного (диаметр гранул 0,8 мм, Любимовка, Севастополь, сплошная линия) и мелкого песка (0,2 мм, Приморское, Феодосия, пунктирная) – рис.1. Как видно,

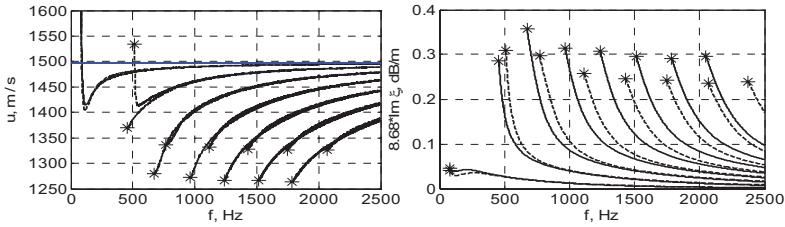


Рис.1. Частотные зависимости групповой скорости и модального коэффициента поглощения

дисперсионные зависимости групповой скорости и модальные коэффициенты поглощения практически совпадают. Незначительная разница – до 10 м/с – в точке минимума групповой скорости 1-й моды, которая соответствует волне Эйри.

Рассмотрим реализации и спектрограммы импульсной характеристики волновода, показанные на рис.2, расстояние $r=2c_1$. Левая колонка - крупный, правая – мелкий песок. На ИХ 1 НВ хорошо восстановлены все волновые «атрибуты» - грунтовая, водная волна и волна Эйри. Незначительное

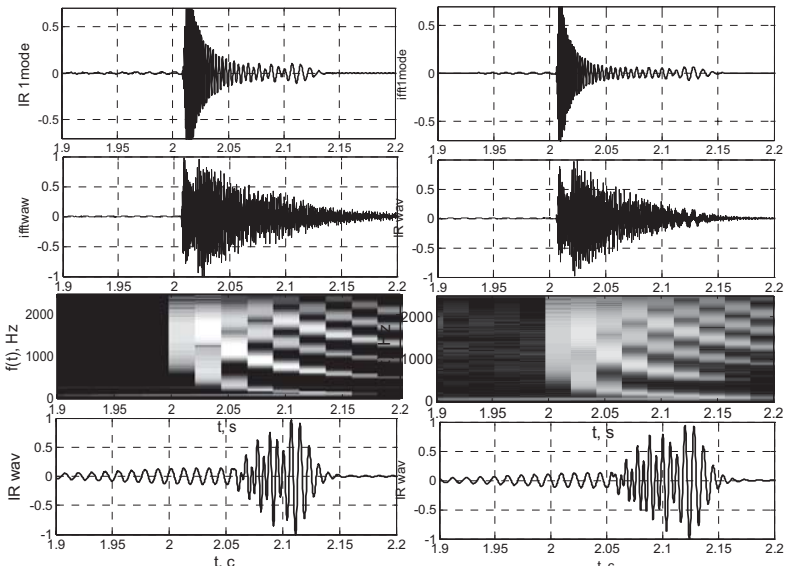


Рис.2. Импульсные характеристики и спектрограммы

отличие наблюдается во времени вступления волны Эйри – в случае мелкого песка время вступления чуть позднее (верхний рисунок). Однако, ИХ волновода – сумма множества мод (2,3 рисунок сверху-вниз) и в подобной «каше» увидеть волну Эйри 1-й моды невозможно. Осуществим низкоча-

стотную фильтрацию с частотой среза 200 Гц. Теперь (нижний рисунок), по реализации возможно определить время вступления волн Эйри – 2,11 с и 2,125 с, что с учетом расстояния 3 км дает групповые скорости 1421,8 м/с и 1411,7 м/с и разницу в 10 м/с, что соответствует рис.1. Построив графики, аналогичные Рис.39.7 [5], в соответствии с моделью дна и в рамках акустической модели осадков принципиально возможно определение акустических характеристик осадков.

Излучение короткого импульса, в случае, когда вступления реплик импульса разделяются, позволяет оценить относительные амплитуды и времена вступления высших мод. На рис.3 показаны реплики отклика на импульс в 10 периодов частоты 2 кГц с Гауссовой огибающей. Видны 6 мод, все разделяются, амплитуды практически и времена

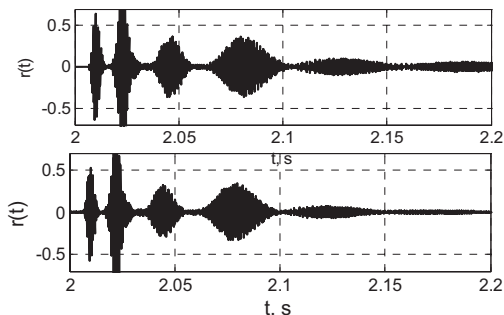


Рис.3. Реплики импульса

вступления практически совпадают, нижний рисунок соответствует чуть большим групповым скоростям (крупный песок). Разница будет возрастать с увеличением дистанции, однако, увеличение расстояния нарушает условия горизонтальной слоистости волновода и приводит к дополнительному «осреднению» результатов инверсии. Кроме того, выполнить условие «значительного» расстояния в условиях очень мелкого моря технически затруднительно. Для преодоления последнего можно осуществить многократную рекурсию принятого и тут же излученного навстречу сигнала с помощью трансиверов, что почти эквивалентно увеличению дистанции.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кацнельсон Б.Г. Акустика мелкого моря. М.: Наука, 1997. 191 с.
2. Wan L., Zhou Ji, Rogers P. Low-frequency sound speed and attenuation in sandy seabottom from long-range broadband acoustic measurements // J. Acoust. Soc. Am. 2010. V.128, N. 2 P. 578–589.
3. Ластовенко О.Р., Лисютин В.А., Ярошенко А.А. Моделирование импульсных характеристик волноводов мелкого моря // Акустика океана. Доклады XII-ой школы-семинара акад. Л.М. Бреховских, совмещенной с XXI сессией РАО – М.: ГЕОС, 2009. С. 99 – 103.
4. Бреховских Л.М. Волны в слоистых средах // Л.М. Бреховских – М.: Наука, 1973. – 343 с.

В.А. Лисиутин, О.Р. Ластовенко, А.Д. Дегтяр

О СВЯЗИ ФИЗИЧЕСКИХ И АКУСТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК НЕКОНСОЛИДИРОВАННЫХ ОСАДКОВ В РАМКАХ VGS ТЕОРИИ МЕЖГРАНУЛЯРНОГО ТРЕНИЯ И РАСШИРЕННОЙ ТЕОРИИ БИО

Севастопольский государственный университет
ул. Университетская 33, г. Севастополь, Россия, 299053,
e-mail: vlisiutin@mail.ru

В настоящее время в акустике морских осадков конкурируют две теории – VGS теория М. Букингема и теория Био-Столла, расширенная Н. Чотиросом, М. Изаксон и М. Кимурой (BICSQS, BIMGS). Входными параметрами VGS теории являются две «константы трения», «материальная экспонента» и вязкоупругая временная константа, которые могут быть определены лишь с помощью измерений. Входные параметры Био-Столла теории: пористость, проницаемость, извилистость, размер пор, толщина жидкой пленки, декременты, релаксационные частоты.

Представляется объединенная теория Био-Букингема, сочетающая достоинства обеих подходов. Приводятся результаты измерений проб морского песка, отобранных в различных местах. Измеренные значения используются как входные параметры для расчета акустических характеристик проб в рамках объединенной теории.

Важнейший объект, изучаемый в рамках акустики мелкого моря - дно и морские осадки. В настоящее время в акустике морских осадков конкурируют две теории – VGS теория М. Букингема [1] и теория Био-Столла, расширенная Н. Чотиросом и М. Кимурой (BICSQS, BIMGS) [2,3]. Наиболее интересный для акустической океанологии частотный диапазон звуковых волн можно заключить в границах от десятков Герц до 50 кГц. Внутри этого диапазона оказывается «переходная» область, в которой следует ожидать наиболее значительную дисперсию скорости звука в морских осадках.

В сухих гранулированных средах коэффициент затухания оказывается пропорциональным первой степени частоты, или, что эквивалентно, добротность таких сред постоянна. Измерения затухания в водонасыщенных морских осадках регистрируют слабую частотную дисперсию, подтверждают пропорциональность затухания ω^1 для глин и мелкого песка, но обнаруживают отклонения от ω^1 для крупного песка и гравия [4].

Наиболее известная теория распространения упругих волн в морских осадках предложена Р. Столлом и Г. Брайаном на основе теории водонасыщенных пористых сред, разработанной М. Био (Био-Столла теория).

В теории М. Био среда рассматривается как двухфазная, в которой зерна минералов консолидированы упругим скелетом и насыщены подвижной относительно скелета поровой жидкостью. Теория Био объясняет затухание в пористом материале вязкостью порового флюида.

Вязкость, однако, не является единственным механизмом затухания. Модернизируя теорию Био, Р.Д. Столл полагает вещественные объемный и сдвиговой модули упругости скелета K_b и G комплексными, добавляя к ним постоянный тангенс потерь, и подбирает соотношения такими, чтобы удовлетворить экспериментальным данным. Но произвольное изменение действительных и мнимых частей K_b и G нарушает условия причинности. Непричинность – принципиальный недостаток, показывающий, что физическая природа явлений, рассматриваемых в модели, истолкована неверно. Кроме того, положение о существовании упругого скелета в сыпучих материалах противоречит фактам. Несмотря на свои недостатки, теория Био-Столла на протяжении десятилетий была практически единственной океанологической теорией распространения волн в осадках.

Недавно, М. Букингом разработана «G-S» и «VG-S» теория, основанная на обобщенном уравнении Навье-Стокса. G-S теория объясняет как распространение, так и затухание акустических волн в неконсолидированных осадках трением между частицами. Возможностью относительного движения поровой жидкости пренебрегается. Уравнение состояния среды описывается импульсной характеристикой среды, определяющей зависимость напряжения не только от деформации, но и от истории процесса нагрузки. Скорость волн и потери образуют «консервативно-диссипативную» пару – трение придает материалу «жесткость», но и вызывает потери энергии. Слово «трение» обозначает специфичное взаимодействие, принципиально отличное от Кулоновского трения. Ключевая идея G-S теории – деформационное упрочнение - возрастание сопротивления с увеличением деформации – явление уже нелинейное.

Дальнейшее развитие теории Био-Столла мотивировано следующим. В теории Био предполагается, что жидкость не влияет на упругость скелета. Чотирос и Изаксон предложили BICSQS модель, в которой нормальная жесткость контакта складывается из жесткости упругого контакта и жесткости щели, заполненной тонкой пленкой воды. Результат BICSQS теории – увеличенная по сравнению с Био-Столлом дисперсия скорости. М. Кимура, развивая модель BIMGS, дает явные, связанные с физическими характеристиками осадков выражения для нормальных и сдвиговых жесткостей межгранулярной щели и соответственно для модулей упругости скелета. Инвертируя данные измерения скоростей на частотах много больших релаксационной, М. Кимура получает связь предельной жесткости зазора с размером гранул.

Соединение теории Био-Столла, BICSQS и BIMGS было названо Чотиросом «ЕВ» – расширенной Био теорией. К сожалению, инверсия экспериментальных результатов относительно аспект-отношения щели и толщины

пленки воды в рамках ЕВ теории дает нефизичный результат – толщина пленки (считая $\eta=10^{-3}$ Па с) оказывается меньше размера молекулы воды.

Возможен и другой подход. Достоинство и богатство Био-Столла теории – учет относительного движения жидкости и скелета и многолетний опыт ученых, воплощенный в формулы для расчета «входных параметров». Достоинство VG-S теории - отсутствие скелета, идея релаксации и деформационное упрочнение. Возвращаясь к определениям K_b и G , и γ_p , γ_s , можно показать, что по физическому смыслу G и γ_s – сдвиговый модуль упругости скелета (Био) и жесткость среды (G-S) совпадают. Уберем «скелет» и «трение», оставим «межгранулярное взаимодействие», не трогая пока глубоко его физическую природу. Возьмем дисперсионные компоненты у Букингема и подставим вместо K_b и G в уравнения Био. Итак, теперь, $G = \gamma_s (\omega)^n g_s (\omega)$, $K_b = (\gamma_p + 4/3\gamma_s)(\omega)^n g_p (\omega)$ и называются они «сдвиговый и объемный модули межгранулярного взаимодействия», $g(\omega) = \left(1 + 1/(\omega\tau_{p,s})\right)^{n-1}$, γ_p (Па), γ_s (Па), n , τ_p , τ_s - компрессионные и сдвиговые коэффициенты жесткости, показатель стресс-релаксации и вязкоупругие константы соответственно. Такое представление будем называть далее Био-Букингема теорией (BB). Последние пять входных параметров могут быть определены только экспериментально.

На рис.1 показаны частотные зависимости G и K_b , вычисленные в рамках BIMGS, BBGS и BBVGS теории (сплошная – Re, пунктир – Im, тонкая – BIMGS, толстая - BB). Исключительно для сравнения законов дисперсии, следуя BIMGS, γ_s и γ_p вычислены с помощью Герца-Миндлина теории, а

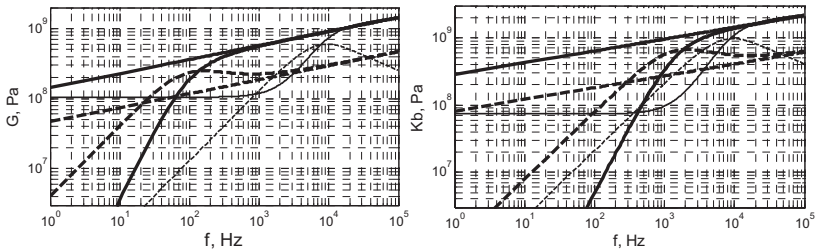


Рис.1 . Сдвиговый и объемный модули взаимодействия

показатель стресс-релаксации n подобран так, чтобы $G(\omega=\infty)$ и $K_b(\omega=\infty)$ для BIMGS и BB примерно совпадали. Как видно, согласно BIMGS, модули быстро меняются (в соответствии с законом дисперсии модели) в окрестности частоты релаксации от минимального значения, определяемого из Г-М теории до максимального, определяемого из инверсии измеренных скоростей. Согласно дисперсии BBGS (сухой песок, $g(\omega)=1$, Kjartansson) модули меняются линейно, согласно BBVGS уменьшаются на частоте ниже релаксационной, определяемой константами τ_p , τ_s .

На рис.2 – скорости и затухание компрессионной волны для двух типов песка –

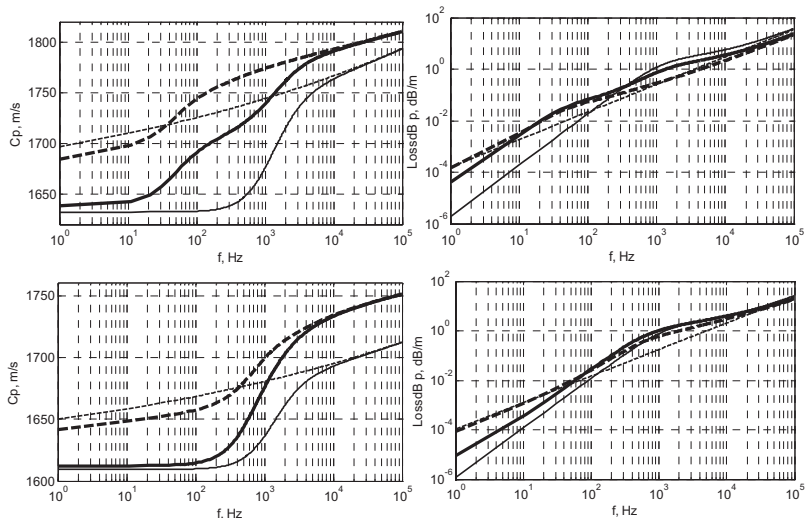


Рис.2. Фазовые скорости и коэффициенты затухания

крупного (0,8мм) и мелкого (0,2мм), характерных для пляжей Евпатории и Приморского (Крым). Тонкая линия – результат GS (пунктир) и VGS (сплошная) теории. Для GS затухание $\sim \omega^1$, логарифмическая дисперсия, для VGS на частоте ниже релаксационной скорость приближается к вычисленной по формуле Вуда, затухание отклоняется от $\sim \omega^1$. Толстая линия – результат BBGS (пунктир) и BBVGS (сплошная). Отличия в затухании невелики, на высоких частотах преобладает межгранулярное трение, на низких добавляется вязкое. На графиках скорости – два дисперсионных «горба» в случае крупного песка с высокой проницаемостью и один – в случае мелкого песка, что показывает практическое отсутствие течений. В целом, дисперсионные кривые BBVGS теории отличаются и от VGS, и от EB теории. Для дальнейшего развития BBVGS теории необходимо сопоставление с экспериментом.

ЛИТЕРАТУРА

1. Buckingham M.J. On pore-fluid viscosity and the wave properties of saturated granular materials including marine sediments // J. Acoust. Soc. Am. 2007. V. 122, N 3. P. 1486 – 1501.
2. Chotiros N., Isakson M. Shear wave attenuation and micro-fluidics in water-saturated sand and glass beads // J. Acoust. Soc. Am. 2014. V.135, N. 6 P. 3264–3279.
3. Kimura M. Shear wave speed dispersion and attenuation in granular marine sediments // J. Acoust. Soc. Am. 2013. V. 134, N.1 P. 144 – 155.
4. Kibblewhite A. Attenuation of sound in marine sediments: a review with emphasis on new low frequency data // J. Acoust. Soc. Am. 1989. V. 86, N. 4. P. 716 – 738.

А.А. Луньков, А.Н. Михнюк

ОЦЕНКА ХАРАКТЕРИСТИК ИНТЕНСИВНЫХ ВНУТРЕННИХ ВОЛН ПО СИГНАЛАМ ДОННОЙ РЕВЕРБЕРАЦИИ

Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН
Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, д. 38
Тел.: (499) 503-8384; Факс: (499) 135-8234;
E-mail: landr2004@mail.ru

В численных экспериментах рассмотрена задача восстановления параметров солитона внутренних волн по акустическим сигналам обратного рассеяния от морского дна. Расчёты проведены для мелководного волновода летнего типа глубиной 80 м и частоты звука ~ 3 кГц с использованием лучевого подхода. Рассеяние на дне описано законом Ламберта. Приём реверберационных сигналов осуществлялся на круговую антенну, установленную около дна рядом с импульсным источником звука. Показано, что выделяя рассеянный дном сигнал с различных направлений можно фиксировать наличие солитона, а также оценивать кривизну его фронта.

Сигналы обратного рассеяния от границ волновода могут выступать как в качестве помехи при работе той или иной гидроакустической системы, так и быть дополнительным источником информации о неоднородностях в его толще. В летний период времени изменчивость принимаемых сигналов, в том числе реверберационных, в основном обусловлена наличием внутренних волн. Причём наиболее сильные искажения звукового поля возникают при движении солитоноподобных внутренних волн [1], которые регулярно наблюдаются в областях океанского шельфа и могут иметь амплитуду несколько десятков метров. В работе [2] в рамках численного моделирования был описан возможный механизм возникновения ложных откликов в присутствии таких волн, заключающийся в фокусировке звуковых лучей в область дна вблизи солитона. Такая фокусировка приводит к усилению обратного рассеяния и возникновению отчётливого пика в реверберационном сигнале. В то же время вопрос о том, как распознать полученный в присутствии солитона отклик и отличить его от откликов, вызванных другими причинами, не рассматривался. В настоящей работе для решения данной задачи предлагается использовать направленный приём реверберационных сигналов. Если отклик стабильно наблюдается для широкого диапазона азимутальных углов ($\sim 90^\circ$), а также смещается с течением времени со скоростью ~ 1 м/с, то с большой вероятностью он обусловлен приближением

XV школа-семинар им. Акад. Л.М. Бреховских "Акустика океана", XXIX сессия РАО
 фронта интенсивной внутренней волны. Отметим, что оценка возможности использования сигналов реверберации для мониторинга фоновых внутренних волн была проведена в работе [3].

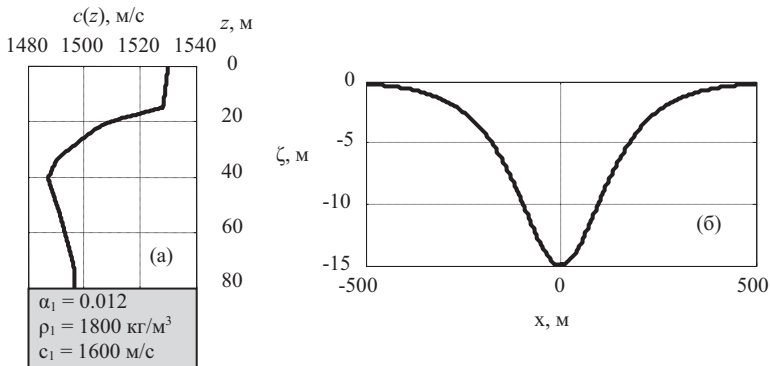


Рис.1. Вертикальное распределение скорости звука в волноводе (а) и профиль внутреннего солитона (б).

Задача распознавания отклика в присутствии солитона решается в рамках численного моделирования для летних условий на Атлантическом шельфе США:

- глубина волновода постоянна и равна 80 м;
- профиль скорости звука имеет ярко выраженный отрицательный градиент в области термоклина (рис. 1а);
- дно: однородное жидкое поглощающее полупространство, имеющее плотность 1800 кг/м^3 , скорость звука 1600 м/с и коэффициент поглощения 0.3 дБ на длину волны.

Профиль внутреннего солитона (рис.1б) задаётся уравнением $\zeta = -A \operatorname{sech}(x/\eta)$. Амплитуда A выбирается равной 15 м , ширина $\eta = 100 \text{ м}$. Рассматривается солитон как с плоским фронтом, так и с фронтом, имеющим радиус кривизны 20 км .

Импульсные сигналы в полосе частот $2.7\text{-}3.3 \text{ кГц}$ излучаются ненаправленным источником звука, находящимся на глубине 40 м . Приём осуществляется на горизонтальную круговую антенну радиусом 2.5 м , состоящую из 64 элементов и расположенную непосредственно под излучателем на глубине 70 м . Расстояние от излучателя до фронта солитона составляет 5 км .

Реверберационный сигнал на выходе формирователя диаграммы направленности антенны моделируется в рамках лучевого приближения, описанного в работах [4] и [5].

Результаты численных экспериментов приведены на рис.2 и 3.

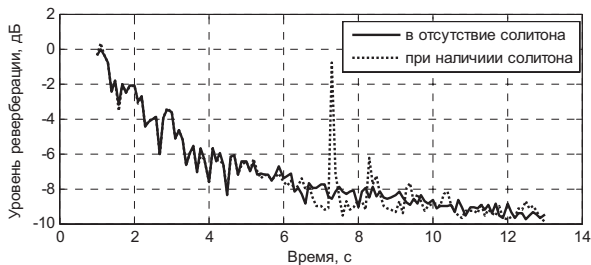


Рис.2. Реверберационный сигнал на одиночном гидрофоне при наличии и в отсутствие солитона. Амплитуда солитона равна 15 м.

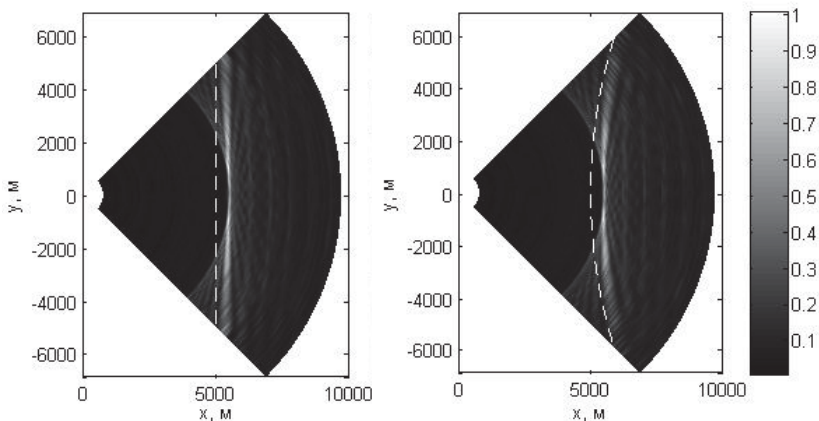


Рис.3. Отклик антенны на реверберационный сигнал: (слева) – при наличии внутреннего солитона с плоским фронтом, (справа) – при наличии солитона, имеющего кривизну фронта 20 км. Белые штриховые линии показывают расположение солитона. Амплитуда солитона равна 15 м.

Как видно из рис.2, присутствие внутреннего солитона может усиливать уровень рассеянного сигнала, приходящего из области за фронтом солитона, на величину до 7 дБ. Дополнительные расчёты показали, что при увеличении амплитуды солитона до 20 м этот уровень остаётся примерно постоянным, а при уменьшении до 10 м – снижается до величины 3 дБ.

Пространственная обработка реверберационных сигналов с помощью круговой антенны позволяет однозначно судить о присутствии внутреннего солитона. На рис.3 изображены распределения интенсивности сигналов на выходе антенны при сканировании в горизонтальной плоскости в диапазоне углов 90 градусов. Для повышения наглядности сигналы для каждого направления домножены на величину $(ct/2)^2$, где c – средняя скорость звука в волноводе, t – время, прошедшее с момента излучения импульса.

Можно видеть, что повышенный уровень реверберации наблюдается во всём рассматриваемом диапазоне углов, причём линия максимальных значений интенсивности рассеянного поля повторяет форму фронта солитона, что может быть использовано для восстановления радиуса кривизны этого фронта. Отметим, что знание формы фронта внутреннего солитона важно для прогнозирования перераспределения излучаемой акустической энергии в горизонтальной плоскости и связанных с ним эффектов.

Полученные в рамках модельных экспериментов результаты позволяют надеяться на то, что селекция и анализ сигналов обратного рассеяния, проходящих с различных направлений, позволят идентифицировать отклики, связанные с присутствием интенсивных внутренних волн, а также определять геометрические параметры внутренних солитонов.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, проект № 13-02-31234.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кацнельсон Б.Г., Пересёлков С.А. Пространственно-частотная зависимость горизонтальной структуры звукового поля в присутствии интенсивных внутренних волн в мелком море // *Акуст. журн.* 2004. Т. 50, № 2. С. 210-219.
2. Henyey F.S. and Tang D. Reverberation clutter induced by nonlinear internal waves in shallow water // *J. Acoust. Soc. Am.* 2013. V. 134, No. 4. P. EL289-EL293.
3. Lunkov A.A., Mihnyuk A.N., and Malykhin A.Yu. Effect of internal waves on interference pattern of bottom reverberation // *Proceedings of Meetings on Acoustics.* 2016. V. 24. 005008. <http://dx.doi.org/10.1121/2.0000160>
4. Ellis D.D. and Crowe D.V. Bistatic reverberation calculations using a three-dimensional scattering function // *J. Acoust. Soc. Am.* 1990. V. 89, No. 5. P. 2207-2214.
5. Drachenko V.N., Karishnev N.S., Kuznetsov G.N., and Mikhnyuk A.N. Estimation of the Source Distance and Depth in a Multipath Waveguide Using a Vector-Scalar Antenna // *Physics of Wave Phenomena.* 2014. V. 22, No. 4. P. 1–12.

К.П. Львов

ВРСЗ В ИНТЕРНЕТ РЕСУРСАХ ЕСИМО

АО «Концерн «Океанприбор»

Россия, 197376 Санкт-Петербург, Чкаловский пр., д. 46

Тел.: (812) 499-7422; Факс: (812) 320-8052, E-mail: k.lwow@mail.ru

Кратко рассмотрены наборы данных ВРСЗ и полей температуры и солёности оперативной океанологии ЕСИМО. Приведены ВРСЗ для Чёрного, Японского, Средиземного морей и статистические характеристики сравнения с данными общедоступного ресурса World Ocean Database 2013.

Интернет ресурсы единой государственной системы информации в Мировом океане (ЕСИМО) предоставляют наборы различных гидрофизических данных для отдельных районов и морей. ВРСЗ имеются в электронном атласе «Климат морей России и ключевых районов Мирового океана», а также в виде 44 наборов данных, в т. ч. для 13 морей РФ (февраль 2016). Данные подготовлены на основе измерений температуры и солёности, накопленных в ВНИИГМИ-МЦД. ВРСЗ получены расчетным путем, интерполированы на стандартные горизонты (0, 10, 20, 30, 50,...,1500, 2000, 2500, 3000 м) и усреднены по 1-градусным квадратам Марсдена. В атласе приведено описание алгоритмов расчета минимальных, средних, максимальных и квантилей 25% и 75% месячных ВРСЗ [1-3].

Рассмотрим, как пример, средние оценки ВРСЗ для Чёрного моря (ресурс RU_RIHMI-WDC_1089, квадрат 17738, 43.5° с.ш., 38.5° в.д.) и Японского моря (ресурс RU_RIHMI-WDC_1101, квадрат 13172, 37.5° с.ш., 132.5° в.д.), август. Для сравнения ВРСЗ взяты статистически среднемесячные данные температуры и солёности на сетке 0.25 градуса общедоступного ресурса World Ocean Database 2013 (WOD 13) [5]. Файлы температуры и солёности WOD13 после распаковки woal3_decav_t08mn04v2.csv и woal3_decav_s08mn04v2.csv от 09.06.15. Расчеты ВРСЗ согласно данным WOD 13 произведены по формуле Вильсона. Ресурс RU_RIHMI-WDC_818 (Чёрное море) содержит 102 значения скорости звука (минимальные, средние и максимальные) для 12 месяцев квадрата 17738, т.е. только 13.5 % от полного набора данных в 756 значений (21x12x3). Ресурс RU_RIHMI-WDC_815 (Японское море) также неполный.

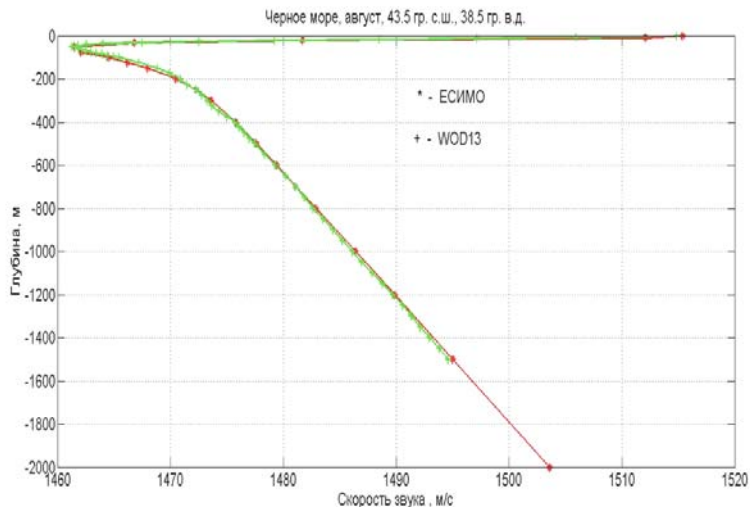


Рис. 1. Черное море.

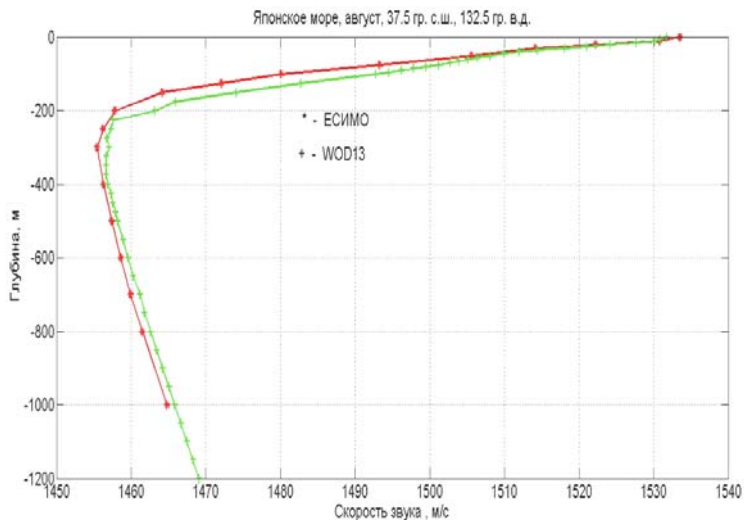


Рис.2. Японское море.

В таблице 1 приведены статистические характеристики сравнения на 17 стандартных горизонтах ЕСИМО (10, 20, 30, ..., 800, 1000).

Таблица 1. Статистические характеристики сравнения ВРСЗ.

Набор данных	Число пар уровней	Среднее отклонение, м/с	Средне-квадратичное отклонение, м/с
RU_RIHMI-WDC_1089	17	0.8	3.7
RU_RIHMI-WDC_1101	17	3.7	4.1

Таблица 2. Некоторые данные ВРСЗ.

Набор данных		RU_RIHMI-WDC_1089	WOD13	RU_RIHMI-WDC_1101	WOD13
С, м/с, Н=0		1515.4	1514.9	1533.5	1531.7
ПЗК	Н, м	50	50	300	350
	С, м/с	1461.5	1461.2	1455.4	1456.6
С, м/с, Н=1000 м		1486.4	1486.1	1464.8	1465.8

Выбор подобного подхода к выбору горизонтов сравнения принят в океанологии, например, [5, 6]. В таблице 2 приведены некоторые численные данные ВРСЗ.

Имеются ресурсы оперативной океанологии с обновляемыми полями температуры и солёности. Например, данные буев АРГО за последние 7 дней на ресурсе RU_RIHMI-WDC_117, ресурсы RU_RIHMI-WDC_1194 и RU_RIHMI-WDC_1197 содержат данные температуры и солёности за последние сутки. Поля температуры и солёности в Мировом океане по данным Глобальной системы усвоения океанографических данных, действующей в Гидрометцентре РФ, имеются на ресурсе RU_Hydrometcentre_52 [4]. Ресурс интерактивный, с картой Мирового океана, на которой нанесены гидрологические станции, ежесуточно обновляемый данными на 32 стандартных горизонтах от 10 м по 5500 м. К сожалению, поддержка ресурса прекратилась в июне 2014 г., но имеются предположения о возобновления поддержки [2].

Ресурс RU_RIHMI-WDC_117 содержит оперативные данные для акватории по широте от 0.04° с.ш. до 77.4° с.ш. и по долготе от 97.3° з.д. до 19.9° в.д. На рис.3 представлена оценка ВРСЗ для Средиземного моря по данным ресурса на 24 января 2016 г., широта 35.4° с.ш., 20.1° в.д.. Температура и электропроводность (солёность) замерены буюм на 97 горизонтах 6, 7, 8, 9,..., 2007 м. Для сравнения приведена оценка ВРСЗ по данным ресурса WOD13 (аналогично рис. 1 и 2, но январь месяц). Данные на ресурсе приведены по горизонт 700 м.

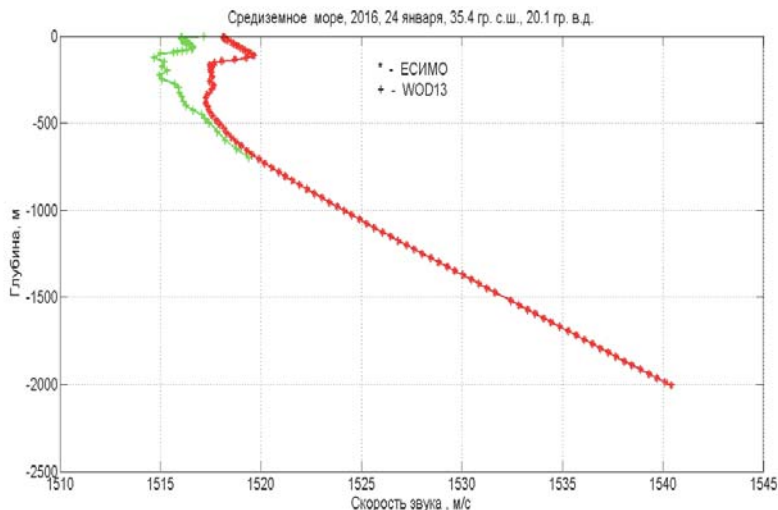


Рис. 3. Средиземное море.

ВНИИГМИ-МЦД предполагает продолжение работы по ЕСИМО в рамках ФЦП «Мировой океан» на 2016-2031 годы.

ЛИТЕРАТУРА

1. <http://www.esimo.net/atlas/> - электронный атлас
2. <http://portal.esimo.ru/portal> - ЕСИМО ресурсы
3. <http://is.esimo.ru:8080/iserv/stat/RINMI-WDC/> - справки по ресурсам
4. Зеленко А.А. и др. Система усвоения океанографических данных и ретроспективный анализ гидрофизических полей Мирового океана // Известия РАН, Физика атмосферы и океана, 2016, т. 52, в печати.
5. <http://www.nodc.noaa.gov/OC5/WOD13/>
6. http://www.aoml.noaa.gov/phod/sardac/post_dmqc/3900084/3900084_pr099.html

Н.П. Мельников, В.П. Елистратов

МЕЗОМАСШТАБНАЯ ИЗМЕНЧИВОСТЬ КАВИТАЦИОННОЙ ПРОЧНОСТИ МОРСКОЙ ВОДЫ.

Федеральное государственное бюджетное научное учреждение «Научно-исследовательский радиофизический институт», Нижний Новгород, Гидрофизический институт Академии наук Абхазии, Сухум.
Тел. 8-920-077-43-52, факс 8-831-432-57-07, E-mail melnikov50@mail.ru

В работе рассматривается мезомасштабная пространственная изменчивость кавитационной прочности (КП, относительная величина) морской воды в различных районах Мирового океана: проливе Дрейка, экваториальной части Тихого океана и в северо-западной части Тихого океана. Наряду с величиной кавитационной прочности (относительные единицы) измерялись следующие параметры морской воды: температура $T^{\circ}\text{C}$, солёность $S\%$, концентрация кислорода O_2 (мл/л), общее газосодержание V (мл/л). Кроме этих параметров для северо-западной части Тихого океана измерялись щёлочность Alk (г-экв/л) и общее содержание неорганического углерода ΣCO_2 (ммоль/л). Все три района представляют собой водные массы с значительными градиентами гидрофизических гидрохимических и гидробиологических параметров. Такое сложное распределение параметров морской воды приводит к значительной мезомасштабной изменчивости величины кавитационных порогов.

Глобальная пространственная изменчивость кавитационной прочности морской воды, а также методика её измерений приведена в [1,2].

Исследование КП поверхностных вод в зоне антарктической конвергенции (пролив Дрейка), которая отделяет тяжёлые и холодные антарктические воды от более лёгких, но более солёных субарктических вод проведены в летний сезон (февраль) вдоль 62° з.д. от $62^{\circ} 30'$ ю.ш. до 49° ю.ш. Результаты измерений, приведенные на рис. 1А, позволяют сделать вывод том, что фронтальная зона проходит в районе 58° ю.ш. Южнее расположены антарктические воды с малыми значениями КП по сравнению с более прочными субантарктическими водами. Основной причиной понижения прочности антарктических вод является их повышенное газосодержание, а также повышенная биологическая продуктивность этих вод, приводящая к увеличению концентрации зародышей кавитации и, следовательно, к уменьшению величины кавитационных порогов. Сравнение изменчивости величины

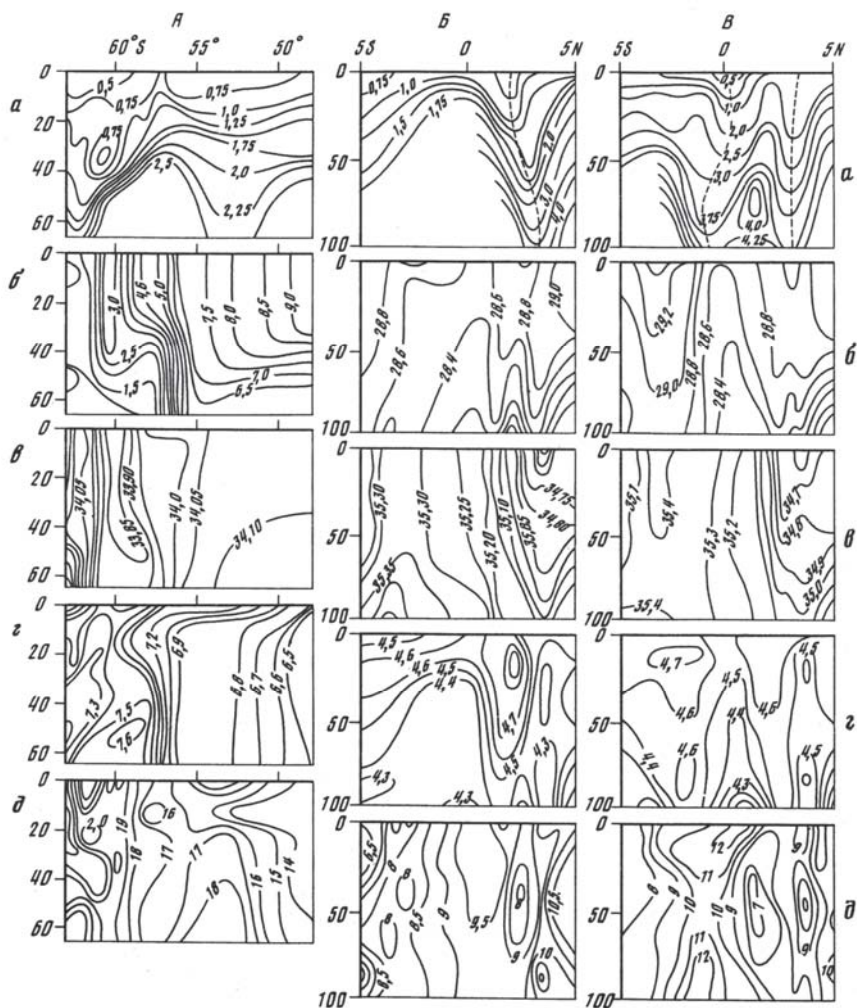


Рис.1 Пролив Дрейка (А). Экваториальный район Тихого океана (Б – проход с юга на север, В – проход с севера на юг). Изолинии: а–б – температура, в – соленость, г – концентрация кислорода, д – общее газосодержание. По оси Х отложены координаты, по оси Y отложена глубина в метрах.

кавитационных порогов с изменчивостью гидрологических характеристик морской воды позволяет сделать вывод о том, что разделение поверхностных вод по традиционным характеристикам совпадает с разделением этих вод по измерению кавитационной прочности.

Особый интерес представляет экваториальный район Тихого океана, в котором наблюдается динамическая сложная картина поверхностных течений и противотечений с зонами подъема и опускания вод. В этом районе выполнено два разреза с интервалом в трое суток. Измерения проводились на первом проходе от 5° ю.ш. до 5° с.ш. через 0,5°; на втором от 5° с.ш. до 0° через 0,5°, а от 0° до 5° ю.ш. через 1°. Результаты измерений, представленные на рис.1Б, 1В, показывают сложную структуру поверхностных вод, имеющих не только пространственную, но и временную изменчивость. Как видно из этих рисунков, сложная гидрологическая структура исследованного района приводит к заметной пространственно-временной изменчивости кавитационной прочности на относительно небольших расстояниях. Наблюдаются чередующиеся по широте система зон с малой и большой прочностью, что можно объяснить наличием зон подъема и опускания вод. Качественно аналогичная изменчивость наблюдается и в общей картине гидрологического строения в этом районе. Можно отметить, что в слое 0 -50 м в течение четырех суток произошло смещение минимума величины кавитационных порогов, находившегося ранее на широте 2°30' с.ш., на широту 3°30'. По всей вероятности, наблюдаемое смещение вод с малой прочностью связано с меандрированием течения.

Субарктическая фронтальная зона Тихого океана примерно располагается между 38° и 45° с.ш. и пересекает весь Тихий океан в зональном направлении, будучи в своей западной части неразрывно связанной с мощными бароклинными течениями Куроисио и Ойясио.

С 28 марта по 7 апреля 1989 года в Северо-западной части Субарктической фронтальной зоны были проведены комплексные измерения различных параметров морской воды. Согласно этим измерениям гидрологическая структура субарктической фронтальной зоны, имеет хорошо выраженную двухфронтальную структуру. На рис. 2 представлены изолинии: а - величины КП, б- щелочности Alk, на горизонтах А – 50м и Б – 70 м. Пространственное распределение величин кавитационных порогов в межфронтальной зоне носит сложный ячеистый характер. Даже небольшое изменение горизонта на 20 м приводит к существенным изменениям в характере инверсий. Две инверсии на горизонте 50 м, расположенные на широте от 40° с.ш. до 41° с.ш. на горизонте 70 м сливаются в одну инверсию; инверсия на горизонте 50 м, расположенная между 37° с.ш. и 38° с.ш. на горизонте 70 м просто исчезает. Распределение по пространству на разных горизонтах для щелочности также существенно изменяется.

Проведенные исследования показали, что мезомасштабная изменчивость величины кавитационных порогов в динамически активных районах Мирового океана имеет весьма сложный характер и обусловлена сложным пространственным распределением гидрологических, химических и биологических параметров морской воды. По сути, различные водные массы обладают различной кавитационной прочностью. И там где существует резкая граница между водными массами мы имеем существенное изменение величины кавитационных порогов на незначительном пространственном масштабе.

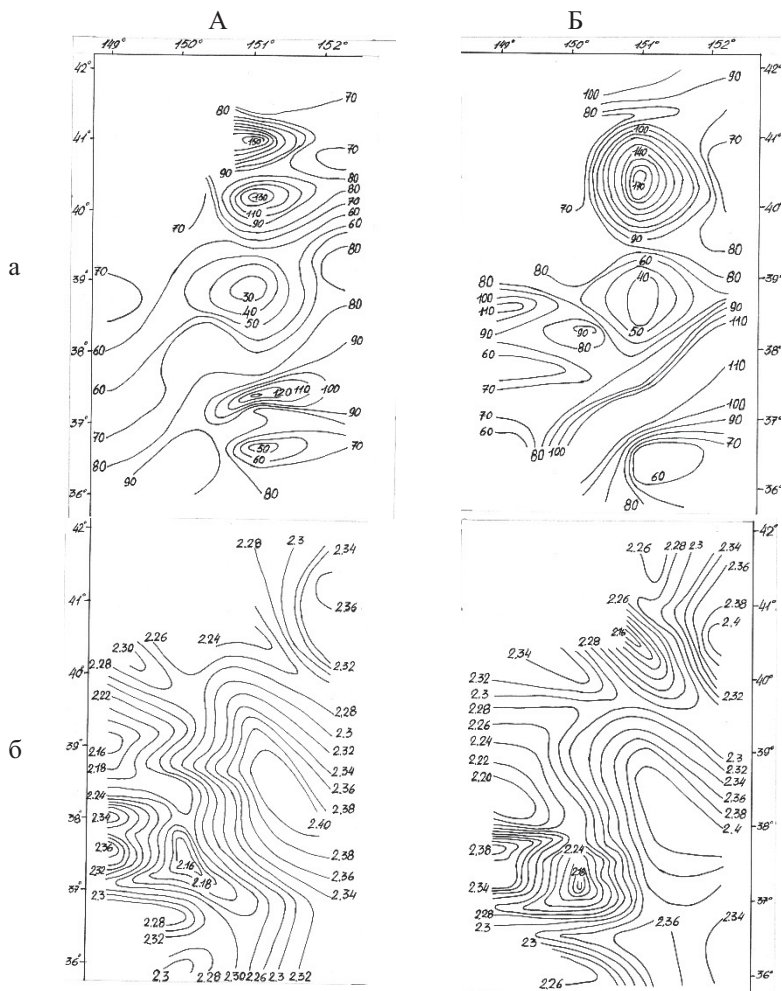


Рис.2 Северо-западная часть Субарктической фронтальной зоны.

ЛИТЕРАТУРА

1. Акуличев В.А., Ильичев В.И Пороги акустической кавитации в морской воде в различных районах Мирового океана. // Акуст. журн., 2005, т. 51, № 2, С.167-179.
2. Ильичев В.И., Елистратов В.П., Корец В.Л., Мельников Н.П. Широтная изменчивость кавитационной прочности морской воды // Докл. АН СССР, 1992, Т. 324, № 5, С. 1108-1110

А.Н. Рутенко, М.Ю. Фершалов, М.Р. Jenkerson

**3-D МОДЕЛИРОВАНИЕ АКУСТИЧЕСКОГО ПОЛЯ,
ФОРМИРУЕМОГО НА ШЕЛЬФЕ ВО ВРЕМЯ ЗАБИВКИ
ФУНДАМЕНТНЫХ СВАЙ НА БЕРЕГУ**

Тихоокеанский океанологический институт им. В.И. Ильичева
ДВО РАН
Россия, 690041 Владивосток, ул. Балтийская, 43
Тел.: (4232) 312120; Факс: (4232) 312573, E-mail: rutenko@poi.dvo.ru

Показана возможность построения на шельфе импульсного акустического поля, формируемого во время забивки фундаментных свай на берегу. Численное моделирование, проводится в модельном 3-D геоакустическом волноводе с помощью МПУ в приближении узкоугольного параболического уравнения в горизонтальной плоскости и вертикальных взаимодействующих нормальных мод. Функция источника построена по измерениям, проведенным в опорной точке. Результаты моделирования сравниваются с результатами натурных измерений, проведенных на северо-восточном шельфе о. Сахалин.

На рис. 1 показана карта района с указанием точек акустического мониторинга: N-10, N-20, N-8км, T1, T2 и точки излучения - S импульсов во время забивки фундаментной сваи на берегу.

На рис. 2 показаны вариации акустического давления - $p(t)$ и их спектры - $G(f)$, измеренные с помощью гидрофонов автономных подводных акустических регистраторов, установленных в точках акустического мониторинга, показанных на рис. 1. Данные акустические импульсы соответствуют двум ударам «копра» по свае, забиваемой в точке S при глубине ее нижнего конца равной 15 м.

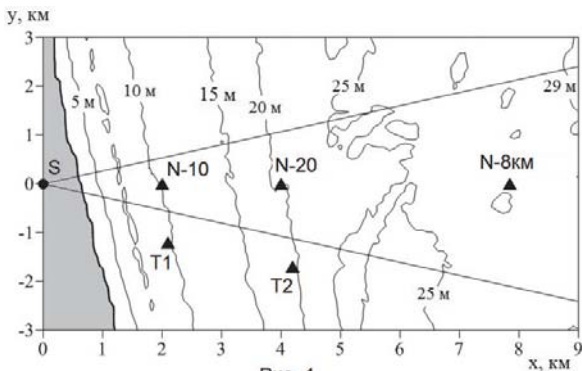


Рис. 1.

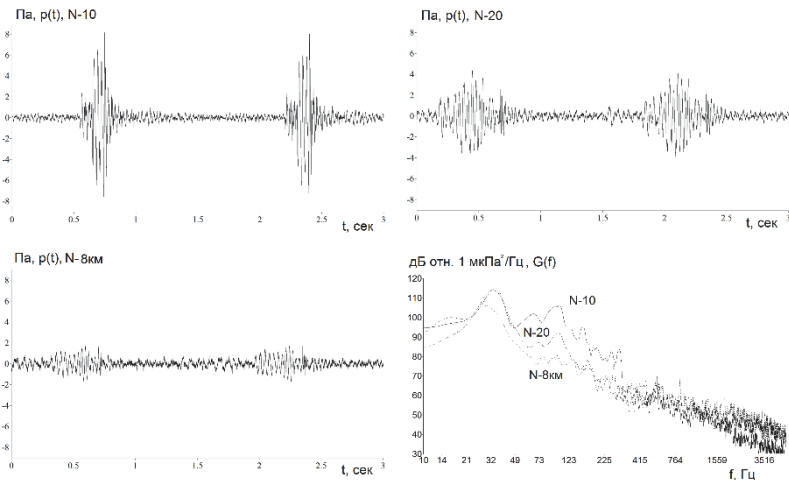


Рис. 2.

Вычисления $SEL_{T90\%}^{imp}$ по этим спектрам показали, что 90% энергии акустического импульса сосредоточено в диапазоне частот 20-140 Гц, поэтому при моделировании мы ограничились данным частотным диапазоном.

На рис. 1 и рис. 3 показаны пространственный рельеф дна, береговая линия и акустические параметры 3-D модельного геоакустического волновода, используемого при расчетах методом МПУ.

На рис. 4 приведены графики модовых функций рассчитанные с помощью МПУ для волноводов сравнения, соответствующих указанным точкам 3-D модельного геоакустического волновода, показанного на рис. 3.

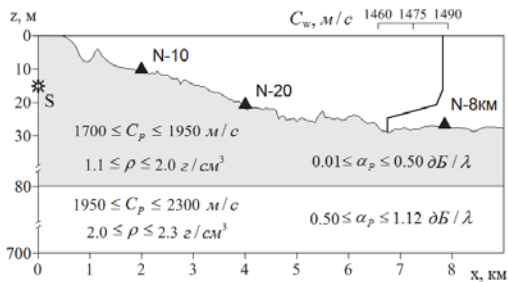


Рис. 3.

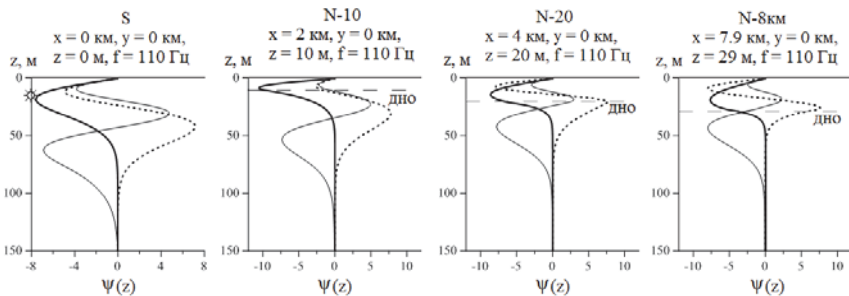


Рис. 4.

На этом рисунке видно, что в точке мониторинга N-8км для звука с частотой 110 Гц могут распространяться 3 водных моды, поэтому при построении эквивалентной точечной функции импульсного источника и дальнейшем моделировании функции $SEL^{imp}(20-140Hz, x, y, z)$ мы ограничимся распространением трех взаимодействующих акустических мод. Расчеты проводились для пространственной сетки с шагами 1 м по осям x, y и 0.5 м по z.

Для построения эквивалентной точечной функции источника, воспользуемся акустическим импульсом, измеренным в точке N-10. На рис. 5 показаны экспериментальные и модельные импульсы. В табл. 1 для сравнения представлены экспериментальные и модельные значения $SEL^{imp}(20-140Hz)$. В этой таблице видно, что значения $SEL^{imp}(20-140Hz)$ в точке N-20 отличаются на 0.1 дБ, а в точке N-8км на 1.1 дБ. Согласно рис. 1 точки T1 и T2 расположены вне сектора узкоугольного параболического уравнения и поэтому в этих точках разница значений равна 1.9 и 1.2 дБ, соответственно.

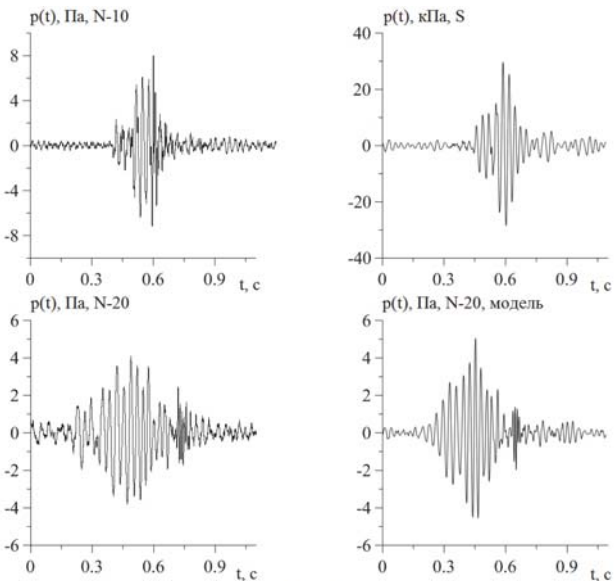


Рис. 5.

Табл. 1. Экспериментальные и модельные значения $SEL^{imp}(20-140Hz)$

Точка	Расстояние до S, км	$SEL^{imp}(20-140Hz)$, дБ		ΔSEL , дБ
		экспер.	модель	
S	0	-	195.6	
N-20	4	121.4	121.5	0.1
N-8км	7.9	113.9	112.8	1.1
T1	2.4	120.4	122.1	1.9
T2	4.5	121.4	120.2	1.2

Целью численного моделирования является построение пространственного распределения значений $SEL^{imp}(20-140\text{Hz}, x, y, z)$ в водном слое. При проведении таких работ на берегу с помощью моделирования оценивается область шельфа, в которой формируются низкочастотные акустические импульсы с параметрами возможного влияния на морских животных, для которых данный район является местом временного или постоянного обитания. На рис. 6 показано распределение одного из таких параметров - $SEL^{imp}(20-140\text{Hz}, x, y, z)$ в горизонтальной плоскости на горизонте $z = 9\text{м}$ и в вертикальной плоскости для $y = 0$.

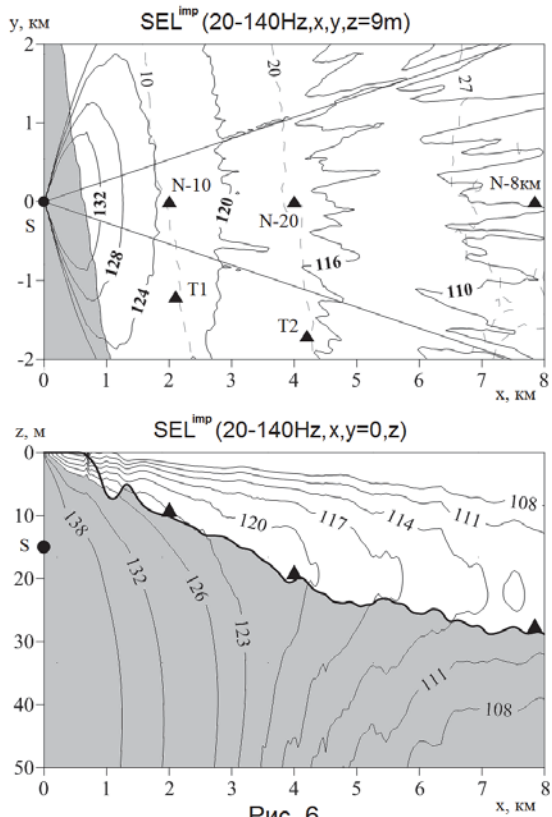


Рис. 6.

Работа выполнена с помощью программного обеспечения для 3-D моделирования, разработанного при поддержке компании «Эксон Нефтегаз Лимитед».

ЛИТЕРАТУРА

1. Trofimov M.Y., Kozitskiy S.B., Zakharenko A.D. A mode parabolic equation method in the case of the resonant mode interaction // Wave Motion, 2015, V. 58, P. 42-52.

А.Н. Серебряный^{1,2,3}

ADCP КАК МОЩНЫЙ ИНСТРУМЕНТ АКУСТИЧЕСКОЙ ОКЕАНОЛОГИИ: НОВЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

¹ Институт океанологии им. П.П. Ширшова РАН
Россия, 117997 Москва, ул. Нахимовский проспект, д.36
Тел.: (499) 124-5996; Факс: (499) 124-5983

² АО "Акустический институт им. акад. Н.Н.Андреева"
Россия, 117036 Москва, ул. Шверника, д. 4
Тел.: (499) 723-6300; Факс: (499) 126-8411
E-mail: serebryany@hotmail.com

³ Институт космических исследований РАН
Россия, 117342 Москва, ул. Профсоюзная 84/32

Представлен обзор исследований проведенных с помощью ADCP, демонстрирующий возможности прибора как универсального средства акустической океанологии. Широкие возможности ADCP показаны на примерах, полученных в шельфовых зонах Черного моря за последние годы.

Акустические доплеровские профилографы течений (ADCP) уже давно зарекомендовали себя надежными и удобными приборами, дающими детальную информацию о течениях в морской среде. Однако, применение ADCP не ограничивается только течениями. ADCP - это мощный прибор акустической океанологии, позволяющий измерять вихреобразование в шельфовой зоне, внутренние волны, течения в поверхностных волнах, загрязненность акваторий, рельеф дна и многое другое. В предыдущей работе [1] на основе нашего десятилетнего опыта были показаны его возможности для исследования на шельфе внутренних волн и субмезомасштабных вихрей, для измерения концентрации взвешенного вещества и распределения планктона в морской толще, для проведения экологического мониторинга и подспутниковых измерений. В настоящей работ будут представлены новые результаты, полученные при работе с ADCP "Rio GrandeWorkhorse 600 kHz" за последние три года.

Исследование поля течений на морском шельфе. В [1] нами было продемонстрирована возможность с помощью ADCP выявлять на шельфе субмезомасштабные топографические вихри и измерять сопровождающие их характерные течения. Для того, чтобы показать все возможности по из-

мерению течений в шельфовой зоне, которые дает ADCP, мы рассмотрим пример съемок в октябре 2015 г, проведенных на акватории Черного моря вблизи Геленджика. Для съемки применялось малое моторное судно (яхта) с закрепленным на борту ADCP. Съемка покрывала прямоугольник с размерами 5 км X 4 км, таким образом, что сторона 5 км примыкала к прибрежной зоне и располагалась параллельно береговой черте. Акватория исследованной располагалась вблизи мыса Толстый. Всего на исследуемой акватории было сделано 14 галсов с регистрацией данных течения. По ориентации галсов были две разновидности – одни галсы были параллельны берегу, а другие - ориентированы по нормали к нему. Яхта во время съемки двигалась с равномерной скоростью близкой к 2.5 м/с. По данным съемки были построены пространственные картины течений на акватории. В связи с тем, что при проведении измерений было выявлено существенное изменение характера течений с глубиной, были построены пространственные картины осредненных течений по всему водному столбу, для поверхностного слоя моря и для придонного слоя. Картина для подповерхностных течений (слой 5 м) приведена на рис. 1. Поскольку часто сопоставляют данные съемки

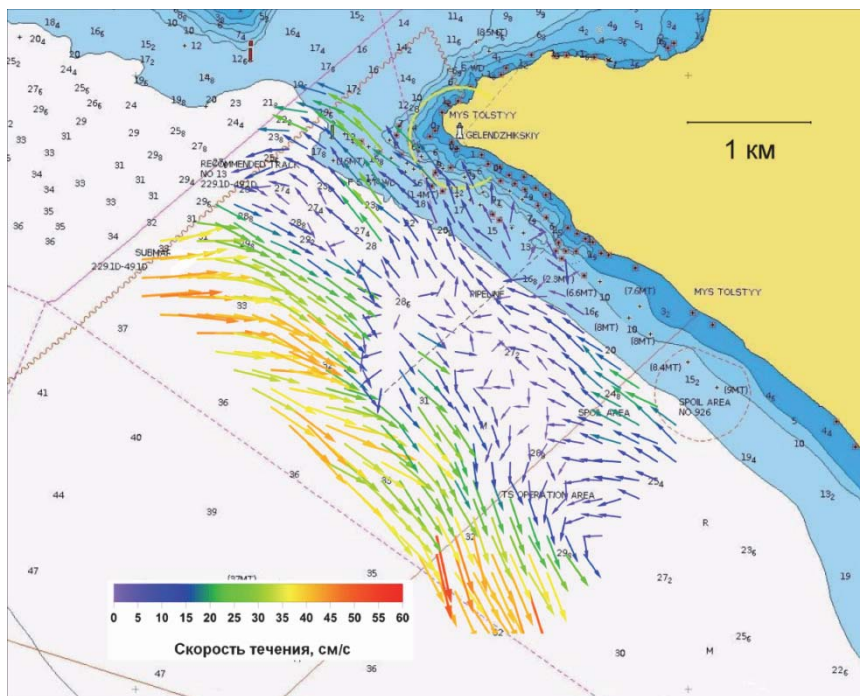


Рис.1. Подповерхностные течения в шельфовой зоне по данным съемки ADCP от 7.10.2015 (реконструкция данных ADCP проведена Л.Л.Тарасовым).

течений со спутниковыми снимками, поэтому система поверхностных течений для анализа может представлять больший интерес. Из рис.1 видно, что на акватории преобладало течение юго-восточной направленности, что говорит о присутствии в это время на шельфе антициклонического вихря. Скорость течения в вихре от 0.15 м/с на периферии до 0.5 м/с в мористой части акватории, где глубины более 30 м. Характер течений на юго-восточной части исследуемой акватории говорит о соседстве с антициклоническим вихрем следующего за ним на северо-запад циклонического вихря.

Измерения течений в прибрежной зоне в районах впадения рек.

Особый интерес представляют прибрежные зоны моря, подверженные влиянию речного стока. Здесь система прибрежных течений существенно изменяется из-за выноса в море большой массы пресных и охлажденных вод. Наибольшее влияние речного стока на динамику прибрежных вод происходит в весенне-летний и осенний периоды. Рассмотрим пример измерений системы прибрежных течений у места впадения в море реки Кодор. Съёмки с помощью установленного на моторном катере ADCP проводились в октябре 2015 г. Намеченная схема съёмки предполагала хождение катера меандрами вдоль побережья так, чтобы галсы, ориентированные по нормали к берегу, имели максимальную длину для регистрации ADCP по возможности большей информации. Однако из-за близкого подхода к береговой черте во многих местах шельфа изобаты 50 м мы были вынуждены укорачивать намеченные галсы из-за ограничений работы "Rio Grande 600 kHz" по глубине. По результатам съёмки (рис. 2) видно, что поле течений имеет

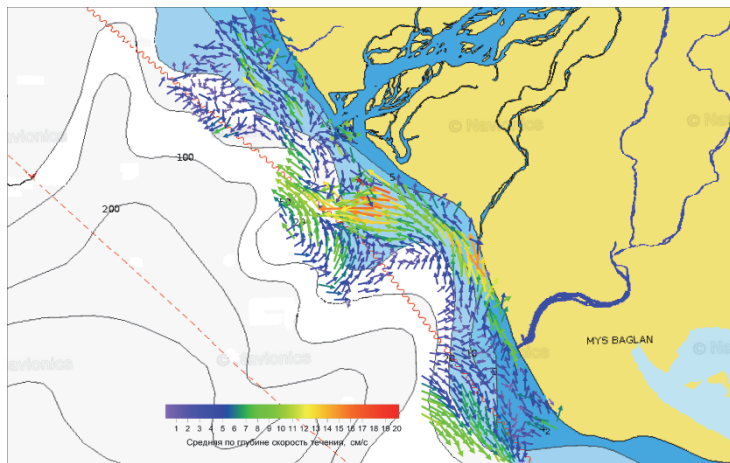


Рис. 2. Система течений в шельфовой зоне Черного моря вблизи впадения р. Кодор. Измерения 27.10.2015 (реконструкция данных ADCP проведена Л.Л. Тарасовым).

сложный характер. Узкий поток вдольберегового северо-западного течения встречается с выносимыми в море водами Кодора, при этом происходит вихреобразование. В то же время, течения на удалении от берега перестраиваются таким образом, что основной поток распресненной воды переносится в юго-восточном направлении. Интересны данные ADCP по обратно рассеянному сигналу. Речные воды выносят с собой большое количество взвешенного вещества, что вызывает существенное усиление обратно рассеянного сигнала. На рис. 3 показаны данные двух сечений, сделанных по нормали к береговой черте. Одно сечение находилось напротив впадения

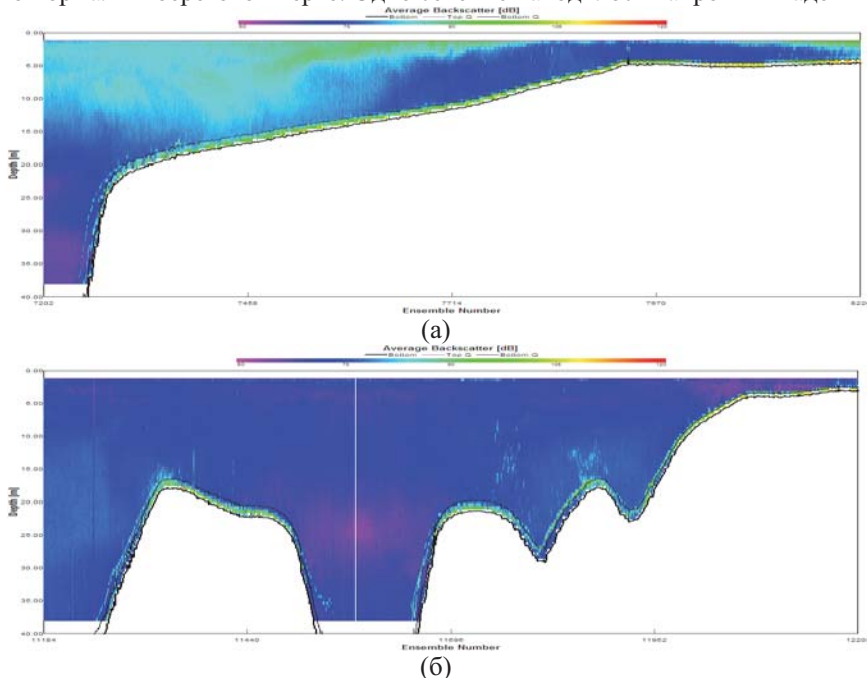


Рис. 3. Картины обратного рассеяния, снятые на разрезах в прибрежной зоне моря 27.10.2015: напротив впадения р. Кодор (а) и в северо-западной части съемки с «навстречной стороны» (б).

р. Кодор, а второе – «вверх по течению», т.е. где влияние выноса реки практически отсутствовало. На сечении напротив Кодора хорошо прослеживается повышенная концентрация взвешенного вещества сначала в приповерхностном слое моря, а затем по мере удаления от берега имеет место углубление и расширение области «мутной воды». В то же время на сечении не подверженном влиянию речного стока мы не отмечаем каких-либо заметных областей повышенного обратного рассеяния.

Новые наблюдения внутренних волн. Нами ранее неоднократно подчеркивалось, что ADCP – прибор, очень подходящий для измерения пара-

метров внутренних волн. Он хорош для измерений в закоренном или придонном расположении, а также при буксирных съемках. При проведении работ осенью 2015 г на черноморском шельфе нами были зарегистрированы внутренние волны, необычность которых заставляет нас включить их в данную работу в качестве нового примера, полученного с помощью ADCP.

Цуг внутренних волн необычно больших для Черного моря амплитуд был встречен нами во время съемок с ADCP "Rio Grande 600 kHz" в акватории близ м. Толстый и был зарегистрирован на семи разнонаправленных галсах. На рис. 4 показана запись обратно рассеянного сигнала ADCP при встрече с цугом при проходе на галсе от прибрежной зоны в сторону открытого моря. Пакет внутренних волн двигался на берег, при этом сопровождавшие его придонные течения имели северо-западную направленность.

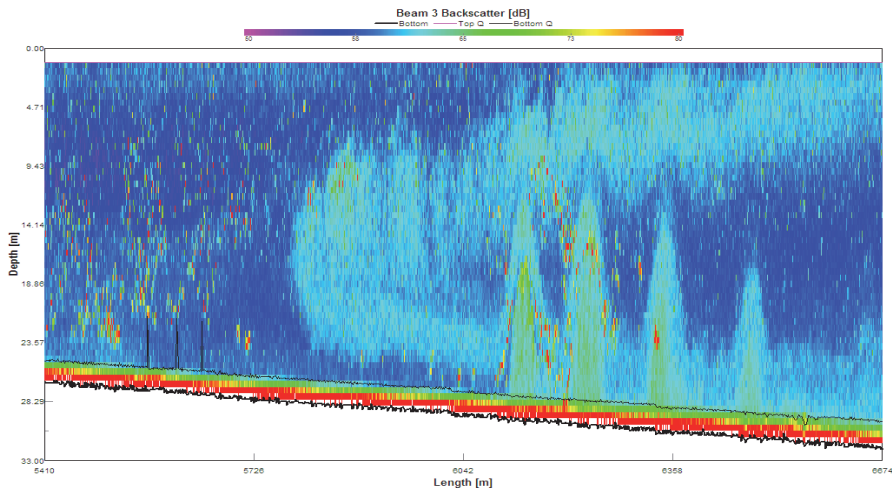


Рис. 4. Картина эхолокационного контраста по данным ADCP "Rio Grande 600 kHz" при прохождении на разрезе через пакет нелинейных внутренних волн. Высота головной волны 14 м. Пакет интенсивных внутренних волн двигался по шельфу в сторону берега из глубоководных районов моря.

В цуг входило четыре волны солитноподобной формы с обостренными гребнями и сглаженными подошвами. Их длины составляли 100-110 м, высоты до 14-15 м, вертикальные скорости в течениях, связанных с цугом, достигали 0.15-0.20 м/с. Прослеживалось на последовательных галсах не только сохранение солитноподобной формы внутренних волн, но также сохранение сильной вертикальной компоненты в их орбитальных течениях. Также было выражено другое свойство нелинейных волн - ранжирование волн в цуге по амплитуде. Хорошее качество акустического изображения внутренних волн оказалось возможным благодаря большому количеству рассеивателей в придонном слое. На нескольких сечениях цуга мы отмечали

область усиленного рассеяния звука, расположенную у подошвы второй волны, которая была акустическим изображением стаи рыб, привлеченной восходящим от дна потоком, содержащих кормовые компоненты, вызванным внутренней волной.

Новые наблюдения внутреннего бора. Внутренний бор - сильнотеневая внутренняя волна, движущаяся по шельфу к берегу. Обычно внутренние боры возникают из длиннопериодных внутренних приливных или инерционных волн. Новый интересный пример внутреннего бора был зарегистрирован нами при измерениях с океанографической платформы в прибрежной зоне Черного моря в июле 2013 г [2]. Внутренний бор проявился в виде ступени холодной придонной воды, сместившей термоклин на 10 м вверх. Интересной особенностью процесса была регистрация резкого смещения бором звукорассеивающих слоев, располагавшихся на пикноклине.

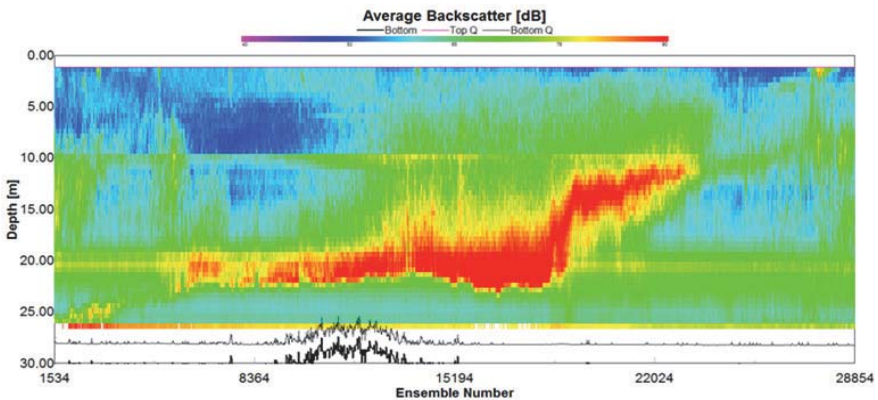


Рис. 5. Запись сигнала обратного рассеяния во время прохождения бора.

Работа была выполнена при частичной поддержке грантов РФФИ проект № 13-05-01106 и № 15-52-40012 Абх-а.

ЛИТЕРАТУРА

1. Серебряный А.Н. ADCP как мощный инструмент акустической океанологии: опыт десяти лет исследований на шельфе российских морей // Акустика океана. Доклады 14-ой школы-семинара акад. Л.М. Бреховских. М.: ГЕОС, 2013. С. 231-236.
2. Серебряный А.Н., Хмченко Е.Е. Исследования внутренних волн на кавказском и крымском шельфах Черного моря летом 2013 г // Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса. 2014. Т. 11. №.3. С. 88-104.

**А.Н. Серебряный^{1,2}, Г.В. Кенигсбергер³, В.Н. Кецаба³, В.П. Елистратов³,
В.В. Медведовский³, В.И. Моисеенков³, К.Д. Сабинин¹, Л.Л. Тарасов¹,
А.Н. Свадковский¹, О.Е. Попов¹, Е.Е. Химченко², Д.М. Денисов¹,
В.Н. Чекайда¹**

**АКУСТИЧЕСКАЯ ДИАГНОСТИКА И ИССЛЕДОВАНИЕ
ГИДРОФИЗИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ МОРСКОЙ СРЕДЫ НА
АБХАЗСКОМ ШЕЛЬФЕ ЧЕРНОГО МОРЯ**

¹ АО "Акустический институт им. акад. Н.Н.Андреева"

Россия, 117036 Москва, ул. Шверника, д. 4

Тел.: (499) 723-6300; Факс: (499) 126-8411

E-mail: serebryany@hotmail.com

² Институт океанологии им. П.П. Ширшова РАН

Россия, 117997 Москва, ул. Нахимовский проспект, д.36

Тел.: (499) 124-5996; Факс: (499) 124-5983

³ Гидрофизический институт Академии наук Абхазии

Абхазия, Сухум, ул. Красномаякская, д.67

Представлен обзор экспериментальных работ, проводимых на абхазском шельфе Черного моря по акустической диагностике и исследованию гидрофизических параметров морской среды за последние годы.

С 2013 г начались совместные российско-абхазские исследования изменчивости гидрофизических параметров морской среды на северо-восточном шельфе Черного моря, проводимые при поддержке РФФИ и Академии наук Абхазии. Эти работы имели своей основной направленностью проведение морских натурных экспериментов, используя базу Гидрофизического института Академии наук Абхазии (ГИАНА), научного учреждения, которое в течение многих лет со дня основания было сухумской станцией Акустического института. Особенность сложившейся ситуации к началу работ была в том, что в предыдущие два десятилетия в данном районе не проводились целенаправленные исследования водной среды. Абхазские ученые, не смотря на свою подвижническую деятельность, продолжавшие заниматься наукой в непростых новых условиях, были ограничены отсутствием необходимой экспериментальной техники. Начало работы над совместным проектом, благодаря которому удалось для исследований района привлечь современную океанологическую технику, дало возможность, как бы снова «переоткрыть» этот ранее популярный у ученых район акватории Черного моря.

Первые экспедиционные исследования были проведены осенью 2013 г. В 2014-15 гг морские измерения проводились в весенне-летний и осенний периоды. Основной объем наших измерений проводился на акватории вблизи мыса Сухумский. Для проведения морских измерений на черноморском шельфе мы уже 10 лет практикуем способ работы, который можно назвать «яхтенной океанологией», который заключается в использовании судов малого тоннажа (яхты, моторные лодки), снабженных современной океанологической техникой компактных размеров [1]. Этот способ был применен и для работы на абхазском шельфе. Были сделаны съемки на пространственных разрезах над шельфом с помощью акустического доплеровского профилометра течений (ADCP "Rio Grande 600 kHz"), установленного на малом моторном немагнитном судне, что дало возможность собрать информацию об особенностях поля течений и интенсивности обратно рассеянного акустического сигнала на акватории узкого шельфа, которым характеризуется абхазское побережье. Были сделаны несколько походов для проведения съемок в прибрежной зоне вблизи впадения в море рек Гумиста и Кодор. Долговременные многосуточные измерения изменчивости течений в прибрежной зоне велись с помощью смотрящего вниз ADCP, закрепленного на южной стороне эстакады ГИАНА, где глубина моря составляет 13 м (См. Рис. 1). Измерение временной изменчивости температурной структуры



Рис.1. Эстакада ГИАНА, с которой проводились многосуточные измерения течений и вертикального распределения температуры и скорости звука.

моря и внутренних волн велись с помощью 3 заякоренных термокос (каждая из которых содержала 11 датчиков температуры), расположенных в линию напротив эстакады. Кроме того, в отдельных точках прибрежной зоны велись измерения вертикальных профилей температуры и скорости звука мизондом SVP. Велись также работы по изучению изменчивости морской среды методом акустической автогенерации (так называемый метод Фурду-

ева). Для этого была установлена стационарная трасса длиной несколько сотен метров вблизи эстакады. Эксперименты на стационарной акустической трассе продемонстрировали возможность уверенно выявлять методом гидроакустического автогенератора гидрофизическую изменчивость морской среды в трех диапазонах – с временным масштабом изменчивости 3-12 минут, 24-50 секунд, и 4-7 секунд. Самые крупномасштабные флуктуации фазы связаны с внутренними волнами, средние – с наличием крупной зыби на поверхности моря, и самые малые – с присутствием ветровой волны.

Проведенные измерения выявили частое присутствие сильных течений (до 1 м/с) в прибрежной зоне и по шельфу, что объясняется близким подходом к берегу в данном районе Основного черноморского течения. Также в прибрежной зоне были обнаружены антициклонические вихри, появление которых связано с топографией береговой линии и влиянием дна. Длительное воздействие ветра приводило к усилению колебаний инерционных периодов. Нами были зарегистрированы интенсивные квазиинерционные внутренние волны с периодом 16-17 ч и высотами до 15-20 м. В качестве примера на рис. 2 показано изменение температуры водной толщи во

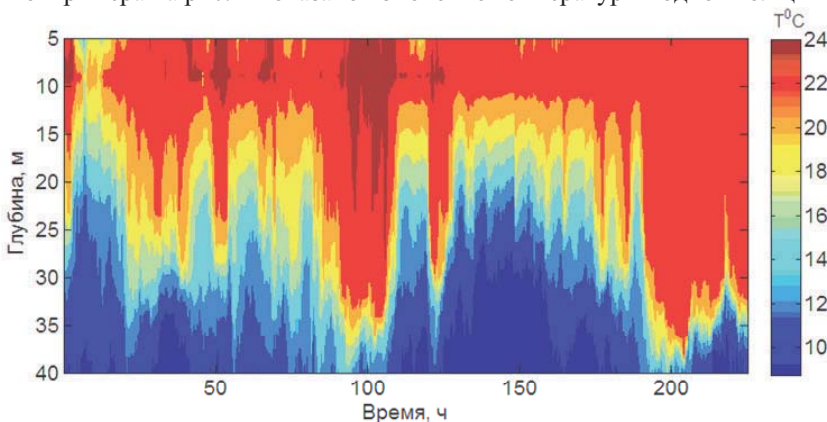


Рис. 2. Колебания температуры по измерениям термисторной цепи в 2013 г.

времени, измеренные термисторной цепочкой, установленной на глубине 41 м. Регистрация велась с 11:00 26 сентября, закончена – 16:00 2 октября 2013 г. Показания температуры регистрировались через 30 с. Температурная шкала показана справа. На протяжении всей записи присутствует слой температурного скачка (термоклин), расположенный в пределах от 22 до 12 градусов, совершающий значительные колебания по вертикали (достигающие 15-20 м). Наиболее заметный вертикальный ход термоклина (около отметки 100 и 200 ч) был связан с усилением ветрового воздействия. Колебания термоклина с периодом близким к 17 ч связаны с инерционными внутренними волнами, подходящими в прибрежную зону. Этот район отличается узким шельфом и близостью глубокой воды, что служит благоприятным условием для развития здесь внутренних волн больших амплитуд.

Отдельным направлением были работы по исследованию поля течений в местах впадения крупных рек Абхазии в море. Попутно измерялись характеристики обратного рассеяния сигнала и их изменчивость на акватории. На рис. 3 приведен пример, полученный в съемке в районе впадения р. Гумиста, демонстрирующий вынос взвешенного вещества в прибрежную зону.

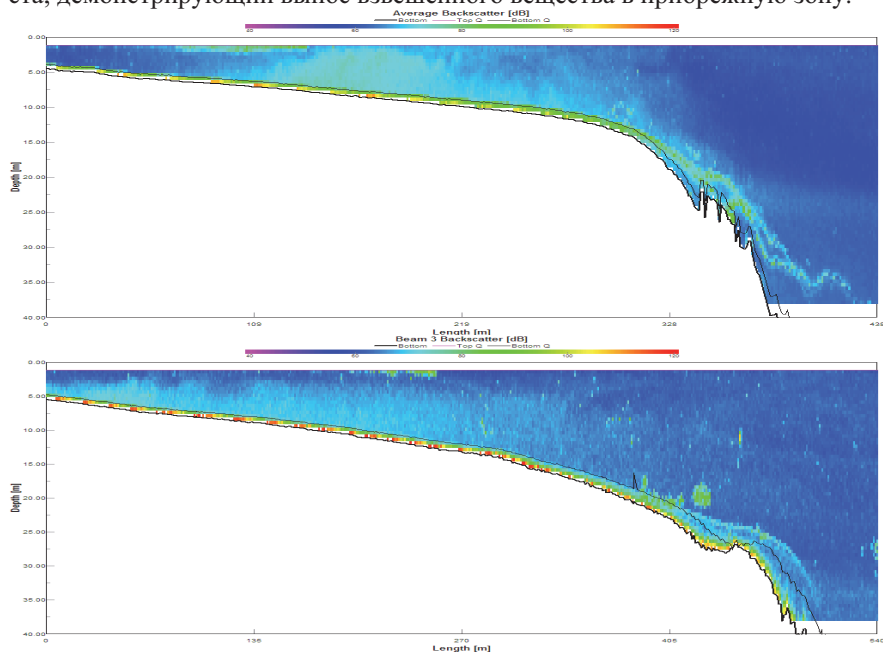


Рис. 3. Вид обратно рассеянного сигнала ADCP в прибрежной зоне моря на двух поперечных береговой черте сечениях. Вверху сечение напротив места впадения Гумисты. Внизу - на параллельном разрезе вниз по течению.

Кроме вышеперечисленного были выявлены и другие интересные особенности изменчивости гидрофизических полей абхазского шельфа Черного моря, что оказалось возможным благодаря использованию в измерениях океанологических приборов нового поколения.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 15-52-40012 Абх-а.

ЛИТЕРАТУРА

1. Серебряный А.Н. ADCP как мощный инструмент акустической океанологии: опыт десяти лет исследований на шельфе российских морей // Акустика океана. Доклады 14-ой школы-семинара акад. Л.М. Бреховских. М.: ГЕОС, 2013. С. 231-236.

А.Н. Серебряный^{2,3,4}, J.F. Lynch¹, К.Д. Сабинин^{2,4}, А. Newhall¹

**ВНУТРЕННИЕ ВОЛНЫ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ
“SHALLOW WATER 2006”**

¹ Woods Hole Oceanographic Institution
Woods Hole, MA 02543, USA
E-mail: jlynch@whoi.edu

² АО "Акустический институт им. акад. Н.Н.Андреева"
Россия, 117036 Москва, ул. Шверника, д. 4
Тел.: (499) 723-6300; Факс: (499) 126-8411
E-mail: serebryany@hotmail.com

³ Институт океанологии им. П.П. Ширшова РАН
Россия, 117997 Москва, ул. Нахимовский проспект, д.36
Тел.: (499) 124-5996; Факс: (499) 124-5983

⁴ Институт космических исследований РАН
Россия, 117342 Москва, ул. Профсоюзная 84/32

Представлен обзор результатов исследований внутренних волн, проведенных во время эксперимента “Shallow Water 2006” на шельфе Атлантического океана.

В 2006 г на атлантическом шельфе США был проведен эксперимент “Shallow Water 2006” (SW06), объединивший усилия большого количества научных групп, целью которого было изучение распространения низкочастотных акустических сигналов в условиях присутствия интенсивных внутренних волн. В эксперименте были организованы две акустические трассы длиной около 30 км, расположенные по нормали друг к другу, таким образом, что одна трасса простиралась параллельно изобатам материкового склона, а другая – была направлена на берег. В точке пересечения трасс были установлены приемные антенны. Кроме того на акватории было поставлено большое количество заякоренных автономных станций (62) с вертикальными гирляндами датчиков температуры, с одиночными гидрофонами и ADCP [1] (Рис. 1). На протяжении эксперимента делались спутниковые съемки акватории, а также применялись другие средства и методы изучения изменчивости морской среды и ее поверхности.

Несмотря на то, что основное внимание в эксперименте было уделено влиянию внутренних волн на распространение звука [2] (в результате обработки материалов были опубликованы десятки статей, на которые мы не имеем возможности здесь сослаться), также были получены богатые данные о самих внутренних волнах – их параметрах, изменчивости, динамики волн на шельфе и т.д. Целью нашей работы является обобщение данных о внутренних волнах на шельфе, наблюдавшихся в эксперименте SW06. Поскольку программой исследований внутренних волн в эксперименте занималось несколько групп, каждой из которых были получены отдельные результаты, дополняющие полную картину особенностей внутриволнового поля SW06, поэтому в доклад наряду с нашими собственными результатами мы включаем краткий обзор всех результатов (с соответствующими ссылками).

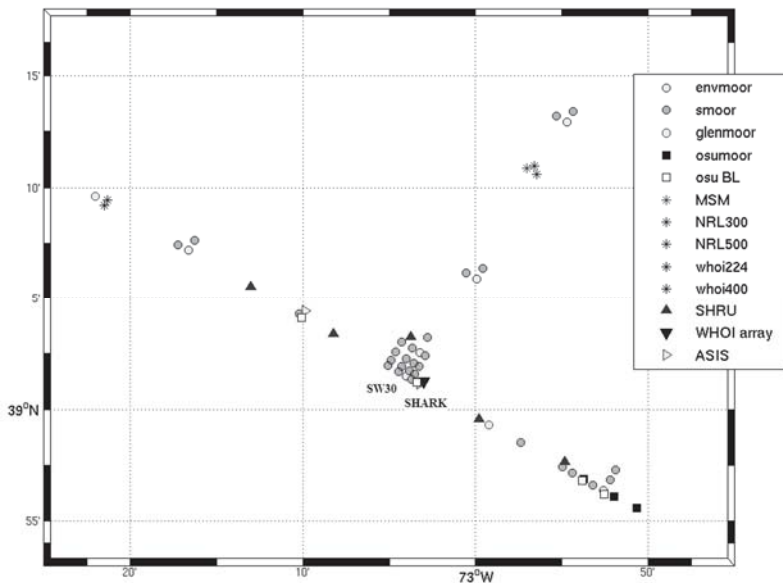


Рис.1. Расстановка 62 заякоренных станций в эксперименте “SW06”.

Интенсивные внутренние волны на протяжении всего времени эксперимента появлялись на шельфе с периодичностью близкой к полусуточной в виде цугов короткопериодных волн с ярко выраженной нелинейностью профиля. Пакеты короткопериодных волн были часто привязаны к передним фронтам полусуточных приливных внутренних волн, движущихся по шельфу в северо-западном направлении. Направление распространения волн во многих случаях можно было определить по космическим радарным снимкам. Наряду с длиннопериодными внутренними приливными волнами

также отмечались квазиинерционные внутренние волны. Их интенсификация имела место в середине августа, когда были зарегистрированы цуги короткопериодных волн максимальных высот [3].

На рис. 2 показан цуг интенсивных внутренних волн от 19 августа, построенный по данным записи термисторной цепочки. В цуге высоты внутренних волн достигали 23-24 м. Эти величины были максимальными за все время эксперимента. Цуг состоял из 10 волн. Всем волнам была присуща вертикальная асимметрия профиля - волны имели вид ярко выраженных углублений на термоклине, что свидетельствовало о нелинейном характере волн. Отмечается синхронность колебаний на всех горизонтах, что говорит о принадлежности внутренних волн к первой моде.

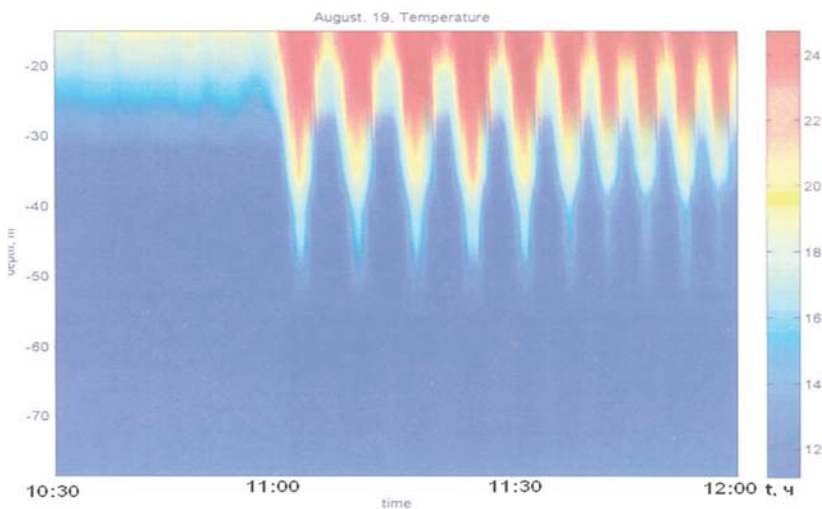
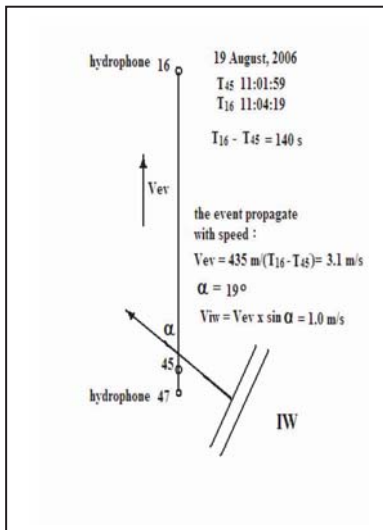
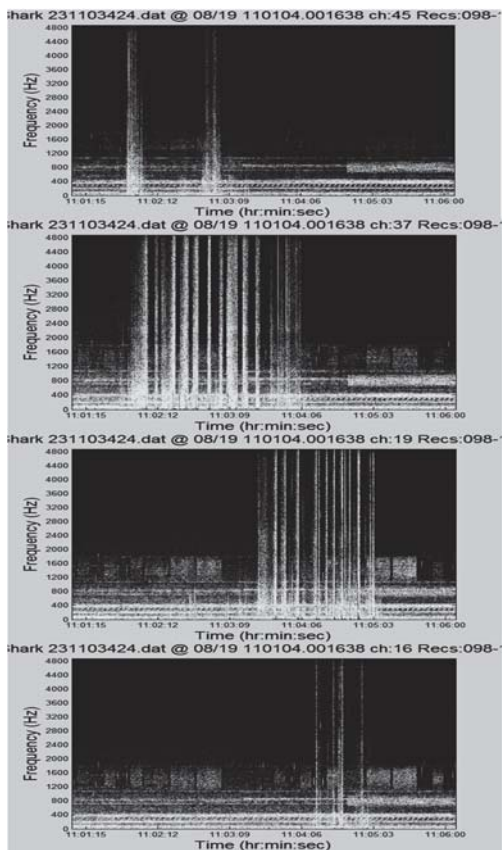


Рис. 2. Цуг солитоноподобных внутренних волн от 19 августа.

По данным придонного ADCP орбитальные течения головных волн в этом цуге достигали величины 0.5 м/с и более, а вертикальные скорости - 0.2 м/с. В результате наблюдавшееся усиление придонного течения привело к неожиданному воздействию на лежащую на дне горизонтальную антенну гидрофонов. Орбитальные течения, достигающие своего максимума в подошве внутренней волны, были способны перемещать по дну часть цепочки гидрофонов, вызывая зафиксированный акустический эффект (трение гидрофонов по дну) в виде широкополосных всплесков шумов гидрофонов [4]. Анализ шумов, зарегистрированных на горизонтальной антенне гидрофонов, выявил прямую связь между усилением шумов и прохождением через антенну пакетов интенсивных внутренних волн (Рис.3). Также данный эффект позволил оценить направления движения и фазовую скорость внутренних волн.



б

а

Рис.3. Последовательность спектрограмм акустических сигналов, зарегистрированных гидрофонами горизонтальной антенны (а) и схема, демонстрирующая проход внутренней волны над донной антенной гидрофонов (б). Спектрограммы соответствуют гидрофонам 45, 37, 19, 16 (сверху вниз).

Как уже отмечалось во внутренних волнах была явная выраженность колебаний 1-ой моды. Однако в эксперименте также наблюдались волны 2-ой моды, но они были недолго живущими [5]. Другой выявленной интересной особенностью поля волн была регистрация «эффекта смены полярности внутренних волн». Этот эффект наблюдался с помощью ADCP, установленном на буксирующем судне в области мелководного шельфа [3]. С помощью судового радиолокатора было прослежено за движением цуга интенсивных внутренних волн на шельфе и через поверхностные радиолокационные изображения уточнено пространственное строение волн в цуге и прослежена их трансформация по фронту[6].

Подытоживая, следует сказать, что в целом проведенный широкомасштабный эксперимент "SW06" дал много новых интересных результатов о реальном поле внутренних волн на океанском шельфе, что позволило не только детально изучить акустические эффекты от внутренних волн, но и продвинуться в фундаментальных знаниях о внутриволновом поле океана.

Работа была поддержана ONR и частично РФФИ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Newhall A., Duda T., Heydt K., et al. Acoustic and oceanographic observations and configuration information for the WHOI moorings from the SW06 Experiment//Woods Hole Oceanographic Institution, Technical Report. WHOI-2007-04, 2007.-116 p.
2. Lynch J., Tang D.J. Overview of Shallow Water 2006// J. Acoust. Soc. Am. 2008.V.124. Is.3. Pt.2. P.63-65.
3. Shroyer E.L., Moum J.N., Nash J.D. Observations of polarity reversal in shoaling nonlinear internal waves// Journal of Physical Oceanography. 2009. V. 309. №3. P.691-701.
4. Серебряный А.Н., Lynch J.F., Newhall A. Генерация подводного шума нелинейными внутренними волнами на шельфе (по данным эксперимента SW06 на атлантическом шельфе США //Акустика океана). Доклады 12-ой школы-семинара акад. Л.М. Бреховских. М.: ГЕОС, 2009. С. 309-312.
5. Shroyer E.L., Moum J.N., Nash J.D. Mode 2 waves on the continental shelf: Ephemeral components of the nonlinear internal wave field// J.P.O:Oceans. 2010. V. 115. C7.
6. Bodejy M., Wan. L., Song A. Time-varying three-dimensional mapping of internal waves during the Shallow Water 2006 experent//Proceedings of Meetings of Acoustics. Vol. 19. 2013.

А.Н. Серебряный^{1,2}, Е.Е. Химченко²

ИЗМЕНЧИВОСТЬ СКОРОСТИ ЗВУКА НА ШЕЛЬФЕ ЧЕРНОГО МОРЯ, СВЯЗАННАЯ С ВНУТРЕННИМИ ВОЛНАМИ

¹АО "Акустический институт им. акад. Н.Н.Андреева"

Россия, 117036 Москва, ул. Шверника, д. 4

Тел.: (499) 126-7401; Факс: (499) 126-8411

E-mail: serebryany@hotmail.com

² Институт океанологии им. П.П. Ширшова РАН

Россия, 117997 Москва, ул. Нахимовский проспект, д.36

Тел.: (499) 124-5996; Факс: (499) 124-5983

Представлены результаты исследований влияния внутренних волн на поле скорости звука в море на основе измерений, проведенных на крымском и юго-восточном шельфах Черного моря в 2013 и 2014 гг со стационарных платформ. Измерения велись путем долговременных ежечасных зондирований зондом mini SVP, а также гирляндами термисторов и ADCP. Выявлены характерные черты изменчивости скорости звука, вызванные внутренними инерционными и короткопериодными волнами, а также внутренними борами.

Внутренние волны на морском шельфе могут вызывать значительные колебания пикноклина, что ведет к существенным вариациям скорости звука в водной среде. В бесприливном Черном море внутренние волны в среднем отличаются относительно небольшими амплитудами по сравнению со своими аналогами в морях с приливами, однако в отдельных случаях здесь наблюдаются интенсивные длиннопериодные и короткопериодные волны [1]. В течение нескольких последних лет в практику экспедиционных исследований мы ввели использование зонда, который дает прямые измерения скорости звука в воде. Минизонд mini SVP фирмы "Valeport Limited" измеряет температуру, скорость звука и глубину, позволяя проводить профилирование водной среды с точностью измерения скорости звука 0,02 м/с. Проведя наблюдения за внутренними волнами на шельфах Черного моря со стационарных оснований (платформа МГИ РАН и эстакада Гидрофизического института АН Абхазии (ГИАНА) с помощью традиционных методов измерений (термисторные цепочки, ADCP), и применяя mini SVP для измерения фоновых условий среды, мы собрали обширный массив материала об изменчивости вертикальной структуры скорости звука на шельфе, вызванной внутренними волнами разных масштабов. В [2] были рассмотрены пер-

вые результаты прямых измерений скорости звука на крымском шельфе Черного моря в 2011 г., в которых была выявлена сильная изменчивость поля скорости звука, вызванная внутренними инерционными волнами. Настоящая работа, основанная на измерениях в 2013 и 2014 г.г., является продолжением исследований 2011 г. В ней рассматриваются результаты измерений, проведенных в летний период на крымском шельфе с платформы МГИ РАН в 2013 и 2014 г.г., и на юго-восточном шельфе Черного моря с эстакады ГИАНА в 2014 г.

Эффект инерционных внутренних волн на поле скорости звука в черноморских водах проявляется в том, что изоплеты скорости звука совершают синхронные по глубине вертикальные смещения с периодом около 17 ч (локальный инерционный период), соответствующие колебаниям всей водной толщи и термоклина. Пример этого эффекта демонстрируется на рис. 1, где приводятся данные измерений с платформы МГИ РАН за период с 14 по 19 июля 2014 г. Временной ход инерционных колебаний термоклина временами «затушевывался» внешними факторами, такими как ветровые стонно-нагонные воздействия, тем не менее 17-часовая периодичность долгопериодных вертикальных смещений преобладала. Эффект внутренних инерционных волн приводил к значительным колебаниям скорости звука в слое скачка (в среднем до 20 м/с). В наблюдениях обоих лет регистрировались преимущественно колебания 1-ой моды, но как и в 2011 г. отмечались также случаи длиннопериодных волн 2-моды.

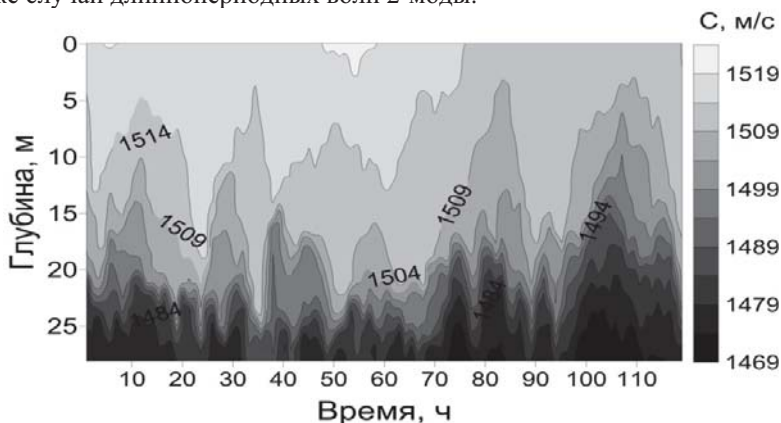


Рис.1. Вариации скорости звука водной толщи с 14 по 19 июля 2014 г в шельфовой зоне ЮБК.

Сходная картина длиннопериодных флуктуаций скорости звука, полученная по наблюдениям с платформы у ЮБК, проявилась и в наблюдениях с эстакады ГИАНА в Абхазии, проведенных в мае 2014 года (см. рис. 2).

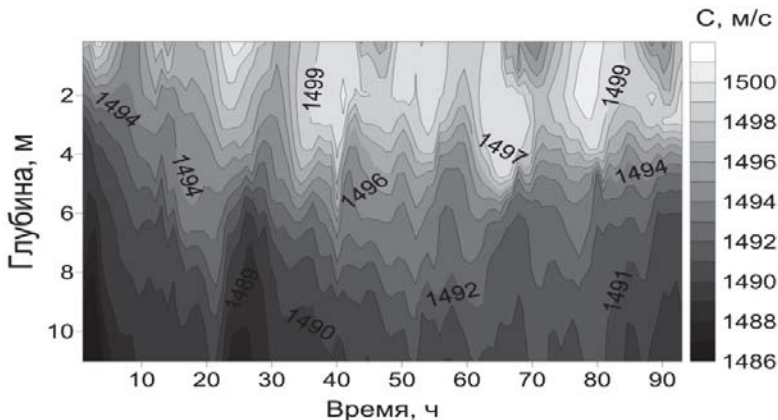


Рис. 2. Временной ход изоплет скорости звука у м. Сухумский с 23 по 26 мая 2014 г. Измерения с эстакады ГИАНА при глубине 13 м.

Эффект короткопериодных внутренних волн на поле скорости звука аналогичен эффекту инерционных волн, но проявляется на гораздо более коротких периодах (от единиц до нескольких десятков минут), соответствующим периодам коротких волн. Также как и в длиннопериодных волнах в коротких отмечались случаи появления 2-ой моды, но преобладающей была 1-ая мода. На рис. 3 представлен временной ход изоплет скорости звука 14 июля 2014 г. когда наблюдалась волна второй моды, типа "волны растяжения" с периодом близким к 1 ч. Прохождение волны вызвало заметное

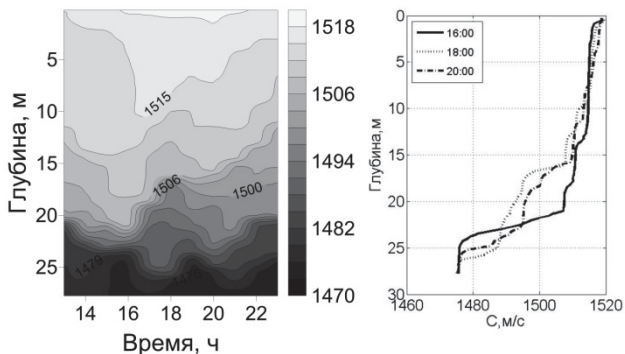


Рис. 3. Колебания изоплет скорости звука, вызванные внутренней волной 2-ой моды (14 июля 2014 г). Справа вертикальные профили скорости звука для характерных моментов 14 июля.

изменение профиля скорости звука: после 16 ч выше горизонта 23 м изоплеты поднялись до 16 м, при этом значение скорости звука изменилось с 1485 м/с до 1500 м/с, одновременно с этим произошло заглупление изоплет ниже

XV школа-семинар им. Акад. Л.М. Бреховских "Акустика океана", XXIX сессия РАО
горизонта 23 м до 25 м, а скорость звука уменьшилась с 1485 м/с до 1479 м/с.

Эффект внутреннего бора на поле скорости звука проявляется в резком изменении вертикального распределения скорости звука. При подходе внутреннего бора прижатый ко дну термоклин (слой скачка скорости звука) резко поднимается, что ведет к быстрому расширению вверх области придонного звукового канала. На рис. 4 приводятся данные измерений внутреннего бора, зарегистрированного с платформы МГИ 11 июля 2013 г. Во время прохождения бора термоклин поднялся вверх на 10 - 12 м. При этом значения скорости звука в придонном слое выросли с 1470 до 1490 м/с, а в середине водной толщи упали с 1512 до 1495 м/с.

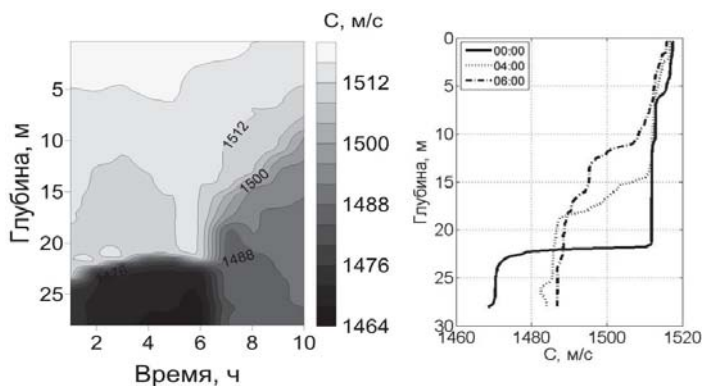


Рис. 4. Временной ход изоплет скорости звука во время прохождения внутреннего бора 11 июля 2013 г (слева). Вертикальные профили скорости звука для характерных моментов 11 июля (справа).

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 16-35-00454 мол_а и № 15-52-40012 Абх_а.

ЛИТЕРАТУРА

1. Серебряный А.Н., Иванов В.А. Исследования внутренних волн в Черном море с океанографической платформы МГИ // *Фундаментальная и прикладная гидрофизика*. 2013. Т. №3. С. 34-45.
2. Серебряный А.Н., Химченко Е.Е. Наблюдение сильной изменчивости поля скорости звука в шельфовой зоне Черного моря, вызванной внутренними инерционными волнами // *Доклады XIV школы-семинара акад. Л.М. Бреховских. Акустика океана*. М.: ГЕОС, 2013. С. 244-247.

Г. В. Хен, М. Ю. Кузнецов, Е. О. Басюк

АКУСТИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ОКЕАНОЛОГИЧЕСКИХ И БИОЛОГИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В ДАЛЬНЕВОСТОЧНЫХ МОРЯХ РОССИИ.

Тихоокеанский научно-исследовательский рыбохозяйственный центр
(ТИНРО-Центр)

Россия, 690091 Владивосток, пер. Шевченко, д. 4

Тел.: (423) 260-4530; Факс: (423) 230-0751; E-mail: gennady1@tinro.ru

Показываются основные принципы сбора и накопления в ТИНРО-Центре гидроакустических и сопутствующих измерений (биологических, навигационных, гидрологических) для мониторинга биоресурсов и выявления связей между ними. Из общего массива измерений сформирован метаархив акустических изображений промысловых видов рыб, сопровождаемых информацией о размерном и видовом составе скоплений, стадии зрелости, сезоне, районе работ, параметрах среды, батиметрии, времени суток и др. На основе полученных данных выявляются закономерности сезонной и межгодовой изменчивости пространственного распределения и обилия минтая, сельди, лососей и других рыб в различных по гидрологическим условиям водах дальневосточных морей России.

ТИНРО-Центр в течение ряда лет выполняет мониторинговые работы в дальневосточных морях России с использованием современных инструментальных методов и средств дистанционного зондирования среды. Гидроакустические средства позволяют с высоким разрешением оперативно оценивать горизонтальную и вертикальную структуру скоплений гидробионтов. Современный уровень развития гидроакустической техники и разработанные программные средства дают возможность практического использования эхолокационных приборов не только акустиками, но и ихтиологами после их непродолжительного обучения методами оконтуривания скоплений и оценок их вертикальной протяженности, численности и биомассы промысловых рыб на обследуемой акватории.

Гидроакустический эхоинтеграционный метод основан на измерении силы обратного поверхностного рассеяния от скопления в пределах выделенного слоя и экспериментально определенной зависимости силы цели гидробионтов в скоплениях рыб от их длины тела. Используемые для этих целей устройства должны обладать важной функцией передачи «сырых» гидроакустических данных в оцифрованном виде через Ethernet интерфейс

и сохранения в файлах известного формата SIMRAD RAW или NAC [1], поддерживая, таким образом, возможность организации сбора и накопления гидроакустических и сопутствующих измерений и их последующей пост-процессорной обработки.

Эхоинтегрирующие комплексы по измеренной мощности отраженного сигнала вычисляют коэффициент обратного объемного рассеяния в пределах выбранного слоя (s_v), а затем рассчитывают коэффициент обратного поверхностного рассеяния как интеграл s_v по диапазону глубин (s_a) и получают на выходе его масштабированную величину $s_A = 4\pi(1852)^2 s_a$ - коэффициент поверхностного рассеяния на квадратную морскую милю ($m^2 \text{миля}^2$). Коэффициент s_A используется в расчетах акустической оценки плотности скопления [2]:

$$\rho_a = s_A / (4\pi \sigma_{bs}) = s_A / \sigma_{sp} \quad (1)$$

где ρ_a – плотность целей, выраженная как количество гидробионтов на единицу поверхностной площади слоя, σ_{bs} - поперечное сечение обратного рассеяния одиночной цели и σ_{sp} - акустическое поперечное сечение цели при сферическом рассеянии, которые являются производными силы цели (TS):

$$TS = 10 \lg(\sigma_{bs}) = 10 \lg(\sigma_{sp}/4\pi) \quad (2)$$

За период выполнения акустических съемок и эксплуатации научных эхолотов ЕК-500 и ЕК-60(ЕS-60) SIMRAD на сервере лаборатории промышленной гидроакустики ТИНРО-Центра накоплен значительный объем исходных акустических измерений в Беринговом и Охотском морях и прилегающих водах Тихого океана на частотах 38 и 120 кГц с разрешением по глубине от 5 см до 18 см в общем объеме порядка 10 Тбайт. Все сопутствующие этим измерениям параметры: биологические (по результатам контрольных тралений), навигационные, гидрологические, данные сопровождения акустических измерений содержатся в интегрированной базе данных, которая является информационной основой для последующей обработки акустических измерений и ежегодно пополняется новыми информацией [3].

Накопленный массив исходных гидроакустических измерений позволяет воспроизводить эхограмму и сопутствующую ей информацию в любой точке обследованной акватории в реальном масштабе времени с использованием программных средств, разработанных в ТИНРО-Центре [3]. Из общего массива хранящихся на сервере исходных измерений по заданным условиям отбора получены выходные файлы данных, где сгруппированы информации об эхограммах, параметрах среды, видовом составе скоплений, размерной композиции и стадиях зрелости объекта, сезоне, районе работ, времени суток и др. (рис. 1). На основе полученных данных сформирован метаархив акустических изображений некоторых массовых видов рыб в дальневосточных морях, сопровождаемых всей доступной информацией об объекте на эхограмме и условиях ее получения.

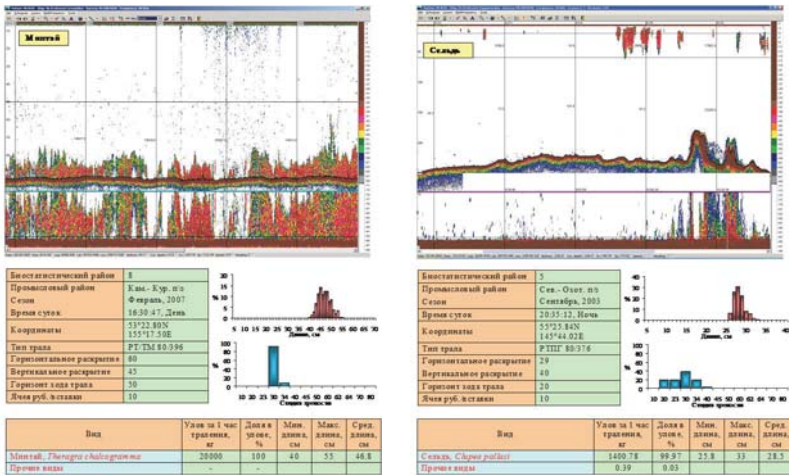


Рис. 1. Пример представления данных в библиотеке типовых гидроакустических изображений промысловых объектов Охотского моря.

На рисунке 2 представлен фрагмент эхозаписи на галсе тралово-акустической съёмки в Беринговом море. Создавая по результатам идентификации соответствующие слои на эхограмме (выше и ниже термоклина)

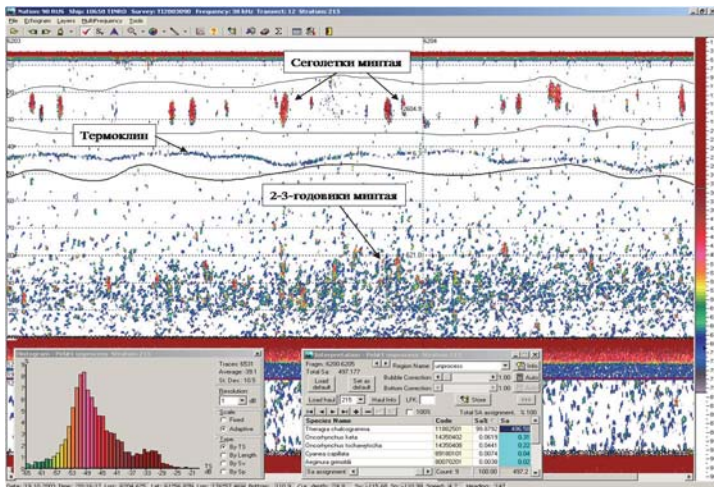


Рис. 2. Фрагмент файла акустической эхограммы в режиме постпроцессорной обработки.

и присваивая выделенным слоям соответствующие размерно-видовые ключи, получаем оценки пространственного распределения плотности скопленных рыб и температуры вод на обследованной акватории.

На основе полученных данных выявляются особенности сезонной и межгодовой изменчивости горизонтального и вертикального распределения и обилия промысловых видов рыб в зависимости от гидрологических условий в горизонтах их обитания. Например, на шельфе северо-западной части Берингова моря в летне-осенний период карты вертикального распределения иллюстрируют расположение плотных скоплений минтая на Наваринском шельфе ниже ядра ЛХП (Лаврентьевского холодного пятна). Граница горизонтального распределения основных скоплений минтая соответствует расположению фронтальной зоны между относительно теплыми водами Склонового течения и ЛХП. Межгодовые колебания численности и распространения минтая на северо-западный шельф Берингова моря сопоставляются с термическими условиями. Выявлена связь между обилием минтая и аномалиями придонной температуры (коэффициент корреляции 0,63, $p < 0,01$). Распределение сеголеток минтая связывается с направлением течений в Анадырском заливе и на прилегающих к нему акваториях, а начало и масштабы их выноса в эту часть моря - с доминированием в Наваринском течении меридионального и северо-западного шельфового потоков.

В Охотском море на изобатах более 150 м в холодные годы прослеживается увеличение глубины обитания (центра концентрации) минтая по сравнению с теплыми годами. Скопления минтая, как правило, располагаются ниже выхоложенных охотоморских вод: в основном термоклине или в верхней части промежуточных вод. На шельфе в холодные годы средне-взвешенные глубины обитания минтая увеличиваются по сравнению с теплыми годами, что в большинстве районов связано с более интенсивным формированием ПШВ (плотных шельфовых вод) с температурой, близкой к замерзанию, которые избегаются всеми размерными группами рыб.

ЛИТЕРАТУРА

1. McQuinn I.H., Reid D., Berger L., Diner N., Heatley D., Higginbottom I., Andersen L.N., Langeland O., Lapierre J.P. Description of the ICES HAC Standard Data Exchange Format, Version 1.60 // ICES Cooperative Research Report, 2005, № 278, 86 p.
2. MacLennan D.N., Fernandes P.G., Dalen J. A consistent approach to definitions and symbols in fisheries acoustics // ICES Journal of Marine Science, 2002, vol. 59, p. 365-369.
3. Кузнецов М.Ю. Гидроакустические методы и средства оценки запасов рыб и их промысла. Часть 1. Гидроакустические средства и технологии их использования при проведении биоресурсных исследований ТИНРО-Центра // Известия ТИНРО, 2013, т. 172, с. 20-51.

Х.Д. Цацурян

ИЗМЕРЕНИЕ СКОРОСТИ ЗВУКА В ВОДНЫХ РАСТВОРАХ ГЛАВНЫХ КОМПОНЕНТОВ МОРСКОЙ СОЛИ

ВИНИТИ РАН

Россия, 125190 Москва, ул. Усиевича, д. 20

E-mail: chviniti-2@yandex.ru

Проведены абсолютные измерения скорости звука в разбавленных водных растворах NaCl в интервале давлений 0.1-196.2 МПа и при температурах 0-100 °С. Часть экспериментальных данных представлена в таблице. Дано краткое описание методики измерений и оценена погрешность результатов измерений.

Введение. Для решения многих практических и теоретических задач подводной акустики необходимо располагать надежными данными о скорости звука (W) в растворах морской воды. В предыдущих работах [1-3] нами были проведены абсолютные измерения W в стандартной морской воде в широкой области температур и давлений, и на их основе были разработаны структурно-обоснованные уравнения, адекватно описывающие ее PWTS – поверхность. Однако, несмотря на высокую точность, обеспечиваемую этими уравнениями, их применимость ограничена только для природных вод, ионный состав которых достаточно близок к составу стандартной средне-океанской воды (SMOW).

По очевидным причинам (климатическим, географическим, сезонным, антропогенным и др.) природная морская вода заметно отличается от SMOW не только по количеству растворенных компонентов, но и по их химическому составу. В частности, в прибрежных водах, в изолированных морях и/или в морях с ограниченным водообменом, постоянство отношения концентраций растворенных компонентов может не соблюдаться. Применение упомянутых уравнений в этих условиях может привести к дополнительным погрешностям, заметно превышающим их допуски.

Различие ионного состава природных вод от SMOW отражается не только на величину скорости звука, но и на форму PWTS-поверхности и, как следствие, на вертикальный и горизонтальный градиенты скорости звука в океане. Это может быть одной из возможных причин расхождений между экспериментом и расчетом в определении расстояния от источника до ближней зоны конвергенции [1].

Следует также заметить, что природная морская вода представляет собой термически неустойчивую систему - при увеличении температуры из нее последовательно выпадают в осадок электролиты: $Mg(OH)_2$, $CaCO_3$ и $CaSO_4$, так что постоянство отношения концентраций растворенных компонентов в широком температурном диапазоне также нарушается.

Из вышеизложенного следует, что для описания зависимости скорости звука или других физико-химических свойств морской воды от состава не всегда достаточно одного обобщенного параметра S , необходимо учитывать концентрации отдельных электролитов. В каждом отдельном случае величины скорости звука могут быть определены экспериментально или рассчитаны (при определенных условиях) на основании данных о скорости звука в бинарных подсистемах. В связи с этим несомненный интерес представляют исследования W в водных растворах главных компонентов морской соли в широкой РТХ - области.

Известно, что в морской воде и в большинстве природных водах содержание $NaCl$ является преобладающим (его массовая доля в безводной морской соли составляет около $\frac{3}{4}$). Ввиду важности многие физико-химические свойства системы $NaCl-H_2O$ подробно изучены в широкой РТХ - области. Анализ опубликованных данных показал, что скорость звука в растворах $NaCl$ при атмосферном давлении достаточно хорошо исследована, но при высоких давлениях систематических измерений до сих пор не проведено, а малочисленные данные имеют низкую точность. Так, что установить формулу PW_{TX} – поверхности и тем более провести точный расчет термодинамических свойств рассматриваемой системы по имеющимся данным не представляется возможным.

Отсутствие прецизионных данных о скорости звука в водно-электролитных системах, входящих в состав морской воды, при высоких давлениях обусловлено главным образом сложностью акустического эксперимента в экстремальных условиях высокого давления, химически агрессивной и электропроводящей среды.

Целью настоящей работы является проведение измерений скорости звука в разбавленных водных растворах $NaCl$ в интервале давлений 0.1-196.2 МПа и при температурах 0-100 °С.

Методика исследования. Измерения скорости звука проводились методом совмещения эхо-импульсов на ультразвуковой частоте 10 МГц, на установке, использованной ранее для исследования акустических свойств воды и водных растворов. Описание установки и методики проведения измерений основных величин приведены в работе [3].

В качестве акустической базы использовалась разделительная трубка, изготовленная из стали X18H10T с начальной длиной $L_0 = 41.447 \pm 0.001$ мм при температуре 293 К и атмосферном давлении. Температурное и барическое изменения длины трубки учитывались согласно формуле

$$L(p, T) = L_0(1 + \alpha(T - 293))(1 - p(1 - 2\mu) / E), \quad (1)$$

где α – средний коэффициент линейного расширения материала трубки; T и p – соответственно абсолютная температура и давление опыта; μ – коэффициент Пуассона и E – модуль Юнга материала трубки.

Для обеспечения стабильного температурного поля в акустической ячейке, измерительная камера погружалась в жидкостный термостат. Колебания температуры в термостате, контролируемые системой регулирования, лежат в основном в пределах ± 0.003 К, но при ниже комнатных температурах увеличиваются до ± 0.01 К. Измерение температуры производилось непосредственно в термостатирующей жидкости, с использованием платинового термометра сопротивления типа ПТС-10 с точностью 0.01 К. Давление в установке создавалось, поддерживалось постоянным в ходе опытов и измерялось с помощью грузопоршневого манометра типа МП-2500 класса точности 0.05.

Приготовление растворов для исследования производилось гравиметрическим методом с использованием дважды дистиллированной, дегазированной воды и хлорида натрия, марки х.ч. (массовая доля основного вещества в прокаленном препарате не менее 0.999). Относительная молекулярная масса (по международным атомным массам) составляет 58.44 г/моль. Процедура приготовления растворов и заполнения измерительной камеры практически полностью исключает возможность их контакта с атмосферным воздухом. Относительная погрешность определения концентрации растворов не превышает 0.05 %.

Опыты проводились по изотермам при ступенчатом повышении и понижении давления. После установления термодинамического равновесия, в каждой экспериментальной точке производилось 10-15 измерений, а результаты усреднялись. Общая относительная погрешность измерения скорости звука, оцененная для 95 % доверительной вероятности, лежит в пределах 0.01-0.04 %.

Обсуждение результатов. Измерения скорости звука в этой серии были проведены в растворах NaCl с концентрациями: $X = 0.7462$ %; $X = 1.9957$ % и $X = 4.5083$ % по массе, по семи изотермам в диапазоне температур 0-100 °С. В табл. 1 представлены экспериментальные данные о скорости звука в 1.9957 % - ном растворе хлорида натрия.

Таблица 1. Скорость звука в 1.9957 % - ном растворе NaCl

p, МПа	T, К (МТШ – 90)			
	285.73	300.25	314.96	330.51
19.71	1513.35	1556.21	1585.01	1602.78
39.32	1545.97	1589.07	1618.14	1636.90
58.93	1579.24	1621.52	1650.95	1670.27
78.54	1612.85	1654.03	1683.02	1702.62
98.15	1646.26	1686.07	1714.58	1734.42
117.76	1679.49	1717.89	1745.86	1765.31
137.37	1712.57	1749.08	1776.27	1795.68
156.98	1745.16	1780.11	1806.36	1825.43
176.59	1777.43	1810.58	1835.88	1854.62
196.20	1809.12	1840.46	1865.05	1883.25

В работе [4] приведены величины скорости звука в разбавленных водных растворах хлорида натрия на изотермах 20 и 45 °С и при давлениях до 120 МПа. Сравнительный анализ показал, что расхождения данных [4] от результатов наших

измерений лежат в пределах от -7 м/с до +13 м/с (данные [4] в основном завышены). Заметим, однако, что величины скорости звука, приведенные в [4] имеют неправдоподобную барическую зависимость.

Данные [5] представлены на изотермах 5, 15 и 25 °С и при давлениях до 100 МПа. Расхождения этих данных с результатами наших измерений в совпадающей области параметров состояния лежат в пределах ± 0.1 %. Несмотря на удовлетворительное согласие величин скорости звука, форма PWTX – поверхности по данным [5] не отвечает структурным изменениям воды под влиянием рассматриваемого электролита. По указанным причинам, работы [4] и [5] могут иметь только историческое значение, а опубликованные в них данные нельзя рассматривать как надежные.

Известно, что самые значительные структурные изменения воды происходят именно при низких температурах и концентрациях электролита (то есть при добавлении первых порций соли), когда исходная структура воды не нарушена ионами и/или тепловым движением молекул. С ростом концентрации электролита PWTX – поверхность плавно деформируется и, для исследованных нами концентраций, она заметно отличается по кривизне и крутизне от аналогичной поверхности для чистой воды.

Вследствие структурных превращений, происходящих в воде с увеличением концентрации электролита, области барической и температурной аномалий воды сужаются. Между тем, с ростом давления область барической аномалии сужается, а область температурной аномалии, наоборот, расширяется.

В заключение отметим, что полученные нами ранее данные о скорости звука в чистой воде, в стандартной морской воде и результаты настоящей работы являются основой для получения принципиально нового уравнения состояния морской воды EOS-20.

ЛИТЕРАТУРА

1. Цацурян Х.Д. Измерение скорости звука в морской воде в области барической аномалии // Акустика океана. М: ГЕОС.- 2004.- С. 572-575.
2. Цацурян Х.Д. Уравнение состояния морской воды для высоких давлений // Сб. трудов XVI сессии РАО. М: 2005.- Том 2.- С. 349-352.
3. Цацурян Х.Д. Измерения скорости звука в морской воде при высоких давлениях // Акустика океана. М: ГЕОС.- 2013.- С. 252-255.
4. Сейфер А.Л. и др. Скорость звука и адиабатический коэффициент сжимаемости водных растворов сильных электролитов при давлениях до 1200 бар // Сборник ГСССД.- 1970.- С. 171-177.
5. Chen Ch-T., Chen L. Speed of sound in NaCl, MgCl₂, Na₂SO₄, and MgSO₄ aqueous solutions as a functions of concentration, temperature, and pressure // JASA.- 1978.- Vol. 63.- No 6.- P. 1795-1800.

Технические средства, обработка сигналов

А.И. БЕЛОВ, Г.Н. КУЗНЕЦОВ

**ПЕЛЕНГОВАНИЕ И ПОДАВЛЕНИЕ СИГНАЛОВ
ОТ ЛОКАЛЬНОГО ИСТОЧНИКА В МЕЛКОМ МОРЕ**

Научный центр волновых исследований ИОФ РАН
Россия, 199991 Москва, ул. Вавилова, д. 38
Тел.: (495) 941-0193; Факс: (499) 256-1790, E-mail: skbmortex@mail.ru

Корреляция поля сигналов, принятых скалярным и горизонтально-ориентированным векторным приемником равна 0.92–0.99; корреляция с сигналом, принятым вертикальным векторным приемником, уменьшается до 0.66–0.85. В скалярном поле выделено 3–5, при использовании вертикальной векторной составляющей — 7–9 мод. Векторно-скалярные приемники пеленгуют с высокой точностью и подавляют сигналы на 20–30 дБ.

Рассмотрим интерференционную структуру, корреляционные характеристики и волновые спектры звуковых полей тональных сигналов на частотах 117, 320 и 650 Гц. Буксировка излучателя производилась по прямолинейным траекториям. Сигналы от буксируемых излучателей принимались в системе единого времени одновременно на контрольный гидрофон, расположенный на раме буксируемого излучающего комплекса, и на разнесенные в пространстве четырехкомпонентные векторно-скалярные приемники (ВСП), удаленные на 400 м от научного судна. Эксперименты проводились в морском заливе с глубиной 52–53 м. «Водный» модуль был приподнят над дном на высоту 20–22 м. Три придонных модуля располагались на расстоянии около 1.4 м от дна. При исследовании корреляционных характеристик выполнялось позиционирование приемных модулей относительно излучателя, в частности, вычислялась оценка пеленга $\theta_n = \text{Re}[\arctg(|V_x|/|V_y|) \exp(i\Delta\varphi)]$, где $\Delta\varphi$ – разность фаз между V_x и V_y (рис. 1). Видно, что практически на всем участке буксировки при приближении и удалении судно-буксировщик двигалось по радиальному галсу – под углами $\pm\pi/2$. Отметим также, что в зонах интерференционных минимумов P_{\min} наблюдаются знакопеременные «выбросы» оценки пеленга, которые объясняются скачками горизонтальной и вертикальной проекций градиентов фазы звукового давления и проекций вектора колебательной скорости V_x и V_y . В зонах глубокого P_{\min} (сингулярные точки) наблюдается поворот фазы (градиент фазы изменяет знак) в связи с образованием «завихренности». При пеленговании широкополосных сигналов выбросов нет, так как зоны особых точек на разных частотах смещаются по пространству.

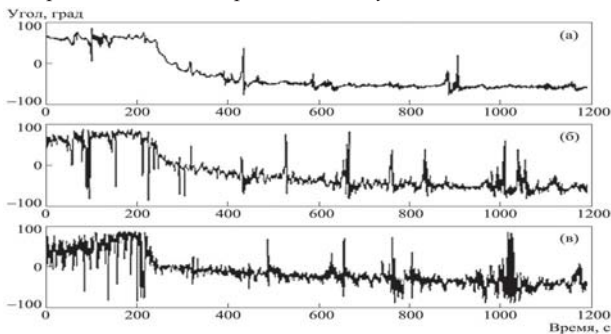


Рис. 1. Пеленг на буксируемый источник в системе координат придонного приемного ВСП: (а) частота 117 Гц, (б) частота 320 Гц, (в) частота 650 Гц.

На рис. 2 представлены огибающие амплитуд P и горизонтальной V_r -компоненты, вычисленной путем векторного сложения двух горизонтальных компонент V_x и V_y по формуле $V_r = V_x \sin(\theta_n) + V_y \cos(\theta_n)$, где θ_n – регистрируемый в реальном времени пеленг на буксируемый источник. Видно, что на всех частотах формы интерференционных кривых для P и V_r , кроме зоны вблизи траверса, практически совпадают.

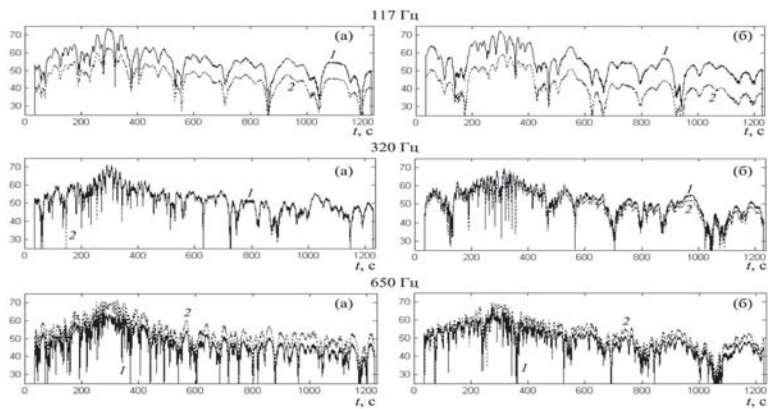


Рис. 2. Интерференционные зависимости; частоты (сверху вниз) 117, 320 и 650 Гц: 1 – давление; 2 – V_r -компонента; (а, б) водный и придонный ВСП.

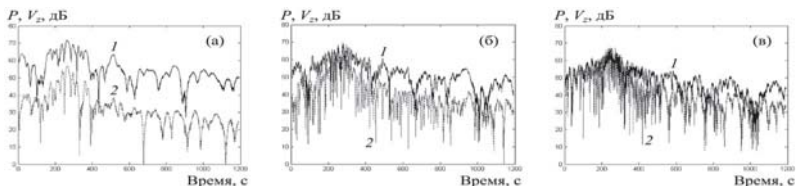


Рис. 3. Интерференционные зависимости звукового давления и вертикальной проекции ВКС: 1 – давление P , 2 – V_z -компонента; (а) частота 117 Гц, (б) частота 320 Гц, (в) частота 650 Гц.

На рис. 3 также для трех частот представлены интерференционные кривые для звукового давления P и вертикальной составляющей колебательной скорости V_z . Интерференционная структура вертикальной составляющей более высокочастотная, чем на рис. 2. Причина в том, что векторный приемник с вертикальной ориентацией «подчеркивает» моды высоких номеров, а интервалы между волновыми числами мод высоких номеров больше, чем для мод первых номеров, т.е. волновой спектр расширяется.

Из рис. 2 и 3 следует, что наблюдается высокая корреляция комплексных огибающих P и V_r в связи с подобием модовой структуры (таблица).

Таблица. Коэффициенты корреляции между комплексными огибающими P и V_r (слева); P и V_z (справа) для трех придонных приемников.

Гц	K_1	K_2	K_3	Гц	K_1	K_2	K_3
117	0.992	0.906	0.953	117	0.386	0.634	0.317
320	0.974	0.829	0.829	320	0.055	0.450	0.202
650	0.872	0.556	0.793	650	0.334	0.354	0.222

С увеличением расстояния между источником шума и приемником в результате ослабления мод высоких номеров корреляция, особенно для вертикальной V_z , возрастает (при условии, что отношение сигнал/помеха больше единицы). С увеличением частоты корреляция для горизонтальных проекций V_r уменьшается, а для вертикальных проекций V_z – стабилизируется.

Экспериментальная оценка эффективности подавления сильно шумящих источников проводилась при контроле координат источника и приемника, излучаемые сигналы регистрировались на разных частотах в системе единого времени, глубина моря в районе буксировки излучателя была практически постоянной. Формирование кардиоид производилось по известной формуле $K_{1,2} = P \pm \beta V_r$, где β – корректировочный коэффициент, выравнивающий размерности и учитывающий различие зависимостей чувствительности от частоты. При движения судна-буксировщика по радиальному галсу минимум кардиоидной характеристики направленности можно сформировать, используя выражение $I_{1,2}(\theta) = P(\theta_{1,2}) + V_x(\theta_{1,2}) \sin(\theta_{1,2}) + V_y(\theta_{1,2}) \cos(\theta_{1,2}) \rightarrow \min$, где θ_1 и θ_2 – направления на начальный и конечный участки трассы буксировки излучателя. Отклики сигналов, принятых сформированными в противоположных направлениях кардиоидами (I_1 и I_2) для трех частот (117, 320 и 650 Гц), приведены на рис. 4. Видно, что в случае приема сигнала кардиоидой, ориентированной на источник зоной максимума, уровень отклика превышает величину сигнала на выходе кардиоиды, ориентированной на источник зоной минимума на 20–30 дБ и более. Подавление будет производиться не на отдельных дискретных составляющих, но одновременно в широкой полосе частот, в которой форма кардиоиды изменяется незначительно.

Для оценки углов скольжения сигналов $\varphi(t(r))$ в вертикальной плоскости используется простое соотношение $\varphi = \arctg(|V_z|/\sqrt{V_x^2 + V_y^2})$. На рис. 5 приведены зависимости угла прихода $\varphi(t(r))$ от времени (от расстояния) для

одной из траекторий. Видно, что на отдельных участках углы прихода скачкообразно изменяются в широких пределах (в отдельных зонах — от $+\pi/2$ до $-\pi/2$ и наоборот) и наблюдаются «разрывы». Как показал анализ, эти зоны соответствуют зонам интерференционных минимумов. В зонах интерференционных максимумов градиенты фазы гладкие, углы прихода близки к горизонтальному направлению.

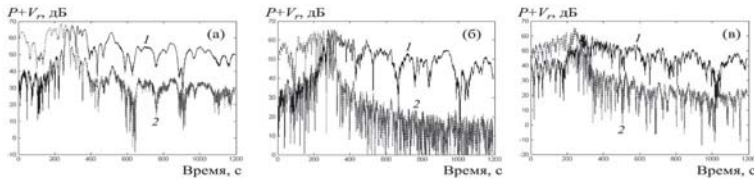


Рис. 4. Сигналы на выходе сформированной кардиоиды: (а, б, в) частоты 117, 320 и 650 Гц: 1 – кардиоида направлена на удаляющийся излучатель зоной с максимальной чувствительностью, 2 – кардиоида направлена на излучатель зоной с минимальной чувствительностью.

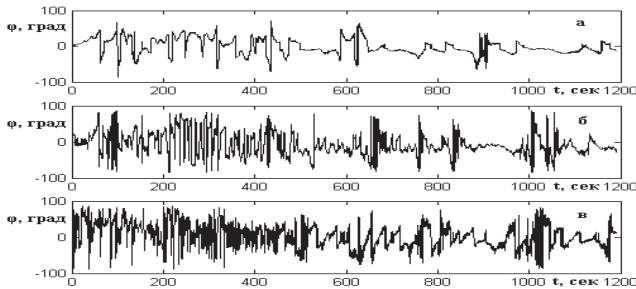


Рис. 5. Угол прихода сигнала в вертикальной плоскости: (а) частота 117 Гц, (б) частота 320 Гц, (в) частота 650 Гц.

Характеристики модовых спектров обосновывают большие величины коэффициентов корреляции: модовые спектры звукового давления и горизонтальной проекции практически совпадают, в модовых спектрах вертикальной компоненты имеются также моды высоких номеров, которые при увеличении расстояния достаточно быстро ослабевают. Как следствие, увеличиваются коэффициенты корреляции между звуковым давлением и вертикальной составляющей колебательной скорости. При использовании скалярных полей или горизонтальных проекций колебательной скорости выделяются 3–5 нормальных волн. При использовании вертикальной проекции колебательной скорости выделяются 7–9 мод. Следовательно, при акустической калибровке волновода целесообразно использовать не только скалярные приемники, но и вертикальную компоненту ВКС. Увеличение числа выделенных мод повышает точность и достоверность идентификации параметров модели грунта. Корреляция скалярных и векторных сигналов велика, корреляция помех мала – это повышает помехоустойчивость обнаружения.

Г.М. Глебова, Г.Н. Кузнецов

ОЦЕНКА ШУМНОСТИ НИЗКОЧАСТОТНЫХ БУКСИРУЕМЫХ ИСТОЧНИКОВ В КАЛИБРОВАННОМ РАЙОНЕ МЕЛКОГО МОРЯ

Научный центр волновых исследований ИОФ РАН

Россия, 199991 Москва, ул. Вавилова, д. 38

Тел.: (495) 941-0193; Факс: (499) 256-1790, E-mail: skbmortex@mail.ru

Сравниваются экспериментальные результаты измерения в различных точках пространства звукового давления, создаваемого буксируемым излучающим комплексом, с расчетными оценками в тех же точках приема, вычисленными с учетом позиционирования и оценки параметров модели грунта, рассчитанным по данным акустической калибровки волновода.

При решении проблемы оценки приведенной шумности в зависимости от диапазона рабочих частот и размеров источника могут применяться различные методы. На низких частотах, когда из-за дифракции расположенные в разных зонах шумящие источники образуют в ближнем поле единое сложное звуковое поле, можно пользоваться моделью эквивалентного мультиполя, состоящего, например, из монополя, трех диполей и пяти квадруполов. На средних и высоких частотах разнесенные в пространстве источники, образующие интегральное поле, могут разрешаться, и необходимо исследовать их парциальный вклад в общее шумовое поле. В этом случае сложный многокомпонентный источник заменяется совокупностью разнесенных в пространстве точечных излучателей (монополь и диполь), которые могут быть источниками широкополосных и узкополосных сигналов – случайных или детерминированных. Рассмотрим алгоритм оценки параметров этих источников, использующий систему матричных уравнений в виде: $\hat{K} = K$, где \hat{K} и K – соответственно, экспериментально измеренная и теоретически рассчитанная спектрально-корреляционная матрица принимаемых сигналов. При расчете экспериментальной матрицы \hat{K} сигналы от скалярных и/или векторно-скалярных приемных элементов антенны подвергаются Фурье-преобразованию, а затем рассчитываются элементы спектрально-корреляционной матрицы $\hat{K}_{lm} = U_l \cdot U_m^*$. Для расчета теоретических значений элементов матрицы K необходимо задать модель сложного акустического источника, решить задачу позиционирования, а также выполнить акустическую калибровку волновода, чтобы использовать его модель и параметры при расчете передаточных функций. Мощности автоспектров и вза-

имные мощности источника – P_{nq} являются искомыми параметрами и находятся как корни статистически переопределенной системы уравнений

$$K_{lm} = \sum_{nq}^N P_{nq} \varphi_{ln} \varphi_{mq} + K_{lm}(n), \quad l, m = 1, \dots, M, \quad \text{где } \varphi_{ln} = -j\omega_r \Phi(r_l r_n) - \text{ для скалярных}$$

приемников, $\varphi_{ln} = \partial \Phi(r_l r_n) / \partial r$ – для векторных приемников, $P_{nq} = \langle p_n p_q \rangle$ – элемент матрицы взаимных мощностей многокомпонентного источника, отнесенный к некоторой точке пространства, например, к началу координат в выбранной системе отсчета; $\Phi(r_m, r_n)$ – потенциал скоростей для источника излучения единичной мощности. Элементы матрицы помех $K_{lm}(n)$, входящие в эту систему уравнений, могут быть измерены экспериментально или включены в число неизвестных параметров. Поскольку K – эрмитова матрица, то систему уравнений $\hat{K} = K$ можно записать в виде M^2 действительных уравнений, что в общем случае позволяет найти M^2 неизвестных параметров. Если эта система составляется по τ интервалам наблюдений, на каждом из которых принимаемые сигналы можно считать квазистационарными, то размерность системы уравнений увеличивается до $M^2 \tau$. Такая система уравнений является переопределенной и решается методом наименьших квадратов для каждой спектральной составляющей комплексного спектра. В самом простом случае, когда модель источника задается в виде одного монополя, система уравнений для оценки приведенной шумности источника упрощается: $\hat{K}_{lm} = P \varphi_l \varphi_m^*$, $l, m = 1, \dots, M$, где P – приведенная к одному метру мощность источника излучения.

Рассмотрим результаты экспериментальной проверки эффективности оценки приведенной шумности при различных алгоритмах обработки. Эксперименты производились путем буксировки излучающей системы, состоящей из компактно расположенных на одном каркасе тонального и импульсного излучателей. Перед буксировкой была произведена калибровка излучателей с оценкой адекватности модели. Установлено, что излучатели можно считать монополями. Приемная антенна состояла из четырех элементов, три из которых (второй, третий и четвертый) установлены вблизи дна и разнесены на 50 м друг от друга, первый установлен над вторым, на высоте около 20 м от дна. Сравнение экспериментальных и теоретических кривых прохода на частоте 117 Гц выполнено при движении буксируемого источника по прямолинейному галсу. На рис. 1 представлены экспериментально измеренные при буксировке источника и рассчитанные кривые прохода для четырех приемников антенны. При расчете теоретических кривых прохода использовались результаты акустической калибровки волновода и взаимного позиционирования источника излучения и приемной антенны.

Для анализа экспериментальных зависимостей введены обозначения «P», «K», «P-slide» и «R». Оценки приведенной шумности, полученные из системы уравнений \hat{K}_{ij} путем скользящего сглаживания и теоретических, и экспериментальных данных, обозначены «P-slide». Метод «R» использует

XV школа-семинар им. Акад. Л.М. Бреховских "Акустика океана", XXIX сессия РАО

систему уравнений вида $\hat{K}_{ll} = PF(r_l)$, $l=1, \dots, M$, где $F(r_l)$ – пропорциональная мощности функция расстояния между источником и l -м приемным элементом. В зависимости от соотношения глубины волновода и расстояния r_l ее выбирают в виде $1/r_l$ или $1/r_l^2$. Методы «Р» и «К» используют матричную запись для \hat{K}_{ll} и передаточную функцию волновода, вычисленную по результатам акустической калибровки. Из приведенных на рис. 1 данных видно, что калибровка волновода и взаимное позиционирование выполнены достаточно точно, что позволило вычислить несмещенные оценки давления в различных точках приема. Видно также, что сглаживание существенно уменьшает дисперсию оценки спектральной плотности.

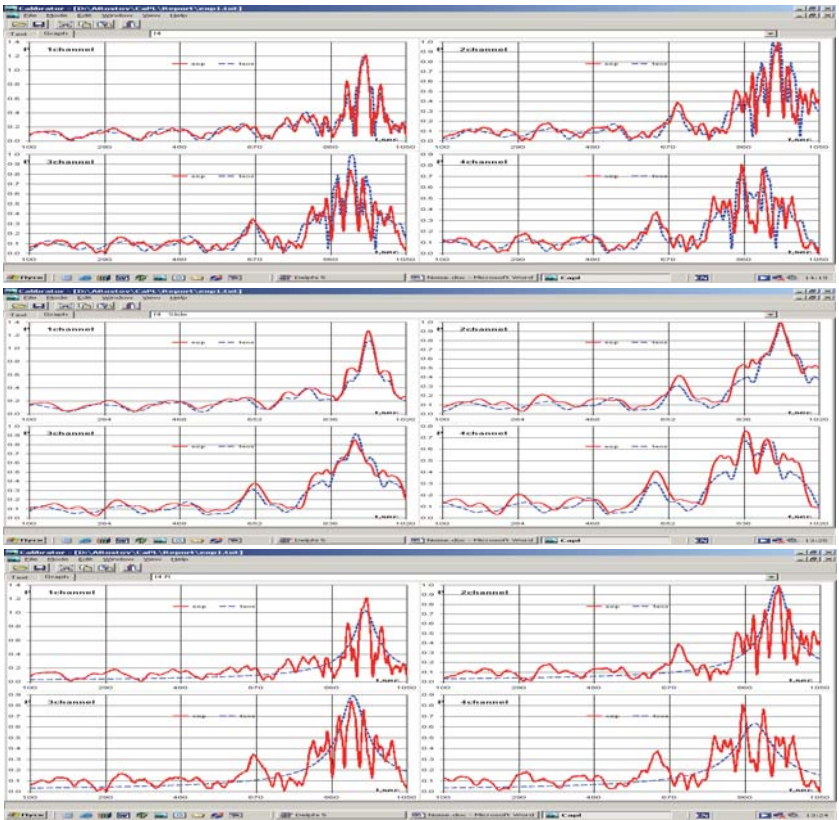


Рис. 1. Теоретическая и экспериментальная зависимость давления на четырех гидрофонах при буксировке источника; теоретические зависимости (пунктир) рассчитаны: *а* – по методу нормальных волн; *б* – по методу нормальных волн с последующим скользящим сглаживанием; *в* – кривая прохода для источника единичной мощности при уменьшении квадрата давления по закону $1/r$.

Точность оценки приведенной шумности источника при использовании различных методов иллюстрируется рис. 2, на котором представлена плотность вероятности распределения оценки мощности, вычисленная экспериментально. Поскольку оценка мощности получается суммированием с весами элементов матрицы K , то она является случайной величиной, имеющей гамма-распределение $p(x|\alpha, \beta)$ с параметрами α и β . Распределение χ^2 – частный случай гамма-распределения для суммы квадратов случайных величин с одинаковыми весами и со стандартным нормальным распределением. Параметры гамма-распределения α и β вычисляются с использованием среднего значения \hat{P} и дисперсии $\sigma^2(\hat{P})$, которые получены экспериментально $\hat{P} = \alpha / \beta$, $\sigma^2(\hat{P}) = \alpha / \beta^2$, откуда $\alpha = \hat{P}^2 / \sigma^2(\hat{P})$, $\beta = \hat{P} / \sigma^2(\hat{P})$.

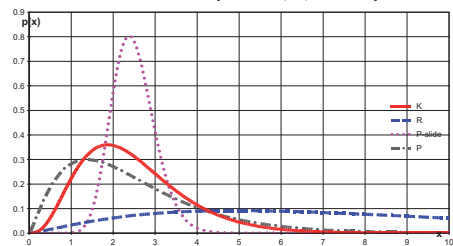


Рис. 2. Плотность вероятности оценки приведенной шумности для различных алгоритмов обработки

усиления приемных каналов (20 дБ), равно 4820 Па, что отличается от результатов предварительно проведенной калибровки излучателя «на стопе» не более, чем на 8%. Как следует из рис. 2 методы «P-slide» и «K» имеют наибольшую точность, которая достигается за счет согласованной фильтрации – согласованной с траекторией движения, с параметрами модели передаточной функции волновода и с геометрией расположения приемников в пространстве. Метод «R» дает большие погрешности (до 6–8 дБ), так как не учитывает интерференцию сигнала; и сигнал быстро убывает, что нереально.

Таким образом, установлена принципиальная возможность достаточно точной дистанционной оценки параметров источников в волноводе при условии калибровки волновода, позиционирования излучателя и эффективного алгоритма обработки. Для решения практически важных задач в реальных условиях необходимо задать адекватную модель источника, заменив реальный объемный многокомпонентный источник эквивалентным источником в виде сосредоточенного мультиполя или разнесенными в пространстве монополями и диполями с известной геометрией. При решении обратной задачи с целью оценки параметров эквивалентной модели следует обосновывать адекватность модели и устойчивость оценок. В частности, необходимо обосновывать достижение глобального экстремума. Для повышения помехоустойчивости измерений целесообразно использовать пространственно-разнесенные скалярные или векторно-скалярные модули, а также многоэлементные протяженные приемные системы – например, стационарные донные антенны.

При расчете \hat{P} и $\sigma^2(\hat{P})$ использовалась выборка длительностью 1000 с, что вполне достаточно для достоверной оценки параметров гамма-распределения. Значение приведенного к 1 м звукового давления, создаваемого излучателем на частоте 117 Гц с учетом чувствительности гидрофона (166 мкВ/Па), параметров АЦП (1.5в/32767 бин) и коэффициента

А.В. Гринюк¹⁾, В.Н.Кравченко¹⁾, А.И. Хилько

АДАПТИВНАЯ ОБРАБОТКА ШИРОКОПОЛОСНЫХ ГА СИГНАЛОВ ГОРИЗОНТАЛЬНОЙ РЕШЕТКОЙ ПРИ ЭКСПЕРИМЕНТАХ В МЕЛКОМ МОРЕ

Институт прикладной физики РАН

Россия, 603950, Н. Новгород, ул. Ульянова, д.46

Тел. / Факс: (831) 436-9717; E-mail: A.khil@hydro.appl.sci-nnov.ru

¹⁾ ОАО "НИИ Атолл"

Приводятся результаты экспериментов по адаптивной к среде частично-когерентной фильтрации широкополосных ГА сигналов горизонтальной решеткой в мелком море. Указанным методом решается задача повышения точности оценки направления на источник.

При использовании частотно-пространственного представления при обнаружении излучаемых судном случайных гауссовских сигналов низкочастотной горизонтальной фазово-амплитудной решеткой (ФАР) в мелком море из-за сильной частотной дисперсии функции Грина в гидроакустическом волноводе, локально-оптимальная статистика, вычисленная на одном временном интервале ДПФ, имеет вид [1, 2]:

$$T_{\text{от}} = \sum_{f \in F} g_{s,f} \left| H_f^+ G_{n,f}^{-1} P_f \right|^2. \quad (1)$$

Здесь: p_f - вектор наблюдения сигналов с ФАР на частоте $f \in F$ (на одном отсчёте ДПФ); F - полоса частотного анализа; H_f - вектор передаточной функции среды распространения сигналов (вектор компенсации ФАР), соответствующий индивидуальному «каналу» в пространстве неизвестных параметров сигнала; $G_{n,f}$ - ковариационная матрица помехи на частоте $f \in F$; $g_{s,f}$ - спектральная плотность шумового сигнала. Алгоритм обнаружения, основанный на статистике (1) является оптимальным при «слабом» сигнале, однако в реальных условиях входящие в него величины либо известны частично, либо неизвестны вовсе. Исследуем возможность согласованной с функцией Грина пространственно-частотной обработки широкополосных гидроакустических сигналов, полагая помеху пространственно некоррелированной и спектры полезного сигнала и помехи частотно независимыми. Используя экспериментальные оценки относительных времён задержек прихода взрывного сигнала на глубине 50 метров по различным модам от частоты в мелком море глубиной 300 метров оценим групповые скорости распространения сигналов C_{gp} и по ним рассчитаем фазовые скорости C_{ϕ} по каждой моде в соответствии с приближенным соотношением

$C_{\phi} = C^2 / C_{2p}$, где C – средняя скорость распространения звука в воде, равная в условиях проведения эксперимента 1500 м/с. [5] (рис.1, слева). Поскольку полученные таким образом оценки фазовых скоростей сигналов по каждой моде практически совпадали с подобранными экспериментально скоростями на нескольких частотах, соответствующих дискретным составляющим спектра шумоизлучения судна, используем их при пространственной обработке шумовых сигналов в широкой полосе частот. На рис.1, справа приведен пример экспериментальной оценки нормированного углового спектра в логарифмическом масштабе (дБ) на выходе пространственной обработки донной линейной ФАР на частоте 14 Гц при нахождении источника шумоизлучения (надводного корабля - НК), движущегося на расстоянии 15 км в направлении 1° относительно линии антенны. Нижняя кривая рассчитана с помощью модели распространения сигналов в виде свободного полупространства при скорости звука 1500 м/с. Верхняя кривая рассчитана путем пространственной обработки основных 5-ти распространяющихся волноводных мод и некогерентном их суммировании. Причем в случае согласованной со средой пространственной обработки использовались фазовые скорости, приведённые на рис.1, слева, и находящиеся в диапазоне 1500 м/с – 2150 м/с. При этом видно, что использование согласованной с каналом распространения сигналов пространственной обработки с некогерентным накоплением модовых откликов убирает смещение оценки пеленга на цель, достигающее $30^\circ - 40^\circ$ при нахождении цели в направлении бегущей волны донной линейной ФАР. При когерентной согласованной обработке необходимо просуммировать на каждой частоте модовые отклики с учётом фазы для заданной дальности обнаружения источника.

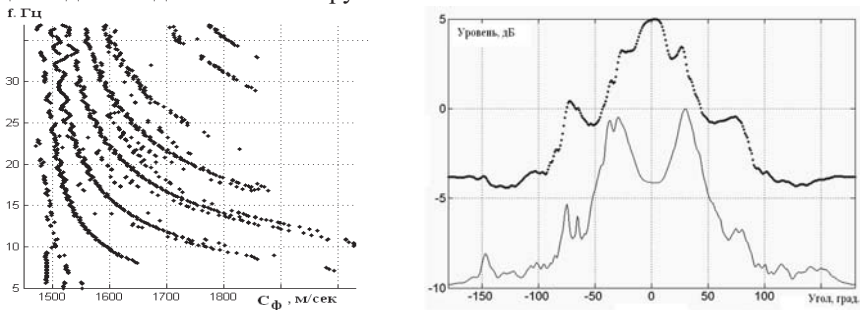


Рис.1

При этом для дальности R нахождения источника сигнала и допустимой точности знания фазы сигнала в точке приёма $\Delta\varphi$ получим соотношение для допустимой точности знания фазовой скорости каждой моды $\Delta C \leq \Delta\varphi C^2 / (\omega R)$, где C – средняя по глубине скорость распространения звука в воде. При допустимой величине $\Delta\varphi = 0.2$ радиана и дальности до источника сигнала $R = 10$ км величина ΔC на частоте 15 Гц будет составлять 0.45 м/с. С ростом частоты и дальности до источника сигнала требуемая точность знания фазовой скорости каждой моды будет возрастать. При некогерентной согласованной

пространственной обработке путём суммирования модулей откликов ФАР по каждой моде необходимо сложить модовые отклики с точностью хотя бы до половины ширины характеристики направленности ФАР, скорректировав смещение каждого модового отклика в соответствии с оценкой его фазовой скорости. Для этого необходимо знать фазовые скорости каждой моды с точностью $\Delta C \leq C^2/(\omega L)$, где L – апертура ФАР. Для типичной апертуры ФАР $L = 1$ км на частоте 15 Гц получим допустимую величину $\Delta C \leq 22.5$ м/с, что почти на два порядка больше чем при полностью согласованной с гидроакустическим волноводом пространственной обработкой. На рис.2, слева, приведены результаты статистического моделирования влияния ошибок при оценке фазовых скоростей на точность пеленгации источника шумоизлучения в диапазоне частот 5 – 38 Гц для вышеизложенных условий в зависимости от направления нахождения источника шума для несогласованной и согласованной с гидроакустическим волноводом некогерентной пространственной обработки сигналов.

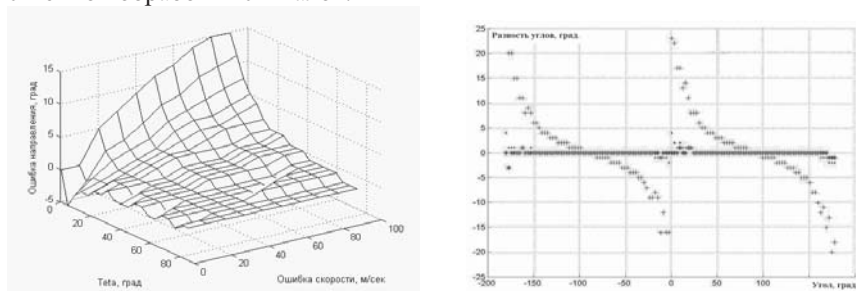


Рис.2

Результаты моделирования подтверждают правильность соотношения использованных выше оценок. В реальной ситуации наличие в море динамических процессов (внутренних волн, вихрей, рингов, приливных явлений и др.) приводит к флуктуациям фазовых скоростей распространяющихся мод с различным интервалом стационарности, значительно превышающим оцененные выше величины. На рис. 2, справа, приведены зависимости ошибок пеленгации источника шумоизлучения в полосе частот 5 – 38 Гц для вышеперассмотренных условий: модель свободного полупространства («+»), некогерентная согласованная с волноводом пространственная обработка («*») при одинаковых амплитудах мод, и при различных экспериментально оцененных относительных амплитудах мод («♦»). Результаты сравнения данных эксперимента расчетами откликов в направлении «бегущей волны» той же АФР на частоте 14 Гц при использовании согласованной со средой когерентной пространственной обработки показаны на рис.3, слева (когерентное суммирование мод) – кривая из «ромбиков», согласованной со средой обработка с некогерентным суммированием мод – кривая из «крестиков», пространственной обработки для модели волновода в виде свободного полупространства с фазовой скоростью 1500 м/с – кривая из «точек». На рис.3, справа, приведен пример экспериментальной оценки согласованных с

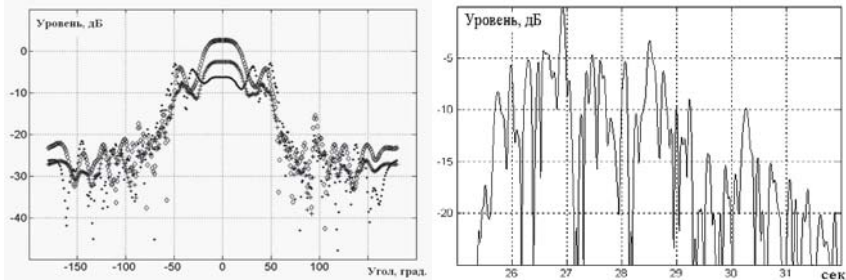


Рис.3.

зондирующим сигналом откликов в мелком море глубиной 200 м в условиях летней гидрологии принятого донной приёмной антенной решёткой с расстояния 95 км. Излучатель на глубине 50 м возбуждал опшодизированные ЛЧМ сигналы, имеющие полосу 22 Гц на центральной частоте 82 Гц. Как видно, из-за различия групповых скоростей распространения мод и эффектов внутримодовой дисперсии среднее время затягивание принятого сигнала составляет порядка 1 секунды на 10 км расстояния. Для когерентного и некогерентного суммирования модовых откликов требования по точности знания групповых скоростей каждой моды также определяются полученным выше оценкам. Как показывает проведенный анализ, использование как когерентной, так и некогерентной согласованной с гидроакустическим волноводом пространственно-временной обработки сигналов на низких частотах в мелком море убирает смещение оценки пеленга на цель, достигающее иногда 40° при нахождении цели в направлении «бегущей волны» линейной ФАР. Кроме того, можно убрать и смещение оценки дистанции до цели в режиме активной гидролокации, которая достигающей 15% от истинной дальности до цели. При этом обеспечивается дополнительный выигрыш в отношении сигнал/помеха, равный количеству распространяющихся мод в волноводе при когерентном накоплении модовых откликов и корню квадратному из количества мод при некогерентном суммировании модовых откликов (при равных амплитудах мод).

ЛИТЕРАТУРА

1. Баронкин В.М. Статистические методы анализа звуковых полей в океане / «Акустика океанской среды», М. Наука, 1989, 186-202.
2. A.B. Baggeroer Why did applications of MFP failed, or did we not understand how to apply MFP? / 1st International Conference and Exhibition on Underwater Acoustics, 2014, p.41-49.

В.А. Гриценко

МЕТОД АВТОМАТИЗИРОВАННОГО ПОИСКА ВОКАЛИЗАЦИЙ СЕРЫХ КИТОВ

Тихоокеанский океанологический институт им. В.И. Ильичева ДВО
РАН
Россия, 690041 Владивосток, ул. Балтийская, 43
Тел.: (4232) 312120; Факс: (4232) 312573, E-mail: ami1984@yandex.ru

Приводится описание метода автоматизированного поиска вокализаций серых китов. Алгоритм данного метода основан на взаимном корреляционном анализе текущего спектра акустического шума, измеренного в частотном диапазоне 2-15000 Гц, со спектрами типовых вокализаций серых китов. Приведены примеры результатов применения этого алгоритма для поиска вокализаций серых китов в данных, записанных с помощью автономных донных акустических регистраторов в точках ежегодного акустического мониторинга, проводимого на северо-восточном шельфе о. Сахалин.

В 2011 году во время мониторинга акустических шумов, проводимого по заданию компаний “Эксон Нефтегаз Лимитед” и “Сахалин Энерджи Инвестмент Компани Лтд.” на северо-восточном шельфе о. Сахалин, были зарегистрированы сигналы, которые на слух ассоциировались как стуки (knock). Позднее они были идентифицированы как один из видов коммуникационных сигналов серого кита, питающегося на мелководье.

В докладе представляется алгоритм автоматизированного поиска коммуникационного сигнала серого кита, типа knock, который основан на трехмерной взаимной корреляционной функции спектральной плотности мощности - $G^{im}(f;t)$ опорного сигнала - knock с текущим спектом $G(f;t)$ акустических шумов, измеренных с помощью автономного подводного акустического регистратора – АПАР [1], установленного на шельфе Охотского моря.

На рис. 1 показаны временные ряды (а, г) и текущие спектры (б, д) акустических сигналов серых китов, записанных с частотой дискретизации 30 кГц в точках мониторинга Т1 и Т2, расстояние между которыми 1.5 км. Эти точки находятся на 10 и 20 метровой изобатах и расположены на линии, примерно, перпендикулярной к береговой черте. На рис. 1в и рис. 1е видно, опорный образ, составленный из 5-ти отдельных импульсов, записанных в точке Т1, хорошо коррелирует как сам с собой, так и с импульсами, зарегистрированными в это же время в точке Т2.

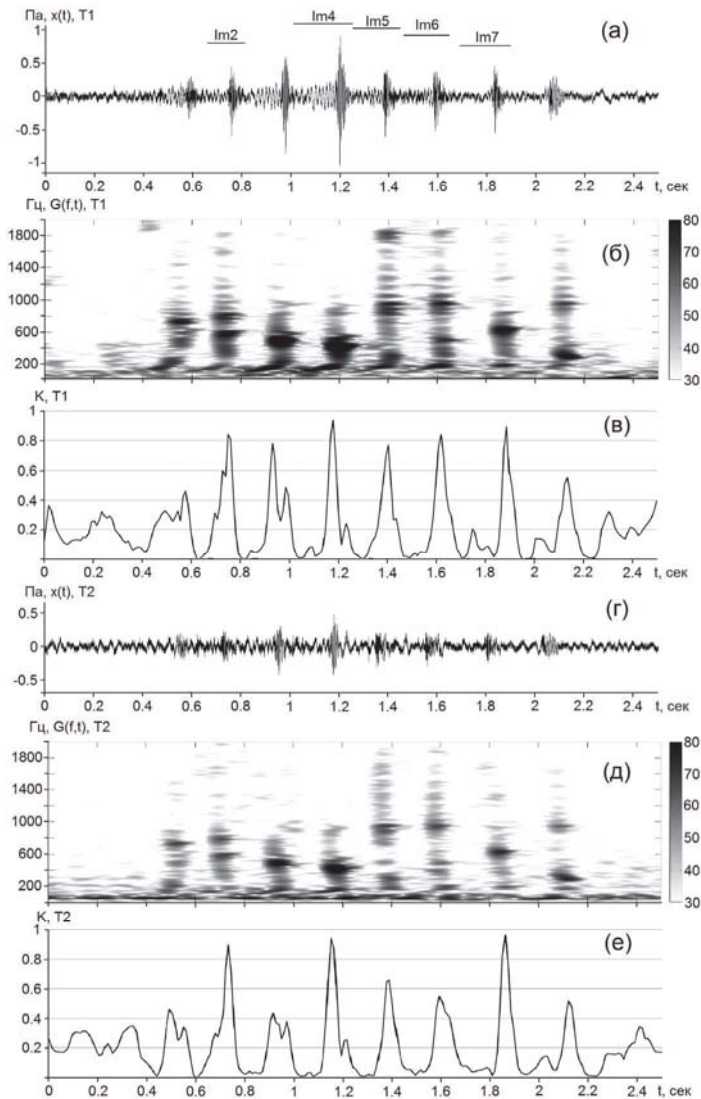


Рис. 1. Акустические сигналы, записанные в точках мониторинга T1 – (а) и T2 – (г) и соответствующие им текущие спектры – (б, д). Результаты работы алгоритма поиска для опорного сигнала, составленного из импульсов Im2, Im4, Im5, Im6 и Im7 – (в, е).

При вычислениях был взят шаг по временной оси равный 0.01 с. При частоте дискретизации 30 кГц он соответствует 300 значениям. При средней

длительности импульса серого кита 0.2 с шаг 0.01 с является грубым, но он был выбран из соображений оптимальности значения длительности расчетов, поскольку время расчетов БПФ не должно превышать 10% времени записи акустических данных, а уровень значения коэффициента взаимной корреляции между акустическим сигналом и опорным образом должен превышать 0.5. Эти значения были достигнуты с помощью проведения расчетов на GPU фирмы nVidia с использованием технологии Cuda и благодаря разделению алгоритма выполнения на два этапа, как это показано на рис. 2.

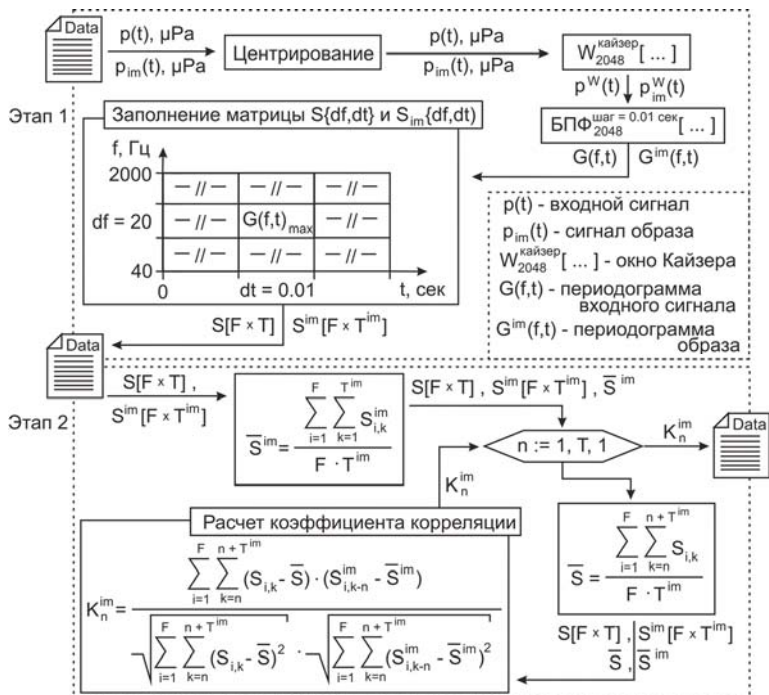


Рис. 2. – Блок-схема алгоритма поиска акустических сигналов серых китов.

На рис. 2 видно, что на каждом n -ом шаге второго этапа для каждого используемого опорного образа поискового сигнала $p_{im}(t)$ рассчитывается коэффициент корреляции K_n^{im} . Однако, в файле отчёта сохраняется максимальное значение K_n из всех значений коэффициентов K_n^{im} , рассчитанных для каждого опорного образа на n -ом шаге работы алгоритма.

Для иллюстрации эффективности работы алгоритма на рис. 3 показан зашумленный сигнал серого кита, зарегистрированный в точке T2 в другое время.

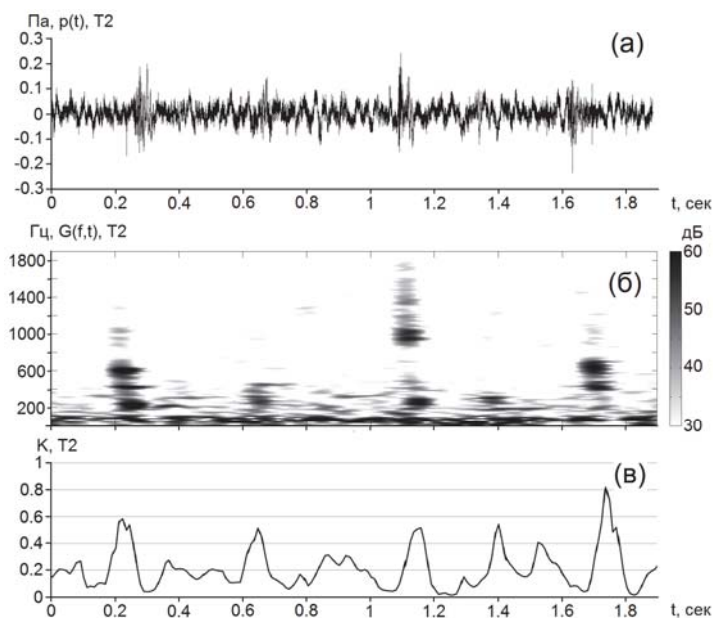


Рис. 3. Акустические импульсы, зарегистрированные в точке T2 - (а) и их текущий спектр – (б). Результаты работы алгоритма поиска для опорного сигнала, составленного из импульсов Im2, Im4, Im5, Im6 и Im7, показанных на рис. 1а – график в.

На рис. 3в видно, что и в этом случае при шаге по времени равном 0.01 с и шаге по частоте, равном 20 Гц значение коэффициента трехмерной взаимной корреляции на искомым импульсах превышает 0.5.

Работа выполнена при поддержке компаниями «Эксон Нефтегаз Лимитед» и «Сахалин Энерджи Инвестмент Компани Лтд.»

ЛИТЕРАТУРА

1. Борисов С.В., Ковзель Д.Г., Рутенко А.Н., Ущиповский В.Г. Автономная гидроакустическая станция с радиоканалом для акустических измерений на шельфе // Приборы и техника эксперимента. 2008. №5. С. 132-137.

О.С. Громашева

**ОБЪЕКТНО-ОРИЕНТИРОВАННАЯ БАЗА ДАННЫХ
ОКЕАНОГРАФИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ «АСPOSIT- ВЕКТОР»**

Тихоокеанский океанологический институт им. В.И. Ильичева
ДВО РАН
Россия, 690041, Владивосток, ул. Балтийская, 43
Тел.: (423-2) 311-400; Факс: (423-2) 312-573
E-mail: gromasheva@poi.dvo.ru

В период 2001- 2015г.г. лабораторией акустической океанографии ТОИ ДВО РАН проводились экспериментальные исследования шельфовой зоны океана методами акустической томографии на акустико-гидрофизическом полигоне ТОИ ДВО РАН, расположенном в акватории м. Шульца (б. Витязь). Анализ результатов экспериментов показал целесообразность разработки и необходимость создания объектно-ориентированной базы данных (ООБД) АСPOSIT. Описываются используемые инструментальные и программные средства разработки, проект моделей объектов базы данных и диаграмма классов системы, приводится общая характеристика созданного приложения, обозначаются функции и возможности главного интерфейса системы.

Более 10 лет лабораторией акустической океанографии ТОИ ДВО РАН ежегодно проводились исследования на исследовательском гидроакустическом полигоне «Мыс Шульца» в шельфовой зоне Японского моря, изучались характеристики распространения, рассеяния и отражения звуковых волн в различных гидрологических условиях. Для проведения экспериментальных измерений лабораторией была разработана специальная измерительная система АСPOSIT. Измерения осуществлялись методом горизонтального дистанционного зондирования водной среды с применением поля дрейфующих радиогидроакустических буев (РГБ) и стационарно установленного или дрейфующего излучателя [1]. Данные акустических измерений представляют собой бинарные многоканальные записи принятых сигналов длительностью от 3 до 10 минут, зарегистрированных с частотой дискретизации от 24 до 35 кГц. Данные обрабатывались с помощью специально разработанного программного обеспечения на основе спектральных и корреляционных методов.

В результате были накоплены большие объемы информации, включающие данные измерений зависимости скорости звука от глубины; данные

профилирования, геофизических свойств морского дна; данные акустических измерений; результаты обработки данных; журналы экспериментов. Для оптимизации управления этой информацией, использования ее для планирования и подготовки схем экспериментов был разработан проект специализированной геоинформационной системы (ГИС) «АСПОСИТ-ВЕКТОР». Основой системы является объектно-ориентированная база данных океанографических измерений АСПОСИТ.

Для целей ГИС «АСПОСИТ-ВЕКТОР» требуется высокопроизводительная обработка данных, имеющих сложную структуру, поэтому в ООБД АСПОСИТ данные моделируются в виде объектов, их атрибутов, методов и классов. Также как и объектно-ориентированное программирование, ООБД основывается на концепциях инкапсуляции, наследования и полиморфизма.

Для создания объектно-ориентированной базы данных гидроакустических измерений была выбрана среда разработки поддерживающая технологию NET Framework компании Microsoft VisualStudio 2010.

Интерфейс объектно-ориентированной системы базы данных (главное окно программы, которое является основным для работы пользователя с базой данных) представлен на рис. 1. Вверху расположено системное меню, которое содержит команды приложения и параметры, сгруппированные по функциональности. Под ним находится панель инструментов, позволяющая быстро вызывать часто используемые функции системы, также доступные из меню окна. Каждый элемент панели обозначается пиктограммой, соответствующей ее функции. Рабочая область главного окна состоит из трех частей: навигатора по экспериментам (слева вверху), контейнера с вкладками (внизу) и информационного фрейма (справа вверху).

Навигатор по экспериментам представляет собой древовидную структуру заданий, причем корни данного дерева – это год проводимых экспериментов, в каждом году одна или несколько экспедиций, в каждой экспедиции один или несколько этапов, а в каждом этапе одно или несколько заданий, т.е. экспериментов. Навигатор позволяет быстро выбрать нужное задание, в нем указаны дата начала и конца каждого этапа и дата выполнения задания.

Вторая часть окна – область с вкладками – предназначена для возможности одновременной работы с несколькими заданиями посредством переключения в одном окне приложения между открытыми вкладками с этими заданиями. На каждой вкладке в удобной и компактной форме представлены все данные, связанные с текущим экспериментом, а название вкладки представляет дату его проведения.

Третья часть рабочей области окна представляет собой информационный фрейм, содержащий данные о схеме текущего эксперимента, в том числе список всех задействованных РГБ, их общее количество, название используемого излучателя, координаты и заглубление всех компонентов системы, а также изображение схемы, которое можно увеличить для просмотра

ра в исходном размере. Увеличенное изображение схемы эксперимента открывается в новом окне. В информационный фрейм включен заголовок текущего задания, в котором указано, к какой экспедиции и к какому её этапу относится текущий эксперимент и порядковый номер задания в этапе. Эта же информация отображаются в статусной строке главного окна.

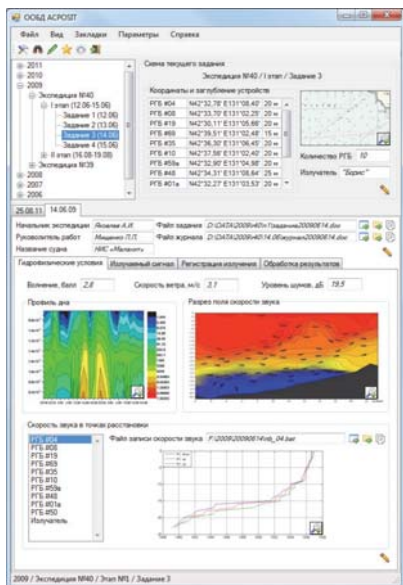


Рис.1 Главное окно ООБД ACPOSIT

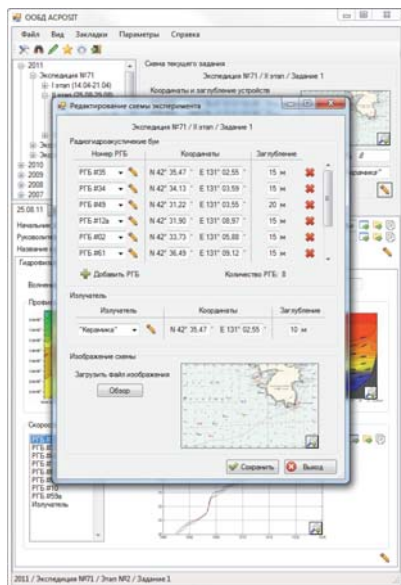


Рис.2 Окно редактирования схемы эксперимента

Во вложенных вкладках, представляющих наибольший интерес для пользователя, содержатся все основные данные, касающиеся гидроакустических измерений. При разработке модели базы данных помимо общих сведений об эксперименте и параметров схемы задания было выделено еще четыре категории данных: гидрофизические условия, параметры излучаемого акустического сигнала, данные о регистрации излучения и самая большая группа данных – обработка результатов эксперимента. Именно по этим категориям и были созданы вложенные вкладки, каждая категория данных в отдельной вкладке.

Редактирование данных, т.е. их изменение, пополнение или удаление, максимально упрощено и автоматизировано. Кнопка редактирования данных присутствует в каждом информационном блоке, выглядит как карандаш, расположена всегда в правом нижнем углу блока данных. Окно редактирования схемы эксперимента представлено на рис. 2. Чтобы пользователь по минимуму вводил вручную данные, везде, где можно используются поля со списком, в том числе поле с выбором конкретного РГБ, поле с выбором

излучателя. При этом если попытаться выбрать уже присутствующий в схеме РГБ, то система не позволит это сделать и выдаст сообщение об этом. Сами списки РГБ и излучателей редактируются в отдельном окне. Установлены максимальные и минимальные значения как для широты, так и для долготы, поэтому при попытке ввода выходящих за пределы значений система выдаст ошибку.

Окно поиска – одной из основных функций системы – можно открыть либо через меню, либо выбрав соответствующую кнопку на панели быстрого запуска. Поиск можно осуществлять по всем возможным параметрам эксперимента, в том числе по общим параметрам, по гидрофизическим условиям и даже по параметрам излучаемого сигнала, а также различной информации о схеме эксперимента. Все поля автоматизированы: нигде ввод с клавиатуры не требуется, всё выбирается из списков или с помощью кнопок.

Тестирование работы пользователей с системой показало, что спроектированный пользовательский интерфейс системы является эргономичным. В работе рассмотрены лишь некоторые возможности разработанной ООБД океанографических измерений АСPOSIT, которая обеспечивает:

- максимально эффективное хранение данных экспериментов;
- структуризацию результатов экспериментов периода 2006-2009гг.;
- удобный и быстрый доступ к массивам гидрологических данных;
- оптимизацию процесса обработки результатов экспериментов;
- визуализацию информации об эксперименте и его результатов.

База данных АСPOSIT является ядром ГИС«АСPOSIT-ВЕКТОР», предназначенной для подготовки и планирования экспериментов по исследованию влияния гидрофизических и геоморфологических характеристик среды на свойства акустических сигналов методом дистанционного зондирования океана с приёмом сигналов полем радиогидроакустических буев (РГБ) на акустико-гидрофизическом полигоне мыс Шульца.

ЛИТЕРАТУРА

1. Громашева О.С., Бачинский К.В., Кошелева А.В., Ли Б.Я., Юхновский В.А. Определение взаимосвязи изменения параметров акустических сигналов и гидрофизических характеристик морской среды //Океанологические исследования дальневосточных морей и северо-западной части Тихого океана: в 2кн. / ТОИ ДВО РАН Кн.2. – Владивосток: Дальнаука, 2013.С.241-251

В.А. Ермольчев¹⁾, И.А. Убарчук²⁾, Т.М. Сергеева¹⁾

**МЕТОДЫ, НОВАЯ ПРОГРАММА ПОСТ-ОБРАБОТКИ ЭХОГРАММ
«SALTSE» И РЕЗУЛЬТАТЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЗАВИСИМОСТЕЙ
АКУСТИЧЕСКОЙ СИЛЫ ЦЕЛИ ОСНОВНЫХ ПРОМЫСЛОВЫХ
РЫБ *IN SITU* ОТ ИХ ДЛИНЫ И ГЛУБИНЫ ОБИТАНИЯ В
СЕВЕРНЫХ МОРЯХ**

¹⁾ Федеральное государственное бюджетное научное учреждение «Полярный научно-исследовательский институт морского рыбного хозяйства и океанографии им. Н.М. Книповича» (ФГБНУ «ПИНРО»), Россия, 183038, г. Мурманск, ул. Академика Книповича, 6; Тел.: +7 8152 4733582,
Факс: +7 8152 473331, E-mail: eva@pinro.ru

²⁾ Федеральное государственное бюджетное научное учреждение «Тихоокеанский научно-исследовательский рыбохозяйственный центр» (ФГБНУ «ТИНРО-Центр»), Россия, 690950, г. Владивосток, пер. Шевченко, 4, E-mail: igor.ubarchuk@gmail.com

Знание зависимостей акустической силы цели TS рыб in situ от их длины L (TS-L зависимостей) и глубины обитания H (TS-H зависимостей) имеет ключевое значение при оценке их запасов гидроакустическим методом. Текущие TS-L зависимости получены более 30 лет назад, нуждаются в проверке и корректировке. В данной статье представлены методики, новая программа постобработки эхограмм "SALTSE" (Area Scattering Coefficient, Length and Target Strength Estimation) и результаты определения TS-L и TS-H зависимостей для основных промысловых рыб в Северных морях. Полученные TS-L зависимости отличаются от текущих и особенно для тресковых видов рыб и окуня-клювача. Полученные TS взрослых рыб на разных глубинах не подтвердили предполагаемое некоторыми исследователями существенное уменьшение TS рыб с увеличением глубины их обитания. Изменения TS взрослых рыб на разных глубинах оказались в пределах вариаций, вызываемых поведением, пространственной ориентацией, физическим и биологическим состоянием рыб.

Исследованиями установлено, что сила цели TS рыб *in situ* является возрастающей функцией их длины L: $TS=B*\lg(L)+A$, где B и A – коэффициенты, зависящие от вида рыб, и TS-L зависимости имеют статистический характер [1]. Некоторые исследователи предполагают [2, 3], что объем плавательного пузыря уменьшается с глубиной H в соответствии с законом, близким к закону Бойля-Мариотта, и, следовательно, отражающая поверхность плава-

тельного пузыря и TS рыбы существенно уменьшаются, но TS-H зависимости исследованы недостаточно. Сделан вывод [1]: измерения TS рыб только *in situ* могут обеспечить достаточной статистикой для определения обособленных TS-L зависимостей, имеющих ключевое значение при проведении тралово-акустических съемок (ТАС) по оценке запасов рыб. В ПИНРО и ТИНРО-Центре для выполнения ТАС и определения TS рыб *in situ* применяются норвежские научные эхолоты Simrad EK60 с антеннами с расщепленным лучом и программами сбора, накопления и постобработки эхограмм эхолотов. Разработана методика и создана российская программа постобработки «SALTSE» эхограмм эхолотов для определения TS-L зависимостей [4, 5, 6]. Ниже приведены полученные TS-L зависимости для основных промысловых рыб в Северных морях, а на рисунках 1 и 2 - изменения TS взрослых рыб на разных глубинах.

$$\text{TS(треска, БМ, L=5-50 см)} = 21,6 \lg L - 69,2; r^2=0,97; \text{ s.e.}=1,1; n=102, \quad (1)$$

$$\text{TS(треска, БМ, L=50-100 см)} = 25,5 \lg L - 75,4; r^2=0,81; \text{ s.e.}=1,1; n=456, \quad (2)$$

$$\text{TS(треска, БМ, L=100-145 см)} = 36,6 \lg L - 97,4; r^2=0,80; \text{ s.e.}=1,0; n=359, \quad (3)$$

$$\text{TS(пикша, БМ, L=8-81 см)} = 21,9 \lg L - 69,5; r^2=0,87; \text{ s.e.}=1,3; n=195, \quad (4)$$

$$\text{TS(сайка, БМ, L=3,5-29 см)} = 18,4 \lg L - 68,3; r^2=0,97; \text{ s.e.}=0,9; n=178, \quad (5)$$

$$\text{TS(сайка, КМ, L=8,7-21,5 см)} = 21,7 \lg L - 74,3; r^2=0,94; \text{ s.e.}=0,7; n=54, \quad (6)$$

$$\text{TS(мойва, БМ, L=3,2-18 см)} = 17,2 \lg L - 72,6; r^2=0,95; \text{ s.e.}=1,0; n=105, \quad (7)$$

$$\text{TS(путассу, НМ, L=18-44 см)} = 27,8 \lg L - 75,3; r^2=0,92; \text{ s.e.}=0,8; n=61, \quad (8)$$

$$\text{TS(сайда, БМ, L=8-114 см)} = 23,8 \lg L - 70,8; r^2=0,98; \text{ s.e.}=1,4; n=27, \quad (9)$$

$$\text{TS(сельдь, МБ, L=8-23 см)} = 23,7 \lg L - 76,1; r^2=0,96; \text{ s.e.}=0,8; n=7, \quad (10)$$

$$\text{TS(навага, МБ, L=13-32 см)} = 28,4 \lg L - 80,6; r^2=0,85; \text{ s.e.}=1,3; n=24, \quad (11)$$

$$\text{TS(BRFA, БМ, L=6-36 см)} = 18,5 \lg L - 68,4; r^2=0,95; \text{ s.e.}=1,1; n=112, \quad (12)$$

$$\text{TS(BRF, БМ, L=36-47 см)} = 56,0 \lg L - 126,9; r^2=0,79; \text{ s.e.}=1,0; n=67, \quad (13)$$

$$\text{TS(BRF, НМ, L=35-38 см)} = 46,4 \lg L - 110,9; r^2=0,19; \text{ s.e.}=0,7; n=12, \quad (14)$$

$$\text{TS(BRF, МИ, L=25-36 см)} = 23,3 \lg L - 74,5; r^2=0,76; \text{ s.e.}=0,7; n=35, \quad (15)$$

$$\text{TS(BRF, МИ, L=36-49 см)} = 60,1 \lg L - 131,4; r^2=0,88; \text{ s.e.}=0,9; n=81, \quad (16)$$

где s.e. – стандартная ошибка, n – количество пар данных TS и L, BRF – окунь-клевач, БМ – Баренцево море, КМ – Карское море, НМ – Норвежское море, МИ – море Ирмингера, МБ – море Белое.

Полученные TS-L зависимости отличаются от ныне применяемых и особенно для тресковых видов рыб и окуня-клевача. Полученные данные о силе цели TS взрослых рыб на разных глубинах не подтвердили предположение некоторых исследователей [2, 3] о существенном уменьшении силы цели TS рыб с увеличением глубины их обитания. Изменения TS взрослых рыб на разных глубинах оказались в пределах вариаций, вызываемых поведением, пространственной ориентацией, физическим и биологическим состоянием рыб. TS-H зависимости для молоди рыб еще не исследованы.

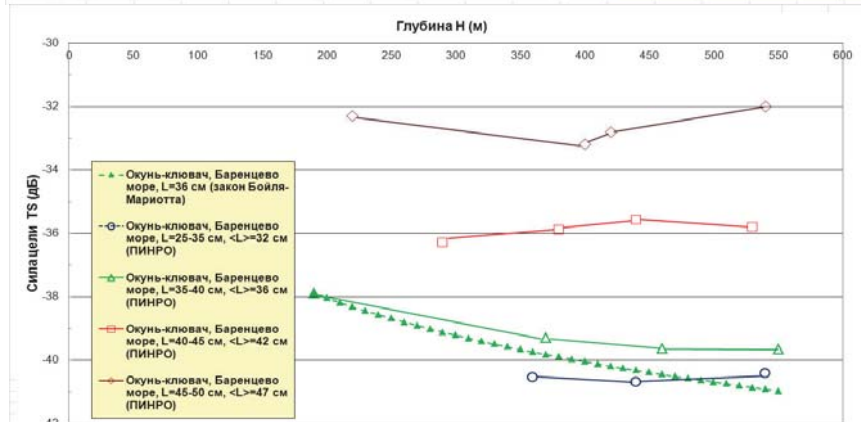
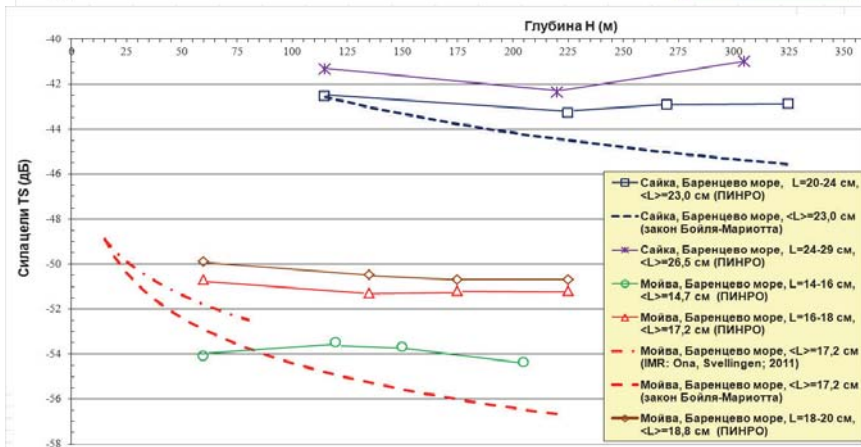
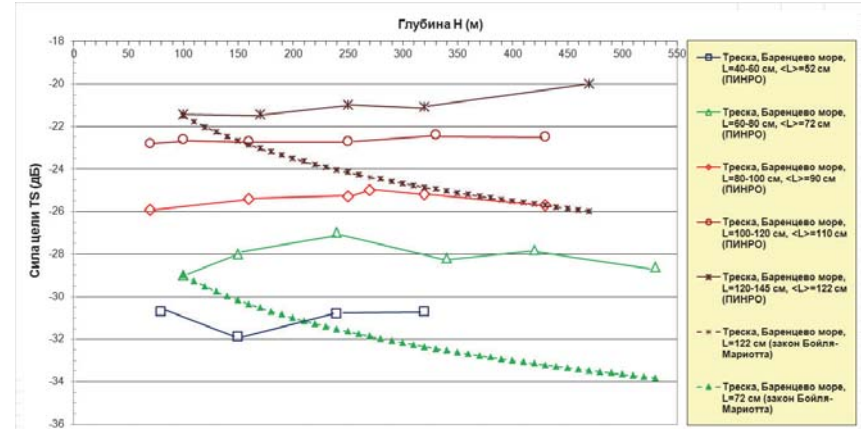


Рисунок 1. Изменения TS взрослой трески, сайки, мойвы и окуня-клевача разной длины на разных глубинах обитания в Баренцевом море

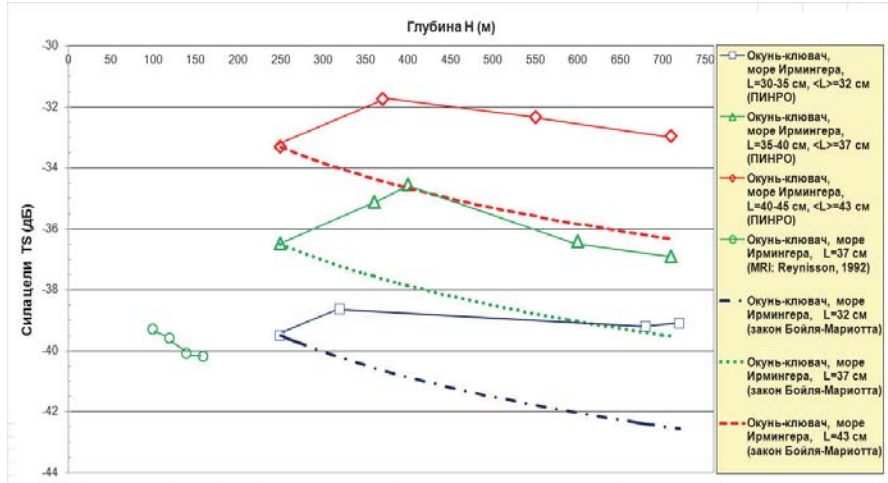


Рисунок 2. Изменения TS окуня-клевача разной длины на разных глубинах обитания в море Ирмингера

ЛИТЕРАТУРА

1. Ehrenberg, J.E. A review of *in situ* target strength estimation techniques // FAO Fish. Rep, 1983. N. 300. P. 85–90.
2. Horne, J. K., Sawada, K., Abe, K., Kreisberg, R. B., Barbee, D. H., and Sadayasu, K. Swimbladders under pressure: anatomical and acoustic responses by walleye pollock. ICES Journal of Marine Science, 2009, 66: 1162-1168.
3. Ona, E., and Svellingen, I. Target strength measurements of capelin (*Malotus villosus*). ICES Document WGFASST 2011.
4. Ermolchev, V. A. Methods and results of *in situ* target-strength measurements of Atlantic cod (*Gadus morhua*) during combined trawl-acoustic surveys // ICES J. Mar. Sci, 2009. Vol. 66(6). P.1225-1232.
5. Ермольчев, В. А. Определение гидроакустической отражательной способности основных промысловых видов рыб *in situ* в морях Северовосточной Атлантики и Арктики: методика и результаты // Акустика Океана. Доклады XIV школы-семинара им. акад. Л.М. Бреховских. – М.: ГЕОС, 2013. – С. 113–116.
6. Ермольчев, В.А., Убарчук, И. А. Новые способ и программа постобработки эхосигналов от скоплений морских организмов как элементы морской экосистемной акустики // Современные методы и средства океанологических исследований. Материалы XIV международной научно-технической конференции «МСОИ-2015», Т. 2.- М.: АПР, 2015. – С. 267-270.

Есипов И.Б, Попов О.Е*, Овчинников О.Б*, Кенигсбергер Г.В,
Сизов И.И****

НОВЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ИСПЫТАНИЙ МОЩНОЙ ПАРАМЕТРИЧЕСКОЙ АНТЕННЫ ДЛЯ ГИДРОФИЗИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ НА ПРОТЯЖЕННЫХ ТРАССАХ

РГУ нефти и газа им. И.М. Губкина

*Акустический институт им. акад. Н.Н.Андреева

Россия, 117036 Москва, ул. Шверника, д.4

Тел.: (499) 723-6211; Факс: (495) 126-8411, E-mail: igor.esipov@mail.ru

**Сухумский гидрофизический институт, Сухум, Абхазия

Представлены результаты морских испытаний мощной параметрической антенны. Антенна установлена на глубине 40 м на полигоне Сухумского Гидрофизического института и при частоте накачки 20 кГц обеспечивает зондирование среды в частотном диапазоне параметрического излучения 300-3000 Гц на протяженных трассах. Острая характеристика направленности (2° углового разрешения) широкополосного параметрического излучения необходима для одномодового возбуждения морского волновода во всей частотной полосе. Особенность формирования сигналов параметрической антенной создает условие для использования частотной дисперсии скорости распространения акустического сигнала в морском волноводе для сжатия сигнала при его распространении вдоль протяженной трассы.

Параметрическая антенна (ПА) формируется в среде при коллинеарном взаимодействии интенсивных звуковых волн, так называемой накачки. ПА достаточно известна как инструмент для профилирования донных структур. Особенностью ПА является чрезвычайно узкая диаграмма направленности (обычно несколько градусов углового разрешения) для низкочастотных сигналов. Основные характеристики и новые возможности для мониторинга океана на протяженных трассах, открывающиеся при согласовании сигнала, излучаемого мощной параметрической гидроакустической антенной, с частотными характеристиками морского волновода обсуждаются в работе [1]. Эффективная ширина диаграммы остается постоянной в широком диапазоне частот. ПА отличается от обычных относительно небольшими размерами (размер излучающей апертуры $0.7\text{ м} \times 2\text{ м}$ в нашем случае), широкой частотной полосой излучаемого сигнала (300 Гц– 3000 Гц) и острой характеристикой направленности ($2^\circ \times 8^\circ$) во всем частотном диапазоне. Практика

применения ПА показывает, что они обеспечивают однододовое возбуждение подводного звукового канала [2]. Применение широкополосных сигналов нужно для развития нового подхода акустической томографии морских акваторий с использованием процедуры частотной обработки сигналов, распространяющихся по одной трассе, вместо известной процедуры пространственной обработки сигналов, распространяющихся по разным трассам. Л.М. Бреховских отмечал, что акустические характеристики ПА делают ее "идеальным инструментом для акустики океана" [3]. В настоящей работе представлены результаты морских испытаний мощной параметрической антенны, установленной стационарно на полигоне Сухумского гидрофизического института.

На Рис.1 показана подготовленная для постановки в море параметрическая антенна. Антенна крепится карданным подвесом на установочной треноге. Такой тип крепления обеспечивает вертикальное положение антенны при любом наклоне установочной треноги в пределах 25 град. В верхней части конструкции расположено поворотное устройство, которое с помощью шагового двигателя обеспечивает контролируемое вращение антенны в горизонтальной плоскости с точностью до 0,1 град. Многоэлементная излучающая антенна состоит из 12 идентичных блоков, которые запитываются от 24 усилителей мощности для независимого возбуждения каждого блока излучателей на двух частотах. Работа усилителей мощности управляется 24 канальным цифровым формирователем сигналов, что позволяет осуществлять сканирование диаграммой направленности в вертикальной плоскости. Положение антенны дополнительно контролируется подводным компасом и инклинометром. Питание антенны обеспечивается по 48 жильному кабелю длиной 100 м.



- Технические характеристики антенны
- Размеры – 2 м (высота)*0.7 м (ширина)
 - Частота накачки – 20 кГц;
 - Полоса сигнала – 0.3-3 кГц
 - Электрическая мощность – 200 кВт
 - Длительность импульса – 100 мс;
 - Приведенный уровень сигнала - 205 дБ/мкПа на 1 кГц.
 - Направленность – 2° в вертикальной плоскости, 8° в горизонтальной во всем частотном диапазоне
 - 24 независимых канала усиления с числовым формированием сигнала

Рис. 1. Параметрическая антенна перед постановкой в море

Эксперимент проводился в рамках испытаний параметрического излучателя на акватории от мыса Сухум до мыса Кодор в Чёрном море в осенний сезон. Излучались импульсы длительностью 0.015с. Ширина диаграммы направленности в горизонтальной плоскости составляла примерно 8°. Получены сигналы реверберации в акватории Сухумского залива. Приём осуществлялся на вертикальную цепочку из трёх последовательно включённых гидрофонов с чувствительностью около $180 \cdot 10^{-6}$ в/Па, сигнал с которых подавался на усилитель с коэффициентом усиления $(30+40)=70$ дБ. Гидрофоны были установлены вместе с параметрической антенной. Для каждого азимутального угла излучалось 26 импульсов длиной 0.025с периодом 10с. Угол компенсации в вертикальной плоскости был выбран 4градуса вверх, поскольку инклинометр показал наклон зеркала антенны на 4 градуса вниз. Шаг по азимутальному углу составлял 12 градусов. Всего были проведены измерения для 15 азимутальных углов: от 264 до 96 градусов (264 252 240 228 216 204 192 180 168 156 144 132 120 108 96). С каждого направления сигналы фильтровались на первой частоте накачки и определялась средняя огибающая сигнала по 25-26 реализациям.

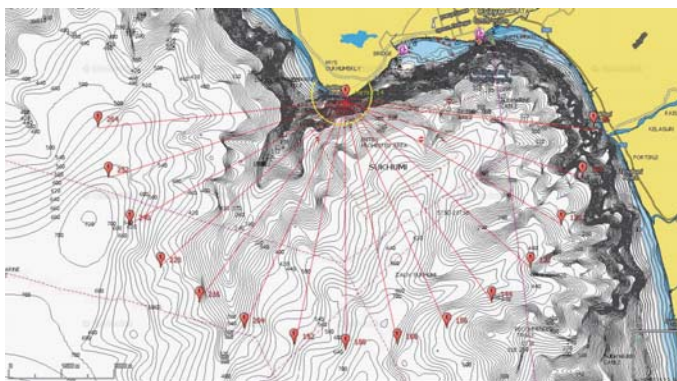


Рис.2 Батиметрическая карта акватории.

На Рис.3 представлены результаты измерения сигнала реверберации в диапазоне углов, перекрывающих акваторию Сухумского залива. Благодаря высокой направленности излучения, можно получить достаточно детальную картину рассеяния на донных структурах или береговой линии в зависимости от направления и дистанции. Рис. 4 иллюстрирует характер распространения направленного излучения в диапазоне углов в вертикальной плоскости (-2)-(+2) градуса для рельефа в направлении на Кодор.

Исследование было выполнено при поддержке РФФИ (проект РФФИ-Абхазия 15-52-40003 и проект 16-29-02003).

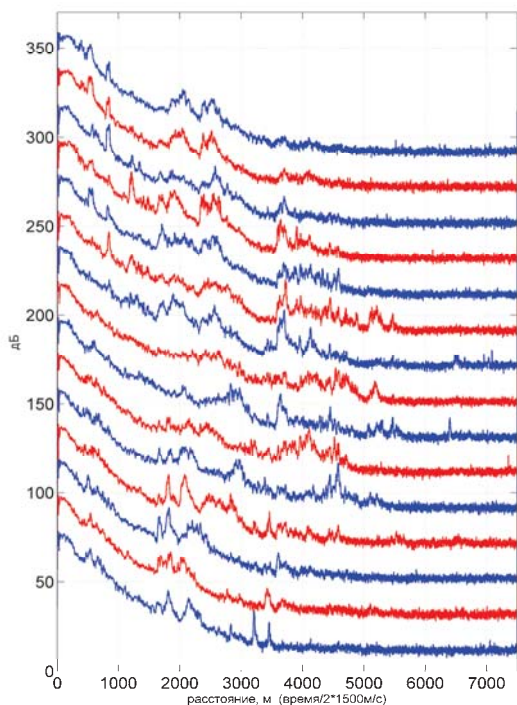


Рис. 3. Сигналы реверберации по 15 направлениям. Уровни каждой реализации смещены относительно соседней на 20 дБ.

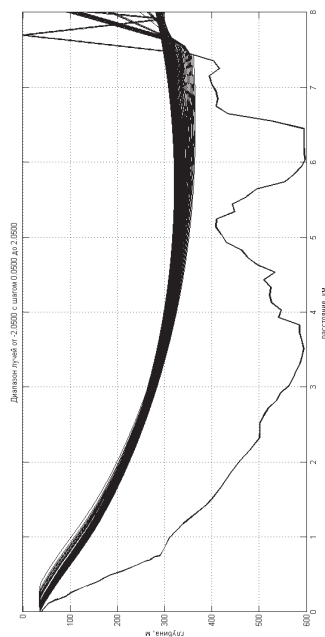


Рис.4. Лучевая картина для рельефа в направлении на Кордор (азимут примерно 144 градуса)

ЛИТЕРАТУРА

1. Есипов И.Б., Тарасов С.П., Чулков В.Л. «Параметрическая гидроакустическая антенна – перспективный инструмент для мониторинга океана на протяженных трассах» *Фундаментальная и прикладная гидрофизика*, 2014. Т. 7, № 2. С. 46-57.
2. Есипов И.Б., Попов О.Е., Воронин В.А., Тарасов С.П. «Дисперсия сигнала параметрической антенны в мелком море» *Акустический журнал*, 2009. Т.55, №1, С. 56-61.
3. Бреховских Л.М. *Океан и человек: настоящее и будущее*. М: Наука, 1987, 304 с.

С.А. Иванов, Е.Б. Либенсон

ХАРАКТЕРИСТИКИ ФЛЮКТУАЦИЙ ЭХОСИГНАЛОВ ДЛЯ МНОГОЛУЧЕВОГО КАНАЛА В МЕЛКОМ МОРЕ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ ГЛУБИНАХ АНТЕННЫ ГИДРОЛОКАТОРА И ОТРАЖАТЕЛЯ

АО «Концерн «Океанприбор»

Россия, 197376 Санкт-Петербург, Чкаловский пр., д. 46

Тел.: (812) 320-8040; Факс: (812) 320-8052, E-mail: mail@oceanpribor.ru

Представлены результаты оценки характеристик флюктуаций амплитуды откликов согласованного фильтра в многолучевом канале для сложных зондирующих сигналов. Получены зависимости характеристик флюктуаций от разрешающей способности сигналов по времени. Исследования проведены на программном макете для условий мелкого моря при различных глубинах антенны гидролокатора и отражателя на примере летней гидрологии в Белом море.

Значительное влияние на характеристики обнаружения эхосигналов на фоне помех, оценку их параметров и классификацию оказывают флюктуации сигнальных откликов, возникающие вследствие интерференции эхосигналов, пришедших к приёмнику по отдельным лучам, в условиях многолучевого распространения. В настоящее время при решении различных задач в активных гидролокаторах (ГЛ) используются как тональные (ТС), так и сложные зондирующие сигналы (СС) с существенно разной разрешающей способностью по времени (τ_p). Актуальным является анализ зависимости характеристик флюктуаций от параметров зондирующих сигналов, в частности, связанных с интерференцией сигналов в многолучевом канале.

В [1] анализируются интерференционная структура поля, связанная с многолучевым распространением звука в океане. В [2] при выполнении оценок параметров законов распределения амплитуды максимального сигнального отклика согласованного фильтра (СФ) для условий дальних дон акустической освещённости в глубоком море, были выявлены участки с малыми уровнями флюктуаций (участки «А»), на которых интерференция между лучами происходит, как правило, по боковому полю откликов, и участки с большими уровнями флюктуаций (участки «Б»), на которых интерференция происходит по основным лепесткам откликов.

Целью данной работы является получение количественных оценок параметров флюктуаций эхосигналов в многолучевом канале, анализ зависимости этих параметров от τ_p для различных глубин антенны и отражателя для летней гидрологии Белого моря.

Исследования были выполнены с помощью имитационного моделирования на том же программном макете, что и в [2]. При оценке параметров флюктуаций вычислялись следующие величины: нормированная (к амплитуде отклика при однолучевом сигнале) средняя (НС) величина максимальной амплитуды отклика СФ; коэффициент вариации (КВ, отношение среднеквадратичного отклонения к НС). Были также получены эмпирические функции распределения (ЭФР) $P(x)$ [3] величин КВ и НС для анализируемого диапазона дистанций:

$$P(x) = \mathbf{P}(X < x), \text{ где } X - \text{величины КВ (НС)}.$$

При моделировании ширина полосы СС с линейной частотной модуляцией составила $F = 100, 200, 400$ и 800 Гц, что соответствует $\tau_p = 10, 5, 2.5, 1.25$ мс соответственно. Длительность ТС – 1 с (превышает максимальное время затягивания эхосигнала). Гидроакустические условия: Белое море (глубина 200 м), летний тип гидрологии (рис.1). Грунт: ил, глина. Ширина диаграммы направленности в вертикальной плоскости: излучатель – 80° , приёмник – ненаправленный. Глубины антенн: $H_{\text{ант}} = 50$ и 100 м. Глубины отражателя: $H_{\text{отр}} = 37, 50, 62, 75, 82, 90, 100, 110, 120, 130, 140, 151, 160, 170, 180$ и 190 м. Диапазон анализируемых дистанций: $5 \dots 40$ км, с шагом 0.5 км.

При формировании модели многолучевой структуры вводились случайные начальные фазы (закон распределения – равномерный) во входные сигналы, соответствующие отдельным лучам. Объём выборки для осреднения на каждой дистанции – 100 входных структур многолучевых сигналов.

Далее представлены результаты экспериментов и их анализ.

Для $F=200$ Гц, $H_{\text{ант}} = 100$ м и $H_{\text{отр}} = 62, 120$ и 150 м на рис. 2 слева приведены зависимости от дистанции до отражателя значений величин КВ и некогерентной аномалии (сплошная линия), а справа – нормированные отклики СФ (сплошная линия) и соответствующие лучевые структуры.

При $H_{\text{отр}} = 120$ и 150 м на графике аномалии (рис. 2б, 2в) наблюдаются локальные максимумы аномалии, области спада после максимумов и области малых значений. По характеру КВ диапазон дистанций можно, как и в [2], разделить на участки «А» и «Б», особенно выраженные при $H_{\text{отр}} = 150$ м, где наблюдается отмеченная в [2] взаимосвязь между аномалией и КВ. При анализе отмечено, что областям с максимальными значениями КВ соответствует два близких по уровню луча, отстоящих друг от друга менее, чем на 1 мс (рис. 2е). Другой вариант лучевой структуры (рис. 2д): уровень максимальный луч превышает остальные более, чем на 6 дБ.

Можно видеть, что при $H_{\text{отр}} = 62$ м (рис. 2а) зависимость аномалии и КВ от дистанции не имеет столь выраженных участков, как при $H_{\text{отр}} = 120$ и 150 м. В данном случае (рис. 2г) имеет место большее количество близких по уровню и времени прихода лучей (порядка единиц мс), причём величина КВ принимает значения от 0.18 до 0.3.

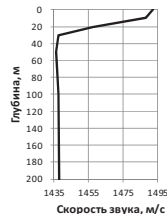


Рис. 1. ВРСЗ

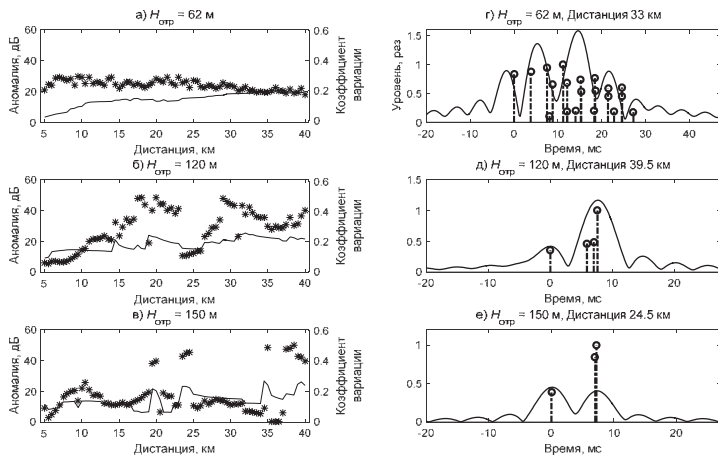


Рис. 2. Некогерентная аномалия, КВ (слева) и многолучевой отклик СФ (справа) при $F=200$ Гц и $H_{\text{ант}} = 100$ м

На рис. 3 представлены ЭФР, т. е. $P(x)$ величин КВ (сверху) и НС (снизу) для $H_{\text{отр}} = 62, 120$ и 150 м при $H_{\text{ант}} = 100$ м.

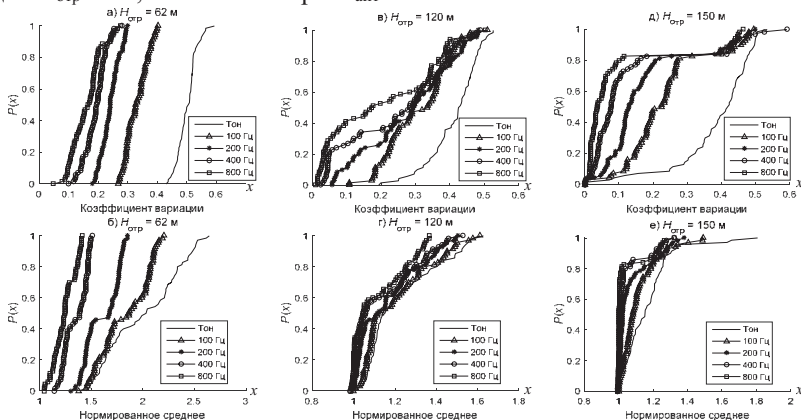


Рис. 3. $P(x)$ величин КВ и НС при $H_{\text{ант}} = 100$ м

Следует отметить что при $H_{\text{отр}} = 62$ м наблюдается существенное уменьшение уровня флуктуаций для СС по сравнению с ТС, заметные различия в уровне флуктуаций для СС наблюдаются уже при увеличении F до 200 Гц и далее до 400 Гц. Для $H_{\text{отр}} = 120$ и 150 м также наблюдается явное уменьшение уровня флуктуаций для СС по сравнению с ТС. При $P(x) < 0.25$ для $H_{\text{отр}} = 120$ м и при $P(x) < 0.83$ для $H_{\text{отр}} = 150$ м для СС имеет место существенное снижение уровня флуктуаций при каждом увеличении рассматриваемых F , т.е. до 200, 400 и 800 Гц. При больших значениях $P(x)$ для этих $H_{\text{отр}}$ наблюдается довольно слабое отличие в уровне флуктуаций для СС.

Таким образом, можно сказать, что в данных гидрологических условиях имеет место заметное снижение уровня флюктуаций, в среднем по рассматриваемому диапазону дистанций, при увеличении полосы сигнала.

На рис. 4 представлена зависимость значений КВ и НС по уровню ЭФР $P(x)=0.7$ от глубины отражателя для разных глубин антенны – 50 м и 100 м.

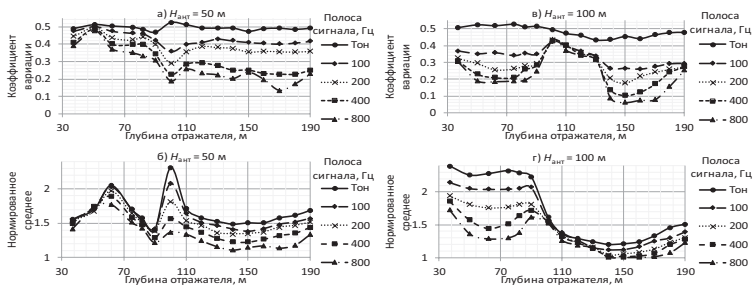


Рис. 4. Значения КВ и НС по уровню $P(x)=0.7$

Отметим, что при $H_{ант} = 100$ м для $H_{отр}$ от 37 до 90 м имеет место ситуация, соответствующая рис. 2а, 2г. Анализ показал, что при $H_{отр} = 110$ м преобладают участки по дистанции с большими флюктуациями (рис. 2б, 2д), с увеличением $H_{отр}$ до 150 м возрастает протяжённость участков с малыми уровнями флюктуаций (рис. 2в, 2е), с дальнейшим увеличением $H_{отр}$ доля этих участков падает. При $H_{ант} = 50$ м уровни флюктуаций для ТС практически не отличаются от $H_{ант} = 100$ м. Для СС так же, как и для $H_{ант} = 100$ м, имеет место заметное уменьшение уровня флюктуаций при увеличении полосы СС. Ход зависимости уровня флюктуация для этих двух глубин антенны несколько отличается друг от друга.

Полученные результаты и их анализ показали, что в данных гидрологических условиях при разных глубинах антенны и отражателя коэффициент вариации амплитуды отклика согласованного фильтра для тонального сигнала близок к релейскому закону распределения, для сложных сигналов уровень флюктуаций заметно меньше и снижается с ростом полосы сигнала.

ЛИТЕРАТУРА

1. С.Д. Чупров. Интерференционная структура звукового поля в слое океана // Акустика океана. Современное состояние / М.: Наука, 1982.
2. Иванов С.А., Либенсон Е.Б., Чернова А.С. Характеристики флюктуаций откликов согласованного фильтра для многолучевого канала в условиях глубокого моря // Докл. XIV Школы-семинара им. акад. Л.М. Бреховских. Акустика океана. М.:ГЕОС, 2013.
3. Смирнов Н.В., Дунин-Барковский И.В. Курс теории вероятностей и математической статистики для технических приложений. М.: Наука, 1965.

**В.В. Коваленко¹, А.И. Хилько, И.П. Смирнов, Е.А. Мареев,
А.И. Малеханов, А.Г. Лучинин**

ИНТЕГРИРОВАННЫЕ СЕТЕВЫЕ СИСТЕМЫ ПОДВОДНОГО НАБЛЮДЕНИЯ: ТРЕБОВАНИЯ, ПРИНЦИПЫ ПОСТРОЕНИЯ, СКРЫТНОСТЬ, АДАПТИВНОЕ УПРАВЛЕНИЕ, ОПТИМАЛЬНЫЙ ОБЛИК, ПРОТИВОДЕЙСТВИЕ

Институт прикладной физики РАН

Россия, 603950, Н. Новгород, ул. Ульянова, д.46

Тел. / Факс: (831) 436-9717; E-mail: A.khil@hydro.appl.sci-nnov.ru

¹⁾ Научный совет по комплексной проблеме «Гидрофизика» РАН,
Москва, Россия

Представлены результаты разработки облика новой перспективной интегрированной сетевой системой подводного наблюдения (ИССПН).

Обоснование облика интегрированной сетевой системы подводного наблюдения (ИССПН) можно представить в виде ряда этапов. Прежде всего, необходимо сформулировать требования к ИССПН. Последние включают в себя требования к времени между обнаружением и нейтрализацией угрозы,

Слой сети	Вид атаки	Метод защиты
Физический	<ul style="list-style-type: none"> • Подавление помехами (источники помех – тоже ячейки) • Физическая нейтрализация 	<ul style="list-style-type: none"> * Использование сложных широкополосных сигналов (спред – спектральных), определение приоритета сообщений, картирование региона, изменение режима работы * Обеспечение устойчивости и скрытности элементов сети
Связной	Прицельное по частоте и времени воздействие на сообщения с целью вызвать его искажение	Использование корректирующих ошибки кодов
	Принуждение связи работать на истощение источников питания	Ограничения на скорость связи
	Совместное применение атак на связной уровень	Использование фреймов малых размеров
Сетевой	Избирательно ложная переадресация	Фильтрация, идентификация, мониторинг
	Образование ложных получателей информации "Sinkhole"	Проверка на избыточность
	Образование ложных сенсорных ячеек ("Sybil"), как источников информации	Процедуры проверки на аутентичность, избыточность. Мониторинг
	Образование не предусмотренных ложных каналов связи – «червоточин» - ("Wormhole")	Идентификация, пробные испытания
	Образование потока ложных предложений к соединению ("Hello Flood")	Идентификация, увязка пакетов с помощью географической и временной информации
Транспортный	Образование потока ложных соединений	Идентификация, идентификация двунаправленной связи, верификация
	Десинхронизация	Сопоставление сообщений от источников, идентификация

Рис. 1.

системотехнические требования, требования к беспроводным подсистемам наблюдения и связи, требования эффективности, а также требования к информационно-управляющей подсистеме. Важным этапом являются разработка принципов противодействия ИССПН подводного наблюдения и обеспечения их безопасности. Такие принципы основываются на анализе и систематизации различные виды атак на сетевые сенсорные системы с акустической подводной связью. На рис. 1 представлены методы и способы защиты сетевых систем подводного наблюдения от атак [1, 2]. Ключевыми принципами физических основ функционирования ИССПН является совместная работа разнородных (гидроакустических, гидрооптических, электромагнитных) пассивных и активно-пассивных сенсоров, объединенных сетью комбинированной (радио и гидроакустической) связи [1-8]. Структура ИССПН содержит внешний (пассивный) контур, обеспечивающий обнаружение и кратковременное целеуказание (рис.2). Наблюдение в пределах протяженной зоны выполняется активной мультистатической гидроакустической (ГА) системой, элементы которой включаются и работают по сигналам адаптивной системы управления ИССПН, распределенной в нескольких элементах ИССПН. Потребитель информации от ИССПН (управляющая платформа) включается в информационное поле ИССПН. Все сенсорные и

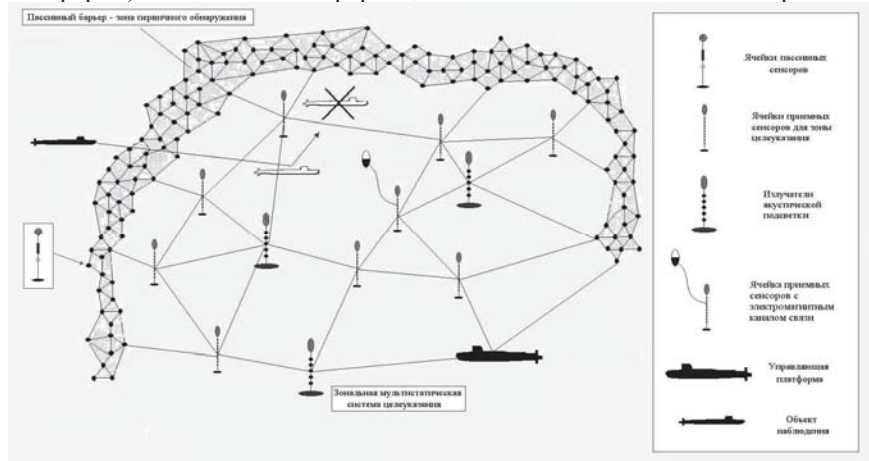


Рис. 2.

связные элементы ИССПН функционируют скрытно на основе сетевых принципов. Расположение, конструкция и работа элементов ИССПН адаптируется к конкретным условиям в акватории постановки. ИССПН включает в себя подсистему оперативной океанологии и синхронизации. ИССПН формирует интегрированные решения и передает их потребителю (платформе управления (рис.2)). Для обоснования варианта облика системы ИССПН в конкретной морской акватории разработана физико-математическая модель ИССПН. Модель включает в себя модели формирования адаптивных к ГА волноводу зондирующих импульсных сигналов,

дифрагированных объектом наблюдения сигналов (мультистатической силы цели), реверберационных помех и аддитивных шумов с учетом конкретного строения и изменчивости морской акватории. Адаптивные к условиям наблюдения и тактическим ситуациям алгоритмы управления ИССПН и функционирования её составных частей. Одним из ключевых принципов построения системы является обеспечение ее устойчивости (скрытной и автономной) работы при заданной чувствительности и точности наблюдения, на основе использования адаптивных к нестационарным условиям



Рис. 3.

наблюдения и тактической ситуаций алгоритмов управления системой и функционирования ее составных частей (рис. 3) [9-14]. С этой целью используются согласованные с ГА волноводом направленные импульсные сигналы слабой интенсивности (блок I, рис.3). Их формирование осуществляется с использованием данных оперативной океанологии и данных о тактической ситуации (блоки VIII, IX, XI). Все элементы работают в режиме минимизации энергопотребления и включаются на короткое время по сигналам управления (блоки III, IV). Адаптивное управление осуществляется с использованием физико-математической модели ИССПН и текущих обновляемых данных об условиях наблюдения (блок VII). Алгоритмы оценки параметров объекта наблюдения основаны на методах статистической проверки гипотез с использованием адаптивных статистических критериев и методов поиска решений (блок II). Варианты и оптимальный облик ИССПН (структура и алгоритмы) для конкретных условий наблюдения строятся с

использованием разработанной физико-математической модели и базы океанологических данных (строение и рельефа морского дна, синоптические данные, гидрологические данные) с учетом их сезонной и текущей изменчивости [15-19]. При обосновании концепции ИССПН разработаны требования и предложения по созданию перспективных элементов ИССПН, в частности, ГА излучателей и излучающих решеток в диапазоне частот 500-3000 Гц, планарные приемные решетки, в том числе с векторно-фазовыми гидрофонами, системы сетевой звукоподводной связи и др.

ЛИТЕРАТУРА

1. Коваленко В.В., Корчак В.Ю., Чулков В.Л. Концепция и ключевые технологии подводного наблюдения в условиях сетецентрических войн // *Фундаментальная и прикладная гидрофизика*. 2011. Т.4. №3. С. 49-64.
2. Коваленко В.В., Корчак В.Ю., Хилько А.И., Чулков В.Л. Требования к сетецентрическим системам подводного наблюдения // *Фундаментальная и прикладная гидрофизика*. 2014. Т.7. №1. С.22-26.
3. Коваленко В.В., Корчак В.Ю., Хилько А.И., Чулков В.Л. Вопросы противодействия сетевым системам подводного наблюдения и обеспечения их безопасности. Акустическая война систем под водой // *Фундаментальная и прикладная гидрофизика*. 2015. Т. 8. № 3.
4. В.В. Коваленко, А.Г. Лучинин, Е.А. Мареев, А.И. Малеханов, А.И. Хилько. Принципы организации перспективных акустических систем подводного наблюдения. Барьеры, зоны, мультистатика // *Труды XII Всероссийской конференции «Прикладные технологии гидроакустики и гидрофизики»*. 2014. СПб: Нестор-История. С. 25-29.
5. А.И. Хилько, В.В. Коваленко, А.И. Машошин, А.В. Шафранюк. Управление подводными платформами с помощью сетецентрической системы // *Труды конференции «Управление в морских и аэрокосмических системах»*. СПб.: ОАО «Концерн «ЦНИИ «Электроприбор». 2014. С. 700-708.
6. А.И. Хилько, И.П. Смирнов, А.И. Машошин, А.В. Шафранюк, А.А. Хилько. Сила цели в океанических волноводах // *Акустический журнал*. 2015. Т. 61. №3. С. 377-386.
7. Лучинин А.Г., Хилько А.И. Маломодовая акустика мелкого моря // *УФН*, 2011. Т.181.№11.С.С. 22-28
8. Смирнов И.П., Хилько А.И., Романова Т.В. Оптимальное выделение модовых сигналов на фоне помех вертикальными решетками в плоскостных волноводах // *Изв. вузов Радиофизика*. 2008. Т. 51, N1. С. 50-62.
9. Смирнов И.П., Хилько А.И., Хилько А.А. Томографическое наблюдение пространственно локализованных неоднородностей мелкого моря вертикальными приёмными решётками при зондировании фокусированным высокочастотным акустическим полем. I. Структура имитационной модели // *Известия вузов. Радиофизика*. 2009. Т. 52, № 2. С.134-148.

Д.Г. Ковзель

АППАРАТУРА АКУСТИЧЕСКОЙ СВЯЗИ ДЛЯ ДОННОЙ СТАНЦИИ "ШЕЛЬФ-2014"

Тихоокеанский океанологический институт им. В.И. Ильичева
Россия, 690041 Владивосток, ул. Балтийская, д. 43
Тел.: (4232) 31-21-20; сот 8-914-660-27-09; E-mail: dgk06@mail.ru

Представлено описание аппаратуры акустической связи донных станций "Шельф-2014", устанавливаемых ТОИ ДВО РАН на шельфе о. Сахалин для мониторинга антропогенных шумов. Приведены технические решения и алгоритмы работы встроенного модема станции и телекомандного устройства.

В течении 2013-2015 гг. при поддержке компанией «Эксон Нефтегаз Лимитед» в ТОИ ДВО РАН был разработан комплекс устройств на базе автономной акустической донной станции «Шельф-2014» [1]. Станция способна производить запись гидроакустического сигнала в полосе частот до 15 кГц, к ней может быть подключен поверхностный телеметрический буй, обеспечивающий УКВ ЧМ и спутниковый (Иридиум) каналы передачи акустических данных и управления буюм. Возможность контроля работы станции дистанционно по каналу «Иридиум» без прерывания ее работы - полезная функция, позволяющая исключить лишние подъемы и постановки станции в море. При постановке станции без поверхностного буя эта функция обеспечивается аппаратурой передачи данных по акустическому каналу, представленной в данном докладе. Кроме того, эта аппаратура позволяет проверять работу станции в момент ее включения перед постановкой. Желательно сделать такую проверку именно в том состоянии станции, в котором она продолжит свою работу в море. При этом постановка часто производится в условиях сильных шумов, так что даже человеческая речь плохо различима. Акустический модем и связанное с ним телекоммуникационное устройство (ТКУ) способны представить всю необходимую информацию человеку в визуальной форме, подробно и наглядно.

Подобная аппаратура известна и имеется в продаже – например производства EvoLogics GmbH [2] или Teledyne Benthos [3]. Однако ее применение в составе донной станции нельзя считать оптимальным решением, прежде всего из-за высокой стоимости. Кроме того, возникают конструктивные проблемы – модем необходимо встроить внутрь корпуса станции либо обеспечить кабельное соединение между корпусами модема и станции.

Возрастают суммарная потребляемая станцией мощность, габариты и вес станции в сборе, снижается надежность. При разработке станции «Шельф-2014» изначально предполагалось наличие встроенного в конструкцию станции дешевого программно-аппаратного акустического модема. Было разработано также телекомандное устройство (ТКУ), размещаемое на борту судна.

Приоритетными задачами при разработке модема были минимизация его аппаратной части и снижение потребляемой модемом мощности в режиме приема. Решением стала программная реализация приемного тракта модема и программное формирование ответа станции в основном контроллере донной станции. При этом в качестве входного сигнала для программы приемника модема используется поток данных от АЦП основного измерительного тракта станции (рис. 1). Важным достоинством такого решения является то, что сам факт ответа станции на запрос подтверждает исправность измерительного тракта станции. Аппаратные части модема включают только усилитель (УНЧ) с цепями питания, повышающий трансформатор и передающий гидрофон.



Рис. 1. Совмещенная структурная схема модема и блок-схема алгоритма его работы.

Сигналы, которыми обмениваются ТКУ и модем, также оптимизированы для снижения потребления станции. Программу приемника акустического модема удалось реализовать без увеличения рабочей частоты контроллера станции, т.е. в режиме приема модем не повышает мощности, потребляемой станцией. Алгоритм приема основан на периодическом расчете БПФ и анализе полученных спектров. Расчет БПФ производится на ряде 1024 значения, что обусловлено возможным доплеровским сдвигом частот в информационном акустическом сигнале, вызванным дрейфом судна с размещенным на нем ТКУ. Для частоты дискретизации 30,24 кГц, используемой в АЦП станции, разрешение по частоте при такой длине ряда составит $\Delta f = 29,5\text{Гц}$, т.е. при смещении принятой частоты сигнала до 15 Гц в большую

или меньшую стороны максимум энергии сигнала останется в той же полосе БПФ. Допустимая скорость дрейфа судна относительно станции V :

$$V = \mp C \Delta f / 2F;$$

где C – средняя скорость звука в морской воде и F максимальная частота сигнала, что дает величину $\mp 2,46$ [м/с]. Это ограничение вполне допустимо практически, тем более что система связи сохранит работоспособность и при больших скоростях дрейфа (с некоторым снижением дальности действия) за счет проникновения энергии в соседние частотные полосы. В то же время, при длине ряда 1024 отсчета в резонансной полосе частот передающего гидрофона (8-9 кГц) размещаются более 30 интервалов частот БПФ. Это позволяет выделить сигнальные частоты на приеме даже с учетом того, что для защиты от ближней реверберации для передачи от ТКУ на станцию и обратно использованы разные наборы сигнальных частот.

Некоторые особенности имеют алгоритмы расчета БПФ и обработки результатов в контроллере. Все рабочие программы устройств комплекса «Шельф-2014» написаны на языке Си. Используется компилятор Microchip C32 и встроенная в него целочисленная процедура расчета БПФ, оптимизированная для 32-разрядных микроконтроллеров. Результатом этой процедуры являются два ряда 32-битных чисел, соответствующие реальной и мнимой части акустического сигнала. При оценке амплитуды тонального сигнала в рабочей программе используется не Евклидова метрика L_2 ($A = \sqrt{Re^2 + Im^2}$), а прямоугольная метрика L_1 , т.е. $A = |Re| + |Im|$. Разность численных результатов этих метрик не превысит $\sqrt{2}$ раз, т.е. 3 дБ. Учитывая, что случайные колебания амплитуды сигнальных тонов вследствие интерференции достигают десятков децибел, разница в 3 дБ не имеет практического значения. В то же время, расчет оценки по этой метрике требует меньше вычислений и позволяет использовать для дальнейших расчетов целочисленную 32-битную математику.

Рассмотрим работу акустического модема в составе станции. Принятый измерительным трактом станции акустический сигнал преобразуется в цифровой поток и поступает в контроллер станции (рис. 1), где его обработкой занимаются параллельно две программные процедуры – записи на SD карты и приема запроса от ТКУ. Разделение процессорного времени между этими процедурами регулируется системой многоуровневых прерываний, при этом используется мощная аппаратная поддержка прерываний микроконтроллера PIC32MX795F512H. С периодом 50 мс происходит накопление отсчетов входного сигнала в буфер и расчет БПФ. Анализ спектра принятого сигнала по соотношению интенсивностей сигнальных тонов и окружающего шума позволяет принять решение о приеме бода (канального символа) и его значении для данного расчета БПФ. Если последовательность принятых бод совпадает с ожидаемой, станция формирует ответ, включающий количество записанных файлов данных, напряжение батарей питания, номер станции. Далее программа включает питание усилителя модема и бит за битом формирует сигнал ответа станции. По окончании передачи питание

УНЧ выключается и программа возвращается в режим приема. Следует отметить, что работа программы модема не останавливает работу программы записи данных.

Разработанное для опроса станций с борта судна телекомандное устройство позволяет сделать запрос и получить ответ от станции. Для опроса станции судно ложится в дрейф, гидрофон ТКУ на длинном кабеле вывешивается за борт, на ТКУ выставляется номер станции и производится запрос. В настоящее время ТКУ не имеет встроенных средств отображения и записи выполняемых действий и ответов станций. В качестве таковых могут быть применены ноутбук, планшет или смартфон. Планируется развитие ТКУ в самостоятельное устройство, снабженное монитором и способное вести журнал, записывая его на SD карту. В части работы с акустическим сигналом алгоритмы работы ТКУ и модема станции подобны. Подобны также схемотехнические решения. Как и станция, ТКУ имеет систему реальных даты – времени на основе микросхемы DS3234N, обеспечивающую уход времени не более 2 минут в год.

Описанное оборудование и рабочие программы прошли испытания осенью 2014 г. в б. Витязь Японского моря и успешно использовались для мониторинга состояния одной из донных станций «Шельф-2014» летом 2015 г. на шельфе Охотского моря. В закрытой бухте устойчивая связь сохранялась до дистанций 2 км. Однако в море, при волнении 3-4 балла, ветре и течении дальность устойчивой связи снижалась до 350-450 м. Проведенные эксперименты показали, что она ограничена условиями работы гидрофона ТКУ на прием – он подвержен влиянию шумов обтекания при рывках и качаниях судна, дрожи кабеля, судовых шумов. В настоящее время разрабатываются алгоритмы приема и конструкция гидрофона, более устойчивые к интерференции и шумам.

Автор благодарит компанию «Эксон Нефтегаз Лимитед» за поддержку в разработке аппаратных средств, описанных в этой статье, и комплекса «Шельф-2014» в целом.

ЛИТЕРАТУРА

1. А.Н. Рутенко, С.В. Борисов, Д.Г. Ковзель, В.А. Гриценко Радиогидроакустическая станция для мониторинга параметров антропогенных импульсных и шумовых сигналов на шельфе // Акустический журнал. 2015. Том 61. №4. С. 500-511.
2. www.evologics.de
3. <http://teledynebenthos.com>

Д.Г. Ковзель, В.А. Гриценко, И.В. Медведев, М.Ю. Фершалов

**ИЗМЕРИТЕЛЬНО-РЕГИСТРАЦИОННЫЙ КОМПЛЕКС ДЛЯ
МОНИТОРИНГА В РЕАЛЬНОМ ВРЕМЕНИ АКУСТИЧЕСКИХ
ПАРАМЕТРОВ СЕЙСМОРАЗВЕДОЧНЫХ СИГНАЛОВ НА ШЕЛЬФЕ**

Тихоокеанский океанологический институт им. В.И. Ильичева
Россия, 690041 Владивосток, ул. Балтийская, д. 43
Тел.: (4232) 31-21-20; сот 8-914-660-27-09; E-mail: dgk06@mail.ru

Обзорный доклад по программно-аппаратному комплексу, разработанному в ТОИ ДВО РАН для мониторинга в режиме реального времени фоновых и антропогенных шумов. Рассматриваются основные структурные решения по построению измерительной и телеметрической аппаратуры, системы транспорта данных и команд.

Аппаратно–программный комплекс «Шельф-2014» разработан для мониторинга сейсморазведки, проводимой летом 2015 г. компаниями “Эксон Нефтегаз Лимитед” и “Сахалин Энерджи Инвестмент Компани”. Общая протяженность района мониторинга составила 122 км, мониторинга в режиме реального времени - 104 км. Было задействовано 55 донных станций разных модификаций, 22 из них были оснащены телеметрическими буями и обеспечивали мониторинг в режиме реального времени. Большая протяженность района мониторинга потребовала применения глобальных систем передачи данных. Поскольку сотовые сети не покрывают все точки установки станций, естественным выбором в данном случае стала спутниковая связь – а именно «Иридиум». Выбор обусловлен прежде всего отсутствием «белых пятен» - сеть работает в любой точке Земного шара, включая полюса, и предоставляет разнообразные сервисы передачи данных, что дает необходимую гибкость при организации сложных систем сбора данных.

Базовым измерительным устройством комплекса стала акустическая донная станция «Шельф-2014» (рис. 1). Станция ведет непрерывную запись акустического сигнала на карты памяти типа Secure Digital (SDHC или SDXC) в полосе частот 2 - 15000 Гц с динамическим диапазоном 145 дБ (в 1 Гц окне БПФ). В корпусе электронного модуля станции могут быть размещены до 24 карт памяти, что при емкости одной карты 128ГБ обеспечивает более года непрерывной записи. В корпусе станции размещены электронный модуль и 2 батарейных блока по 40 батареек типоразмера D, что обеспечивает ей автономность по питанию не менее 200 суток. Предусмотрена возможность подключения дополнительных батарейных блоков в отдель-

XV школа-семинар им. Акад. Л.М. Бреховских "Акустика океана", XXIX сессия РАО
ном корпусе. Имеется также мини модификация станции с одним батарейным модулем. К станции может быть подключен поверхностный телеметрический буй, обеспечивающий передачу по цифровому УКВ-ЧМ радиоканалу сигнала в полосе 2-2000 Гц. По спутниковому каналу «Иридиум» буй

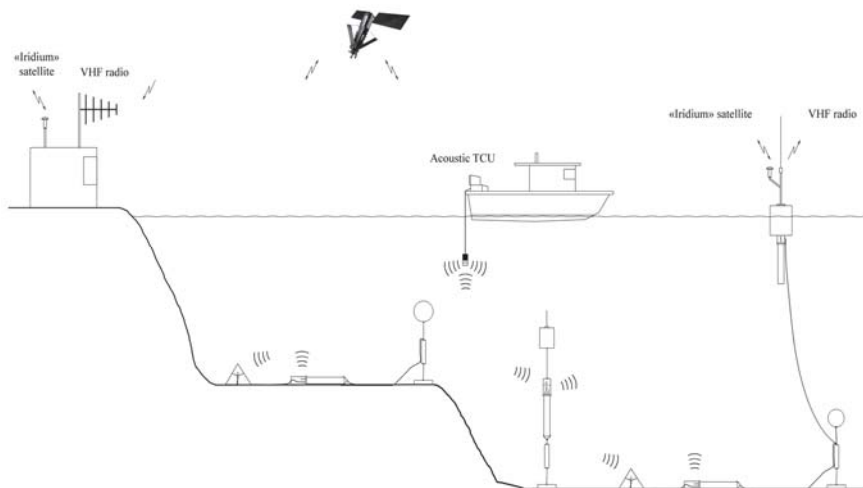


Рис. 1. Варианты постановки станций «Шельф-2014».

раз в минуту передает на центральный пост (ЦП) сообщение длиной 270 байт, содержащее 1/3 октавный спектр акустического сигнала в полосе 15-2000 Гц, а также амплитудную и энергетическую огибающие сигнала. Максимальное время доставки сообщения не превышает минуты. В случае постановки донной станции без буя имеется возможность дистанционного контроля ее работы по акустическому каналу, при помощи встроенного модема и размещенного на борту судна телекомандного устройства.

На время начала мониторинга еще не существовало отлаженной и общепризнанной методики расчета параметров сейсморазведочных импульсов по данным, рассчитанным в бую и переданным через «Иридиум». Поэтому была создана комбинированная УКВ – сотовая (GSM) – спутниковая сеть (рис. 2), обеспечивающая возможность доставки на ЦП как прямого сигнала, так и результатов расчетов в телеметрическом бую. Для уверенного приема данных по УКВ на побережье было организовано 3 береговых приемных поста. На компьютерах этих постов проводилась обработка принятых по УКВ сигналов. Краткие результаты анализа автоматически передавались на ЦП через интернет либо, при его отсутствии, через «Иридиум». Более подробно работа системы транспорта данных от телеметрических буюв и береговых постов рассматривается в отдельном докладе этой конференции.

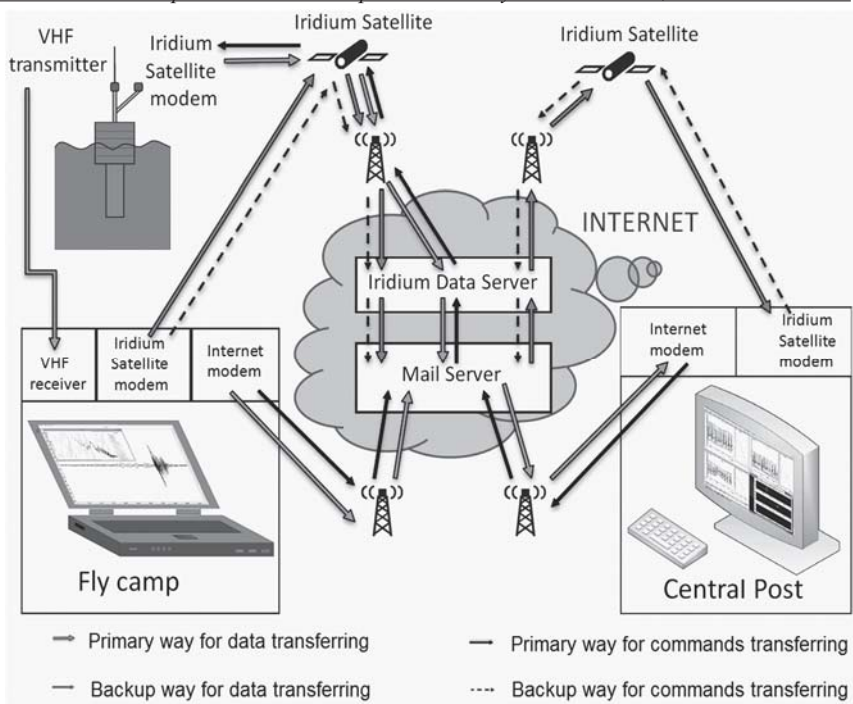


Рисунок 2 – схема доставки данных и команд

После ввода в компьютер берегового поста нормированные акустические данные поступают в программу поиска и оценки параметров акустических импульсов, которая в автоматическом режиме выделяет эти импульсы. Обнаруженные импульсы отображаются на дисплее компьютера берегового поста, а таблица их параметров пересылается на центральный пост. Пересылка осуществляется автоматически через интернет, а при его отсутствии через «Иридиум». Полученные данные отображаются на мониторе ЭВМ центрального поста.

Кроме передачи акустических данных, «Иридиум» в комплексе «Шельф-2014» используется для управления работой буйа и диагностики состояния донной станции и буйа. Для отправки команд с ЦП на буй применяется алгоритм, аналогичный алгоритму программы для отправки данных с берегового поста. Программа формирует специальное сообщение, в котором адресатом является IMEI (индивидуальный, присвоенный производителем номер) модема телеметрического буйа, и отправляет его на сервер Иридиум по доступному в текущий момент времени каналу – интернет или Иридиум. В ответ на любую команду буй исполняет ее и в качестве подтверждения высылает на ЦП слово состояния станции и буйа. В нем содержится

информация о напряжении батарей питания станции и буя, количестве записанных станцией файлов данных, времени начала записи последнего файла, текущие режимы работы буя. Для обнаружения затекания или обрыва кабеля индицируется также наличие потока данных от донной станции к бую. В настоящее время реализовано 6 команд управления буюм: включить/выключить УКВ передатчик, изменить мощность передатчика (по циклу 0,5-2-5 Вт), включить/выключить передачу данных по «Иридиум», сообщить состояние станции и буя.

Аппаратные средства комплекса поддерживаются пакетом рабочих и сервисных программ.

Опыт практической работы всех устройств комплекса в экспедициях 2014 и 2015 гг. показал их хорошую эффективность и надежность. В 2015 г. при общем числе различных устройств более 70 и времени их эксплуатации от 3 до 4 месяцев произошло лишь 2 случая неисправности электроники, не повлекшие потерь данных. Однако имело место несколько случаев потери данных из-за ошибок человека. В настоящее время работа над рабочими программами устройств комплекса продолжается - разработаны и реализуются технические меры защиты от человеческого фактора. Эти меры включают улучшенную самодиагностику всех устройств комплекса при их включении и надежную визуальную индикацию результатов этой диагностики для людей, готовящих станции к постановке.

Работа выполнена при поддержке компаниями «Эксон Нефтегаз Лимитед» и «Сахалин Энерджи Инвестмент Компани Лтд.».

ЛИТЕРАТУРА

1. А.Н. Рутенко, С.В. Борисов, Д.Г. Ковзель, В.А. Гриценко Радиогидроакустическая станция для мониторинга параметров антропогенных импульсных и шумовых сигналов на шельфе // Акустический журнал. 2015. Том 61. №4. С. 500-511.

**В.И. Коренбаум, А.А. Тагильцев, С.В. Горовой, А.Е. Костив,
А.Д. Ширяев**

ВОЗМОЖНОСТИ СОВЕРШЕНСТВОВАНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК ПРИЕМНИКОВ ГРАДИЕНТА ДАВЛЕНИЯ ПРИ ОГРАНИЧЕННЫХ ГАБАРИТНЫХ РАЗМЕРАХ

Тихоокеанский океанологический институт им. В.И. Ильичева Дальне-
восточного отделения Российской академии наук
Россия, 690041 Владивосток, ул. Балтийская, д.43
Тел.: (423) 237-5698; Факс: (423) 231-2573, E-mail: k-v-i_2006@mail.ru

В связи со спадом чувствительности по звуковому давлению в низкочастотную область проблема обеспечения достаточной чувствительности ПГД при приемлемых габаритах всегда стояла перед разработчиками. Для условий ограниченных габаритов предложены технические решения по реализации 2-х компонентных ПГД силового и инерционного типов с улучшенными рабочими характеристиками. Разработана методика расчета чувствительности к звуковому давлению для предложенных вариантов ПГД и их сравнительной оценки. Теоретически оценены возможности оптимизации чувствительности предложенного варианта ПГД силового типа. Приводятся результаты экспериментальной оценки характеристик изготовленных макетов ПГД.

Применение векторно-скалярных приемников, состоящих из датчиков звукового давления и приемников колебательной скорости или градиента давления (ПГД), в составе антенных решеток позволяет обеспечить пространственную избирательность и повышение помехоустойчивости [1, 2]. Однако в связи со спадом чувствительности по звуковому давлению 6 дБ/октава в низкочастотную область проблема обеспечения достаточной чувствительности низкочастотных ПГД при приемлемых габаритах всегда стояла перед разработчиками.

Известны попытки применения ПГД разностного типа [3]. Однако при поперечных размерах до 80 мм на разностном принципе невозможно осуществить векторные приемные элементы с рабочим диапазоном частот существенно ниже 1 кГц [2]. Для более низкочастотного диапазона это обстоятельство диктует необходимость разработки и применения ПГД силового или инерционного типов. Если попытки разработки/использования ПГД силового типа не возобновлялись с 80-х годов XX века, то в отношении инерционной схемы в последние годы отмечается значительное

продвижение, связанное с появлением высокочувствительных акселерометров, выполненных на основе новых пьезоматериалов [4].

Для решения задач повышения чувствительности при ограниченных габаритных размерах разработана конструкция векторно-скалярного приемника с ПГД инерционного типа (рис. 1) [5].

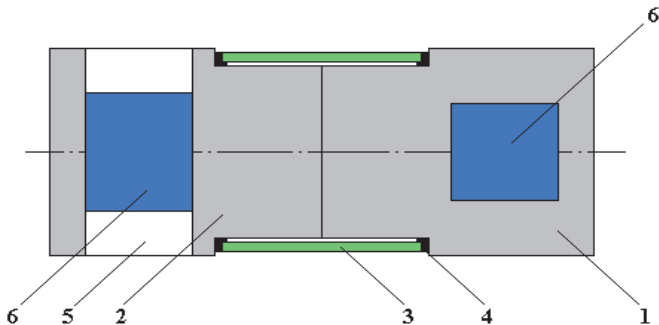


Рис. 1. Схема векторно-скалярного приемника с 2-компонентным ПГД инерционного типа: 1,2 – Т-образные половинки корпуса из сферопластика, 3 – пьезокерамический цилиндрический датчик звукового давления, 4 – резиновые прокладки, 5 – внутренние каналы, перпендикулярные продольной оси корпуса, 6 – датчики колебательного ускорения (акселерометры).

Для осуществления 2-компонентного ПГД (рис. 1) Т-образные половинки корпуса развернуты так, что выполненные в них каналы ориентированы перпендикулярно друг другу, а устанавливаемые в них датчики колебательного ускорения размещены так, что их центры масс находятся на продольной оси симметрии корпуса. Разнесение акселерометров вдоль корпуса приемника позволяет обеспечить требуемое значение средней плотности всей конструкции, близкое к плотности воды, при достаточно большой массе акселерометров, что приводит к максимизации чувствительности векторных каналов. Данная конструкция реализована в виде макета с размерами 110 x Ø32 мм, массой 66,5 г, объемом 80 см³.

В соответствии с разработанной упрощенной методикой [6] теоретическая чувствительность ПГД макета к звуковому давлению в плоской волне $v_{\text{prip}} = v_a k / \rho$, где ρ – плотность среды, k – волновое число, v_a – чувствительность ПГД по ускорению.

Условие обеспечения нейтральной плавучести макета ПГД инерционного типа достигнуто размещением в корпусе из сферопластика двух акселерометров РСВ 333В52 (Piezotronics), каждый из которых имеет чувствительность по ускорению $v_a = 100$ мВ/мс⁻². Акселерометры этого типа обеспечивают едва ли не максимальное из ныне достижимых значение чувствительности по ускорению при столь малой массе 7,5 г. На частоте 100 Гц расчетная чувствительность данного ПГД к звуковому давлению $v_{\text{prip}} \approx 40$ мкВ/Па.

Выполнено экспериментальное исследование характеристик макета. Чувствительность макета оценена в свободном поле методом сравнения с использованием ЛЧМ сигналов в полосе частот 300 – 3000 Гц. Экстраполированная чувствительность к звуковому давлению в направлении максимума дипольной характеристики направленности на частоте 100 Гц составляет 30 – 32 мкВ/Па, что достаточно близко к полученной теоретической оценке. Дипольная характеристика направленности канала ПГД имеет коэффициент деления не менее 20 дБ в исследованной полосе частот.

Среди ПГД силового типа наибольшее распространение получили варианты устройств, содержащие пластинчатые изгибные преобразователи, установленные по краям или в центре тяжелого сердечника [7]. Однако недостатком такой конструкции является низкая чувствительность из-за короткого набега звуковой волны между двумя сторонами пластинчатого изгибного преобразователя. Нами предложено техническое решение (рис. 2) [8].

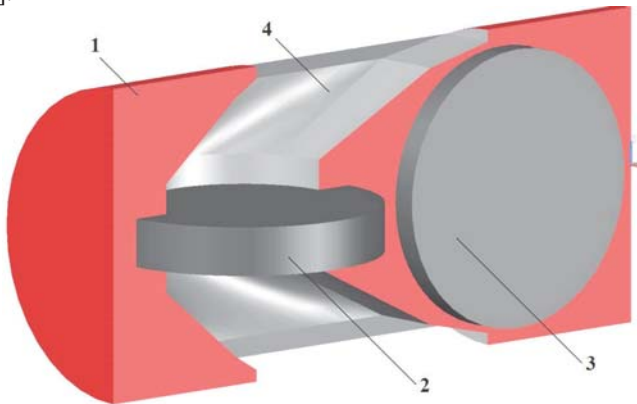


Рис. 2. ПГД силового типа: 1 – корпус, 2, 3 – круглые изгибные чувствительные элементы вертикальной и горизонтальной ориентации, 4 – полые каналы в корпусе.

Предлагаемое техническое решение обеспечивает вместе с увеличением набега звуковой волны единство фазового центра обоих ортогональных каналов ПГД. Другим преимуществом является обтекаемость корпуса ПГД в осевом направлении.

В соответствии с разработанной упрощенной методикой [6] теоретическая чувствительность ПГД этого типа к звуковому давлению может быть представлена в виде $v_{\text{пгрф}} \approx v_{\text{р0}}kl/2 \cdot 4Lh/\pi a^2$, где $v_{\text{р0}}$ – односторонняя чувствительность круглого пластинчатого изгибного пьезопреобразователя к давлению, $l = D' + L/2$, а множитель $4Lh/\pi a^2$ характеризует трансформацию звукового давления в канале корпуса с изменяющимся сечением.

Изготовлен макет ПГД этого типа диаметром 52 мм. На частоте 100 Гц расчетная чувствительность данного ПГД к звуковому давлению составила

$v_{\text{pgrfp}} \approx 30$ мкВ/Па. Выполнено экспериментальное исследование характеристик макета в колеблющемся столбе жидкости в диапазоне частот 50 – 300 Гц. Чувствительность к звуковому давлению в направлении максимума дипольной характеристики направленности на частоте 100 Гц составляет около 50 мкВ/Па, что достаточно близко к полученной теоретической оценке. Дипольная характеристика направленности ПГД имеет коэффициент деления не менее 20 дБ.

Таким образом, оба варианта предложенных технических решений позволяют существенно сдвинуть в низкочастотную область сферу использование ПГД с ограниченными габаритными размерами.

Исследования выполнены при частичной поддержке гранта ДВО РАН 15-IV-1-001.

ЛИТЕРАТУРА

4. D'Spain G.L., Luby J.C., Wilson G.R., Gramann R.A. Vector sensors and vector sensor line arrays: Comments on optimal array gain and detection // J. Acoust. Soc. Am. 2006. V.120. P.171–185.

5. Коренбаум, В.И. Защита акустических устройств от ближних полей помех: дис. докт. техн. наук: 01.04.06 – Владивосток, 1999. – 356 с.

6. Белова Н.И., Кузнецов Г.Н. Сравнение однонаправленного приема сигналов в волноводе с использованием линейных векторно-скалярных и комбинированных антенн // Акустический журн. 2013. т.59, №2. С.255-267.

7. Коренбаум В.И., Тагильцев А.А. Разработка векторных ГПБА: Состояние вопроса // Тр. 12 всерос. конф. «Прикладные технологии гидроакустики и гидрофизики». Сп-Б научный центр РАН. Изд. «Нестор-История», СПб. 2014. С. 177-178.

8. Патент РФ 2501043 Комбинированный гидроакустический приемник для гибкой протяженной буксируемой антенны / Коренбаум В.И., Тагильцев А.А. заявл. 17.07.2012. опубл. 10.12.2013. Бюл. № 34.

9. Korenbaum V., Gorovoy S., Tagiltcev A., Kostiv A. Comparative sensitivity of pressure gradient receivers of force and inertial types to sound pressure in plane wave // Proceedings of Meetings on Acoustics (POMA). 2015. 23. 070005.

10. Гордиенко В.А. Векторно-фазовые методы в акустике. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2007. С. 23.

11. Патент РФ 2568411 Двухкомпонентный приемник градиента давления / Коренбаум В.И., Тагильцев А.А., Горовой С.В., Фершалов Ю.Я. Заявл.: 16.10.2014; Опубл.: 16.10.2015.

А.Е. Костив, В.И. Коренбаум, С.В. Горовой, А.Д. Ширяев

ВОЗМОЖНОСТИ КОНТРОЛЯ СОСТОЯНИЯ ВОДОЛАЗОВ ПОД ВОДОЙ ПО ДЫХАТЕЛЬНЫМ ШУМАМ

Тихоокеанский океанологический институт им. В.И. Ильичева Дальневосточного отделения Российской академии наук
Россия, 690041 Владивосток, ул. Балтийская, д.43
Тел.: (423) 237-5698; Факс: (423) 231-2573,
E-mail: kostiv.anatoly@gmail.com

Проблема объективного контроля состояния водолаза под водой представляется важной и нерешенной задачей, особенно в любительском дайвинге. Приводятся основные результаты натуральных экспериментов с водолазами, экипированными дыхательным аппаратом открытого цикла. С помощью регистрации шумов дыхания под водолазным комбинезоном удаётся, не нарушая целостности трактов дыхательного аппарата, измерить под водой ритм дыхания водолазов. Приведен способ разделения шумов вдоха и шумов выдоха, который позволяет контролировать соотношение дыхательных фаз.

Проблема объективного контроля состояния водолаза под водой представляется важной и нерешенной задачей, особенно в любительском дайвинге. Контроль состояния водолаза ведется по параметрам основных систем организма человека, таких как нервная, сердечно-сосудистая, дыхательная. Возможность определения дыхательного ритма водолазов-аквалангистов с помощью одиночного гидрофона была продемонстрирована ранее [1-3]. В статье [3], помимо выделения ритма дыхания в низкочастотной области (< 1 кГц), обосновывается целесообразность выделения соотношения продолжительностей фаз вдоха и выдоха. Целью работы являлось продолжение исследования [3].

Проведен натурный эксперимент. Снаряжение водолазов состояло из дыхательного аппарата на основе регулятора Titan LX (AquaLung, Франция) с открытым циклом дыхания на сжатом воздухе и мокрого/сухого водолазных костюмов.

Регистрация шумов дыхания проводилась с помощью диктофона марки H1 (ZOOM Corporation, Япония). Запись сохранялась в формате WAV в импульсно-кодовой модуляции без сжатия, разрядность квантования 24 бита, частота дискретизации 48 кГц. Низкочастотная фильтрация и автоматическое регулирование усиления отключены. Запись велась на карту памяти

microSDHC card 32Гб. В качестве чувствительного элемента использовался встроенный микрофон. Используемый диктофон оборудован входным регулируемым усилителем 0 - 39 дБ. Величина коэффициента усиления подбиралась перед каждым погружением. Объем диктофона 185 см³, плотность ~0,5 г/см³ - положительная плавучесть.

Диктофон помещался в герметичную эластичную трехслойную оболочку из латекса, толщина каждого слоя 0,06-0,08 мм. Диктофон в оболочке размещался в районе яремной ямки и прижимался к телу водолаза костюмом. Материал водолазного костюма – пористый синтетический каучук толщиной 5 мм, покрытый нейлоном. Костюм отделяет оболочку диктофона от внешней среды. При этом воздухозаполненная латексная оболочка выполняет роль трансформатора колебаний волн, бегущих как из внешней среды, так и изнутри грудной клетки. Колебания оболочки передаются на чувствительный элемент – микрофон диктофона через воздушное пространство внутри оболочки.

После завершения погружения запись с диктофона переносилась в память персонального компьютера и обрабатывалась программой LabChart 6 (ADInstruments, Австралия).

Проведена запись дыхательных шумов при погружении водолазов на глубины 5-8 метров. Время погружения до 30 мин. Температура воды 20-22°С.

Основным источником шума при вдохе являются колебания давления турбулентного потока преимущественно в первой ступени (регулятор высокого давления) подводного аппарата [4]. Процесс выдоха сопровождается шумом создаваемых выдохом пузырьков. После выдоха следует кратковременная пауза, которая скрывается шумом всплывающих пузырьков [5].

В работах [1, 2] дыхательный ритм определяется по высокочастотному (свыше 20 кГц) сигналу первой ступени при вдохе.

В наших экспериментах удалось обнаружить разницу в полосах частот между шумами вдоха и выдоха: шумы вдоха регистрируется наилучшим образом в полосе 10-11 кГц (также наблюдается шум в полосах 3-5 кГц, 18-20 кГц), тогда как шумы выдоха – в полосе частот до 500 Гц. Предложен алгоритм раздельной фильтрации шумов вдоха и выдоха. После линейного детектирования и сглаживания треугольным окном шириной 0,1 с алгоритм позволяет определять дыхательные интервалы по моменту максимума огибающей сигнала.

На рис. 1 представлены широкополосные шумы, регистрируемые при дыхании водолаза (Channel 1), из которых фильтром высоких частот с частотой среза 9 кГц выделены шумы соответствующие вдоху (Channel 2) и фильтром нижних частот с полосой среза 200 Гц выделены шумы, соответствующие выдоху (Channel 3).

Показанные на рис. 1 шумы, записаны при дыхании нормально чувствовавшего себя водолаза (Channel 1, слева на право: выдох, вдох, выдох, вдох). Уровень сигнала выдоха больше вдоха. Выдох начинается с хорошо

различимой паузы после вдоха. В записи присутствуют кратковременные, широкополосные шумы артефактов ударного происхождения. Выбор оптимальной полосы фильтрации позволяет уменьшить амплитудное значение артефактов и упростить последующее автоматическое определение границ фаз дыхания. Последующее детектирование инструментом Arithmetic программы LabChart и сглаживание (Smoothing программы LabChart) сигналов Channel 2 и Channel 3 позволяет определить начало, окончание (Peak Analysis программы LabChart) и соответственно продолжительность вдоха и выдоха водолаза.

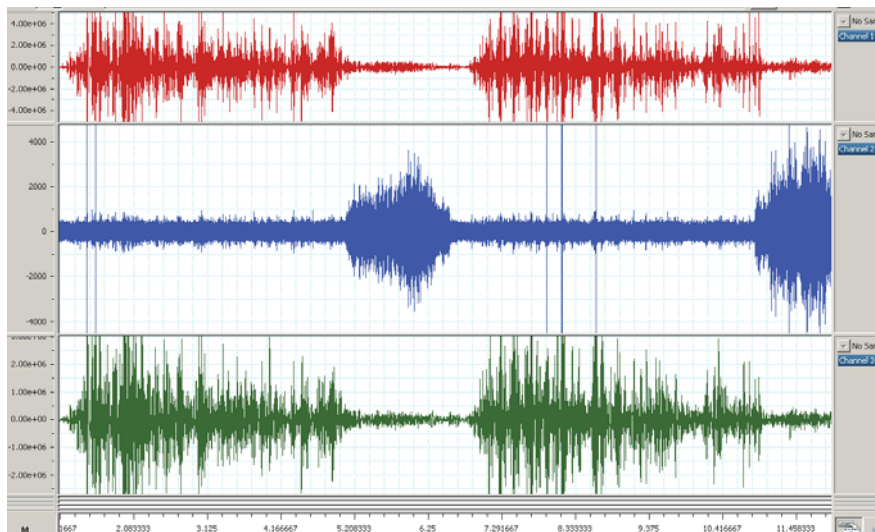


Рис. 1. Осциллограммы шумов при дыхании водолаза под водой: Channel 1 – два цикла дыхания, Channel 2 – шумы при вдохе, Channel 3 – шумы при выдохе. Масштаб по оси ординат – амплитуда, условные единицы, по абсцисс – время, с.

Так, для нормально чувствовавшего себя водолаза (рис. 1) соотношение фаз вдоха и выдоха 1:2.5, а дыхательный интервал 5.8 с, что соответствует 10.3 дыхательных движений в минуту.

Были также оценены характеристики шумов дыхания водолаза, у которого возникли проблемы с оборудованием, и он запросил эвакуацию из воды. Перед эвакуацией дыхательный ритм составил 18 дыхательных движений в минуту, соотношение фаз дыхания 1:1.3, что существенно отличается от параметров дыхания нормально чувствовавшего себя водолаза (рис. 1).

Таким образом, с помощью регистрации шумов дыхания под водолазным комбинезоном удается, не нарушая целостности трактов дыхательного

XV школа-семинар им. Акад. Л.М. Бреховских "Акустика океана", XXIX сессия РАО
аппарата, измерить под водой ритм дыхания и соотношение фаз вдоха и выдоха водолазов, оснащенных дыхательными аппаратами открытого цикла, которые могут быть использованы для мониторинга состояния водолаза во время пребывания под водой, в том числе принятия решения о прекращении миссии.

Исследование выполнено при частичной поддержке НИР № гос. рег. 01201363046 по Программе фундаментальных научных исследований государственных академий наук на 2013-2020 гг.

ЛИТЕРАТУРА

1. Lo K.W., Ferguson B.G. Diver detection and localization using passive sonar // Australian Acoustical Society Conference 2012, Acoustics 2012: Acoustics, Development, and the Environment. pp. 489-496.
2. Lennartsson R.K., Dalberg E., Persson L. Passive acoustic detection and classification of divers in harbor environments // OCEANS, 2009, pp. 1–7.
3. Коренбаум В.И., Горовой С.В., Бородин А.Е., Тагильцев А.А., Костив А.Е., Ширяев А.Д., Василистов А.М., Почечутова И.А. Экспериментальные исследования возможности обнаружения дыхательных шумов легководолазов // Фундаментальная и прикладная гидрофизика, 2015, т.8, № 4 С. 67-71.
4. Donskoy, D.M. Acoustic Emission Mechanism from Scuba Diving Equipment // Journal of the Acoustical Society of America, 2007, Vol. 12, №5, p. 3086.
5. Gemba K.L., Nosal E.-M., Reed T.R. Partial dereverberation used to characterize open circuit scuba diver signatures // Journal of the Acoustical Society of America, 2014, Vol. 136, №2, pp. 623-633.

П.Н. Кравчун

**ВЛИЯНИЕ ПОДВОДНЫХ ТЕЧЕНИЙ НА ГИДРОАКУСТИЧЕСКИЕ
АНТЕННЫ В ЗАДАЧЕ ЛОКАЛИЗАЦИИ ИСТОЧНИКА В МЕЛКОМ
МОРЕ**

МГУ, Физический факультет, кафедра акустики,
Тел.: +7-916-382-80-62, E-mail: gedackt@mail.ru

Рассматривается задача определения расстояния до точечного источника и его глубины в мелком море с помощью линейной приемной антенны, отклоняемой трехмерно-неоднородным подводным течением, а также оптимизация гидромеханических параметров антенной системы в приложении к указанной задаче.

Одна из проблем локализации источников в море обусловлена влиянием подводных течений на линейные приемные антенны. Для оценки этого влияния рассмотрим акустическую систему, расположенную в слое воды с постоянной скоростью звука и жидким однородным дном (волновод Пекериса) и состоящую из источника, размеры которого малы в сравнении с длиной волны на рабочей частоте, и многоэлементной приемной линейной вертикальной антенны. Будем считать, что нижняя точка антенны закреплена на дне, а верхняя связана с притоленным бумом. Примем экмановскую модель трехмерно-неоднородного градиентного течения [1]. Конфигурация и натяжение антенны на течении могут быть рассчитаны с помощью алгоритма, схема которого изложена в [2].

Звуковое поле в волноводе представим в виде суперпозиции мод. Глубина проникновения мод в грунт в рассмотренных нами случаях, как правило, не превышала одного-двух десятков метров, поэтому использование модели Пекериса представляется вполне обоснованным.

Подводные течения могут отклонять антенну от вертикали и искривлять ее форму, ухудшая ее способность селективировать моды. Расчеты показали, что при приеме мод, на которые антенна не настроена, сигнал на выходе модовой антенны резко искажается даже при малых скоростях течения, в то время как при приеме мод, на которые антенна настроена, сигнал в некотором диапазоне скоростей течения остается практически постоянным, и лишь при дальнейшем увеличении скорости начинает искажаться. Этот факт наводит на мысль о перспективности метода согласованного поля (МСП) для решения задачи локализации источника.

При использовании МСП реальное акустическое поле $p(r, z_S)$ источника звука, принимаемое линейной гидроакустической антенной, коррелируется с расчетным акустическим полем $p^{rplc}(r, z_S)$ («репликой» поля, рассчитанной на базе априорной информации о координатах источника):

$$B = \sum_{j=1}^N \sum_{i=1}^M p_{ij}^{rplc} \cdot p_{ij}^* ,$$

где B – корреляционная функция («МСП-процессор»), r – расстояние до источника, z_S – глубина источника, j – номер гидрофона, i – номер моды, $*$ – знак комплексного сопряжения, M – число мод дискретного спектра, распространяющихся в волноводе, N – число гидрофонов).

МСП-процессор является многоэкстремальной функцией реальных и предполагаемых координат источника звука. Варьируя предполагаемые координаты источника r и z_S , от которых зависит реплика поля $p_{ij}^{rplc}(r, z_S)$, можно осуществить локализацию этого источника путем отыскания глобального максимума функции B по переменным r и z_S .

Очевидно, что деформация антенны под действием течения может влиять на точность определения координат источника. Это влияние до сих пор фактически не исследовалось. Поскольку МСП, по существу, предполагает «настройку» антенны на все моды, распространяющиеся в водном слое, можно ожидать, что при его использовании будет существовать интервал скоростей течений, в пределах которого координаты источника могут быть определены практически без ошибки, связанной с деформацией антенны на течении. Это определяет особый интерес к применению алгоритмов локализации, основанных на МСП.

Действительно, из расчетов следует, что МСП в сравнении с селекцией отдельных мод обеспечивает более высокую устойчивость решения задачи локализации к воздействию течений на антенну.

Рассмотрим линейную антенну, находящуюся в море глубиной 600 м. Будем считать, что источник находится на расстоянии 30 км от приемной антенны на глубине 120 м, частота сигнала 40 Гц, длина антенны – 600 м, глубина трения в придонном экмановском слое – 100 м.

Как показывают расчеты, при определении расстояния до источника метод согласованного поля обеспечивает очень высокую точность локализации вплоть до достижения скоростью течения некоторого «критического» значения (эта критическая скорость различна для разных антенн, поскольку зависит от их гидромеханических параметров). При небольших скоростях течения экстремум целевой функции (МСП-процессора) в точке расположения источника является глобальным, при этом он не смещается по координате источника, с усилением же течения растут и другие экстремумы. При достижении скоростью течения критического значения экстремум целевой функции в точке расположения источника утрачивает свою глобальность, и МСП становится неработоспособным (рис. 1).

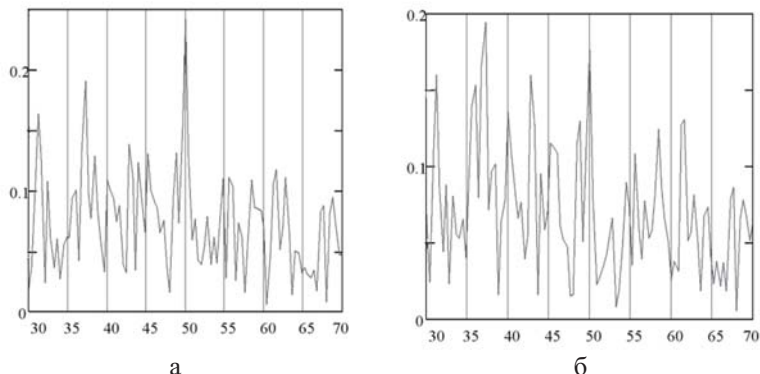


Рис. 1. Зависимости целевой функции от расстояния до источника (в глубинах водного слоя). Истинное расстояние 30 км (50 глубин слоя), скорости течения – 0,12 м/с (а) и 0,18 м/с (б)

Характер зависимости МСП-процессора от скорости течения при определении глубины источника несколько иной. Глобальный максимум, соответствующий истинной глубине источника при отсутствии течения, при увеличении скорости течения сначала не меняет своего положения относительно истинной глубины, затем несколько отклоняется от этой точки (т.е. глубина источника определяется с небольшой ошибкой). При достижении же скоростью течения критического значения здесь также глобальным становится другой экстремум, что приводит к резкому скачку ошибки определения глубины источника. Критические скорости течения при определении глубины источника заметно выше, чем при определении расстояния.

Расчеты подтверждают, что по мере увеличения скорости течения ошибки определения координат источника сначала растут незначительно и лишь при достижении скоростью течения критического значения резко, скачком увеличиваются (см. рис. 2 и 3).

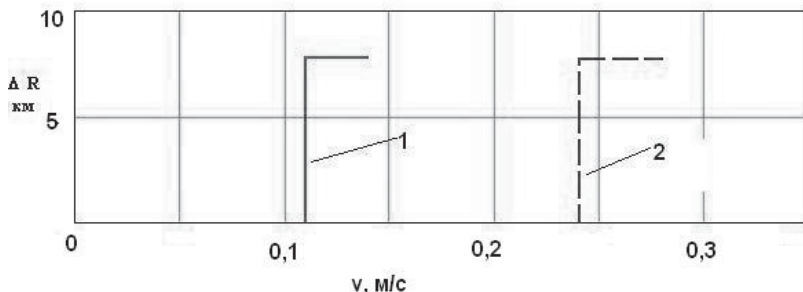


Рис. 2. Зависимость ошибки определения расстояния до источника от скорости подводного течения (кривая 1 – для сферического притопленного буя диаметром 0,8 м, кривая 2 – для буя диаметром 1,2 м)

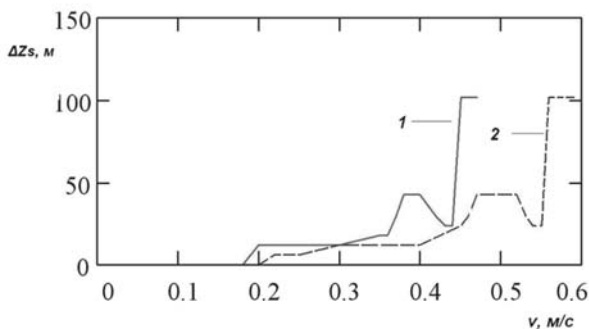


Рис. 3. Зависимость ошибки определения глубины источника от скорости подводного течения (кривая 1 – для кабель-троса антенны без обтекателя, кривая 2 – с обтекателем; диаметр сферического притопленного буя 1 м)

Таким образом, в диапазоне скоростей течения ниже критической метод согласованного поля обеспечивает высокую устойчивость решения задачи по отношению к отклонению антенны на течениях, а при небольших скоростях течения ошибки локализации отсутствуют совсем, несмотря на отклонение антенны.

Увеличение значения критической скорости течения может быть достигнуто оптимизацией гидромеханических параметров антенны (уменьшением гидродинамического сопротивления кабель-троса и буя, погонной плотности кабель-троса, увеличением объема буя, применением буя каплевидной формы, уменьшением амплитуды срывного флаттера кабель-троса).

Расчеты показали, что даже несложное облагораживание гидродинамики антенны позволяет увеличить диапазон «докритических» скоростей течений почти в 2 раза. Это открывает возможность отказа в некоторых случаях от применения сложных гидроакустических систем позиционирования приемников антенны или ненадежных систем инклинометров на антенне, а также от использования специальных алгоритмов, учитывающих отклонение антенны, но резко усложняющих решение задачи. Аппаратурная реализация оптимизированной антенны при этом остается практически такой же, как и в отсутствие течений.

Работа поддержана грантом Президента РФ НШ-283.2014.2.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гусев А. М. Основы океанологии. – М., Изд-во МГУ, 1983.
2. Кравчун П. Н., Прошутин Д. В. Придонные линейные гидроакустические антенны на трехмерно-неоднородных течениях: расчет и оптимизация // Измерительная техника. 1996. № 7. С. 58-61

Е.Б. Кудашев

ТУРБУЛЕНТНЫЕ СПЕКТРЫ И ШУМЫ ОБТЕКАНИЯ В ТУРБУЛЕНТНОМ ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ

Институт космических исследований РАН
Россия, 117997, Москва, Профсоюзная, 84/32
Тел.: 8(495)333-1234, факс: 8(495)333-1248
Email: kudashev@iki.rssi.ru

Рассматривается влияние температурного поля в пограничном слое на искажение турбулентных спектров. Продемонстрированы характерные черты поведения турбулентных спектров на разных частотах и при различных числах Рейнольдса. Показано, что пульсации температуры турбулентной среды могут оказывать определяющее воздействие на формирование сигнала приемника турбулентных давлений. Получены оценки искажения спектров шумов обтекания применительно к известным экспериментам Скучика и Хэдда с всплывающим устройством.

1. Введение

Турбулентные спектры псевдозвуковых (в смысле Д.И.Блохинцева) пульсаций давления, возникающих в пограничном слое и локализованные внутри турбулентного потока, слое, является одной из важнейших статистических характеристик, которые требуется для расчётов вибраций и шумов при турбулентном обтекании. Прямые измерения спектров пульсаций давления являются средством получить сведения о статистических характеристиках турбулентных полей давления на обтекаемой поверхности. Основная трудность при регистрации турбулентных спектров связана с тем, что в области высоких частот возникает искажение спектров из-за осреднения турбулентных пульсаций по апертуре датчика при некогерентном воздействии турбулентных давлений, корреляционные масштабы которых соизмеримы с геометрическими размерами приемной поверхности. Размеры чувствительной поверхности датчика пульсаций должны быть много меньше мелкомасштабных компонент поля турбулентных давлений. Если это условие не выполняется, неизбежно возникают искажения турбулентных спектров [1,2]. Экспериментальные исследования турбулентных пульсаций давления стремятся проводить миниатюрными приемниками давления. Однако, выполнение этого требования приводит к уменьшению чувствительности у приемников пульсаций давления и, как следствие этого, к малым уровням сигналов, генерируемых приемниками турбулентных пульсаций. В этих условиях чрезвычайно значительным оказывается влияние посторонних физических воздействий на искажение турбулентных спектров.

2. Влияние пульсаций температуры в турбулентном потоке на спектры турбулентных давлений

Физическая причина значительного влияния температурного поля состоит в том, что миниатюрные приемники пульсаций давлений в воде обычно выполнены из пьезокерамики, и, следовательно, обладают пьезоэлектрическим эффектом. В силу этого изменение температуры чувствительного пьезоэлемента приводит к генерированию дополнительного электрического сигнала (помехи) на выходе приемника пульсаций давления. Рассмотрим формирование температурного сигнала на основе представлений о частотно-волновом спектре турбулентных пульсаций и методов теории пространственной фильтрации поля турбулентных пульсаций давления приемником конечных размеров [3-6]. При воздействии на пьезоэлектрический приемник температурного поля в силу пьезоэффекта приемник формирует электрический сигнал со случайной амплитудой S_T . Введем представление о волновой характеристике $S_T(\mathbf{k}, \omega)$ приемника турбулентных пульсаций в пространстве волновых векторов \mathbf{k} и временных частот ω .

$S_T(\mathbf{k}, \omega)$ будем рассматривать как своего рода передаточную функцию приемника, связывающую поле турбулентных пульсаций температуры, характеризующееся частотно-волновым спектром $E_{TT}(\mathbf{k}, \omega)$, и спектральную плотность температурной помехи — частотный спектр мощности «температурного» сигнала $\Phi_{ss}^T(\omega)$ посредством основного соотношения волновой фильтрации:

$$\Phi_{ss}^T(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} S_T(\mathbf{k}, \omega) E_{TT}(\mathbf{k}, \omega) d\mathbf{k} \quad (1)$$

Рассмотрим формирование температурного сигнала в условиях измерения пристеночных турбулентных пульсаций давления для модели пьезоэлектрического преобразователя стержневого типа - сравнительно тонкий слой δ пьезоэлектрического материала лежит на массивном металлическом основании. На внешнюю границу пьезокерамики действуют турбулентные пульсации температуры. Поле пульсаций температуры T в обтекаемом теле описывается уравнением теплопроводности

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \chi \Delta T, \quad (2)$$

где χ — коэффициент температуропроводности обтекаемой потоком конструкции; приемник установлен заподлицо. В работе получено выражение для среднеквадратичной величины температурного сигнала, генерируемого на выходе приемника турбулентных пульсаций, порождаемого пристеночной турбулентной волной с волновым вектором \mathbf{k} и частотой ω :

$$|S_T|^2 = \gamma_{T^\circ}^2 \cdot T_0^2(\mathbf{k}, \omega) \frac{1 - 2e^{-\alpha} \cos \beta + e^{-2\alpha}}{R} \quad (3)$$

Здесь γ_{T° — чувствительность приемника к температуре. В выражении (3) введены следующие обозначения:

$$R = l^2 \sqrt{\kappa^4 + (\omega/\chi)^2}; \quad \varphi = \arctg(\omega/\chi\kappa^2);$$
$$\alpha = \sqrt{R} \cdot \cos(\varphi/2); \quad \beta = \sqrt{R} \cdot \sin(\varphi/2).$$

Последний сомножитель в выражении (3) для среднеквадратичного значения температурного сигнала представляет собой температурную волновую характеристику $S_T(\kappa, \omega)$ приемника турбулентных пульсаций давления. Физически температурная волновая характеристика равна квадрату коэффициента ослабления термосигнала при волновом представлении температурного нагружения. Оценки показывают, что при малых пространственных масштабах и низких частотах волновых компонент поля пристеночных пульсаций температуры ослабление температурной помехи равно $(\kappa \cdot l)^{-1}$ и практически не зависит от частоты и теплопроводности конструкции, обтекаемой потоком. Значение коэффициента ослабления температурного сигнала и, следовательно, подавление температурной помехи при измерении пристеночных турбулентных давлений определяется лишь затуханием температуры по длине пьезокерамического чувствительного элемента.

В противоположном случае относительно высоких частот температурного нагружения, когда выполняется условие $\omega > \chi\kappa^2$, ослабление температурной помехи при измерении турбулентных давлений определяется выражением

$$S_T(\kappa, \omega) \approx \chi/\omega l^2. \quad (4)$$

Можно сделать вывод, что в этом случае доминирующим механизмом компенсации влияния температурных флуктуаций становится тепловая инерция корпуса преобразователя турбулентных пульсаций давления. Представленный метод оценки влияния температурных флуктуаций среды на регистрацию турбулентных пульсаций давления проиллюстрируем численным исследованием волновых характеристик $S_T(\kappa, \omega)$. На рис. 1 показаны расчетные зависимости показателя ослабления температурной помехи $S_T(\kappa, \omega)$ от длины волны на частотах 1; 10; 10²; 10³ и 10⁴ Гц при измерении спектра мощности турбулентных пульсаций давления приемником с длиной рабочего чувствительного пьезоэлемента 15 мм, установленного в стальном корпусе.

Из рассмотрения кривых волновой фильтрации температурной помехи на рис. 1 можно сделать вывод, что в широком частотно-волновом диапазоне чувствительность пьезоэлектрического приемника турбулентных пульсаций давления к температуре изменяется на несколько порядков.

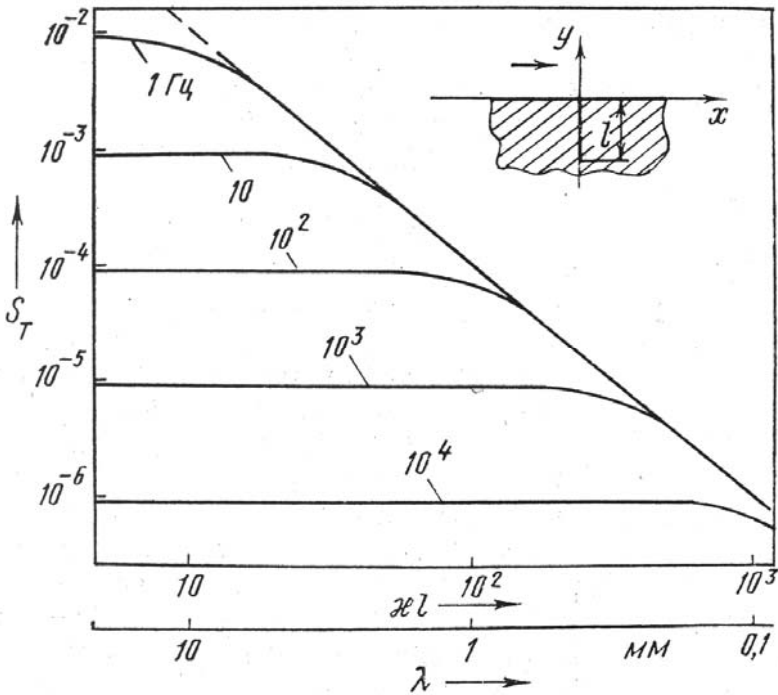


Рис.1. Влияние температурных флуктуаций на искажение турбулентных спектров.

В верхней части рис.1 справа показан приемник пульсаций давления (длина пьезоэлемента l), установленный заподлицо с обтекаемой поверхностью.

3. Влияние пульсаций температуры на искажение спектров шумов обтекания.

Всплывающее устройство создано для проведения измерения шумов обтекания при очень высоких (более 10^8), числах Рейнольдса набегающего потока [7,8-11]. При движении тела в жидкости с переменной вдоль траектории температурой, приемник, установленный на обтекаемой поверхности, воспринимает температурные пульсации. Рассмотрим случай, когда при вертикальном всплытии устройства (вдоль траектории) поле температуры можно считать однородным, и пульсации температуры представляют собой стационарный случайный процесс. В рамках модели «замороженности» уровни пристеночных пульсаций температуры и температурная неравномерность связаны простым соотношением

$$\Phi_{TT}(\omega)d\omega = E_{TT}(\kappa)d\kappa. \quad (5)$$

Здесь Φ_{TT} — частотная спектральная плотность пристеночных пульсаций температуры; $E_{TT}(\kappa)$ — одномерный (вдоль направления движения) пространственный спектр температурной неравномерности. Угловая частота ω однозначно связана с волновым числом κ соотношением $\kappa = \omega/v$, где v — скорость движения жидкости относительно приемника.

Из (5) представим связь между спектральной плотностью пристеночных пульсаций температуры и спектром градиентов температуры вдоль траектории, определяемым выражением $E'_{TT}(\kappa) = \kappa^2 E_{TT}$:

$$\Phi_{TT}(\omega) = \frac{v}{\omega^2} E'_{TT}(\kappa). \quad (6)$$

Выражение (6) определяет спектральные уровни пульсаций температуры на обтекаемой поверхности. Спектр температурного сигнала, генерируемого приемником при воздействии пульсаций температуры, определяется выражением

$$\Phi_{SS}^T(\omega) = \left(\frac{4\pi}{\varepsilon} \cdot l\gamma_0 \right)^2 \Phi_{TT}^{\text{эф}}(\omega), \quad (7)$$

где ε — диэлектрическая проницаемость; γ_0 — пирозлектрическая постоянная.

Тогда получаем с учетом (6) соотношение

$$\frac{\Phi_{SS}^T(\omega)}{\Phi_{SS}^P(\omega)} = \left(\frac{4\pi}{\varepsilon} \right)^2 \cdot \left(\frac{\gamma_0}{\gamma_p} \right)^2 \cdot \frac{v\chi}{\omega^3} \cdot \frac{E'_{TT}\left(\frac{\omega}{v}\right)}{\Phi_{pp}(\omega)}, \quad (8)$$

определяющее относительный вклад температурной неоднородности среды в шумы обтекания, регистрируемые приемником турбулентных пульсаций давления, установленном на всплывающем устройстве. В последнем равенстве $\Phi_{pp}(\omega)$ — спектральная плотность пристеночных пульсаций давления; γ_p — чувствительность приемника к давлению.

В работе полученный результат (8) использован для оценок искажения спектров шумов обтекания применительно к известным экспериментам с всплывающим устройством [7]. Привлекая данные по вертикальным градиентам температуры в океане [12], показано, что на частотах около 100 Гц и скорости $v \sim 10$ м/с вклад пульсаций температуры в генерируемые приемником сигналы обтекания может быть практически равен вкладу турбулентных давлений.

ЛИТЕРАТУРА

1. Смольяков А.В. Шум турбулентных потоков. ЦНИИ им. А.Н. Крылова. Санкт-Петербург, 2005.
2. Кудашев Е.Б., Яблоник Л.Р. Турбулентные пристеночные пульсации давления. М.: Научный мир, 2007.
3. Maidanic G. Flush-mounted pressure transducer systems as a spatial and spectral filters // Journ. Acoust. Soc. Amer. 1967. V. 42 (5). P. 1017-1024.
4. Кудашев Е.Б. Пространственная фильтрация пристеночных турбулентных пульсаций давления // Акустич. журн. 2007. Т. 53. № 5. С. 715 -723.
5. Кудашев Е.Б. Пространственная фильтрация пристеночных турбулентных пульсаций давления. Методы прямых измерений частотно-волновых спектров // Акустич. журн. 2008. Т. 54. № 1. С. 118-126.
6. Ткаченко В.М., Смольяков А.В., Колышницын В.А., Маршов В.П. Частотно-волновой спектр турбулентных пульсаций давления. Методы измерений и результаты // Акустич. журн. 2008.Т. 54. № 1. С. 127-132.
7. Haddle G., Skudrzyk E. The Physics of Flow Noise // Journ. Acoust. Soc. Amer. 1969. V. 46. P. 130–157.
8. Смольяков А.В., Ткаченко В.М. Измерение турбулентных пульсаций. Л.: Энергия, 1980.
9. Кудашев Е.Б. Экспериментальные исследования шумов обтекания на всплывающем устройстве // Акустич. журн. 2005. Т. 51. № 4. С. 488 -499.
10. Кудашев Е.Б., Колышницын В.А., Маршов В.П., Ткаченко В.М., Цветков А.М. Экспериментальное
11. моделирование гидродинамических шумов обтекания на Автономной морской лаборатории. // Акуст. журн. 2013. Т.59. № 2. С. 211-221.
12. Кудашев Е.Б., Колышницын В.А., Маршов В.П. Исследования турбулентных источников гидродинамической помехи в условиях глубокого моря // Акустика океана. М.: ГЕОС, 2013. С.193-198.
13. Монин А. С., Озмидов Р. В. Океанская турбулентность. Л.: Гидрометеиздат, 1981.

Г.Н. Кузнецов¹, В.В. Коваленко², А.И. Хилько, В.Г. Бурдуковская

О ХАРАКТЕРИСТИКАХ АКУСТИЧЕСКОЙ ЗАМЕТНОСТИ МОРСКИХ ПОДВОДНЫХ ОБЪЕКТОВ В МНОГОПОЗИЦИОННЫХ СИСТЕМАХ НАБЛЮДЕНИЯ

Институт прикладной физики РАН

Россия, 603950, Н. Новгород, ул. Ульянова, д.46

Тел. / Факс: (831) 436-9717; E-mail: A.khil@hydro.appl.sci-nnov.ru

¹) Научный центр волновых исследований ИОФ РАН, Москва, Россия

²) Научный совет по комплексной проблеме «Гидрофизика» РАН,
Москва, Россия

Анализируется влияние структуры пространственно-частотный спектр шумовых полей и мультистатическая сила цели объектов на их акустическую заметность в интегрированных сетевых системах подводного наблюдения.

Значительное снижение шумности морских подводных объектов (МПО) за последние десятилетия известно. Следующие отсюда затруднения в отношении применения для обнаружения таких объектов пассивной гидроакустики в дуэльной ситуации «объект – локальный обнаружитель» известны также. Главное из затруднений – малые дальности обнаружения МПО. Применение активной гидролокации в силу ряда причин не может рассматриваться в качестве полноценного пути преодоления указанного затруднения. Попытки найти иной (неакустический) способ увеличения дальности обнаружения малозумного объекта локальным наблюдателем нельзя пока признать успешными также. Известным [1], приемлемым для задач подводного наблюдения решением указанной проблемы, является применение пространственно-распределенных, объединенных в целостные конструкции сетевой связью, многоэлементных систем из позиционных и мобильных устройств. В таких интегрированных сетевых системах подводного наблюдения (ИССПН) отсутствует выраженное стремление к увеличению дальности обнаружения объекта из одной точки. Метриками эффективности здесь являются площадь покрытия, кумулятивная вероятность обнаружения, время, потребное для обнаружения, качество классификации и точность локализации объекта. Регулировка эффективности таких систем может осуществляться количеством элементарных станций, оптимизацией их расстановки в пространстве в зависимости от окружающих условий и тактической обстановки, целенаправленным сочетанием пассивного и пассивно-активного (мультистатического) режимов наблюдения и совместной

обработкой пространственно-временных данных. Показатели эффективности могут достигать гораздо более высоких значений в сравнении с теми, которые имеют системы существующего типа. Будущее систем подводного наблюдения связывается именно с такими системами. Особенностью систем указанного типа является многоакурсность наблюдения объектов, как в пассивном, так и в пассивно-активном режиме и пространственно-временной характер получаемых данных. Имея в виду, что обнаружению подлежит движущийся объект, важен также учет динамики принимаемых сигналов в частотной области. Это пространственно-частотные и частотно-временные характеристики сигналов. Учитывая, что в современных системах сетевого типа широкое применение находят акустические векторно-скалярные сенсоры, представление полей должно соответствовать этому обстоятельству.

К демаскирующим объект акустическим характеристикам в условиях применения систем сетевого типа можно отнести следующие. Это: 1) пространственно-частотный спектр шумовых полей объекта при различных режимах движения и работы внутрикорабельных механизмов, 2) мультистатистическая сила цели.

Важной подсистемой ИССПН является пассивная система акустического наблюдения движущихся шумоизлучающих объектов, которая состоит из набора пространственно распределенных связанных сетевым методом приемных элементов. Оптимальным методом описания пространственно-частотного спектра наблюдаемых шумовых полей объекта, получаемых от сетевой системы пространственно распределенных акустических сенсоров, является модель тренда с ошибкой [2]. Основой для разработки моделей служит априорная информация в виде представления о том, что, двигаясь равномерно с определенной скоростью и прямолинейно, объект наблюдения пересекает организованный на основе сетевых технологий барьер из пространственно распределенных сенсоров. Каждый сенсор образует зону чувствительности, при попадании в которую источник регистрируется. При такой схеме наблюдения могут быть измерены: время нахождения цели в зоне каждого сенсора, время от начала приема на i -м до конца приема на j -м сенсоре и уровень сигнала. Вид функций времени обнаружения и потери контакта в функции непрерывного расстояния, определяется данными о произвольных, но известных координатах сенсоров. Случайная компонента представлена обобщенным распределением невязок между наблюдаемыми данными и детерминированной (вычисляемой) компонентой в модели тренда с ошибкой. Невязки характеризуются в пространстве L_p - метрик при неизвестном параметре p . Известно [2], что оценки, основанные на L_p -метриках имеют связь с методом максимального правдоподобия, требующего, чтобы в зависимости от характера закона распределения случайных величин (ошибок измерений), применялся соответствующий метод обработки, обеспечивающий устойчивость к засорению данных выбросами. Детерминированная составляющая является функцией неизвестных, но подлежащих

оценке параметров движения источника сигнала. В зависимости от объема наблюдаемых данных, количества и расстановки сенсоров оценивание параметров будет иметь ряд особенностей. Обработка данных будет иметь также особенности, связанные со статистикой случайной компоненты. Анализ расхождений наблюдаемых данных и тренда является особой задачей, решение которой связано с выбором алгоритма обработки.

В активной мультистатистической подсистеме ГА наблюдения ИССПН демаскирующей объект акустической характеристикой является дифраги-

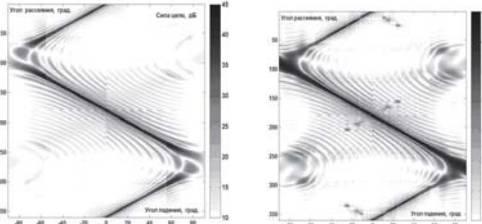


Рис. 1. БСЦ для абсолютно жесткого цилиндра (слева) и упругой оболочки (справа).

рованный им ГА сигнал, который с некоторой долей условности можно описывать понятием мультистатистической силы цели (МСЦ). Эта характеристика тесно связана с известным понятием силы цели (СЦ), которое использовалось при инженерных расчетах

с помощью уравнения активной гидролокации, когда заметность для актуальных моностатических схем ГА локации, приближенно, можно было характеризовать величиной СЦ, которую, обычно описывали одним числом (ее величина варьировалась от 15 до 45 дБ) [3, 4]. Разброс значений СЦ объясняется тем, что наблюдаемые при ГА локации объекты имеют анизотропное строение, так, что СЦ зависит от ориентации объекта наблюдения. При бистатистической схеме ГА лоцирования величина СЦ становится уже зависящей и от взаимного положения источника приемника и объекта наблюдения [4]. В общем случае для заданной формы и внутреннего строения объекта наблюдения, СЦ является функцией его координат и ориентации, то есть, трехмерной матрицей [4]. Кроме того, она существенно зависит от частоты поля подсветки. Если задаются падающие из источника и приемника волноводные структуры, пользуясь матрицей СЦ можно получить дифрагированный ГА сигнал. Определенная таким образом характеристика зависит только от объекта и описывает его заметность при активном ГА наблюдении. Поскольку объект движется вдоль определенной траектории, необходимо осуществлять и доплеровскую фильтрацию дифрагированного поля, при этом следует учитывать изменения доплеровского смещения в процессе движения объекта вдоль, в общем случае, криволинейной траектории. По-видимому, в таких простейших случаях полезно разделять задачу оценки полезного дифрагированного сигнала на задачу оценки потерь при распространении и задачу оценки СЦ (величины дифракции поля в непосредственной близости от объекта). При этом, как уже отмечалось, матрица СЦ будет характеризоваться формой и строением объекта наблюдения. Она будет зависеть и от длины волны поля акустической подсветки (это еще одно измерение в матрице СЦ). С точки зрения оценки заметности объекта и анализа ее влияния на эффективность активного ГА наблюдения, возника-

ет необходимость решения задачи измерения матрицы СЦ и задачи уменьшения заметности, то есть, величины СЦ. Решение обеих задач требует априорного определения схем и условий предполагаемого ГА наблюдения, что должно обеспечить формулировку требований к измерениям и, с учетом таких измерений, формулировку требований к ослаблению СЦ, обеспечивающему уменьшение заметности. Максимальный эффект при накоплении дифрагированных (наблюдаемых) компонент ГА поля можно ожидать при когерентном их сложении для чего необходимо осуществлять проверку гипотез о параметрах движения объекта и рассчитывать параметры сигналов, для которых можно осуществить накопление с учетом фазы сигнала. Из выдвинутых гипотез принимается в качестве решения наилучший результат. При этом имеет место проблема оптимизации траектории поиска решения [3]. Выполнение всех перечисленных операций требует большого объема априорной информации. Часто такой информации нет. В этом случае остается отказаться от когерентного накопления мультистатических проекций и осуществлять либо частично-когерентное, либо некогерентное их накопление.

Измерения ГА полей объектов наблюдения должны быть нацелены на оценку указанных характеристик. Очевидно, что такие измерения должны осуществляться пространственно-развитыми калиброванными системами, состоящими из пассивных приемников и широкополосных излучателей. По существу, такие системы должны быть измерительным аналогом систем обнаружения. Учет характеристик акватории (водного слоя и дна) и их калибровка должны быть предусмотрены. Нормирование, должно сопровождаться оценками приемлемого риска и, возможно, должно быть связано с различными вариантами систем обнаружения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Коваленко В.В., Корчак В., Чулков В.Л. Концепция и ключевые технологии подводного наблюдения в условиях сетецентрических войн // *Фундаментальная и прикладная гидрофизика*. 2011. Т.4. №3. С. 49-64.
2. Коваленко В.В., Хилько А.И., Романова В.И. Описание данных, получаемых от пространственно распределенных акустических сенсоров, моделью тренда с ошибкой / *Труды XIII школы-семинара им. акад. Л.М. Бреховских «Акустика океана», совмещенной с XXIII сессией Российского Акустического Общества*. М.:ГЕОС, 2011. С. 346-249.
3. Лучинин А.Г., Хилько А.И. Маломодовая акустика мелкого моря // *УФН*. 2011. Т.181. №11. С. 22-28.
4. А.И. Хилько, И.П. Смирнов, А.И. Машошин, А.В. Шафранюк, А.А. Хилько. Сила цели в океанических волноводах // *Акустический журнал*. 2015. Т. 61. №3. С. 377-386.

Г.Н. Кузнецов, В.М. Кузькин, С.А. Пересёлков¹, Д.Ю. Просовецкий¹

ОЦЕНКА ГЛУБИНЫ ИСТОЧНИКА ЗВУКА В ОКЕАНИЧЕСКОМ ВОЛНОВОДЕ

Научный центр волновых исследований Института общей физики
им. А.М. Прохорова РАН

Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, д.38

Тел.: (499) 503-8384; Факс: (499) 135-8234, E-mail: kumiov@yandex.ru

¹Воронежский государственный университет

Россия, 394006 Воронеж, Университетская пл., д.1

Тел.: (4732) 789-748; Факс: (4732) 789-755, E-mail:

pereselkov@yandex.ru

Рассмотрен метод оценки глубины источника звука, основанный на информации об отношении амплитуд соседних мод волнового поля. Приведены результаты вычислительного и натурального экспериментов.

В качестве оценки глубины источника z_s принимается величина ν , определяемая решением уравнения

$$\gamma_{mn} = \left| \frac{\psi_m(\nu, f_0)\psi_m(z_q, f_0)}{\psi_n(\nu, f_0)\psi_n(z_q, f_0)} \right|. \quad (1)$$

Здесь $\gamma_{mn} = A_m(r)/A_n(r)$ – отношение амплитуд мод номеров m и n в точке приема на глубине z_q , удаленной на расстояние r от источника; f_0 – опорная частота спектра принятого сигнала; $\psi_m(z)$ – собственная функция m -й моды. Введем функцию $\Phi_{mn}(\nu)$

$$\Phi_{mn}(\nu) = |\phi_{mn}(\nu) - \gamma_{mn}|, \quad (2)$$

$$\phi_{mn}(\nu) = \frac{\psi_m(\nu, f_0)\psi_m(z_q, f_0)}{\psi_n(\nu, f_0)\psi_n(z_q, f_0)}. \quad (3)$$

Решением уравнения (1) являются значения $\nu = \nu'$, при которых выражение (2) обращается в нуль, $\Phi_{mn}(\nu') = 0$. Решение неоднозначное. Для избавления от неопределенности следует выполнить совместную оценку глубины для разных пар отфильтрованных мод одной или разных полос сигнала. Каждая такая комбинация будет содержать одно правильное значение, а остальные – ложные. Для оценки глубины следует выбрать значение $\nu' = \nu$, которое является общим для выбранных комбинаций [1]. Проиллюстрируем эффективность предложенного алгоритма на примерах вычислительного и натурального экспериментов.

Рассмотрим модельный горизонтально-однородный волновод глубиной $H = 120$ м с поглощающим жидким однородным дном: отношение плотности грунта и воды – 1.8, комплексный показатель преломления – $0.84(1 + i0.03)$. Профиль скорости звука показан на рис. 1. Глубина источника $z_s = 47$ м, приемника – $z_q = 60$ м, расстояние – $r = 7$ км. Полоса спектра 160–180 Гц. Опорная частота $f_0 = 170$ Гц.

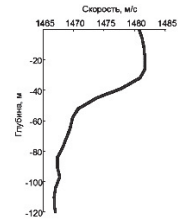


Рис. 1.

На рис. 2 приведены зависимости нормированной огибающей сигнала ξ от времени τ при различных значениях входного отношения сигнал/шум q (по мощности), полученные в результате преобразования Фурье спектра. Пунктиром отмечены времена распространения τ_m мод. Под измеряемой амплитудой m -й моды понимается величина $A_m = \xi(\tau_m)$. Далее ограничимся рассмотрением двух комбинаций соседних мод: (6, 7) и (7, 8). Отношение их амплитуд: истинное $\gamma_{m(m+1)}^{(0)} = 0.14, 0.99$, по огибающей сигнала $\gamma_{m(m+1)} = 0.45, 0.77$ (рис. 2) соответственно для мод (6, 7) и (7, 8).

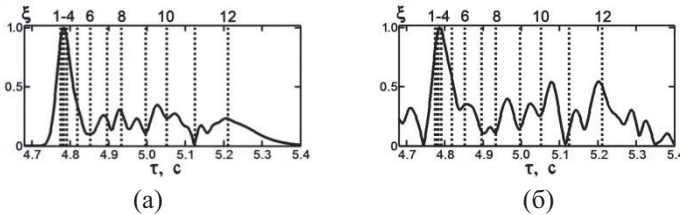


Рис. 2. Зависимость $\xi(\tau)$: (а) $q = \infty$; (б) $q = 10^{-2}$.

На рис. 3 представлены зависимости функции (2), обрезанные на уровне $\Phi_{m(m+1)}(v) = 5$, при различных уровнях шума. Пунктиром показаны значения функции, отвечающие глубине источника $z_s = 47$ м. Как видно,

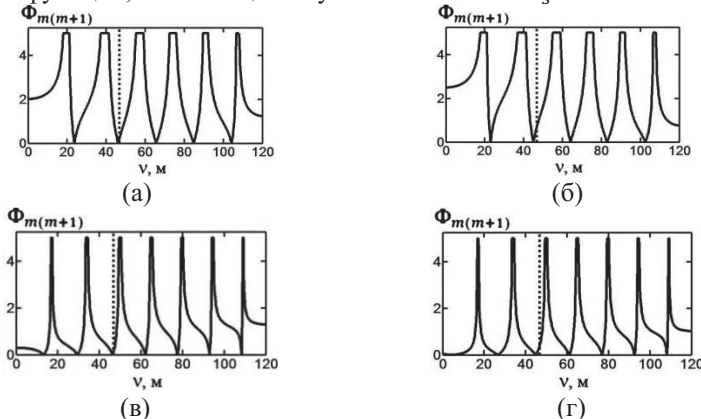


Рис. 3. Зависимость $\Phi_{m(m+1)}(v)$: $m = 6$ (а, б); $m = 7$ (в, г); $q = \infty$ (а, в), $q = 10^{-2}$ (б, г).

повторяющимися являются значения в окрестностях $\nu = 47$ м и $\nu = 62$ м, из них первое является достоверным, а второе – ложным. Ошибки в определении отношения амплитуд соседних мод, обусловленные наложением импульсов и вкладом шумов, незначительно влияют на оценку глубины источника, что свидетельствует об устойчивости алгоритма.

Для независимых случайных реализаций результаты выборочного усреднения оценки глубины приведены на рис. 4. Для удобства восприятия по оси абсцисс отложена величина $\sqrt{g} = 1/\sqrt{q}$. Возрастание шума приводит к установившимся значениям статистических характеристик оценки ν глубины источника (пунктир). Осцилляции средних выборочных значений обусловлены конечным объемом выборки. Результаты моделирования согласуются с теоретическими оценками [1].

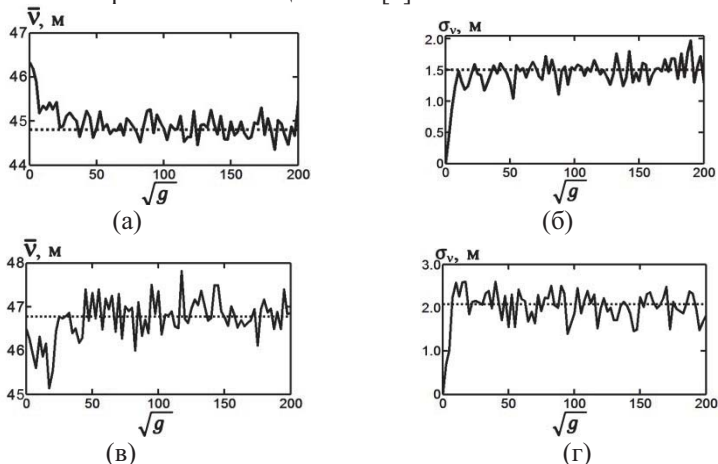


Рис. 4. Зависимость средней оценки глубины $\bar{\nu}$ и среднеквадратичного отклонения σ_{ν} от величины \sqrt{g} : (а, б) моды (6, 7); (в, г) моды (7, 8).

Эксперимент проводился в акватории морского залива Тихоокеанского шельфа: глубина 53 м, равномерный профиль скорости звука. Излучатель располагался на глубине $z_s = 15$ м, одиночный приемник – на глубине $z_q = 52$ м, расстояние $r = 10$ км [2]. Отношение сигнал/шум $q = 29.2$. Анализировалась полоса излучения 190–210 Гц, частота $f_0 = 200$ Гц.

На рис. 5 приведена нормированная огибающая ξ принятого сигнала от

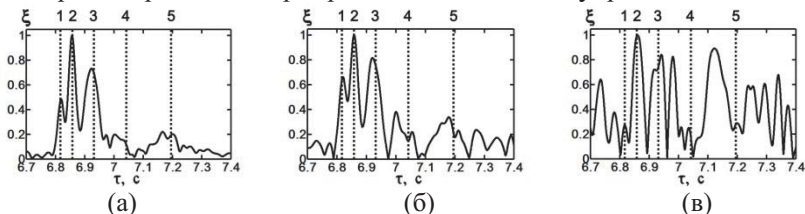


Рис. 5. Зависимость $\xi(\tau)$: (а) $q = 29.2$; (б) $q = 10^{-2}$; (в) $q = 10^{-4}$.

времени τ при различных значениях входного отношения сигнал/шум q . Для проверки помехоустойчивости алгоритма при обработке добавлялся шум. Пунктиром отмечены времена распространения τ_m мод. Увеличение шума сопровождается ростом искажений огибающей сигнала, что приводит к возрастанию ошибки в измерении отношения амплитуд мод.

Рис. 6 демонстрирует поведение функции (2), обрезанной на уровне 0.5, для комбинаций номеров мод (3, 4) и (4, 5) при различных уровнях шумов. Пунктиром показаны значения функции, отвечающие глубине источника $z_s = 15$ м. Повторяющиеся решения уравнения (2) сосредоточены в области $v = 15$ м и $v = 15$ м. Как и в случае вычислительного эксперимента, ошибки измерения отношения амплитуд отфильтрованных мод, вызванные наложением импульсов и наличием шумов, незначительно влияют на оценку глубины источника. Например, при возрастании шума в 3.4×10^2 раз случайное отклонение оценки v от глубины источника z_s не превышает 3 м.

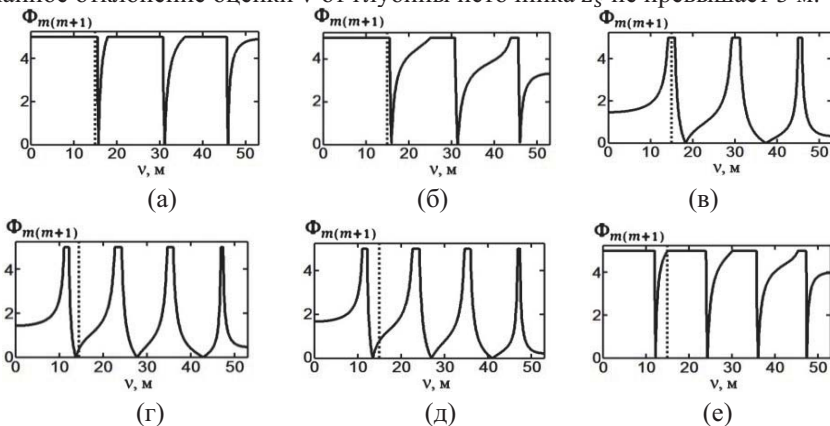


Рис. 6. Зависимость $\Phi_{m(m+1)}(v)$: $m = 3$ (а, б, в); $m = 4$ (г, д, е); $q = 29.2$ (а, г); $q = 10^{-2}$ (б, д); $q = 10^{-4}$ (в, е).

Работа выполнена при частичной поддержке программы фундаментальных исследований Отделения физических наук РАН «Фундаментальные проблемы акустики искусственных и природных сред».

ЛИТЕРАТУРА

1. Besedina T.N., Kuznetsov G.N., Kuz'kin V.M., Pereselkov S.A., Prosovetvskiy D.Yu. Estimation of the depth of a stationary sound source in shallow water // Phys. Wave Phenom. 2015. V. 23. N. 4. P. 292-303.
2. Белов А.И., Кузнецов Г.Н. Оценка шумности движущихся источников на основе идентификации акустической модели морского дна // Акуст. журн. 2013. Т. 59. № 6. С. 722-734.

Г.Н. Кузнецов, В.М. Кузькин, С.А. Пересёлков¹, Д.Ю. Просовецкий¹

ИНТЕРФЕРОМЕТРИЧЕСКИЙ МЕТОД ОЦЕНКИ СКОРОСТИ ИСТОЧНИКА ЗВУКА В ОКЕАНИЧЕСКОМ ВОЛНОВОДЕ

Научный центр волновых исследований Института общей физики им. А.М. Прохорова РАН

Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, д.38

Тел.: (499) 503-8384; Факс: (499) 135-8234, E-mail: kumiov@yandex.ru

¹Воронежский государственный университет

Россия, 394006 Воронеж, Университетская пл., д.1

Тел.: (4732) 789-748; Факс: (4732) 789-755, E-mail:

pereselkov@yandex.ru

Рассмотрена помехоустойчивость алгоритма по оценке радиальной составляющей скорости источника звука, основанного на информации о частотных смещениях интерференционных максимумов поля. Приведены результаты теоретического анализа, вычислительного и натурного экспериментов в области низких частот.

Источник движется по прямолинейной траектории под углом φ к оси x со скоростью v . Сигнал на фоне помехи принимается приемником Q . Положение источника звука на момент времени $t_j - S_j$, $j = 1, 2, \dots, J$, расстояние между приемником и источником на момент $t_j - r_j$. (рис. 1). Начало наблюдения $t_1 = 0$, время наблюдения $t_j = T$.

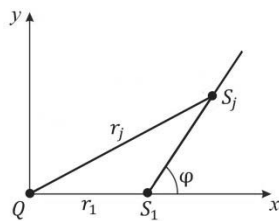


Рис. 1. Геометрия задачи.

При движении источника звука на плоскости время–частота интерференционная картина проявляется в виде локализованных полос максимумов спектральной интенсивности. За время наблюдения проводится накопление сигнала по различным направлениям и разным частотам в пределах ширины интерференционной полосы. Положение главного максимума функционала

$$\Phi(v_*) = \int_0^T \int_{f(t)-\Delta f_2/2}^{f(t)+\Delta f_2/2} |w(t, f)| dt df, \quad (1)$$

т.е. $\max \Phi(v_*) = \Phi(u)$, реализующего траекторное накопление, принимается за оценку u радиальной составляющей скорости $v_x = v \cos \varphi$. Здесь $w(t, f)$ – реализация сигнала и помехи; Δf_2 – ширина интерференционной полосы;

$f(t) = \Omega_1 + \beta \Omega_1 v_* t / r_1$, Ω_1 – положение наблюдаемого максимума в момент времени t_1 , β – интерференционный инвариант. Если максимум формируется при накоплении вдоль прямолинейных интерференционных полос, его положение приходится на значение радиальной составляющей скорости. Искривленностью полос можно пренебречь, если расстояние ρ , пройденное источником за время наблюдения, удовлетворяет условию

$$\rho \ll r_1 \cos \varphi / \sin^2 \varphi. \quad (2)$$

Под помехоустойчивостью θ алгоритма будем понимать отношение сигнал/помеха q по мощности на выходе траекторного накопления к отношению сигнал/помеха q_0 по мощности на входе приемника, $\theta = q/q_0$. При траекторном накоплении вдоль интерференционных полос

$$\theta = BJ/W, \quad (3)$$

где W и B – число интерференционных полос за время наблюдения T и их число, по которым проводится накопление, $B \leq W$. Если применяется горизонтальная линейная антенна из I приемников, то помехоустойчивость

$$\theta = IBJ/W. \quad (4)$$

Заметим, что траекторное накопление вдоль интерференционных полос является “когерентным” по огибающей спектральных максимумов, а траекторное накопление по другим направлениям – “некогерентным”. Входные отношения сигнал/помеха q_0 , обуславливающие “когерентное” траекторное накопление, и тем самым дающие адекватную оценку радиальной составляющей скорости, оцениваются как

$$q_0 \geq q'_0 = \frac{W}{BJ^2}, \quad q_0 \geq q'_0 \geq \frac{W}{BIJ^2} \quad (5)$$

для одиночного приемника и антенны соответственно.

При значениях $q_0 < q'_0$ траекторное накопление осуществляется в направлениях, для которых модуль углового коэффициента $|k| \rightarrow 0$, что приводит к снижению $|u|$. В предельном случае $|k| = 0$, $q_0 = q''_0$, оценка $u = 0$. При дальнейшем повышении помехи направления траекторных накоплений можно считать равновероятными, величина u флуктуирует относительно среднего значения $\bar{u} = 0$ и среднеквадратичное отклонение

$$\sigma_u = 2|v|/\sqrt{12}, \quad (6)$$

где $|v|$ – максимальное значение априорной скорости.

При моделировании использовался горизонтально-однородный волновод глубиной $H = 200$ м с постоянной скоростью звука по глубине. Глубина одиночного приемника 100 м. Источник на глубине 70 м со скоростью $v = 5$ м/с двигался под углом $\varphi = 60^\circ$, расстояние $r_1 = 5$ км (рис. 1). Время наблюдения $T = 200$ с, число временных отсчетов $J = 20$. Модельное значение радиальной составляющей скорости $v_* = 2.5$ м/с. Траекторное накопление проводилось вдоль одной интерференционной полосы, $B = 1$.

Случайные реализации нормированной интерферограммы и функции $\Phi(v_*)$ (1), т.е. $\hat{\Phi}(v_*)$, изображены на рис. 2. Вертикальным пунктиром отмечены положения главного максимума. При “когерентном” накоплении (а, б)

главный максимум расположен в точке $v_* = 2.6$ м/с (г, д). Погрешность $|v_x - v_*| = 0.1$ м/с обусловлена нарушением неравенства (2). При дальнейшем уменьшении входного отношения сигнал/помеха (в, е) главный максимум реализуется при "некогерентном" накоплении.

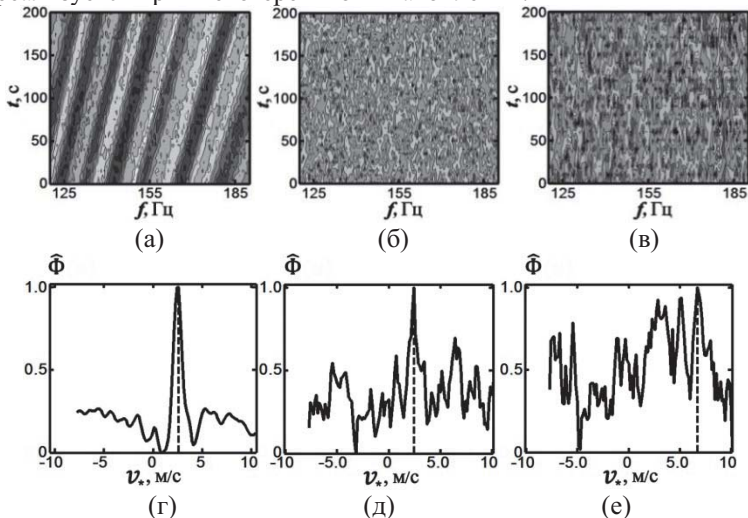


Рис. 2. Интерферограмма (а, б, в) и функция $\Phi(v_*)$ (г, д, е) при различных значениях q_0 : $q_0 = 10^2$ (а, г); $q_0 = 10^{-2}$ (б, д); $q_0 = 4 \times 10^{-4}$ (в, е).

Для независимых случайных реализаций траекторного накопления результаты выборочного усреднения приведены на рис. 3. Для удобства восприятия по оси абсцисс отложена величина $\sqrt{g_0} = 1/\sqrt{q_0}$. "Когерентное" траекторное накопление сохраняется до значения $\sqrt{g'_0} = 10$ ($q'_0 = 10^{-2}$). При $\sqrt{g_0} \geq \sqrt{g'_0} = 27.2$ ($q'_0 = 1.3 \times 10^{-3}$) среднее значение $\bar{u} = 0$ и среднеквадратичное отклонение $\sigma_u = 6.6$ м/с. Согласно (5) и (6) имеем $q'_0 = 10^{-2}$ ($W = 4$) и $\sigma_u = 5.8$ м/с ($v = 10$ м/с).

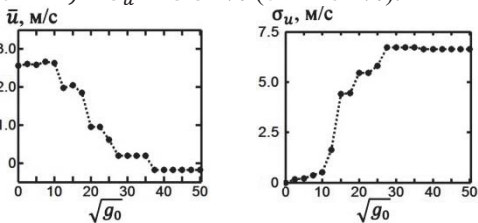


Рис. 3. Зависимость среднего значения \bar{u} и среднеквадратичного отклонения σ_u оценки скорости v_x от величины $\sqrt{g_0}$.

Эксперимент проводился в 2004 г. в акватории морского залива Тихоокеанского шельфа, удаленной от берега на расстояние более 20 км. Глубина 53 м, равномерный профиль скорости звука. Источником звука являлся буксируемый на глубине 15 м пневматический излучатель. Скорость буксировки $v = 1.7$ м/с, периодичность излучения $\delta t = 30$ с [1]. Сигналы принимались одиночным приемником. Излучатель из точки S_1 буксировался в

сторону приемника Q , расстояние $r_1 = 10$ км (рис. 1, $\varphi = \pi$). При оценке скорости буксировки пневмоисточника использовался фрагмент длительностью $T = 12$ мин на начальном участке траектории S_1Q . Нормированные интерферограммы и функции $\widehat{\Phi}(v_*)$ при различных входных отношениях сигнал/помеха q_0 представлены на рис. 4. В эксперименте $q_0 = 29.2$ (а, г). Для проверки помехоустойчивости алгоритма при обработке добавлялась помеха. Величина $q_0 = 1.6 \times 10^{-3}$ приблизительно равна предельному значению q'_0 , когда еще допустимо "когерентное" траекторное накопление (б, д). По данным алгоритма оценка скорости $u = -1.7$ м/с (г, д), т.е. согласуется с опытными значениями. Согласно (5), полагая $W = B = 1$ и $J = T/\delta t = 24$, имеем $q'_0 = 1.7 \times 10^{-3}$, что близко экспериментальной оценке $q'_0 = 1.6 \times 10^{-3}$.

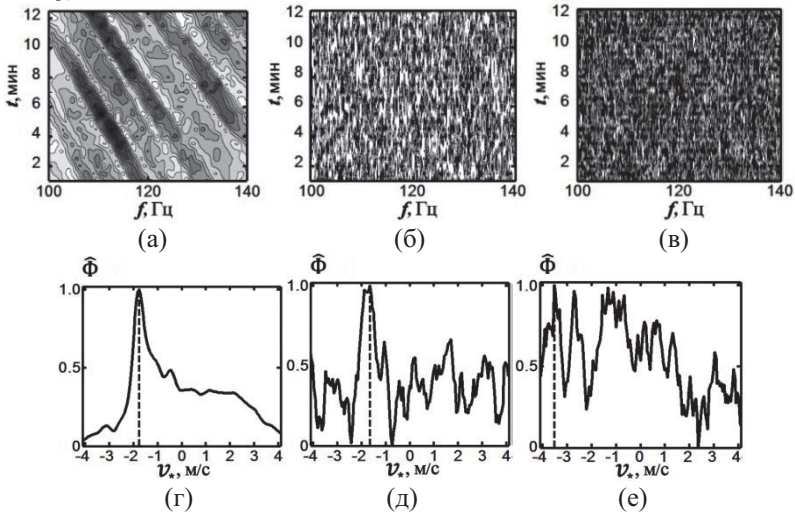


Рис. 4. Интерферограмма (а, б, в) и функция $\widehat{\Phi}(v_*)$ (г, д, е): $q_0 = 29.2$ (а, г); $q_0 = 1.6 \times 10^{-3}$ (б, д); $q_0 = 10^{-4}$ (в, е). Вертикальным пунктиром отмечены положения главного максимума.

Работа выполнена при поддержке программы фундаментальных исследований Отделения физических наук РАН «Фундаментальные проблемы акустики искусственных и природных сред».

ЛИТЕРАТУРА

1. Белов А.И., Кузнецов Г.Н. Оценка шумности движущихся источников на основе идентификации акустической модели морского дна // Акуст. журн. 2013. Т. 59. № 6. С. 722-734.

Г.Н. Кузнецов, А.А. Луньков

ОТКЛИК ГОРИЗОНТАЛЬНОЙ ВЕКТОРНО-СКАЛЯРНОЙ АНТЕННЫ В МЕЛКОМ МОРЕ

Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН
Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, д. 38
Тел.: (499) 503-8384; Факс: (499) 135-8234;
E-mail: landr2004@mail.ru

С применением численного моделирования на базе модовой теории проведена оценка эффективности использования линейной горизонтальной векторно-скалярной антенны для пеленгования широкополосного шумового источника в мелководном акустическом волноводе. Предложен и исследован метод формирования отклика антенны, основанный на накоплении сигнала только в зонах интерференционных максимумов звукового поля с учётом эффективной фазовой скорости. Расчёты выполнены для волновода с постоянной скоростью звука. Показано, что применение разработанного метода наравне с алгоритмом, использующим обработку ковариационной матрицы, повышает контрастность отклика и обеспечивает однозначность пеленгования.

Пеленгование источников широкополосных сигналов с применением горизонтальных векторно-скалярных антенн (ВСА) – это активно развивающаяся область в современной гидроакустике [1,2,3]. Использование обработки в широкой полосе совместно с анализом сигналов на векторных каналах является критичным в случае, когда источник звука имеет малую интенсивность. В работе рассматривается вопрос выбора оптимального алгоритма формирования диаграммы направленности в условиях изотропного поля фоновых помех.

Схема численного моделирования показана на рис. 1. Для решения задачи используется как цилиндрическая система координат (r, ϕ, z) , так и декартова (x, y, z) , общее начало которых расположено на верхней границе волновода (свободной поверхности) непосредственно над центром приемной антенны. В случае ВСА на каждом ее элементе регистрируется звуковое давление p , а также две горизонтальные проекции колебательной скорости V_x и V_y на оси x и y , соответственно.

Представим вектор принимаемых антенной сигналов, отвечающих некоторой частоте ω_k и некоторому источнику шума в точке $\vec{r}_s = (r_s, \phi_s, z_s)$, в виде

$$\mathbf{U}(\omega_k; \vec{r}_s) = [p_1, \dots, p_J, \rho c V_{x1}, \dots, \rho c V_{xJ}, \rho c V_{y1}, \dots, \rho c V_{yJ}],$$

где ρ – плотность воды, c – скорость звука в воде, J – общее число приемных элементов ВСА. Для скалярной антенны (СА) вектор будет состоять только из первых J элементов.

Для формирования отклика антенны в заданном направлении будем применять следующие алгоритмы, обобщённые на случай сигналов в широкой полосе:

1. Метод Бартлетта

$$B(\omega_k, \phi) = \mathbf{W}(\omega_k, \phi) \mathbf{U}(\omega_k; \vec{r}_s),$$

$$b_{Bar}(\phi) = \sum_k |B(\omega_k, \phi)|^2.$$

Для линейной антенны, элементы которой расположены в точках с декартовыми координатами $(0, y_j, z_a)$, выражение для сканирующего вектора $\mathbf{W}(\omega_k, \phi)$, имеет вид:

$$\mathbf{W}(\omega_k, \phi) = [\exp(i\omega_k y_1 \sin \phi / c_{eff}), \dots, \exp(i\omega_k y_J \sin \phi / c_{eff}),$$

$$\cos \phi \exp(i\omega_k y_1 \sin \phi / c_{eff}), \dots, \cos \phi \exp(i\omega_k y_J \sin \phi / c_{eff}),$$

$$\sin \phi \exp(i\omega_k y_1 \sin \phi / c_{eff}), \dots, \sin \phi \exp(i\omega_k y_J \sin \phi / c_{eff})].$$

В приведенном выражении c_{eff} – эффективная фазовая скорость (ЭФС) в волноводе, которая обычно на 3–15% больше скорости звука в водном слое [4].

2. Метод Бартлетта с суммированием только по тем частотам, на которых наблюдаются максимумы распределения $B(\omega_k, \phi)$. Предполагается, что в случае сбора энергии сигнала только в зонах максимумов увеличивается отношение сигнал/помеха [5].

3. Алгоритм на основе обработки ковариационной матрицы [6]

$$b_{CM}(\phi) = \left| \sum_k \sum_i \sum_{j>i} (W_i^*(\omega_k, \phi) W_j(\omega_k, \phi)) (U_i^*(\omega_k, \phi) U_j(\omega_k, \phi)) \right|.$$

Отметим, что в этом случае ведется когерентное суммирование в рассматриваемом частотном диапазоне.

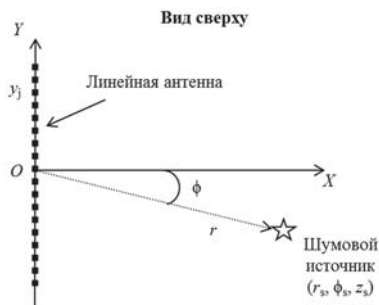


Рис.1. Схема численного эксперимента.

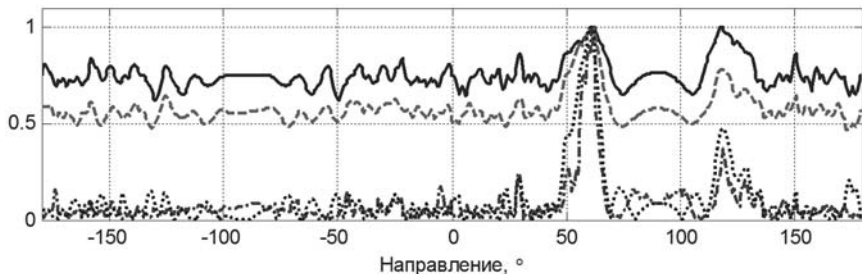


Рис.2. Отклик антенны при различных алгоритмах обработки: сплошная линия – метод Бартлетта для СА, штриховая – метод Бартлетта для ВСА, штрих-пунктирная – для ВСА, рассчитанная при накоплении сигнала в зонах интерференционных максимумов, пунктирная – для ВСА, рассчитанная с использованием ковариационной матрицы. Отношение сигнал/помеха равно -20 дБ.

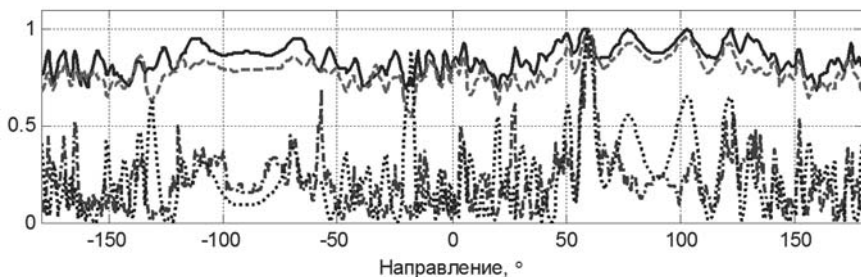


Рис.3. То же, что и на рис. 2, но для отношения сигнал/помеха -25 дБ.

Численное моделирование выполнено для мелководного волновода глубиной 200 м, типичного для Баренцева моря. Скорость звука в водном слое c_0 предполагается постоянной и равной 1465 м/с. Дно рассматривается как однородное жидкое поглощающее полупространство со следующими параметрами: скорость звука $c_1 = 1800$ м/с, плотность $\rho_1 = 1800$ кг/м³, коэффициент поглощения звука в дне, отнесенный к длине волны $\beta_\lambda = 0.33$ дБ/λ. Пространственно-частотное распределение поля фоновых помех задается изотропным и моделируется так же, как и в [5].

Приемная линейная антенна состоит из 48 равномерно распределённых элементов. Сигналы регистрируются в полосе частот 100–300 Гц в течение 1 с. Антенна имеет длину 115 м и глубину погружения 100 м. Одиночный шумовой источник находится на расстоянии 5 км в направлении $\phi = 60^\circ$. Глубина его расположения равна 80 м.

Результаты модельных экспериментов приведены на рис. 2 и 3 для двух различных значений сигнал/помеха на одиночном приемнике звукового давления: -20 и -25 дБ. При отношении -20 дБ направление на шумовой источник определяется без ошибок как с использованием ВСА, так и с помощью СА, но во втором случае присутствует зеркальный лепесток. При

снижении отношения сигнал/помеха до -25 дБ оценка пеленга с помощью СА и ВСА по алгоритму 1 становится неустойчивой, в то время как ВСА при обработке по алгоритму 2 или 3 всё еще позволяет корректно оценивать направление прихода шумового сигнала.

Отметим, что на рис. 2 и 3 для получения несмещенных оценок пеленга использована величина ЭФС на 3% превышающая скорость звука в воде. Если при пеленговании источников применяется величина c_0 , то все характеристики направленности смещаются, а пеленг оценивается с погрешностью.

Численное моделирование показало, что выполнение обработки только в зонах интерференционных максимумов примерно по помехоустойчивости равносильно использованию ковариационной матрицы. Оба этих подхода позволяют повысить контрастность отклика антенны. Однако, как показали результаты дополнительного анализа, при дальнейшем снижении отношения сигнал/помеха (с/п на скалярном приемнике менее -25 дБ), глобальный максимум на выходе формирователя диаграммы направленности располагается на случайной угловой координате – вне зависимости от выбранного алгоритма пеленгования. Для получения точного и несмещенного пеленга на источник необходимо выполнить длительное накопление сигнала, обеспечивающее обнаружение скрытой закономерности (пеленга на источник) на фоне случайных флуктуаций помех.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гордиенко В.А. Векторно-фазовые методы в акустике. М.: Физматлит, 2007. 480 с.
2. Аверьянов А.В., Глебова Г.М., Шимко О.Е. Анализ точности определения параметров источника векторно-скалярными антеннами // Инженерный вестник Дона. 2011. Т. 16, № 6. С. 163–168.
3. Глебова Г.М., Аверьянов А.В., Кузнецов Г.Н. Экспериментальное исследование характеристик направленности векторно-скалярной антенны // Акуст. журн. 2011. Т. 57, № 5. С. 681–694.
4. Кузнецов Г.Н., Лебедев О.В. О возможности применения модели с эквивалентной плоской волной для повышения точности пеленгования низкочастотных сигналов в мелком море // Акуст. журн. 2011. Т. 58, № 5. С. 628–638.
5. Каришнев Н.С., Кузнецов Г.Н., Луньков А.А. Анализ надводной обстановки с использованием векторно-скалярной цилиндрической антенны // Научно-технический сборник «Гидроакустика». СПб.: АО «Концерн Океанприбор». 2015. Т. 23, № 3. С. 27–40.
6. Westwood E.K. Broadband matched-field source localization // J. Acoust. Soc. Am. 1992. V. 91, N 5. P. 2777–2789.

Д.Е. Лейкин

ОБ ОБНАРУЖЕНИИ БИОАКУСТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ

АО «ЦНИИ «Курс», Россия, Москва, 105187, ул. Кирпичная 34а,
del42@mail.ru

Доклад посвящен вопросам обнаружения биоакустических сигналов в подводной среде. Рассматриваются нетрадиционные подходы к проблеме синтеза алгоритма обнаружения, в том числе связанные с улавливанием отличий статистического распределения полезного сигнала от распределения окружающего шума, а также методы обнаружения биоакустических сигналов на основе выявления их специфических признаков с использованием оператора разделения энергии и вейвлет-анализа. Обсуждаются результаты сравнительного тестирования методов обнаружения биоакустических сигналов в шуме.

Интерес к проблеме обнаружения биоакустических сигналов обусловлен постоянно растущими требованиями к техническим средствам, используемым для решения широко спектра научных и прикладных задач, связанных с изучением подводной фауны, контролем состояния морских экосистем, промысловой разведкой биоресурсов, а также с разработкой ряда новых технологий. Использование пассивных методов при решении данного круга проблем имеет ряд преимуществ, которые, заключаются в большей (по сравнению с методами активной гидролокации) дальности обнаружения сигналов, в возможности идентификации их источников, а также в снижении экологической нагрузки на морскую среду.

Разработка гидролокатора биоакустических сигналов может быть сведена к решению двух условно-независимых задач, одна из которых заключается в оптимизации тракта пространственной обработки сигналов в антенной системе, а другая – в создании алгоритма обработки сигналов, обеспечивающего обнаружение биоакустических сигналов в окружающем шуме. Формальное решение задачи синтеза алгоритма обнаружения может быть найдено в рамках статистической теории проверки гипотез. На практике, поиск такого решения обычно связан с использованием упрощенных моделей наблюдения, для которых структуру сигнального детектора удается найти в явном виде. Основу упрощенных моделей, как правило, составляет предположение о нормальности статистических распределений сигналов и (или) помех. Для такой модели решение классической задачи обнаружения сигнала на фоне окружающих шумов приводит к квадратичному (энергети-

ческому) детектору [1], подключенному к выходу блока когерентной пространственной обработки, причем данное решение оказывается оптимальным одновременно по целому ряду критериев эффективности [2].

Основная особенность биоакустических сигналов заключается в том, что они, как правило, не подчиняются нормальному закону [3]. Из-за неприменимости стандартной модели для описания биоакустических полей, классические шумопеленгаторы могут существенно уступать в качестве более совершенным гидролокационным системам, в которых используются алгоритмы обработки, способные дополнительно учитывать различия в статистических свойствах обнаруживаемого сигнала и окружающего шума. Справедливость сказанного подтверждается, в частности, результатами целого ряда работ, в которых обнаружители биоакустических сигналов строятся, например, на основе выборочных оценок куртозиса [3], либо с использованием энергетического оператора Тигера-Кайзера [4].

Цель настоящей работы состоит в проведении сравнительного анализа эффективности различных алгоритмов обработки в задаче обнаружения замаскированных шумами биоакустических транзитных сигналов. Помимо классического энергетического приемника и детектора, использующего в качестве решающей статистики оператор Тигера-Кайзера [4], мы рассмотрим два нетрадиционных подхода к обнаружению биоакустических транзитных сигналов. За основу первого из этих подходов будет принят критерий Колмогорова-Смирнова, который позволяет улавливать *любые* отличия статистического распределения полезного сигнала от распределения маскирующей помехи, и который, в отличие от теста [3] на основе *куртозиса*, может эффективно применяться при произвольном распределении помехи; в основу же второго подхода будет положена идея использовать для обнаружения транзитных методы вейвлет-анализа. Роль тестового сигнала будет играть сильно зашумленная натурная запись биоакустических сигналов рыб семейства *Pomacentridae*.

Результаты проведенного анализа представлены на Рисунке 1. На панели (S) показана реализация тестового сигнала продолжительностью три секунды; тестовый сигнал содержит шесть коротких (по ~25 мс каждый) биоакустических транзитов, замаскированных аддитивным окружающим шумом с сопоставимой спектральной плотностью. Шум и транзиты локализованы в полосе частот от 0 до 3 кГц.

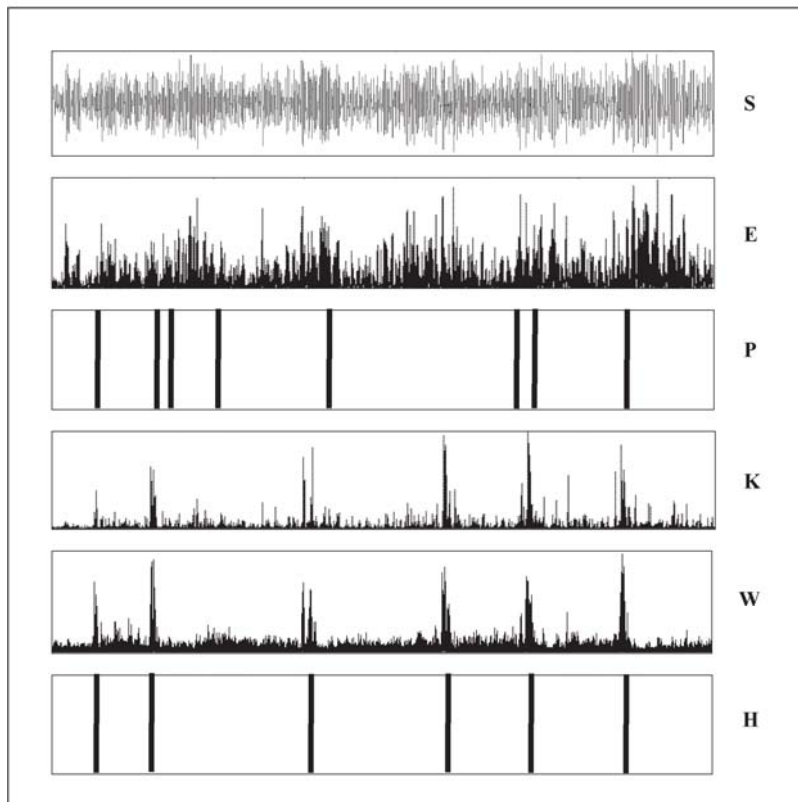


Рисунок 1 – Обнаружение биоакустических импульсов в шуме.

(S) – реализация сигнала, (E) – энергетический приемник, (P) – тест на основе критерия Колмогорова-Смирнова, (K) – тест с использованием оператора Тигера-Кайзера, (W) – тест на основе вейвлет-анализа, (H) – результат обнаружения оператором.

На панели (E) видно, что из-за маскировки шумом и малого входного отношения сигнал/помеха, классический энергетический приемник не позволил обнаружить ни одного сигнала; здесь необходимо сразу отметить, что эти же транзиенты безошибочно обнаруживаются человеком; моменты возникновения транзиентов условно показаны на панели (H). На панели (P) условно показаны моменты срабатывания обнаружителя, основанного на статистическом тесте Колмогорова-Смирнова при уровне значимости 15%; на рисунке отчетливо видны ложные срабатывания и пропуски транзиентов, объясняющиеся высокой чувствительностью этого теста и, как следствие, его неустойчивой работой; уменьшение уровня значимости приводит к увеличению числа ложных срабатываний. На панели (K) показан отклик при-

емника, реализующего оператор Тигера-Кайзера $\psi(x) = (x^2 - x\ddot{x})$; несмотря на высокий уровень шума, этот тест продемонстрировал неплохую робастность и позволил удовлетворительно идентифицировать моменты возникновения транзиентов. И, наконец, на панели (W) показан результат теста, в котором нами был использован классический вейвлет $m(x) = \cos(5x) \exp(-x^2/2)$; несмотря на то, что данный вейвлет никак не был адаптирован ни к сигналу, ни к шуму, построенный на его основе тест, как это непосредственно видно из Рис.1, показал наилучшие результаты и, в принципе, мог бы быть принят за основу алгоритма обнаружения биоакустических транзиентов в рассмотренной задаче.

Краткие выводы. Вероятно, мы не совершим большой ошибки предположив, что биоакустические сигналы, позволяющие живым организмам эффективно обнаруживать и идентифицировать друг друга, а также коммуницировать и ориентироваться в пространстве, могут, по видимому, обладать целым рядом специфических признаков или особенностей, благодаря которым эти сигналы способны уверенно выделяться слуховыми системами из маскирующих аддитивных шумов небиологической природы; во всяком случае, в этом утверждении трудно усмотреть какое-либо явное противоречие с эволюционной теорией или Провидением. Косвенным свидетельством в поддержку данного тезиса смогут, наверное, послужить и полученные выше предварительные результаты, показавшие, что ближе всего к слуховой системе человека по качеству обнаружения зашумленных биоакустических транзиентных сигналов подходит именно вейвлет-анализ, как, вероятно, наиболее сходный с ней по принципам обработки сигналов. В заключение подчеркнем еще раз, что классический квадратичный приемник (панель (E) на Рис.1), являющийся, с математической точки зрения, наилучшим устройством для обнаружения неизвестных сигналов на фоне случайной помехи, оказался совершенно неработоспособным в рассмотренной задаче.

ЛИТЕРАТУРА

1. C.W.Helstrom "Statistical Theory of Signal Detection," Pergamon press, 1968.
2. R.A.Monzingo, T.W.Miller. "Introduction to Adaptive Arrays," NY, 1980.
3. C.Gervaise et.al. //Applied Acoustics (2010), V.71, p.1020-1026.
4. V. Kandia, and Y. Stylianou. //Applied Acoustics (2006), V.67, p.1144-1163.

В.А. Лисиутин^{1,2}, О.Р. Ластовенко¹, Ж.В. Маленко^{1,2}

**ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ЧАСТОТЫ НОРМАЛЬНЫХ ВОЛН В
ИМПУЛЬСНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКЕ ВОЛНОВОДА МЕЛКОГО
МОРЯ МЕТОДОМ ИСКАЖЕНИЯ ВРЕМЕНИ**

¹ Севастопольский государственный университет
ул. Университетская 33, г. Севастополь, Россия, 299053

² ФГМУ им. адм. Ф.Ф. Ушакова в г. Севастополе
ул. Героев Севастополя, 7, корп. 8/22, 299001, e-mail: vlisiutin@mail.ru

Отклик волновода мелкого моря на короткий импульс давления является его волновой импульсной характеристикой, в которой мгновенная частота сигнала моды изменяется с течением времени в соответствии с законом дисперсии групповой скорости.

Рассматривая модель идеального волновода, для закона дисперсии которого известно точное решение для импульсной характеристики, путем замены переменной, «линейное» течение времени преобразуется в «нелинейное». В результате, изменяющиеся с течением времени частоты модовых откликов преобразуются в постоянные.

В случае неидеального волновода частота модовых откликов изменяется в ограниченных пределах. Рассматривается возможность коррекции «идеального» оператора искажения времени для случая горизонтально-слоистых волноводов.

Для решения задач геоакустической инверсии в настоящее время получил развитие метод «согласованного импульсного поля», не требующий для своей реализации применения громоздких многоэлементных антенн. Суть метода заключается в излучении короткого импульса и регистрации реплики с помощью единственного гидрофона, расположенного на дне моря. Реплика такого импульса, по существу, есть импульсная характеристика (ИХ) волновода. Одним из методов выявления и визуализации закона дисперсии в реплике сигнала является быстрое преобразование Фурье с коротким временным окном, и представление результата в координатах время – частота (спектрограмма). Этот метод работает тем лучше, чем больше расстояние между источником и приемником – чем больше «дисперсионный разбег» мод.

Существует способ улучшения модального разрешения путем специального преобразования импульсной характеристики, основанный на «нелинеаризации» времени (warped – преобразование) [1-3]. В этом случае сиг-

налы разных мод с изменяющимися (в соответствии с законом дисперсии) частотами преобразуется в сигналы с постоянными частотами, методы фильтрации которых хорошо разработаны.

Математическую основу wavepad – преобразования рассмотрим на примере идеального волновода, закон дисперсии которого допускает точное решение для ИХ. Закон дисперсии, связывающий частоту ω и продольное

волновое число ξ , для идеального волновода имеет вид: $\xi_l = \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} - b_l^2}$, c –

скорость звука в водном слое, $b_l = (2l-1) \cdot \pi / (2h)$ – вертикальное волновое число, l – номер моды, h – глубина волновода. Представим импульсное поле

давления моды в виде $P_l(t) = \int_{-\infty}^{\infty} S(\xi) e^{i(\xi \cdot r - \omega \cdot t)} d\xi$, где $S(\xi)$ – Фурье-образ

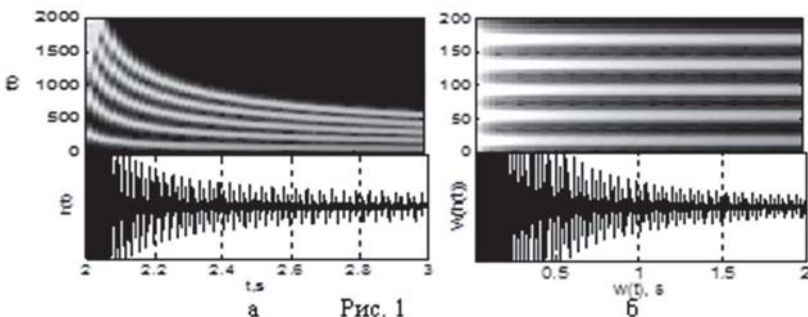
импульсного сигнала, r – расстояние от источника до излучателя. Положим $S(\xi) = (2\pi)^{-1}$, при этом в момент $t=0$ импульс представляет дельта-функцию Дирака, и возьмем вещественную часть интеграла, тогда

$h_l(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \cos(\xi \cdot r - \omega t) d\xi$ (1). Так как $\omega = c \cdot \sqrt{\xi^2 + b_l^2}$ и учитывая четность подынтегрального выражения, (1) принимает вид:

$h_l(t) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} \cos(\xi r) \cdot \cos(ct \sqrt{\xi^2 + b_l^2}) d\xi$ (2). Решение интеграла (2) для $t > t_0$

выражается точной формулой: $h_l(t) = -\frac{b_l t}{2\sqrt{t^2 - t_0^2}} \cdot J_1\left[c \cdot b_l \cdot \sqrt{t^2 - t_0^2}\right]$ (3),

где $t_0 = r/c$ – кинематическое время вступления «водной» волны, распространяющейся между источником и приемником по кратчайшему пути, J_1 – функция Бесселя 1-го рода. Как видно из (3), реплики $h_l(t)$ при линейном течении времени t представляет сигналы с изменяющейся амплитудой и частотой – рис. 1а.



Частота исходного сигнала меняется с течением времени по закону

$$f_l(t) = \frac{cb_l}{2\pi\sqrt{1-t_0^2/t^2}} = \frac{c(2l-1)}{4h\sqrt{1-t_0^2/t^2}} = \frac{f_{cl}}{\sqrt{1-t_0^2/t^2}} \quad (4)$$

и при $t \rightarrow \infty$ стремится к критической частоте моды $f_{cl} = c(2l-1)/(4h)$.

Осуществим замену переменной в (3) следующим образом:

$$w(t) = \sqrt{t^2 - t_0^2} \quad (5) \quad \text{и представим (3) в виде}$$

$$h_l(t) = -\frac{b_l t}{2w(t)} \cdot J_1[c \cdot b_l \cdot w(t)] = -\frac{b_l}{2} w'(t) J_1[cb_l w(t)] \quad (6).$$

Как видно из (6), при линейном течении «искаженного времени» w , «вчастота» сигнала постоянна $cb_l = f_{cl}$ – и равна критической частоте моды.

Определим теперь оператор W прямого искажающего преобразования как $W(h(t)) = w'(t)h(w(t))$ (7).

На рис.1 а – б представлены результаты W – преобразования импульсной характеристики идеального волновода.

С точки зрения законов дисперсии, под волноводом мелкого моря понимается такой, в котором модам с меньшими номерами соответствуют большие групповые скорости – закон дисперсии почти совпадает с идеальным волноводом. Однако, в отличие от идеального, в волноводе мелкого моря вертикальное волновое число будет зависеть от частоты, поскольку изменяется коэффициент отражения V от дна.

Рассмотрим модель волновода Пекериса без поглощения со скоростью звука в водном и донном слоях c и c_2 , плотностями сред ρ_1 и ρ_2 соответственно. На рис.2 показана исходная ИХ волновода Пекериса и преобразованная в соответствии с (7).

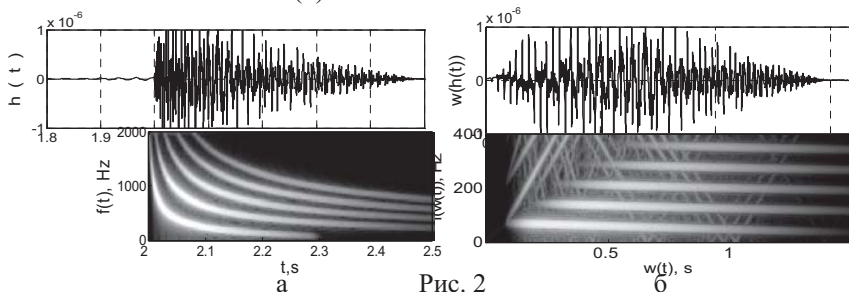


Рис. 2

Рис.2а – исходный сигнал ИХ $h(t)$, 5 мод и спектрограмма. Момент вступления водной волны $t_0=2$ с ($r=2 \cdot 1500$ м), до этого видна грунтовая волна. Затем – W – преобразование (7) в следующем порядке: w – преобразование времени (5); линеаризация массива $w(t)$; интерполяция отсчетов $h(t)$ на линейное $w(t)$, что приводит фактически к передискретизации, «растягиванию» времени в начале и получению $w(h(t))$ с почти постоянной частотой, в конце

XV школа-семинар им. Акад. Л.М. Бреховских "Акустика океана", XXIX сессия РАО
 процесса соответствующей частоте фазы Эйри (а не критической, как у идеального волновода) – рис. 2б.

Продолжим анализ W оператора применительно к модели Пекериса. Дисперсионное уравнение относительно вертикального волнового числа

может быть представлено в виде $b_{1l} = \frac{(2l-1)\pi}{2h} + \frac{\arg(V)}{2h}$ (8), где $\arg(V)$ –

фаза коэффициента отражения. Пределы изменения вертикального волнового числа и соответственно фазы V от критической до очень высокой частоты $-b_l(f_{cr}) = 2(l-1)\pi/h \div b_l(f = \infty) = l\pi/h$, $V(f_{cr}) = 0 \div V(f = \infty) = -2\pi$ при любых сочетаниях скоростей звука и плотностей сред. Сопоставляя (3), (4), (6) и (8), вычисляя производную, получаем временной ход частоты в импульсной

характеристике $f_l(t) = \frac{c(2l-1)}{4h\sqrt{1-t_0^2/t^2}} + \frac{c \cdot \arg(V_l(t))}{4\pi h\sqrt{1-t_0^2/t^2}} + \frac{ct}{4\pi h\sqrt{1-t_0^2/t^2}} V_l'(t)$ (9).

Используя (9) и соотношение $\frac{\xi_l}{k} \approx \frac{u_l}{c}$, где $k=\omega/c$, $u_l=r/t$ – групповая скорость моды, можно получить формулу для временного хода коэффициента

отражения $V(t) \approx -2\text{arctg} \frac{\rho_1 c \sqrt{\left(\frac{t_0}{t} \frac{c_2}{c}\right)^2 - 1}}{\rho_2 c_2 \sqrt{1 - \left(\frac{t_0}{t}\right)^2}}$. Эта зависимость может

быть использована для коррекции оператора (7) в случае реального волновода мелкого моря [3]. Такой подход требует априорного знания c_2 .

Возможно и другое решение. Для «спрямления» преобразованной ИХ волновода Пекериса предлагается обобщение w – преобразование в виде $w(t) = (t^2 - t_0^2)^m$, где $0,4 < m < 0,6$. Результат преобразования показан на рис.3, где «спрямлению» была подвергнута 2-я мода, значение $m=0,44$.

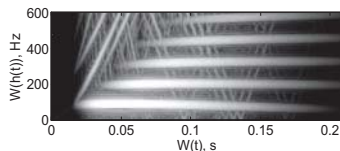


Рис.3

ЛИТЕРАТУРА

1. Le Touze G., Nicolas B., Mars J., Lacoume J. Matched representations and filters for guided waves // IEEE Trans. Sign. Process. 2009. V. 57. P. 1783–1795.
2. Bonnel J., Chapman N. Geoacoustic inversion in a dispersive waveguide using warping operators // J. Acoust. Soc. Am. 2011. V. 130. P. EL101–EL107.
3. Niu H., Zhang R., Li Z. Theoretical analysis of warping operators for non-ideal shallow water waveguides // J. Acoust. Soc. Am. 2014. V. 136. P. 53 – 65.

Максимов Г.А., Ларичев В.А., Лесонен Д.Н., Денисов Д.М., Деров А.В.

АНАЛИЗ ДАННЫХ, ЗАРЕГИСТРИРОВАННЫХ МУЛЬТИЛИНЕЙНОЙ ДОННОЙ АНТЕННОЙ В АКВАТОРИИ ГОЛУБОЙ БУХТЫ

Акустический институт им. акад. Н.Н. Андреева
Россия, 117036 Москва, ул. Шверника, д.4
Тел.: (495) 126-9835; Факс: (495) 126-8411, E-mail: ocean@akin.ru

Разработана мультилинейная донная антенна (МДА) для сейсмоакустического мониторинга на шельфе. Приведены результаты испытаний МДА в акватории Голубой бухты (г. Геленджик). Приведена методика индивидуального позиционирования датчиков антенны с использованием относительных временных задержек. Разработаны методы определения геометрических и акустических параметров задачи на основе анализа кратных объемных и головных волн, а также восстановления функции источника.

Сейсмоакустическая мультилинейная донная антенна (МДА) разработана в Акустическом институте им. акад. Н.Н. Андреева для регистрации сейсмических и акустических сигналов в шельфовой зоне с целью детальной сейсморазведки и мониторинга месторождений углеводородов, контроля процесса бурения скважины и контроля гидроразрыва пласта.

МДА спроектирована в виде легкой системы, которая может быть оперативно развернута в шельфовой зоне командой из 4-6 человек с использованием только небольших неспециализированных судов или даже надувных моторных лодок. В состав МДА входят система развертывания, система регистрации и система сбора и хранения информации. Система регистрации содержит 8 донных сейсмокос длиной по 500 метров, диаметром кабеля 12 мм и весом около 100 кг. На каждой сейсмокосе с интервалом 20 метров расположены 24 цифровых пьезокерамических датчика давления. Целевой рабочий диапазон антенны 3–300 Гц при частоте дискретизации данных - 4 кГц. Сейсмокосы подключаются к подводному модулю сбора геофизической информации (МОСГИ) и раскладываются на дне по схеме «звезда». Регистрируемая информация от МОСГИ передается далее через оптоэлектрический кабель длиной 1 км в береговую систему сбора и хранения информации.

Испытания МДА проводились в 2014-2015 годах на полигоне Южного отделения Института океанологии им. П.П. Ширшова РАН в Голубой бухте

XV школа-семинар им. Акад. Л.М. Бреховских "Акустика океана", XXIX сессия РАО (г. Геленджик). В качестве источника сигнала была использована пневмопушка, координаты которой фиксировались с помощью GPS.

Целью испытаний была проверка системы развертывания МДА, возможности индивидуального позиционирования датчиков МДА с требуемой точностью по записям сигналов от пневмопушки, а также в определении характеристик излучаемого сигнала и параметров морского дна.

На рис. 1 приведен пример сейсмограммы (набора записей сигналов) от пневмопушки на приемники одной из сейсмокос. По оси ординат отложено время в миллисекундах. Основная часть поля представлена объемными волнами, распространяющимися в водном слое. Отчетливо видны первые приходы сигналов, определяемые резким фронтом вступления, за которыми следуют кратно отраженные в водном слое волны. Перед первыми приходами видны более слабые и низкочастотные вступления, связанные с кратно преломленными (кратными головными) волнами, распространяющимися вдоль дна.

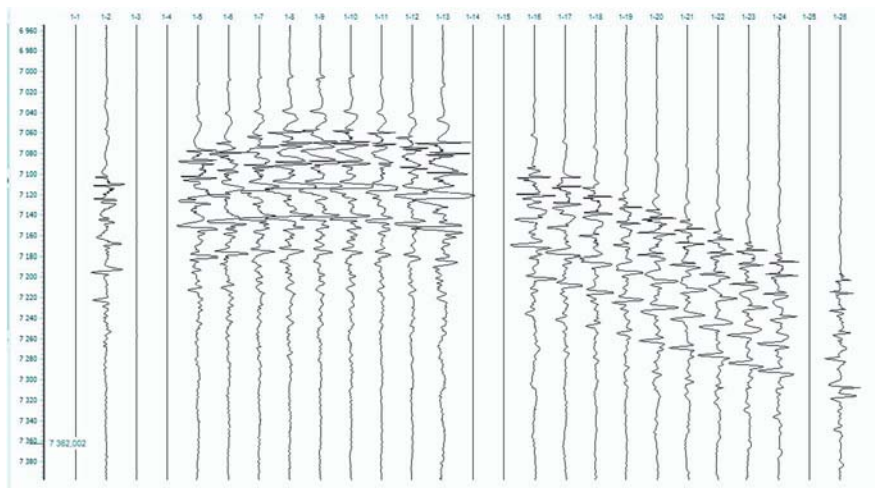


Рис. 1

Система регистрации МДА и источник сигнала (пневмопушка) не были синхронизированы, поэтому абсолютные времена пробега сигналов от источника до приемников были неизвестны, и для определения положения датчиков МДА использовались относительные временные задержки прихода сигнала на разные датчики антенны.

Функционал для определения положения датчиков по имеет вид (1):

$$F = \sum_i \sum_j (r_{i,j} - r_{i,j} - \rho_{ij})^2 \quad (1)$$

где $r_{i,j} = \sqrt{(x_{si} - x_{rj})^2 + (y_{si} - y_{rj})^2 + (z_{si} - z_{rj})^2}$ – расстояние между источником i и приемником j , а x_{si} , y_{si} , z_{si} и x_{rj} , y_{rj} , z_{rj} – их координаты; $\rho_{ij} = c(t_{ij} - t_{i\mathcal{J}})$ – пересчитанная в расстояние задержка, где $t_{i,j}$ – время первого прихода сигнала от источника i на приемник j , где $\mathcal{J}(i)$ – номер приемника ближайшего к i -тому источнику.

Кроме того, целесообразно включить в функционал дополнительные условия, определяющие максимально возможные расстояния между приемниками и возможную небольшую вариацию положения источников, связанную с погрешностью GPS. Минимизация такого функционала позволяет определить горизонтальные координаты приемников как показано на рис. 2., где черными кружками показаны найденные положения приемников при совместной оптимизации всех сейсмокос, черными звездочками — положения источников по GPS, серыми звездочками – положения источников скорректированные в результате оптимизации, белыми треугольниками – положения концевых буев, линиями — треки судна во время раскладки сейсмокос.

Как видно на рис. 2, положения приемников сейсмокос 1 и 2 находятся как и следовало ожидать вблизи трека судна, с которого они устанавливались, а для сейсмокосы 5 в области установки (трек раскладки этой сейсмокосы не был записан).

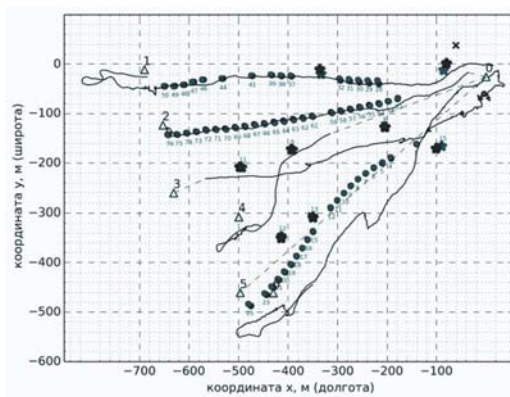


Рис. 2.

Более точная информация о глубине приемников может быть получена по динамике кратных отражений. В отличие от времен первых приходов, являющихся кинематическими параметрами, для надежного определения глубины по кратным отражениям необходимо учитывать как сильную интерференцию сигналов приходящих вдоль четверок лучей с близкими временами пробега, формирующих кратный приход, так и слабую интерферен-

цию последовательных приходов, а это требует эффективного моделирования интерференции сигналов, приходящих по различным лучам.

Общая схема решения задачи определения глубины, скорости звука в дне и формы излученного сигнала заключается в минимизации функционала невязки между экспериментальной и модельной записью, рассчитанной в рамках лучевого приближения. Такой функционал имеет вид:

$$Q = \int_{t_1}^{t_2} dt \left(f(t) - \int_{-\infty}^t dt' g(t-t')s(t') \right)^2 = \sum_{j=0}^{N-1} |F_j - G_j S_j|^2 \quad (2)$$

где $f(t)$ - запись, F_j - ее спектр, $s(t)$ - функция источника, S_j - ее спектр, $g(t)$ - функция Грина, G_j - ее спектр.

Функция Грина в модели плоского слоя в лучевом приближении определяется горизонтальным расстоянием между источником и приемником, глубинами источников и приемников, толщиной слоя и коэффициентами отражения от дна. При этом, горизонтальное расстояние определено минимизацией функционала задержек первых приходов (1), кроме того известны оценки глубины погружения источника и расстояния от дна до приемника. Таким образом, основными варьируемыми параметрами являются толщина слоя и коэффициент отражения, в свою очередь определяемый скоростью продольных волн в дне.

В такой постановке, при фиксированных параметрах модельной функции Грина, функция источника определяется результатом минимизации функционала невязки (2). На рис.3 сверху показано сравнение экспериментальной записи (показана черным цветом) и модельной (показана серым цветом), которая рассчитана по восстановленной функции источника (снизу).

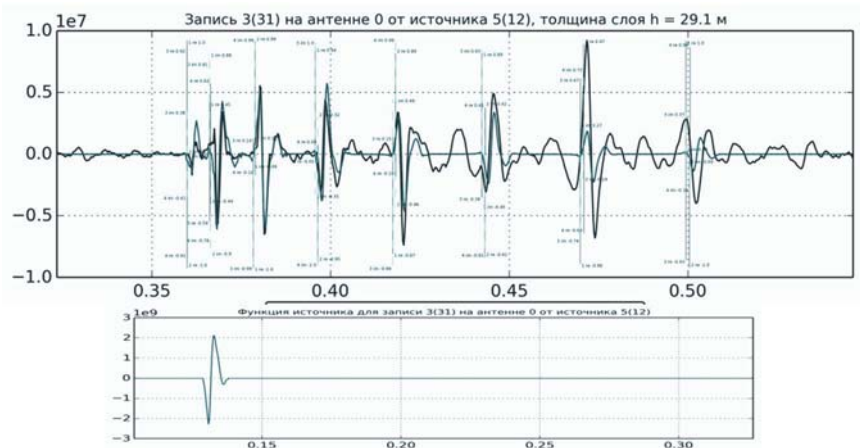


Рис.3

Кроме объемных волн, представляющих главную часть волнового поля, для определения параметров среды могут быть использованы кратные головные волны, различимые на рис.1. Результаты моделирования показывают, что они могут быть описаны в рамках лучевого приближения для головных волн [1]. При этом луч, выходящий под критическим углом, может несколько раз отразиться от поверхности, что приводит к нескольким последовательным возбуждениям головных волн. На рис.4 показано воспроизведение части записи с тремя приходами кратных головных волн. Черной линией показана экспериментальная запись, серой - модельная.



Рис. 4

Используя времена относительных задержек кратных головных и объемных волн, решена кинематическая оптимизационная задача, позволяющая по одной записи определить расстояние между источником и отдельным приемником, а также среднюю глубину водного слоя и скорость звука в дне.

Таким образом, анализ сейсмоакустических данных, полученных с помощью МДА, позволяет одновременно определить как пространственное положение приемников антенны, так и скорость звука в дне, и, кроме того, восстановить форму излученного сигнала. При этом использование времен прихода головных волн вместе с временами прихода объемных позволяет решить эту задачу, опираясь только на кинематические характеристики этих волн, извлеченные из одиночной записи.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бреховских Л.М., Годин О.А. Акустика слоистых сред. М. Наука 1989

И.В. Медведев

ТРАНСПОРТ ДАННЫХ И КОМАНД ПРИ ПРОВЕДЕНИИ ГИДРОАКУСТИЧЕСКОГО МОНИТОРИНГА С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ СПУТНИКОВОЙ СВЯЗИ

Тихоокеанский океанологический институт им. В. И. Ильичева
Россия, 690041 Владивосток, ул. Балтийская, 43
Тел. (423) 231-2120, E-mail: igm@vamkila.ru

Приводится описание алгоритмов работы и программного обеспечения для передачи по спутниковому каналу «Иридиум» команд управления автономной гидроакустической станцией и результатов специального анализа, измеренных ей акустических сигналов, во время проведения в реальном времени мониторинга уровней антропогенных шумов и параметров акустических импульсов, формируемых на северо-восточном шельфе о. Сахалин сейсморазведочными сигналами.

Схема транспорта данных и команд представлена на рис. 1. На этом рисунке видно, что автономный акустический регистратор с поверхностным радиотелеметрическим буем передает на береговой радиоприемный пост вариации акустического давления, измеренные в частотном диапазоне 2-2000 Гц, с помощью цифрового однонаправленного УКВ-ЧМ радиотелеметрического канала. На береговых постах специальное программное обеспечение (ПО) автоматически находит акустические импульсы, соответствующие сейсморазведочным сигналам и определяет их основные параметры: SPL_{peak} , SPL_{rms} , SEL. Результаты этого анализа в виде файлов специального формата передаются с использованием интернет-подключений через операторов сотовой связи на центральный пост (ЦП) мониторинга. На акустическом бую установлен трансивер «Иридиум», который обеспечивает управление с берега работой акустического буя: включение-выключение УКВ передатчика, изменения мощности его излучения, передачу на берег протокола работы акустической станции и результатов анализа акустического сигнала, проведенного микроконтроллером буя. Этот трансивер, работает в режиме передачи коротких пакетов данных (Short Burst Data, SBD) системы спутниковой связи «Иридиум». Перед началом работы трансивер должен быть активирован через провайдера услуг системы «Иридиум». При этом задается план рассылки, в котором могут быть указаны адреса трех видов: а) номер другого трансивера, б) адрес электронной почты, в) IP-адрес сервера, работающего по специальному протоколу DirectIP. Сообщение на произвольный трансивер (например, команда на заданный буй) может быть

послано по электронной почте. Для этого в теме письма указывается номер трансивера-получателя, сообщение в виде файла прикрепляется к пустому письму, само письмо отправляется на адрес SBD-сервиса «Иридиум»: data@sbd.iridium.com.

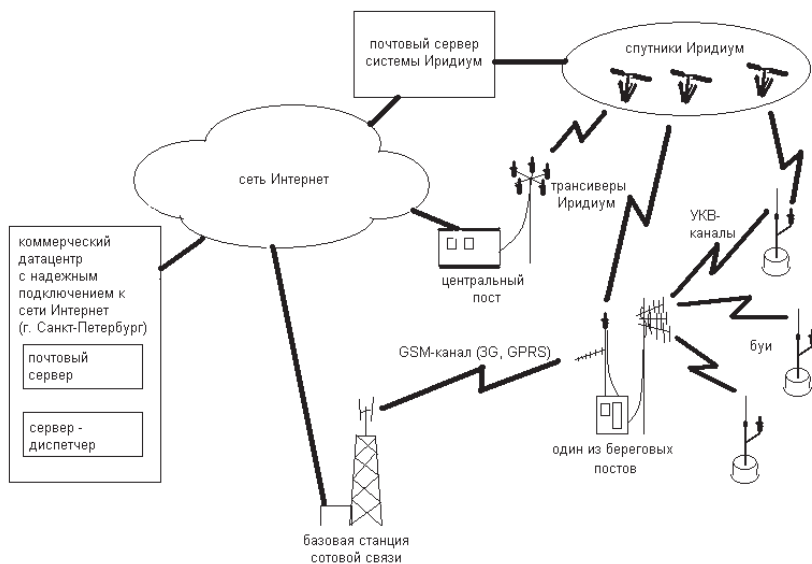


Рис. 1. Схема транспорта данных и команд в процессе гидроакустического мониторинга

Спутниковый трафик достаточно дорогой (\$1.3 за 1000 байт) и поскольку тарифицируются только эфирные передачи данных (трансивер — спутник или спутник — трансивер), то разумно использовать электронную почту, избегая передач «точка-точка». Тем не менее, при прерываниях интернет-подключений, ЦП и береговые посты, оснащены спутниковыми трансиверами «Иридиум», которые автоматически включаются при прерывании интернета.

Во время мониторинга результаты анализа объемом 270 байт передаются раз в минуту на спутники «Иридиум» со всех включенных по команде с ЦП буев. Далее, в виде сообщений электронной почты они поступают в почтовый ящик ЦП, который организован на надежном платном хостинге. По условиям акустического мониторинга, проводимого в реальном времени для береговых постов необходимо быстрое, не более чем за 2-3 минуты, автоматическое переключение на спутниковый канал при пропадании местного подключения к сети Интернет. В системе «Иридиум» не предусмотрены автоматизированные средства оперативного изменения плана рассылки, а задание параллельной рассылки в два адреса (на электронную почту и на

трансивер) неизбежно ведет к тому, что образуется очередь из 50 устаревших сообщений для трансивера-получателя, и при переключении на спутниковый канал эту очередь можно очистить либо полностью, приняв все сообщения, что займет в лучшем случае 10 минут, либо используя протокол DirectIP через Интернет. Поэтому в разработанной нами схеме не применялось задание номеров трансиверов в планах рассылки. Выход был найден в создании внешнего автомата, осуществляющего пересылку сообщений электронной почты при прерывании интернет-подключения на ЦП.

Для реализации этой идеи был арендован виртуальный сервер на платном хостинге с надежным подключением к сети Интернет (физически находится в коммерческом датацентре в г. Санкт-Петербурге). Для виртуального сервера на языке PHP была написана программа – «сервер-диспетчер». Запуск программы производится по таймеру ежеминутно. Блок-схема алгоритма ее работы представлена на рис. 2. Сервер-диспетчер регулярно получает по электронной почте с ЦП подтверждения его доступности через Интернет. Сервер-диспетчер имеет доступ к почтовому ящику ЦП, на который поступают данные с акустических буюв, и, в случае остановки подтверждений с ЦП, извлекает из писем, адресованных ему, прикрепленные файлы (данные с буюв) и пересылает их через почтовый сервер системы «Иридиум» на трансиверы ЦП. На ЦП было установлено несколько трансиверов для обеспечения темпа приема данных от буюв и береговых постов, так как один трансивер может не успеть принять более 4 сообщений в минуту. Сервер-диспетчер при пересылке использует по очереди номера всех рабочих трансиверов ЦП. Когда есть подключение к сети Интернет, команда для буюв посылается письмом через почтовый сервер «Иридиум». Это можно сделать как с ЦП, так и с любого из береговых постов. В случае отсутствия Интернет-подключения команда посылается через спутниковый трансивер. Сообщения, отправляемые через трансивер, пересылаются в соответствии с заданным планом рассылки. Поэтому в качестве адреса назначения для трансиверов ЦП был указан специальный адрес электронной почты сервера-диспетчера. Сервер-диспетчер отслеживает почту на этом адресе и производит пересылку на соответствующий акустический буй, извлекая его номер из самой команды. Команда управления буюм, посланная с берегового поста с использованием трансивера «Иридиум», попадает, в соответствии с планом рассылки, в почтовый ящик ЦП. Если в этот момент ЦП имеет действующее подключение к сети Интернет, то его ПО производит пересылку команды на соответствующий буй через почтовый сервер «Иридиум». В случае отсутствия Интернет-подключения на ЦП, сервер-диспетчер распознает в почте, адресованной ЦП, команду для буюв с берегового поста и производит ее пересылку сразу на соответствующий буй.

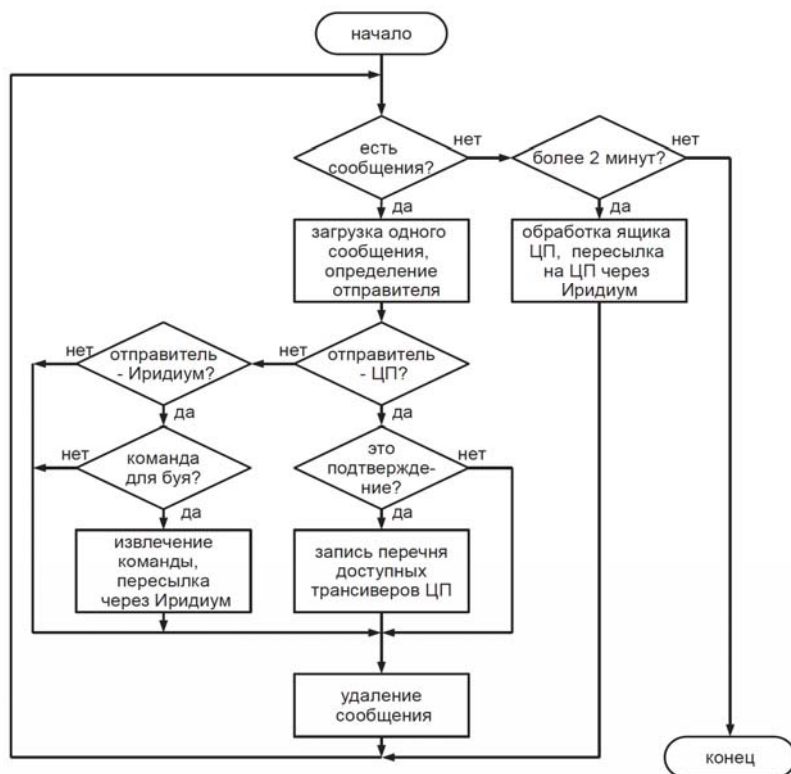


Рис.2. Алгоритм работы сервера-диспетчера

Летом 2015 года представленная транспортная схема и ПО успешно работали во время акустического мониторинга сейсморазведочных исследований, проводившихся компанией «Эксон Нефтегаз Лимитед» на северо-восточном шельфе о. Сахалин. Пропуски передачи данных (до 15% в разные дни) были только с одного из 8 буев. По-видимому, это было вызвано затоплением его приемо-передающей антенны трансивера «Иридиум» сильным течением.

В будущем планируется изменить алгоритм работы сервера-диспетчера, чтобы реагировать сразу на начало работы трансиверов ЦП (вместо регулярных подтверждений по электронной почте) и применить трансивер Iridium 9522B, способный передавать данные со скоростью до 2400 бит/с. Это позволит, по запросу, получать на берегу результаты анализа, но и короткую реализацию, измеренных вариаций акустического давления.

Работа выполнена при поддержке компании «Эксон Нефтегаз Лимитед».

**Островский А.Г.^{1,3}, Волков С.В.^{2,3}, Кочетов О.Ю.¹, Мысливец И.В.^{1,3},
Ольшанский В.М.^{2,3}, Швоев Д.А.^{1,3}**

О РАЗРАБОТКЕ АВТОНОМНОГО ГЛУБОКОВОДНОГО МАЛОШУМНОГО НОСИТЕЛЯ ГИДРОАКУСТИЧЕСКОЙ АППАРАТУРЫ

¹ ИОРАН 117997 Москва, Нахимовский просп., 36, osasha@ocean.ru

² ИПЭЭ РАН, Москва, Ленинский проспект, 33

³ ООО ИТЦ «Мортехнологии» 105082 г. Москва, ул. Фридриха
Энгельса, 75/3

Представлены промежуточные результаты разработки систем управления движением океанского глайдера - носителя гидрофизической и гидроакустической аппаратуры, который погружается за счет изменений собственной плавучести и при этом перемещается в горизонтальном направлении, за счёт изменения дифферента и подъёмной силы крыльев.

Современные глайдеры предназначены для решения задач в удаленных и труднодоступных по погодным и ледовым условиям акваториях, например:

- гидролокации морского дна,
- патрулирования акваторий морских портов и объектов хозяйственной деятельности,
- получения трехмерной структуры гидрофизических полей океана.

Глайдер передвигается по пилообразной вертикальной траектории, то поднимаясь к поверхности моря, то погружаясь на глубину, потребляя минимальное количество электроэнергии, благодаря планированию в водной толще. Крен и дифферент контролируются путем изменения центра масс балласта. Для движения в заданном направлении также используется вертикальный руль.

Глайдер проводит измерения по маршруту движения, который задается перед пуском. Обмен данными и управляющими командами, включая корректировку маршрута, осуществляется периодически с помощью аппаратно-программных средств телеметрии при всплытиях глайдера к морской поверхности. В режиме надводного плавания, телеметрический комплекс передает данные измерений и осуществляет позиционирование с помощью системы спутниковой навигации GPS/ГЛОНАСС.

Первые глайдеры были сконструированы в 1980-х гг. Г. Стомеллом и Д. Веббом из Вудсхольского океанографического института (США).

В декабре 2009 г. впервые в истории глайдер Slocum совершил автономное трансатлантическое плавание, - он пересек океан от побережья Нью Джерси (США) до Иберийского п-ва Европейского континента за 221 сутки.

В США разрабатывается новый тип глайдера, который более приспособлен для гидроакустического мониторинга [1-3]. Макет прототипа такого глайдера под названием X-Ray был изготовлен еще 2007 г. Планер глайдера X-Ray имел широкие крылья, несущие решетки гидроакустических антенн. Последняя версия этого глайдера получила название Z-Ray (рис. 1). Она укомплектована антенными решетками, работающими как минимум в 3-х диапазонах: 10 Гц - 15 КГц, 10 Гц - 100 КГц, 20 Гц - 2 КГц.



Рисунок 1 – Глайдер Z-Ray: слева – фото, справа – размещение гидроакустической аппаратуры

Помимо решения задач военно-морского флота, применение глайдеров правительственные агентства США и ряд международных научных организаций (Межправительственная океанографическая комиссия ЮНЕСКО, Всемирная метеорологическая организация и др.) объявили приоритетным для изучения глобальных климатических изменений в части оперативного наблюдения за средой морей и океанов.

В настоящее время в Мировом океане работают десятки аппаратов (http://www.ioos.noaa.gov/observing/observing_assets/glider_asset_map.html). Помимо этого глайдеры выполняют регулярные выходы в морских акваториях.

Тактико-технические элементы серийных глайдеров Spray, Slocum, Seaglider приведены в работах [4,5]. Некоторые вопросы динамики и планирования маршрутов подводных глайдеров освещены в [6]. Краткий обзор механизмов изменения плавучести, дифферента и крена подводных глайдеров представлен в [7].

Основные части глайдера Slocum Glider показаны на рис. 2.

На рис. 2 не показаны: обтекатель из стеклопластика, несущие крылья, прочный аппаратный корпус, плата с микроэлектронными компонентами системы связи, воздушный насос с внешней резиновой емкостью для воздуха, внешняя расширительная емкость для балластной жидкости.

Особенности, определяющие движение глайдера Slocum Glider в воде:

а) передняя центровка глайдера для устойчивости, - центр плавучести смещен относительно центра давления крыльев в сторону носовой части аппарата;

б) положение центра тяжести переменное относительно положения центра плавучести, - центр тяжести контролируемо перемещается вперед или назад от центра плавучести (смещение составляет несколько миллиметров) создавая нужный продольный момент для соответствующей регулировки дифферента;

в) общая положительная плавучесть 2-2,5 Н;

г) переднее расположение балластной системы переменного объема;

д) крылья стреловидной формы (45°) выполнены в виде пластин и закреплены на прочном корпусе аппарата;

е) верхний киль с вертикальным рулем поворотов.

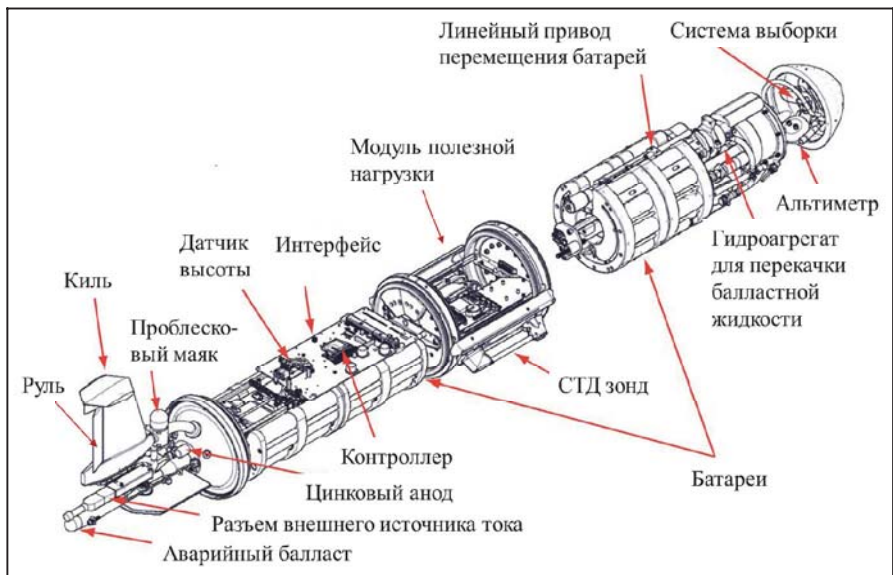


Рисунок 2 – Компоновка глайдера Slocum Glider [8]

Общая функциональная схема глайдера может быть такой как показано на рис. 3.

Балластная система переменного объема должна иметь в своем составе:

- гидроагрегат,
- внутренний резервуар в прочном герметичном контейнере,
- внешний расширяющийся резервуар, работающий под наружным давлением,
- трубопроводы,
- датчики контроля количества масла во внутреннем резервуаре,
- датчик наружного давления.

Современные гидроагрегаты, пригодные по своим характеристикам для решения задач управления движением глайдера, представляют собой компактные сборки, в состав которых входят:

- мотор,
- реверсивный насос,
- вспомогательный резервуар для рабочей жидкости,
- фильтр,
- предохранительные клапаны,
- гидравлические замки, перекрывающие движение жидкости в одном из направлений,
- монтажная плита.

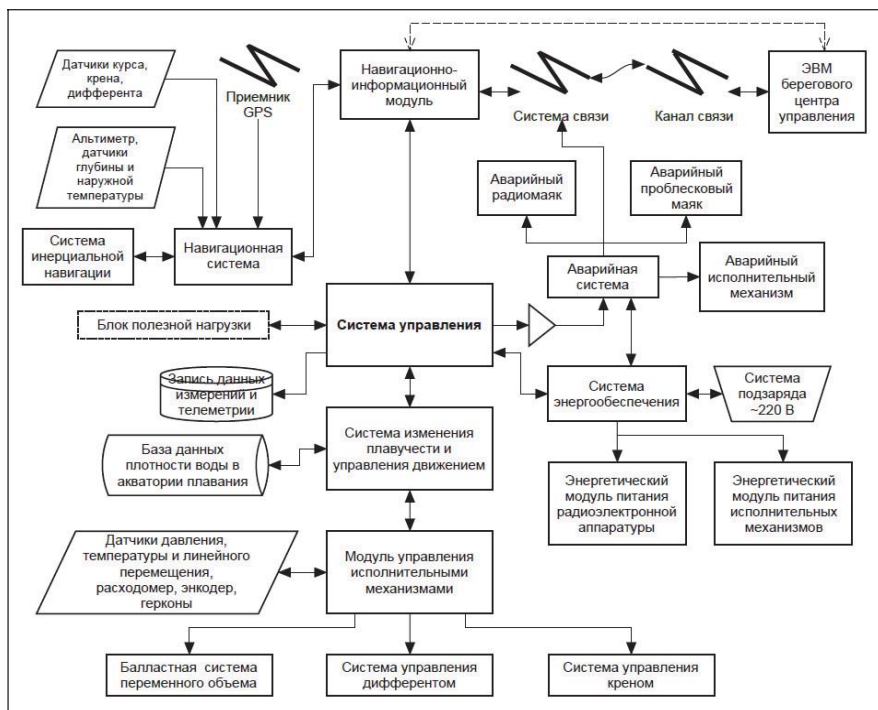


Рисунок 3 – Функциональная схема малошумного автономного носителя переменной плавучести

Причем, как предохранительные клапаны, так и гидравлические замки управляются давлением рабочей жидкости. И те и другие - встроенные, предназначенные для поверхностного или внутреннего монтажа. В монтажной плите сделаны гидравлические магистрали и отверстия для установки мотора и насоса. Мотор смонтирован с одной стороны монтажной плиты. С противоположной стороны монтажной плиты внутри резервуара с рабочей

жидкостью расположен насос, который в свою очередь герметично крепится к монтажной плите. Вал насоса проходит насквозь через отверстие в монтажной плите и соединен с валом мотора с помощью муфты. Габариты гидроагрегата зависят не только от размеров резервуара, длины электропривода, а также типа кланов и способа их монтажа. Гидравлический насос pistonного или шестеренчатого типа, обеспечивает перекачку фиксированного объема жидкости за один оборот двигателя.

Компоновочная схема балластной системы переменного объема совмещенной с системой изменения дифферента показана на рис. 4.

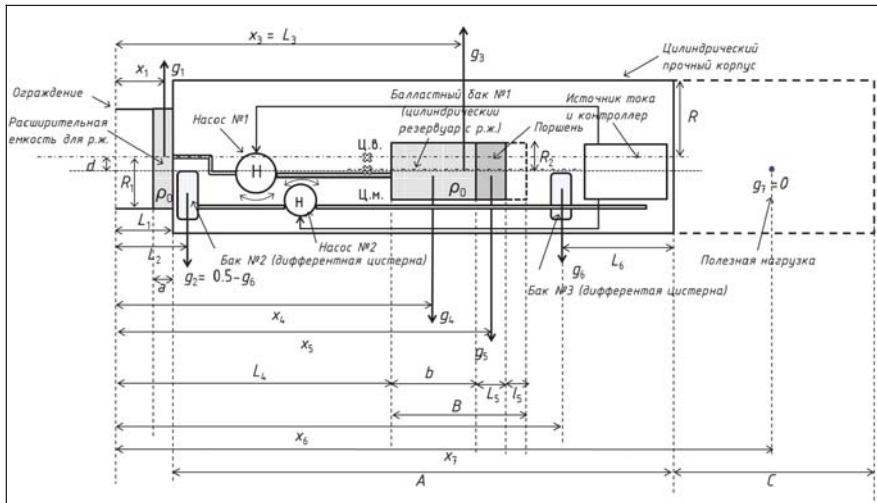


Рисунок 4. - Компоновочная схема отсека систем изменения плавучести и дифферента подводного носителя

В 2015 г. нами были проведены работы по макетированию системы управления движением подводного носителя. В частности, были проведены лабораторные испытания гидроагрегата в 2-х режимах (с противодействием от 30 кгс/см² и без). По результатам испытаний были:

- выбран насос гидроагрегата и двигатель постоянного тока мощностью 150 Вт,

- оценены затраты энергии в системе изменения плавучести на всплытие с горизонта 470 м - около 1,6 Вт·час или 5,6 кДж при условии перекачки рабочей жидкости 500 см³ на глубине 470 м за 1 мин 55 с при токе 2 А в электрической цепи привода 24 В,

- показано, что управление расходом рабочей жидкости осуществляется с точностью 3 см³, причем для контроля расхода достаточно использовать линейку датчиков Холла на внутреннем резервуаре, а для дублирования контроля расхода целесообразно использовать датчик давления в магистрали низкого давления системы изменения плавучести,

- показано, что скорость перекачки рабочей жидкости регулируется с точностью $3 \text{ см}^3/\text{с}$ в пределах $0-8 \text{ см}^3/\text{с}$,
- продемонстрирована малозумность работы систем.

Было выполнено проектирование системы изменения дифферента носителя на основе перистальтического насоса с условием, что скорость перекачки нагрузки в системе изменения дифферента должна быть не ниже оптимальной скорости перекачки рабочей жидкости в системе изменения плавучести – $240-480 \text{ см}^3/\text{мин}$, что позволяет минимизировать инерционность дифферентовки и, тем самым, обеспечить управляемость.

Наконец, был разработан и изготовлен макет электронного модуля управления исполнительными устройствами для интеграции с комплексом исполнительных устройств обеспечения движения подводного носителя.

ЛИТЕРАТУРА

1. D'Spain G.L., Jenkins, S.A., Zimmerman, R., Luby, J.C., Thode, A.M., Underwater acoustic measurements with the Liberdade/X-Ray flying wing glider.// J. Acoust. Soc. Am., 117, 4, 2005, p. 2624.
2. D'Spain G. L., Zimmerman R., Jenkins S. A., Luby J. C., Brodsky P., 2007. Underwater acoustic measurements with a flying wing glider, J. Acoust. Soc. Am. 121, 3107; <http://dx.doi.org/10.1121/1.4782033>
3. D'Spain G., Zimmerman R., Jenkins S. A., Rimington D. B., Luby J. C., Brodsky P., Acoustic sensor systems on a flying wing underwater glider and two prop-driven autonomous underwater vehicles.// J. Acoust. Soc. Am. 123, 3007, 2008, <http://dx.doi.org/10.1121/1.2932590>
4. Rudnick D. L., Davis R. E., Eriksen C. C., Fratantoni D. M., Perry M. J., Underwater gliders for ocean research.// Marine Tech. S. J., vol. 38, 2004, pp. 73-84.
5. Wood S., Autonomous underwater gliders.// In: Underwater Vehicles, Chapter 26, Edited by A. V. Inzartsev, Vienna, Austria, 2009, pp. 499-524.
6. Кожемякин И.В., К.В. Рождественский, В.А. Рыжов, А.В. Смольников, Е.И. Татаренко, Динамика и планирование маршрутов подводных глайдеров. Краткий обзор литературы.// Морской вестник, №1(10), 2013, С.106-112.
7. Кожемякин И.В., К.В. Рождественский, В.А. Рыжов, А.В. Смольников, Е.И. Татаренко, Механизмы изменения плавучести, дифферента и крена подводных глайдеров. Краткий обзор литературы.// Морской вестник, №1(10), 2013, С.113-116.
8. Slocum G2 Glider Operators Manual P/N 4343, Rev. B, Jan. 2012, Teledyne Webb Research, 2012, 184 p.

С.А. Пересёлков, Д.Ю. Просовецкий, С.А. Ткаченко

ПРИМЕНЕНИЕ СПЕКТРАЛЬНОГО АНАЛИЗА ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОЙ СТРУКТУРЫ ВОЛНОВОГО ПОЛЯ ДЛЯ РЕШЕНИЯ ЗАДАЧ АКУСТИКИ ОКЕАНА

Воронежский государственный университет
Россия, 394006 Воронеж, Университетская пл., д.1
Тел.: (4732) 789-748; Факс: (4732) 789-755,
E-mail: pereselkov@yandex.ru

Продемонстрировано применение спектрального анализа интерференционной структуры поля для задач: выделения групп однотипных мод; оценки скорости движения источника звука; повышения помехоустойчивости. Приведены результаты модельного эксперимента для реальных природных условий в области низких частот.

Введение. Как известно, в океанических волноводах звуковое поле источника формирует характерную интерференционную картину. Из-за различия в дисперсионных характеристиках мод интерференционная структура поля в координатах "расстояние-частота" представляет собой последовательность параллельных локализованных полос минимальной и максимальной интенсивности (интерферограмма).

Такое распределение интенсивности позволяет эффективно применять спектральный анализ интерференционной структуры для решения большого класса актуальных задач акустики океана. Идею подхода проиллюстрируем на примере

невозмущенного горизонтально-однородного волновода, профиль скорости звука c которого приведен на рис. 1. Параметры однородного поглощающего жидкого дна: скорость $1800(1 + i0.01)$ м/с, плотность 1.8 г/см³. На рис. 2, 3 представлены нормированная интерференционная составляющая поля $u_n(r, f) = p(r, f) - \overline{|p(r, f)|}$ и соответствующий модуль нормирован-

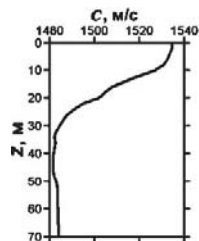


Рис. 1.

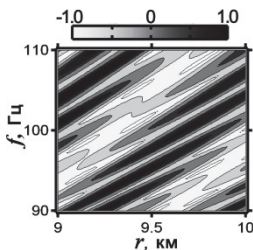


Рис. 2.

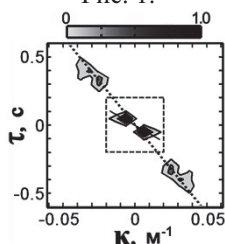


Рис. 3.

Выделение групп однотипных мод. В расчетах, представленных на рис. 2, 3 использовались пять мод, из них две первые с номерами $l = 1, 2$ являются донными (низшими), три другие ($l = 3, 4, 5$) – донно-поверхностными (высшими). На рис. 3 показан модуль нормированной спектрограммы $\tilde{y}_n(\kappa, \tau)$, где наблюдаются две неперекрывающиеся малые области ($\Delta\tau, \Delta\kappa$) локализованных спектральных плотностей групп мод. По оси ординат отложена величина, обратная циклической частоте $\omega = 2\pi f$. Пунктиром из точек и сплошной линией показаны прямые линии, проходящие через начало координат и положения максимумов этих областей, которые приходятся на значения: $|\tau_1| = 4.8 \times 10^{-2}$ с, $|\kappa_1| = 7.5 \times 10^{-3}$ м⁻¹ и $|\tau_2| = 3.3 \times 10^{-1}$ с, $|\kappa_2| = 2.6 \times 10^{-2}$ м⁻¹. Здесь и далее нижние индексы “1” и “2” относятся к низшим и высшим модам соответственно. Размеры областей оцениваются как: $\Delta\tau_1 = 1.3 \times 10^{-1}$ с, $\Delta\kappa_1 = 1.9 \times 10^{-2}$ м⁻¹ и $\Delta\tau_2 = 1.2 \times 10^{-1}$ с, $\Delta\kappa_2 = 1.8 \times 10^{-2}$ м⁻¹.

Однако спектрограмма плотность высших мод сконцентрирована на большом интервале по сравнению с низшими модами. Таким образом, спектрограмма $\tilde{y}(\kappa, \tau)$ позволяет обнаружить разные группы мод даже в тех случаях, когда интегральный вклад одной из них ослаблен по сравнению с другой. Конечно, это возможно, если их области спектральной плотности разрешаются. Положения максимумов спектральной интенсивности и границы области ее локализации определяются пространственными и частотными периодами интерференции однотипных мод. Вне областей локализации спектрограмма практически подавлена (рис. 3), поэтому наибольшую информацию об интерференционной картине однотипных мод она содержит в узких спектральных окнах ($\Delta\tau, \Delta\kappa$). Отфильтровывая эти области и выполняя обратное двукратное преобразование Фурье $F^{-1}\{\tilde{y}\}$, получаем интерферограммы групп однотипных мод.

На рис. 4 представлен результат такой фильтрации низших мод. Для фильтрации низших мод использовалась часть спектрограммы $\tilde{y}_n(\kappa, \tau)$ внутри прямоугольного окна, показанного пунктиром на рис. 3. На рис. 5 представлен результат фильтрации высших мод. Для фильтрации высших мод использовалась часть спектрограммы $\tilde{y}_n(\kappa, \tau)$ вне области прямоугольного окна, показанного пунктиром на рис. 3.

Описанное выделение групп однотипных мод эффективно, если спектральные плотности $\tilde{y}(\kappa, \tau)$ локализованы в неперекрывающихся областях, а фильтры обладают достаточно резкими границами. Одно из главных преимуществ предложенного метода состоит в том, что он дает возможность получать информацию о модовой структуре групп низших и высших мод.

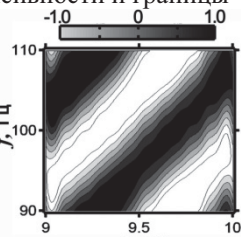


Рис. 4.

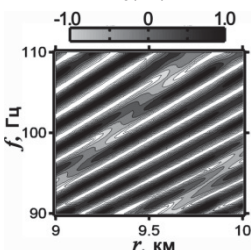


Рис. 5.

Оценка скорости движения источника звука. При движении источника звуковое поле формирует локализованные интерференционные полосы в плоскости время–частота, наклон которых определяется волноводной дисперсией, углом траектории и скоростью источника. Один из методов оценки скорости [1] состоит в траекторном накоплении принимаемых сигналов по различным направлениям и разным частотам в пределах ширины интерференционной полосы за время наблюдения на плоскости время–частота. Положение главного максимума функционала, реализующего траекторное накопление, принимается за оценку радиальной составляющей скорости источника. Предлагаемый в данной работе альтернативный метод, основан на спектральном анализе интерференционной структуры поля. Используется двукратное преобразование Фурье $F\{u\}$ к функции $u_n(f, t)$ для определения двумерного спектра $\tilde{u}(\tau, \nu)$ и вычисления зависимости $\Phi(v_*)$ от параметра, определяющего скорость изменения расстояния между источником и приемником

$$\Phi(v_*) = \int_0^\infty |\tilde{u}(\tau, \nu)|^2 \rho d\rho. \quad (1)$$

Здесь $\tau = \rho \cos \theta$, $\nu = \rho \sin \theta$ – полярные координаты. Максимум зависимости:

$$\Phi(v_*) = \max \Phi(v_*) \quad (2)$$

соответствует оценке v_* скорости изменения расстояния.

На рис. 6 показаны интерферограммы, формируемые источником, движущимся относительно приемника с различными скоростями: (а) $v = 0$ м/с, (б) $v = 3$ м/с. Глубина источника и приемника 30 м. Начальное расстояние между ними $r = 10$ км.

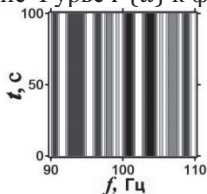


Рис. 6а.

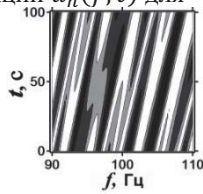


Рис. 6б.

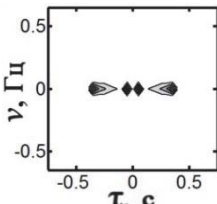


Рис. 7а.

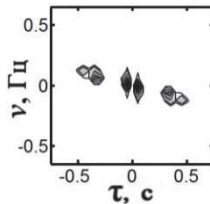


Рис. 7б.

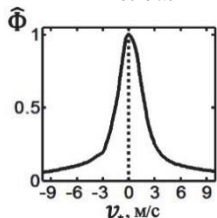


Рис. 8а.

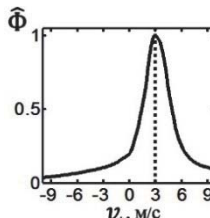


Рис. 8б.

На рис. 7а и 7б представлены модули нормированной спектрограммы $\tilde{u}_n(k, \tau)$, соответствующие рис. 6а и 6б. График нормированной функции $\hat{\Phi}_n(v_*) = \Phi(v_*)/\max \Phi(v_*)$ приведен на рис. 8. Ее максимум приходится на значения $v_* = 0$ (рис. 8а) и $v_* = 3$ м/с (рис. 8б), соответствующие истинным значениям радиальной составляющей скорости источника.

Повышение помехоустойчивости. Предлагаемый в данной работе подход, основанный на спектральном анализе интерференционной структуры поля, дает возможность существенным образом повысить эффектив-

ность обработки принятого сигнала. Продемонстрируем повышение помехоустойчивости на примере задачи по оценке скорости движения источника в присутствии шума.

На рис. 9 показаны интерферограмма $u_n(f, t)$ (а) и соответствующий модуль нормированной спектрограммы $\hat{u}(\tau, \nu)$ (б), формируемые в присутствии шума источником, движущимся относительно приемника со скоростью $\nu = 3$ м/с. Отношение сигнал/шум $q_0 = 10^{-4}$ (по мощности). Заметим, что в области (f, t) (а) интерферограмма и шумовая компонента распределены приблизительно равномерно. В тоже время в области (τ, ν) наблюдается противоположная ситуация. Шумовая компонента распределе-

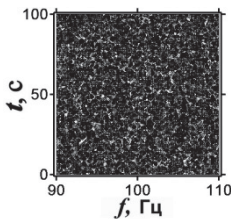


Рис. 9а.

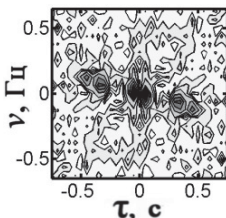


Рис. 9б.

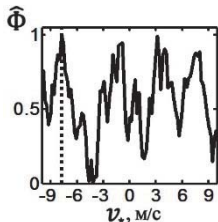


Рис. 10а.

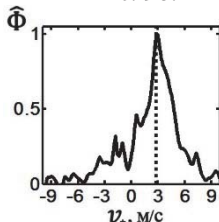


Рис. 10б.

на равномерно, а спектрограмма полезного сигнала, как было отмечено выше, формирует значительные спектральные пики, выделяющиеся на фоне шума. Результаты расчета функционала $\hat{\Phi}_n(\nu_*)$ (1) по интерферограмме $u_n(f, t)$ представлены на рис. 10а, а по спектрограмме $\hat{u}(\tau, \nu)$ – на рис. 10б. Как видно, предлагаемый в данной работе метод остается работоспособным при уровнях шума для которых метод [1] уже теряет эффективность.

Предлагаемый в данной работе подход, основанный на спектральном анализе интерферограммы звукового поля, позволяет эффективно использовать особенности формирования интерференционной картины волнового поля в океанических волноводах и открывает широкие перспективы для его применения в решении актуальных задач акустики океана.

Работа выполнена при поддержке программы фундаментальных исследований Отделения физических наук РАН «Фундаментальные проблемы акустики искусственных и природных сред».

ЛИТЕРАТУРА

1. Kuznetsov G.N., Kuz'kin V.M., Pereselkov S.A. Estimation of the velocity of underwater objects in the passive mode using frequency-shift data // J. Phys. Wave Phenom. 2014. V. 22. N. 4. P. 306-311.

И.П. Смирнов, А.И. Хилько

**ОПТИМИЗАЦИЯ СИНТЕЗА И АНАЛИЗА ПРИ
ГИДРОАКУСТИЧЕСКОМ НАБЛЮДЕНИИ**

Институт прикладной физики РАН
Россия, 603950, Н. Новгород, ул. Ульянова, д.46
Тел. / Факс: (831) 436-9717; E-mail: A.khil@hydro.appl.sci-nnov.ru

Обсуждаются возможности адаптивного возбуждения акустических полей системой независимых когерентных излучателей в рефракционных волноводах. Предлагается выбирать коэффициенты возбуждения излучателей, обеспечивающие максимальное излучение не всех компонент полного суммарного поля, а лишь мало зависящих от состояния волновода и наиболее стабильных.

Рассмотрим конечный набор из K не взаимодействующих друг с другом точечных когерентных монохроматических излучателей, погруженных в рефракционный волновод (излучающая антенна, ИА). Вводя векторы комплексных коэффициентов возбуждения \vec{v} и амплитуд полей \vec{a} от отдельных излучателей в точке наблюдения (r, z) , запишем суммарное поле ИА в виде скалярного произведения

$$\hat{A}(r, z; \vec{v}) = \sum_{k=1}^K \hat{v}_k^* \hat{a}_k(r, z) = \langle \vec{a}(r, z), \vec{v} \rangle. \quad (1)$$

Рассмотрим задачу управления полем ИА, считая вектор \vec{v} управляющим. Целью управления назовем максимизацию модуля амплитуды суммарного поля (1) в заданной точке наблюдения $\mathbf{R} = (r_{\mathbf{R}}, z_{\mathbf{R}})$:

$$J(\vec{v}) \equiv \left| \hat{A}(r_{\mathbf{R}}, z_{\mathbf{R}}; \vec{v}) \right| = \left| \langle \vec{a}_{\mathbf{R}}, \vec{v} \rangle \right| \rightarrow \max_{\vec{v} \in U}, \quad (2)$$

где $\vec{a}_{\mathbf{R}} \equiv \vec{a}(r_{\mathbf{R}}, z_{\mathbf{R}})$, $U \subset \mathbb{C}^K$ — множество допустимых значений управляющего вектора \vec{v} . Рассмотрим случай *амплитудно-фазового* управления, когда варьируются как амплитуды, так и фазы коэффициентов возбуждения излучателей:

$$U = U_q \equiv \left\{ \vec{v} : |\vec{v}|_q \equiv \sum_{k=1}^K |v_k|^q \leq 1 \right\}, \quad 1 \leq q < \infty, \quad (3)$$

$U_{\infty} = \left\{ \vec{v} : |\vec{v}|_{\infty} \equiv \max_k |v_k| \leq 1 \right\}$. Решением задачи (2) в случае (3) служит вектор с компонентами $\left(\vec{v}_{\text{opt}}^{(q)} \right)_k = \left| (\vec{a}_{\mathbf{R}})_k \right|^{p-1} / \left| \vec{a}_{\mathbf{R}} \right|_p^{p-1} \exp(i(\psi_{\mathbf{R}})_k)$, где $p = q/(q-1)$, $(\psi_{\mathbf{R}})_k$ — фаза комплексной амплитуды поля $(\vec{a}_{\mathbf{R}})_k$ от k

-ого излучателя в точке \mathbf{R} . В частности, для $q = 2$, решение принимает вид $\vec{v}_{\text{opt}}^{(2)} = \vec{\alpha}_{\mathbf{R}} \equiv \vec{a}_{\mathbf{R}} / |\vec{a}_{\mathbf{R}}|_2$, т.е. совпадает с направлением $\vec{\alpha}_{\mathbf{R}}$ вектора $\vec{a}_{\mathbf{R}}$.

При $q = \infty$ оптимальное управление записывается в форме $(\vec{v}_{\text{opt}}^{(\infty)})_k = \exp(i(\psi_{\mathbf{R}})_k)$, то есть определяется исключительно фазами компонент поля $\vec{a}_{\mathbf{R}}$ и не зависит от их амплитуд. Аналогично выражается через параметры вектора $\vec{a}_{\mathbf{R}}$ оптимальное управление и в случае *фазового управления* ИА, когда

$$U = U_{\text{phase}} = \left\{ \vec{v} : |\vec{v}_k| = 1, k = \overline{1, K} \right\},$$

то есть $\vec{v} = \left\{ e^{i\psi_1}, \dots, e^{i\psi_K} \right\}$, где ψ_k — фаза k -го излучателя. На практике выбор множества допустимых управлений U определяется конструктивными особенностями излучающей антенны, доступностью и надежностью информации о поле $\vec{a}_{\mathbf{R}}$. Используемые выше множества $U_{q, \text{phase}}$ привлекают простотой решения оптимизационной задачи. Однако упрощенный подход к постановке задачи управления (2) уязвим с целого ряда позиций: решения задач выражаются через параметры поля $\vec{a}_{\mathbf{R}}$, для вычисления которого необходимы надежные данные о свойствах волновода; сама постановка задачи (2) подразумевает когерентность полного поля в масштабе апертуры излучающей антенны, что в реальности может выполняться только для отдельных компонент и в ограниченных временных промежутках; практическое применение данных решений ограничено необходимостью постоянного контроля за состоянием волновода, параметры которого в реальности случайно изменяются во времени; эти решения могут оказаться сложными в технической реализации вследствие сложности задаваемых ими распределений фаз и амплитуд возбуждения отдельных излучателей. Поэтому представляет интерес найти более простые в реализации управления, использующие минимальную информацию о волноводе и мало уступающие оптимальным по значениям функционала. По-существу, речь идет о таком выборе множества управлений в (2), при котором допустимые управления зависели бы только от стабильных компонент вектора $\vec{a}_{\mathbf{R}}$, устойчивых по отношению к флуктуациям параметров волновода. Выделим в $\vec{a}_{\mathbf{R}}$ те составляющие $\vec{a}_{\mathbf{R}}^{(\text{st})}$, которые могут считаться стабильными, представим полное поле в виде суммы $\vec{a}_{\mathbf{R}} = \vec{a}_{\mathbf{R}}^{(\text{st})} + \vec{a}_{\mathbf{R}}^{(\text{nst})}$ и рассмотрим вспомогательную задачу

$$J^{(\text{st})}(\vec{v}) \equiv \left| \hat{A}^{(\text{st})}(r_{\mathbf{R}}, z_{\mathbf{R}}; \vec{v}) \right| = \left| \left\langle \vec{a}_{\mathbf{R}}^{(\text{st})}, \vec{v} \right\rangle \right| \rightarrow \max_{\vec{v} \in U}.$$

Решения такой вспомогательной задачи \vec{v}_{st} записываются так же, как и решения исходной задачи

(2) \vec{v}_{opt} , но уже через параметры вектора $\vec{a}_{\mathbf{R}}^{(\text{st})}$, то есть они зависят только от стабильных компонент вектора $\vec{a}_{\mathbf{R}}$. Поэтому их можно условно назвать стабильными управлениями. Конечно, они не обязаны быть решениями задачи (2). Однако можно ожидать, что в случае значительного превышения амплитуд стабильных полей над амплитудами нестабильных, разность $\delta J = J(\vec{v}_{\text{opt}}) - J(\vec{v}_{\text{st}}) \geq 0$ будет малой, то есть стабильные управления будут почти оптимальны. Вводя функцию $\gamma(r, z; \vec{v}_{\text{st}}) = 10^2 |\hat{A}(r, z; \vec{v}_{\text{st}})| / |\hat{A}(r_{\mathbf{R}}, z_{\mathbf{R}}; \vec{v}_{\text{opt}})|$, которая характеризует распределение амплитуды поля в волноводе при $\vec{v} = \vec{v}_{\text{st}}$, получаем числовую характеристику относительной эффективности стабильного управления $\gamma = \gamma(r_{\mathbf{R}}, z_{\mathbf{R}}; \vec{v}_{\text{st}}) = 10^2 J(\vec{v}_{\text{st}}) / J(\vec{v}_{\text{opt}})$. В случае $U = U_2$ при $|\vec{a}_{\mathbf{R}}^{(\text{nst})}|_2 \ll |\vec{a}_{\mathbf{R}}^{(\text{st})}|_2$ имеем простую оценку $\gamma \cong 1 - |\vec{a}_{\mathbf{R}}^{(\text{nst})}|_2 \left| \langle \vec{a}_{\mathbf{R}}^{(\text{nst})}, \vec{a}_{\mathbf{R}}^{(\text{st})} \rangle \right| / |\vec{a}_{\mathbf{R}}^{(\text{st})}|_2$. Для иллюстрации рассмотрим задачу о фокусировке поля частоты $f = 1$ кГц, создаваемого вертикальной антенной из $K = 30$ эквидистантно расположенных излучателей. Антенна погружена в волновод глубиной в 1 км с унимодальным профилем скорости звука $c(z)$, и показателем преломления, описываемым формулой $n(z) = c_0 / c(z) = \sqrt{1 - (z - z_0)^2 / h^2}$, $0 \leq z \leq -1$, где $c_0 = 1.5$ км/с, $z_0 = -0.3$ км, $h = 5$; расстояние между излучателями $4\lambda = 4c_0 / f$, координата верхнего излучателя $z_1 = -0.4$ км. Скорость продольных волн

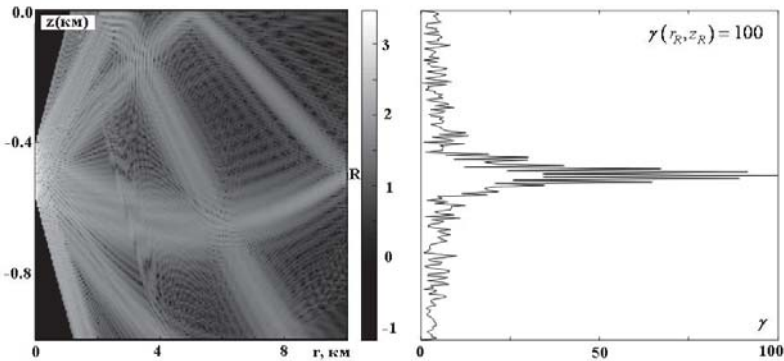


Рис.1. Оптимальное управление $\vec{v}_{\text{opt}}^{(2)} = \vec{a}_{\mathbf{R}} / |\vec{a}_{\mathbf{R}}|_2$, распределения $\lg \gamma$ в волноводе (слева) и γ в вертикальном сечении R .

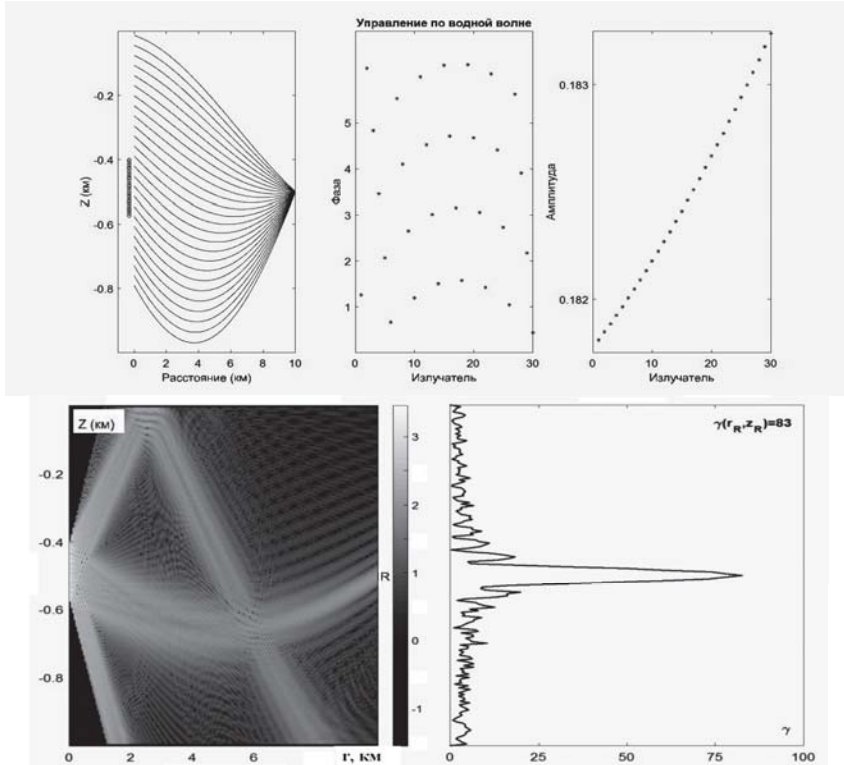


Рис.2. Стабильное управление по водной волне $\vec{v}_w^{(2)} = \vec{a}_R^{(w)} / \left| \vec{a}_R^{(w)} \right|_2$ (верхний ряд: траектории водных лучей, выходящих из целевой точки, фазы и амплитуды управления $\vec{v}_w^{(2)}$; нижний ряд: распределения $\lg \gamma$ в волноводе и γ в вертикальном сечении **R**).

в жидком дне возьмем равной 1515 м/с, плотность грунта 1200 кг/м³. Возьмем в качестве точки нацеливания $\mathbf{R} = (r_R, z_R)$, $r_R = 10$ км, $z_R = -0.5$ км. Рассмотрим оптимальное и стабильное управление (рис.1, 2). Выбирая в качестве стабильной волны чисто водную компоненту (левый верхний график на рис. 2), получаем стабильное управление в форме $\vec{v}_w^{(2)} = \vec{a}_R^{(w)} / \left| \vec{a}_R^{(w)} \right|_2$. Фазы и амплитуды коэффициентов возбуждения излучателей представлены, соответственно, на среднем и правом верхних графиках рис.2; распределения $\gamma(r, z; \vec{v}_w^{(2)})$ даны на нижних графиках рисунка 2. Из сравнения рис. 1 и 2 видно, что стабильное управление значительно более регулярно в сравнении с оптимальным (рис.1); при этом проигрыш в значении функционала не превышает 17%.

*Abstracts of the XV L.M. Brekhovskikh`s
conference "Ocean Acoustics"*

SOUND PROPAGATION

**P.V. Artel'nyi, A.L. Virovlyansky, A.Yu. Kazarova, P.I. Korotin,
A.V. Stulenkov**

EXPERIMENT ON THE STUDY OF SPATIO-TEMPORAL STABILITY OF THE SOUND FIELD IN LAKE LADOGA

A distribution of sound intensity in the space 'depth – arrival angle – time' is measured using an extended vertical array. This distribution is expressed by a coarse-grained Wigner function smoothed over angular and spatial scales. Comparison of the theory and experiment shows that this distribution is less sensitive to variations of waveguide parameters, and therefore more predictable, than the intensity distribution over the antenna aperture. Stability of the Wigner function is explained by the fact that in this distribution the contributions from individual rays are resolved, at least partially. It is shown that the comparison of measured and theoretically predicted coarse-grained Wigner functions can be used for solving the problem of source localization in a waveguide.

V.N.Golubev

OBSERVATION OF LATERAL WAVE IN DEEP OCEAN

Federal Agency for Scientific Organizations of the Russian Federation
Federal Research Center
Institute of Applied Physics of the Russian Academy of Sciences
46 Ul'yanov Street, 603950 Nizhny Novgorod, Russia
E-mail: golubev@ipfran.ru

The results of experimental studies of spatial and temporal structure of the low-frequency pulse signals in the deep ocean in the open to the bottom of the acoustic waveguide are presented. At this in the range of distances from 5 to 30 km lateral waves at critical angles of reflection from the bottom of the low-frequency sound pulses received at a depth of up to 4 km have been observed. As a sound source was used a pneumo-acoustic radiator (airgun) towed by a linear trajectory at the depth of 15 m. The signals were received and recorded near the bottom by an autonomous bottom station. The frequency band of the radiated pulse was 5-50 Hz with the maximum at frequencies 8-30 Hz. The dependence of the intensity of lateral waves formed by water and once reflected by rays from a distance has been obtained. The spectrum of lateral waves has been measured.

XV школа-семинар им. Акад. Л.М. Бреховских "Акустика океана", XXIX сессия РАО
The speed of the lateral wave along its propagation line has been experimentally estimated

V.A. Grigorev ¹, V.G. Petnikov ²

RATIO OF CONTINUOUS AND DISCRETE SPECTRUM IN MODE DESCRIPTION OF SOUND FIELD IN SHALLOW WATER

¹ Voronezh State University,
Russia 394006 Voronezh, Universitetskaya pl. 1
Tel.: (473) 220-8748, Fax: (473) 220-8755
E-mail: grig4@yandex.ru

² A.M. Prokhorov General Physics Institute RAS
Russia, 119991 Moscow, Vavilov st. 38
Tel.: (495) 503-8384; Fax: (495) 135-8234
E-mail: petniko@kapella.gpi.ru

For Pekeris acoustic waveguide with shallow depth and homogeneous liquid bottom the distance r was estimate where we can neglect the continuous spectrum in mode description of low-frequency sound field. The comparison was made for the two discrete field representations in liquid layer: 1) complete set of normal modes, 2) complete set of normal modes and quasi-modes. It was demonstrated that if at least one of normal mode exists the further consideration of quasi-modes provides to bring nearer the boundary of applicability for the second representation and to place the boundary which is equal to $r \cong H$, where H is depth of liquid layer. The waveguide parameter dependence of the continuous spectrum contribution to the total field was obtained. The conditions for the contribution minimization were determined.

O.E. Gulin, I.O. Yaroshchuk

INFLUENCE OF THE PARAMETERS OF A SHALLOW SEA WITH 2D RANDOM INHOMOGENEITIES ON THE ACOUSTIC FIELD POWER CHARACTERISTICS

V.I. Il'ichev Pacific Oceanological Institute, Far-East Branch of Russian Academy of Sciences, Vladivostok, Russia; E-mail: gulinoe@poi.dvo.ru

The problem of a middle frequency range (500-1000 Hz) sound signal transition through the environment of a shallow-water waveguide with two-dimensional fluctuations of a sound speed is considered. Horizontal boundary of a lossy penetrable bottom to be assumed for the waveguide. Previously the fact of a weaker decay of an average intensity in comparison with the deterministic propagation scenario has been established based on the statistical simulation. It means that there is a stochastic waveguide within the water layer of one or another focal strength. In this paper the influence of the parameters of a random waveguide on this effect of an average intensity weaker decay is investigated. In terms of statistics this fact points out that modes in stochastic waveguide propagate with smaller losses than in similar deterministic one.

A.A.Danilov, V.N. Kornienko *

**LOCALIZATION OF PULSE SOUND SOURCE IN A WAVEGUIDE
WITH A STRONGLY INHOMOGENEOUS ABOUND BY TIME
REVERSAL WAVES NUMERICAL METHOD**

N.N. Andreyev Acoustic Institute
Shvernik Str. 4, Moscow 117036 Tel.: (499) 126-63-62
E-mail: dalex46@mail.ru

* Institute of radio-engineering and electronics RAS Mokhovaya Str. 11,
Moscow 125009 Tel.: (495) 629-72-79
E-mail: korn@cplire.ru

The results of the application of the numerical method of time reversal waves to restore the position of pulse sound source in the aqueous layer are presented. The layer is limited with free surface on top and with absolutely rigid surface on bottom. The bottom surface has complexity profile.

Keywords: *an acoustic signal, radiation and reception, time reversed acoustic*

A.I. Malekhanov, M.A. Raevsky, A.V. Smirnov and N.A. Zaval'sky

**ESTIMATIONS OF THE LARGE RECEIVING ARRAY
PERFORMANCES IN RANDOM-INHOMOGENEOUS
SHALLOW WATER CHANNELS**

Institute of Applied Physics, Russian Academy of Sciences
Russia, 603950 Nizhny Novgorod, Ul'yanov St., 46
E-mail: lexsmial@mail.ru

Statistical effects of long-range sound propagation in shallow-water channels on the output performance of receiving array is considered. Computer simulation results are presented for horizontal and vertical arrays with emphasis on the beam pattern degradation and array gain loss.

**Vera I. Kalinina, Lev R. Merklin ¹⁾, Anton Yu. Pleshakov ²⁾,
Vladimir A. Lazarev, Vladimir V. Uvarov and Alexander I. Khil'ko**

**EXPERIMENTAL MEAGUREMENTS OF GEOACOUSTIC
CHARACTERISTICS OF MARINE SHELF BOTTOM**

Institute of Applied Physics of the Russian Academy of Sciences
46 Ulyanova St., Nizhniy Novgorod, Russia, 603950
Tel: (831) 416-06-29; Fax: (831) 436-97-17
E-mail: A.khil@hydro.appl.sci-nnov.ru

¹⁾Institute of Oceanology RAS

²⁾"Marine innovations"

Using coherent seismoacoustic method marine bottom parameters experimental estimation results in shallow water with small depths near beech region are presented. The method of minimization differences between experimental data and model calculations is used fore problem solution

Katsnelson B.G., Malykhin A.Yu.

**HORIZONTAL REFRACTION AND WHISPERING GALLERY WAVES
AND AREA OF COASTAL WEDGE WITH CURVILINEAR BOUNDARY**

In the paper sound signal propagation in area of coastal wedge with curvilinear boundary (apex) is studied. It is shown that the so called whispering gallery waves can exist. Properties of these waves are analyzed.

Komissarova N.N., Popov O.E.

**THE SOUND PROPAGATION OF NARROWLY FOCUSED SOURCE
UNDER CONDITIONS OF THE STEEP UNDERWATER SLOPES**

N.N.Andreeva Acoustic Institute
4 Shvernik st., Moscow, Russia, 117036
Phone: (499) 723-6300; Fax: (499) 126-8411, E-mail: olegp@mail.ru

The sound propagation of narrowly focused source is experimentally investigated under conditions of the steep underwater slope of the north-eastern part of the Black Sea. The influence of complex bottom topography on the formation of the sound field is analyzed in the ray approximation.

R.A. Korotchenko, A.N. Samchenko, A.N. Shvyryov, I.O. Yaroshchuk

**SIMULATION OF PROPAGATION OF ACOUSTIC SIGNALS AT
FREQUENCY OF 22 AND 33 HZ ALONG ACOUSTIC TRACK WITH
CERTAIN GEOACOUSTIC CHARACTERISTICS**

The paper considers the results of simulation of acoustic signals at frequency of 22 and 33 Hz at an acoustic track in the Posyet Bay of the Sea of Japan using a wide-angle parabolic equation. The geometrical parameters of the acoustic waveguide at the track from emission to reception point were obtained on the basis of geological and geophysical methods. Elastic characteristics of the waveguide were calculated analytically according to the data of lithological soil sampling. The obtained simulation results were compared with experimental data along this acoustic track.

**A.V. Kosheleva, A.P. Leontyev, V.V. Novotryasov, A.A. Pivovarov,
A.N. Samchenko, A.N. Shvyryov, I.O. Yaroshchuk**

**COMPREHENSIVE EXPERIMENTAL INVESTIGATION OF SOUND
AND INTERNAL WAVES IN THE SEA OF JAPAN SHELF ZONE**

The results of comprehensive acoustic and oceanographic experimental studies carried out in the Sea of Japan shelf zone in 2015 are discussed. Spatio-temporal variability of the internal gravity waves (IGW) in the Peter the Great Bay, its influence on the sound velocity field, and sound propagation in this area are analyzed on the basis of processing of data obtained from different groups of autonomous thermostrings, placed at the acoustic tracks both along and angularly to the direction of IGW propagation.

G.N. Kuznetsov¹, A.N. Stepanov²

**LIMITED APPLICABILITY OF PRINCIPLE OF RECIPROCITY
WHEN MEASURING THE AMPLITUDE-PHASE CHARACTERISTICS
OF VECTOR FIELDS IN SHALLOW WATER**

¹ Wave Research Center at GPI

Russia, 199991 Moscow, ul. Vavilova, 38

Phone: (495) 941-0193; Fax: (499) 256-1790, E-mail: skbmortex@mail.ru

² Samara State University

Russia, 443011 Samara, ul. Akademika Pavlova, 1

We study the principle of reciprocity in relation to the vector-scalar fields in the waveguide. It is shown that the vertical component of the vibrational velocity and vector power flow and it is not performed.

V.A. Lisiutin^{1,2}, O.R. Lastovenko¹, A.A. Yaroshenko^{1,2}

**STRUCTURE OF ACOUSTIC FIELD IN THE SYNOPTIC ANOMALIES
OF THE PROFILE SPEED OF SOUND**

¹ Sevastopol State University

33 Universitetskaya str., Sevastopol, Russia, 299053

² Admiral Ushakov State Maritime University (Sevastopol branch)

7 - 8/22 Geroiev Sevastopolya str., Sevastopol, Russia, 299001

e-mail: vlisiutin@mail.ru; yaroshenko@optima.com.ua

In case of heavy rain in the heated subsurface water layer, the anomalous sound speed profile of the narrow waveguide type with a reduction in the speed of sound up to 18 m/s is formed.

We consider the change in the acoustic field with the transformation of narrow subsurface waveguide caused by heavy rain in the presence of the Black Sea type main sound channel in the sound speed profile. The presence of the second main channel under the subsurface channel, with lower speed of sound changes the structure of the acoustic field. The elevated level of the field on the axis of the subsurface anomaly is formed by summation of the modes with high numbers. As far as the anomaly embeds, the field resistance to wind wave rises, but the coherence of the field is not saved, and the modal absorption coefficient increases.

V.A. Lisiutin, A.A. Yaroshenko, D.O. Vladetsky

THE RECOVERY OF THE IMPULSE RESPONSE OF THE BASE BLACK-SEA SOFAR CHANNEL

Sevastopol State University
33 Universitetskaya str., Sevastopol, Russia, 299053
Admiral Ushakov State Maritime University (Sevastopol branch)
7 - 8/22 Geroiev Sevastopolya str., Sevastopol, Russia, 299001
e-mail: vlisiutin@mail.ru; yaroshenko@optima.com.ua;
vladetski@gmail.com

Transit properties of the underwater sound channel (SOFAR) can be described by the impulse response $h(t)$. Thus, the output signal can be calculated, by the convolution of the output signal with the impulse response (IR).

The signal generated by an underwater explosion is close to the delta-pulse signal and $p(t)$ signal coming to a hydrophone - is a IR channel approximation.

To restore the IR of the Black Sea SOFAR, the $p(t)$ signal was processed as follows: 1) "whitening" of the signal spectrum from the low-frequency component of the pulse ripple gas bubble; 2) filtering of the pulsation pulses in the time domain; 3) filtration of the sea noises such as of the nonlinear thresholding level. The discrete beam entry and continuous wave process with the dispersion of the deep sea modes are clearly manifested on the recovered impulse response. To identify the law of phase modification with the first ray arrivals, and the dispersion law with entering of the mode, the impulse response has been "convoluted" with a number of test signals.

A.A. Lunkov¹, V.G. Petnikov¹, A.D. Chernousov^{1,2}

LOW FREQUENCY SOUND ATTENUATION IN SHALLOW WATER IN THE PRESENCE OF FULLY DEVELOPED SURFACE WAVES

¹A.M. Prokhorov General Physics Institute RAS

Russia, 119991 Moscow, Vavilov st. 38

Tel.: (495) 503-8384; Fax: (495) 135-8234, E-mail: petniko@kapella.gpi.ru

²N.N. Andreev Acoustics Institute

Russia, 117036 Moscow, Shvernik st. 4

Tel.: (495) 126-9835; Fax: (495) 126-8411, E-mail: chado2008@yandex.ru

The effect of surface roughness on low frequency sound attenuation in shallow water is demonstrated at short ranges (less than 100 water depths) for soft and rigid bottoms where sound speeds are lower (soft) or higher (rigid) than the sound speed in the water.

D. S. Manulchev

A SOURCE FUNCTION CONSTRUCTION FOR 3-D SIMULATION OF PULSE ACOUSTIC FIELD FORMED ON THE SHELF BY AN EMITTING COMPLEX OF SEISMIC SURVEY VESSEL

Pacific Oceanological Institute FEB of RAS, Vladivostok, Russia

Email: manulchevds@gmail.com

The paper presents two methods of constructing a point source function which is the equivalent of emitting complex of seismic survey vessel. The methods are based on acoustic measurements of the reference hydrophone and checked by acoustic data in a remote location. The 3-D numerical simulation of pulse acoustic field is implemented with the help of narrow-angle parabolic equation with allowance for interacted modes in approximation of the "liquid" bottom.

Yu. I. Papkova

**NONAXIMETRIC HYDROACOUSTIC WAVEGUIDE WITH AN
UNEVEN BOTTOM**

Sevastopol state university
Universitetskaya str. 33, Sevastopol, 299053

A three-dimensional analytical solution is constructed for the model of a hydroacoustic waveguide with an uneven bottom. A numerically-analytic method is presented to find the velocity potential for which the unknown coefficients for normal modes are determined from the corresponding infinite system of linear algebraic equations.

A.N. Rutenko

**POSSIBILITIES OF FIELD AND NUMERICAL STUDIES OF THE
PROPAGATION FEATURES OF SEISMIC ACOUSTIC SIGNALS IN 3-D
GEO-ACOUSTIC WAVEGUIDES INVOLVING DRY-LAND REGIONS.**

V.I.Ilichev Pacific Oceanological Institute FEB RAS,
Russia, 690041, Vladivostok, Baltiyskaya Street, 43
Phone: +7 (423) 231-1400, fax: +7 (423) 231-2573,
E-mail: rutenko@poi.dvo.ru

The report demonstrates the possibility of construction of corresponding to field measurements estimates of the acoustic field generated by tonal and pulse acoustic sources in complex 3-D geo-acoustic "sea-land" waveguides characteristic of the shelf. Numerical simulation, based on the measurement at characteristic points, is carried out in the approximation of MPE - interacting normal modes in a vertical plane and a narrow-angle parabolic equation in a horizontal plane.

**A.N. Samchenko, I.O. Yaroshchuk, A.N. Shvyryov, A.P. Leontyev,
A.A. Pivovarov**

**RESULTS OF LOW-FREQUENCY HYDROACOUSTIC EXPERIMENT
CARRIED OUT AT "SCHULTZ CAPE" ACOUSTICAL STUDY AREA**

The results of low-frequency hydroacoustic experiment carried out at the Sea of Japan shelf in 2014 are discussed. The aim of the work was to study the capabilities of low-frequency hydroacoustic emitting system (at frequencies of 20-24 Hz), and the conditions of low-frequency sound propagation in the shelf zone. Experimental data processing is based on a detailed geoacoustic model of the acoustic tracks (profile from the radiation point to the receiving station).

A.N. Trehin, A.M. Gavrilov

**THE EFFECT OF SEAWATER SALT RELAXATION ON THE PHASE
INVARIANT OF DOUBLE-FREQUENCY ACOUSTIC WAVE**

Southern Federal University
Institute of Nanotechnologies, Electronics and Equipment engineering of
SFedU.
Russia. 34791544 Taganrog Nekrasovskiy lane, 44,
Tel.: 8-(8634)-371-649. E-mail: redman79@mail.ru, gavr_am@mail.ru

The effect of salts dissolved in seawater on the phase invariant of biharmonic acoustic wave with the frequencies multiple of two was analyzed. The paper has shown that the relaxation processes of aqueous salt solutions influenced by acoustic vibrations cause the frequency dependent changes of amplitude and phase correlations of wave Fourier component. It has also analyzed changes of the phase invariant, which is an informative parameter while acoustic investigating the ocean depending on the parameters of environment (such as salinity, temperature, propagation distance) and acoustic wave (such as frequency value and ratio).

A.N. Trehin, A.M. Gavrilov

**THE PECULIARITIES OF BIHARMONIC ACOUSTIC WAVE
PROPAGATION IN GAS BUBBLE WATER**

Southern Federal University

Institute of Nanotechnologies, Electronics and Equipment engineering of
SFedU.

Russia. 34791544 Taganrog Nekrasovskiy lane, 44,

Tel.: 8-(8634)-371-649. E-mail: redman79@mail.ru, gavr_am@mail.ru

The phase characteristics of polyharmonic acoustic wave are highly considered to be used for the purposes of solving the condition monitoring and estimation problems of the physic-mechanical parameters of aqueous environment and seabed. The phase correlation changes in the wave spectrum, which occur during its propagation, are highly able to influence the obtained data reliability. The paper considers one of the reasons related to the phase correlation changes of wave Fourier component, i.e. gas bubbles, which cause frequency sound velocity dispersion in seawater. The example of biharmonic disturbance with multiple frequencies gives an analysis of the physical mechanism and degree of the bubbles' impact on the phase wave invariant during the vertical sounding of sea.

**Alexander I. Khil'ko¹, Ivan P. Smirnov¹, Andrei I. Mashoshin²,
Andrei V. Shafranyuk²**

**COHERENCE OF HYDROACOUSTIC FIELDS: STRUCTURE AND
INFLUENCE ON ENFLUENCE IF UNDERWATER VISION**

¹Institute of Applied Physics of the Russian Academy of Science, Nizhniy
Novgorod, Russia

²JSC «Concern NII «Electropribor», St. Petersburg, Russia

Spatial and time coherent of hydroacoustic signals in low and high frequency regions are analyzed in dependence of oceanic waveguide structure, wind waves and volume inhomogeneities in ocean for differenced displacements of source and receiving system. Possibilities of underwater hydroacoustic vision using partially coherent fields are investigated.

SOUND SCATTERING AND REFLECTION

V. A. Bulanov, I. V. Korskov, P. N. Popov, A. V. Storozhenko

THE SCATTERING OF THE HIGH-FREQUENCY SOUND AND ZOOPLANKTON DISTRIBUTION IN THE TOP LAYER OF OCEAN

V. I. Ilyichev Pacific Oceanological Institute
Far Eastern Branch of the Russian Academy of Sciences
Russia, 690041, Vladivostok, Baltic, 43
Phone: (423) 2374913; Fax: (423) 2311400, E-mail: bulanov@poi.dvo.ru

Results of researches of sound scattering in the top layer of the ocean, obtained in different years are presented. Measurements of sound scattering coefficient were spent on the moving vessel and at separate stations for high frequencies from 100 to 250 kHz in different years between 2001 and 2014. It is shown, that the acoustic estimation of a biomass coincides with results of biological measurements in situ.

A.L. Virovlyansky, A.Yu. Kazarova

STATISTICAL MOMENTS OF MODE AMPLITUDES AT DIFFERENT FREQUENCIES IN A FLUCTUATING OCEAN

Institute of Applied Physics of the Russian Academy of Sciences
46 Ulyanov Street , 603950, Nizhny Novgorod , Russia
Tel.: (831) 416-4784; Fax: (831) 416-0630, E-mail: viro@hydro.appl.sci-nnov.ru

An approximate analytical approach for estimating the joint statistical moments of normal mode amplitudes at different frequencies in a waveguide with sound speed fluctuations is considered. Analytical expressions for the moments obtained proceeding from an approximate solution of the mode coupling equations allows one to find a scaling law relating mode amplitudes with the same ratio of mode number to frequency. The applicability of the ray-based approach under consideration is demonstrated by Monte Carlo simulation in a model of a deep ocean acoustic waveguide.

V.B. Zhelezniy

**ON THE POSSIBILITY OF NUMERICAL MODELLING OF VOLUME
REVERBERATION CHARACTERISTICS**

JSC "Concern "Oceanpribor"

Russia, 197376, St.-Petersburg, Chkalovsky pr., 46

Phone: (812) 320-8040; Fax: (812) 320-8052, E-mail: mfp@mail.wplus.net

On the basis of numerical modelling of reverberation backscattering of narrow-band signals it is shown that for a number of hydrological-acoustic situations at use of narrow-beam receiving antennas it is possible to observe volume reverberation signals with excess of their levels in reception over levels of bottom and surface reverberation signals. It is mentioned that modelling results confirm possibility of observation and processing of volume reverberation signals at research of nonlinear-acoustic interactions with its use, and also possibility of implementation of horizontal reverberation tomography of sea environment.

Yu.M. Zaslavsky, V.Yu. Zaslavsky, A.M. Sokov

**ON APPLICATION OF SCANED AIR-ACOUSTIC ANTENNA FOR
BEARING OF URBAN TRANSPORT**

Federal State Budgetary Institution of Science

Institute of Applied Physics of Russian Academy of Science (IAP RAS)

603950 Ul'yanov Str., 46, Nizhny Novgorod, Russia

E-mail: zaslav@appl.sci-nnov.ru

Ability of bearing of urban transport moving object on the base of air-acoustic noise receiving is demonstrated experimentally. Many channel microphone receiving array is used for air-acoustic noise recording by digital data storage. Experimental results are illustrated by radial diagram graphics.

Ilmenkov S. L., Kleshchev A. A., Klimenkov A.S.

METHOD OF GREEN'S FUNCTIONS IN THE PROBLEM OF SOUND DIFFRACTION ON AN ELASTIC SHELL NON-ANALYTICAL FORM

Saint-Petersburg State marine technical University,
Lotsmanskaya str.,3, 190008, Saint-Petersburg,Russia
Tel: (812) 783-1546; E-mail: alexalex-2@yandex.ru

Based on the method of Green's functions and the dynamic theory of elasticity is the solution of the problem of sound diffraction on elastic shell of non-analytical forms, composed from the bodies of spheroidal, cylindrical, and spherical forms. The calculation of angular characteristics of the scattering of such composite bodies for various wave sizes.

V.P. Kuznetsov

ACOUSTIC METHODS FOR THE REMOTE MEASUREMENT OF VERTICAL DISTRIBUTION OF SOUND SPEED IN THE OCEAN

P.P. Shirshov Institute of Oceanology of Russian Academy of Sciences
36 Nakhimovsky Pr., Moscow, Russia, 117997
Tel. 8(499) 124-75-92; Fax: 8(499) 124-59-83;
E-mail: vladkuz@ocean.ru

The paper considers correlation method for determining the vertical distribution of sound velocity allows to determine the arrival times of acoustic signals scattered by acoustically contrasting lenses. It is shown that to obtain an acceptable precision of the methods based on the use of a fan of the directivity of an acoustic antenna for detecting the backward volume scattering, it is necessary to use a very narrow acoustic beam, because the relative accuracy of such methods is the order of the angular beam width.

A. G. Sazontov, I. P. Smirnov, and A. L. Matveyev

**SOURCE LOCALIZATION IN A RANDOMLY INHOMOGENEOUS
ACOUSTIC WAVEGUIDE**

Russia, 603195 Nizhny Novgorod, Uljanov Str. 46
Tel. (831) 416-0648; Fax: (831) 436-5745, E-mail: sazontov@ipfran.ru

This paper addresses the source localization problem in a random shallow water channel in which a fully-developed wind sea is the predominant mechanism causing the sound scattering. Based on the criterion of maximum signal-to-noise ratio we construct an adaptive algorithm for solving the inverse problem that is robust to a statistical mismatch between the true covariance signal matrix and its computational model. The results of numerical simulation showing the accuracy of the source location estimates and the probability of correct localization are presented. The algorithm is validated by its application to the experimental data observed on a stationary path in the Barents Sea. It has been found that under real conditions the proposed approach is efficient and successfully localizes the source situated at the distance of 15 km from an array without the need for a computationally intensive joint estimation of both the source and environmental parameters.

ACOUSTICAL OCEANOLOGY

K.V. Avilov ¹, O.E. Popov ²

EVALUATION OF THE EFFECT OF DIFFERENCES BETWEEN THE ACTUAL MARINE ENVIRONMENT AND THE ENVIRONMENT OF AGREEING ON THE PROBABILITY OF CORRECT DETECTION FOR WIDE-BAND MATCHED FIELD PROCESSING OF HYDROACOUSTIC SIGNALS

¹ Institute for Machine Science named after A.A. Blagonravov of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russian Federation, E-mail: k.v.avilov@list.ru

² A.M. Obukhov Institute of Atmospheric Physics Russian Academy of Sciences, Moscow, Russian Federation

The paper presents a numerical experiment showing the stable dependence of the signal to noise ratio on the on the validity of the medium model.

R.A. Belikov ⁽¹⁾, D.I. Litovka ⁽²⁾, E.A. Prasolova ⁽¹⁾

ULTRASONIC TONAL SIGNALS OF BELUGA WHALES (*DELPHINAPTERUS LEUCAS*) IN ANADYR ESTUARY

⁽¹⁾ P.P. Shirshov Institute of Oceanology RAS
Russia, 117997 Moscow, Nakhimovsky av., 36
Phone: (495) 124-5965; Fax: (495) 124-5965, E-mail: mirounga76@mail.ru

⁽²⁾ ChukotTINRO centre
Russia, 689000 Anadyr, Otke st., 56
Phone: (427) 222-6761; Fax: (427) 222-6761, E-mail: d-litovka@yandex.ru

This study reports that beluga whales produce whistles with the higher fundamental frequencies then ever reported in this species. Acoustic recordings were made in feeding aggregation of beluga whales in Anadyr Estuary, the Bering Sea, Chukotka, during August-September 2013. Ultrasonic whistles were detected in most sessions but represented on average only small percentage of communicative signals detected. Most ultrasonic whistles detected were simple and quite stereotyped. They had an entirely ultrasonic fundamental contour lying in the 23-35 kHz band. These whistles usually had short or middle duration, flattened or

*XV школа-семинар им. Акад. Л.М. Бреховских "Акустика океана", XXIX сессия РАО
upswep contours. Most specified ultrasonic whistles were the second, terminal
element in a sequential combination with the wide-band pulsed calls. These
pulsed calls were usually pulsed tones with a low pulse repetition rate.*

N.I. Belova, G.N. Kuznetsov

**EXPERIMENTAL STUDY OF INTERFERENCE
AND PHASE STRUCTURE OF POWER FLOW FROM LOCAL
SOURCES IN SHALLOW WATER**

Wave Research Center at GPI
Russia, 199991 Moscow, ul. Vavilova, 38
Phone: (495) 941-0193; Fax: (499) 256-1790, E-mail: skbmortex@mail.ru

*The shallow water is investigated the interference of structure of amplitude
and phase of the scalar field and the three vector components of the vibrational
speed and power flux vector. Relation gradients of phase in horizontal and verti-
cal plane with a change of direction vector components of the vibrational speed
and angle of elevation is set.*

A.S. Belogortsev¹, A.N. Serebryany^{1,2}

**ON THE ABILITY TO MEASURE SPEED AND DIRECTION OF
INTERNAL WAVES USING ADCP**

¹Andreyev Acoustics Institute
Shvernik Str. 4, Moscow 117036, Russia
Tel.: (499) 723-63001; Fax: (499) 126-8411
E-mail: serebryany@hotmail.com

²P.P. Shirshov Institute of Oceanology RAS
Nahimovski prospect 36, Moscow 117997, Russia
Tel.: (499) 124-5996; Fax: (499) 124-5983

*The possibility of measuring the phase velocity of internal waves and their
direction of propagation by using ADCP is discussed. The proposed method is
demonstrated on the example of internal waves observed on shelf of the Sea of
Japan.*

N.G. Bibikov

**BIONOISES RECORDED IN SOUTHERN COASTAL WATER
OF RUSSIA AND IN ABKHAZIA**

*The main results of the analysis biological noises registered near the coast-line of the Far Eastern borders of Russia and in Abkhazia republic are presented. The presence of impulsive noise emitted by snapping shrimps belonging to the genus *Alpheus* were observed in these regions. This is the first scientific evidence of existence of these signals near the Russian coastal water. Usually they are typical for tropical areas of the ocean. Time and frequency characteristics of individual clicks and statistical characteristics of temporal distribution of the most in-intensity clicks were provided. Experimental data indicate that the spectrum of a single click extends to 50-70 kHz. A peak intensity measured at a distance of about 1 m, sometimes was more than 200Pa. Temporal interclick distribution was only slightly different from the point Poisson process with the exception of the strong prevalence of very short intervals, which could correspond to the reflected echo-pulse. The perspectives of these sounds both for monitoring of the ecological state of the environment, and for their possible role in sonar experiments are discussed.*

V.A. Bulanov

**FEATURES OF ACOUSTIC CHARACTERISTICS
IN SEA WATER SATURATED BY BUBBLES**

V.I.Ilyichev Pacific Oceanologic Institute
Far Eastern Branch of the Russian Academy of Sciences
Russia, 690041, Vladivostok, Baltic, 43
Ph.: (423 2374913; the Fax: (423 2311400, E-mail: bulanov@poi.dvo.ru

The features of acoustic characteristics of the sea water saturated by bubbles are discussed. It is shown that compressibility, acoustic nonlinearity and cavitation strength of the water containing bubbles in a big concentration, show the abnormal characteristics sharply distinguishing them from ones observed in pure sea water. the sea water saturated by bubbles are discussed. It is shown that compressibility, acoustic nonlinearity and cavitation strength of the water containing bubbles in a big concentration, show the abnormal characteristics sharply distinguishing them from ones observed in pure sea water.

**V.A. Burov¹, A.V. Grinyuk², V.N. Kravchenko², P.Yu. Mukhanov.¹,
S.N. Sergeev¹, A.S. Shurup¹**

**“SIGNAL-TO-NOISE” RATIO INVESTIGATION IN PASSIVE
MONITORING SCHEME IN BARENTS SEA EXPERIMENT**

¹ Physics Dept. of Moscow State University

Moscow, Russia 119991

Tel. +7-495- 939-3081, E-mail: burov@phys.msu.ru

² PJSC «Scientific Research Institute «Atoll»

Dubna, Russia 141981, Priboroostroitelest. 5

Tel.+7-49621-273-93, E-mail: kvn@atoll.dubna.ru

The article develops the ideas about passive ocean tomography using the data obtained by single bottom hydrophones. The method is based on the ability to estimate the parameters of the marine environment between the distanced hydrophones (which record the natural sea noise) using the time delay corresponding to the maxima of the cross-correlation function of the received noise. For all the merits of this approach (absence of emitters or antenna systems) the signal collecting time, that is required to achieve the desired values of the signal-to-noise ratio at the correlator output, is the limiting factor. The results of the investigation of signal-to-noise ratio dependencies on different parameters based on correlation processing of experimental data collected in the Barents Sea are presented. The results are compared with theoretical estimates. It was shown that the right choice of frequency branch (in which a few uncoherent mode signals are formed) is the main factor for passive tomography scheme feasibility.

**A.I. Vedenev¹, O.A. Godin³, V.V. Goncharov¹, N.A. Zabotin³,
S.N. Sergeev², A.C. Shatravin¹, A.S. Shurup², M.G. Brown⁴**

**RECONSTRUCTION OF ENVIRONMENTAL PARAMETERS IN
SHALLOW SEA USING PASSIVE TOMOGRAPHY BASED ON THE
FLORIDA STRAITS EXPERIMENTAL DATA**

¹ P.P. Shirshov Institute of Oceanology of RAS,

36, Nakhimovskiy Pr., Moscow, Russia, 117851.

Tel.: (8-4995) 126-1936; Fax: (8-499) 1245983,

E-mail: vedenev@ocean.ru

² Moscow State University, Moscow, Russia; 119991

Tel.: (8-495) 9393081. E-mail: sergeev@aesc.msu.ru

³ University of Colorado, Boulder, Colorado, USA

⁴ University of Miami, Miami, Florida, USA

The possibility of noise interferometry has to be studied for shallow water monitoring purposes. Vertical sound speed and currents profiles were estimated in ray approach by use of the Florida Straits experiment data. The initial signals were received by single hydrophones had been placed in 100 m depth in 5 km distance. Also dispersive dependencies for first four modes were recovered in frequency-time analysis. The results can be used in passive tomography schemes development in shallow sea.

**A.I. Vedenev¹, A.V. Shatravin¹, O.Yu. Kochetov¹,
V.V. Goncharov¹, S.N. Sergeev^{1,2}, A.S.Shurup^{1,2}**

ACOUSTIC REMOTE SENSING EXPERIMENT IN A SHALLOW OCEAN AIMED AT RECONSTRUCTION OF ENVIRONMENTAL PARAMETERS USING ACTIVE AND PASSIVE TOMOGRAPHIC SCHEMES.

¹ P.P.Shirshov Institute of Oceanology of RAS,
36, Nakhimovskiy Pr., Moscow, Russia, 117851.
Tel.: (8-4995) 126-1936; Fax: (8-499) 1245983,
E-mail: vedenev@ocean.ru

² Moscow State University, Moscow, Russia; 119991
Tel.: (8-495) 9393081. E-mail: sergeev@aesc.msu.ru

We present preliminary results of an experiment conducted in autumn 2015 at the Black Sea shelf. The experiment was aimed at comparison of effectiveness of passive and active approaches to reconstruction of environmental parameters on the basis of propagation properties of acoustic signals and ambient noise. Results of reconstruction by means of the active scheme are shown and compared to field measurements.

Alexander Gavrilov and Daniel Wilkes

MODELLING SOUND EMISSION FROM A CYLINDRICAL PILE DRIVEN INTO THE SEAFLOOR

Curtin University, Perth, Australia
E-mail: A.Gavrilov@curtin.edu.au

Piles driven into the seafloor during construction of bridges, wharfs and other offshore infrastructures produce broadband impulsive noise of high intensi-

XV школа-семинар им. Акад. Л.М. Бреховских "Акустика океана", XXIX сессия РАО
ty in the surrounding underwater environment. At short distances from a driven pile this noise may result in a critical impact on marine fauna, leading to temporary or even permanent loss of hearing. At larger distances, this noise may have a behavioural effect on marine animals. In this study, a model is presented to numerically predict the sound field and waveform of pile driving signals, which are used to determine the key measures affecting marine fauna : the peak pressure and sound exposure levels. A finite element method is used to model the sound field in the near field of the pile, which is then approximated by a sum of local normal modes for predicting piling signals in the far field using either adiabatic or coupled mode method. Both fluid and elastic models of the seafloor can be treated by the numerical model. Numerical predictions are compared with experimental measurements using an accelerometer placed at the above-water section of the pile and autonomous underwater noise recorders combined with 3C seismometers deployed at different distances from the pile. The difference between the sound emission by vertical and slanting piles is also analysed.

V.V. Goncharov ¹, B.F. Kuryanov ¹, A.N. Serebryany ^{1,2}

ACOUSTICAL DIAGNOSTICS OF INTERNAL WAVES ON THE BLACK SEA SHELF

¹ P.P. Shirshov Institute of Oceanology RAS
Nahimovski prospect 36, Moscow 117997, Russia
Tel.: (499) 129-1936, (499) 124-8502; Fax: (499) 124-5983
E-mail: gvv@ocean.ru

² Andreyev Acoustics Institute
Shvernik Str. 4, Moscow 117036, Russia
Tel.: (499) 723-6300; Fax: (499) 126-8411
E-mail: serebryany@akin.ru

Reconstruction of internal wave parameters observed on the track during the tomographic experiment on the Black Sea shelf (Gelendzhik) is implemented. It has been revealed the presence of a trend in the movement of thermocline may be associated with the approach of the coastal eddy, and the availability of short-period internal waves. Recovered thermocline oscillations are in good agreement with the results of independent measurements made by an anchored thermistor chain located near the acoustic tracks.

K.V. Dmitriev, A.A. Dorofeeva, I.A.Pankov, S.N.Sergeev

**THE EXPERIMENTAL DETERMINATION OF ACOUSTICAL
PROPERTIES OF THE SHALLOW POND**

The experiment of sound propagation in the shallow pond was made. The results of its data processing are presented. The complex mode wave number is determined on the base of the pond impulse response function spectrograms. Using the pond border reflection observed in the experiment allows estimating the sound speed in the pond bottom.

Katsnelson B.G.

**SOUND INTENSITY FLUCTUATIONS DUE TO MODE COUPLING IN
THE PRESENCE OF MOVING NONLINEAR INTERNAL WAVES IN
SHALLOW WATER (THEORY AND EXPERIMENT).**

In the paper sound intensity fluctuations due to mode coupling in the presence of moving nonlinear internal waves are studied. Theoretical analysis is carried out in ray approximation and modal approach, experimental data are presented.

Katsnelson B.G., Katsman R., Lunkov A., Ostrovsky I.

**REFLECTION FROM GAS-SATURATED SEDIMENT AND LONG-
RANGE PROPAGATION OF SOUND SIGNALS IN LAKE KINNERET**

In the paper, results of experimental research and modeling of the low frequency sound signals propagation in Lake Kinneret on short and long distances.

B.V.Kerzhakov, V.V.Kulinich

**ESTIMATION OF THE PARAMETERS OF THE SEABED BY
MATCHING FIELDS METHOD**

Institute of Applied Physics RAS, 46, Uljanova str. Nizhniy Novgorod
603950, Tel.: (8312)164764 Fax: (8312)365976, E-mail:
kul@hydro.appl.sci-nnov.ru

Estimates of the acoustic parameters of the seabed are obtained on the basis of experimental data of full-scale experiment carried out in one of the shallow areas of the Atlantic Ocean, by matching field methods. A starting geoacoustic heterogeneous model along of the waveguide was selected as consisting of two sediment the layers and of the underlying half-space on the basis of apriori geological and geophysical data with a known vertical distribution of the velocity of sound in the water layers. When searching for the parameters corresponding to the global minimum of the objective function a hybrid algorithm was used, which is a combination of rapid annealing method with the methods of direct search. The estimates the borders of the sediment of layers, of velocities of longitudinal waves, their attenuation coefficients, and their densities were found. The depth of the radiation of the source was clarified

Boris Klyachin

"NOISE WALL" ABOVE THE OCEAN BOTTOM'S BREAK UP.

Moscow City Psychological-Pedagogical University
29 Sretenka Street, Moscow, 127051. Phone: (909) 640-66-09
E-mail: klboris@rambler.ru

In the deep ocean the wave beams coming from the surface form the noise.

There are bottom wave beams (those beams, which reached the bottom coming from the surface) and water waves beams (those beams, which turned, changed direction and did not reach the bottom). Naturally, there is more noise in water beams, because it is gathered from many water spaces without being rejected from the bottom.

When there is a big break up in the ocean bottom, the sound of water wave beams, which are formed along the break up, spreads. (Wave beams, which turn inside the break up, under the bottom of the layered ocean, appear).

There are three depths that define the noise field inside and above the break up: the depth of the layered ocean, the depth of the break up and the critical depth, where the sound speed equals the sound speed on the surface.

If the critical depth is bigger than the layered ocean depth and smaller than the break up depth, we have a «noise wall» formed above the break up. In this case there are no water wave beams in the layered ocean. Only the bottom wave beams determine the noise. But there are water wave beams inside and above the break up. Correspondingly, the noise inside and above the break up is significantly higher (approx. 20 db.) than in the layered ocean.

Similar phenomenon was analyzed before (school #12) for the deep break up in deep ocean, where the critical depth is smaller than the layered ocean depth

XV школа-семинар им. Акад. Л.М. Бреховских "Акустика океана", XXIX сессия РАО (for example, Mariana Trench). Similarly, the noise there becomes higher in relatively small space above the break up on the depth of the layered ocean.

There are depth dependences of noise fields in break ups represented in this report.

I.E. Kozlov, E.V. Zubkova, V.N. Kudryavtsev, A.V. Zimin, A.G. Myasoedov

HOT-SPOTS OF NONLINEAR INTERNAL WAVES IN THE ARCTIC

Russian State Hydrometeorological University

Russia, 195196 Saint-Petersburg, Malookhtinsky pr., 98

Phone.: (812) 372-5085; Fax: (812) 372-5085, E-mail: igor.eko@gmail.com

In this work we present main results of observations of nonlinear internal waves and their characteristics in the Arctic seas obtained from the analysis of satellite synthetic aperture radar data. Main sites of short-period internal waves' generation and propagation are defined, and their spatial and kinematic properties are described. We also point out the regions where large-scale internal wave packets with significant amplitudes were observed. It is shown that observed internal waves may propagate long distances from their presumed generation sites in the vicinity of critical latitude, and plausibly influence the propagation of underwater acoustic signals.

R.A. Korotchenko, A.N. Rutenko, V.G. Uschipovskiy

ACOUSTICAL SIGNALS OF GRAY WHALES OBSERVED AT NORD-EAST SHELF OF SAKHALIN ISLAND

The characteristics of typical acoustic signals of gray whales recorded by means of the autonomous multi-sensors measuring systems are presented. The measurements were made on eastern shelf of Sakhalin Island in the Piltun area of gray whales feeding activity during summer-fall. Spectral-temporal characteristics of two prevalent types of acoustical signals of whales are provided. Estimated parameters are compared with similar data from other sources.

D.G. Levchenko, I.V. Egorov

**SEA PROGRESSIVE WAVES WITH VARIABLE AMPLITUDE AS THE
BOTTOM MICROSEISMS AND HYDROACOUSTIC NOISE SOURCES**

P.P. Shirshov Institute of Oceanology RAS,
117995, Moscow, Profsoiuznaia Str, 36
Ph. 8 (499) 1248701; E-mail: levch35@mail.ru

It is shown that amplitude-modulated traveling sea waves leads to an effect similar to that for standing waves, i.e. to generating pressure pulsations without attenuation to the bottom irrespective of depth that can be a source of microseisms on the ocean bottom.

V.A. Lisiutin¹, I.V. Kalenyuk², A.D. Degtyar¹

**ABOUT THE POSSIBILITY OF DETERMINING THE ACOUSTIC
PROPERTIES OF MARINE SEDIMENTS IN A VERY SHALLOW
WATER WITH THE DISPERSION OF BROAD-BAND PULSE**

¹ Sevastopol State University

33 Universitetskaya str., Sevastopol, Russia, 299053

² Institute of Seismology and Geodynamics of the Crimean Federal University

20 Gagarin street, Simferopol, Russia, 295000

e-mail: vlisiutin@mail.ru; kalinyuki2006@rambler.ru

Conditions of a "very shallow" water corresponds to a constant sound speed profile and thickness of the intermediate bottom layer, approximately equal to the thickness of the water layer. In the intermediate layer of unconsolidated sediments, there are vertical gradients of the acoustic properties – compressional and shear wave speed and attenuation coefficients. In addition, there is some sound speed dispersion in the marine sediments.

By the method of mathematical experimentation we study the principal possibility to determine the acoustic properties of the sediments by registration of the dispersion law of normal modes in the impulse response of the waveguide. The impulse response is restored as the inverse Fourier transformation of the acoustic field calculated in a wide frequency band. The acoustic properties of sediments are calculated on the basis of VGS M. Buckingham theory.

V.A. Lisiutin, O.R. Lastovenko, A.D. Degtyar

ABOUT THE RELATIONSHIP BETWEEN PHYSICAL AND ACOUSTIC PROPERTIES OF THE UNCONSOLIDATED SEDIMENTS WITHIN VGS THEORY OF INTERGRANULAR FRICTION AND THE EXTENDED BIOT THEORY

Sevastopol State University
33 Universitetskaya str., Sevastopol, Russia, 299053
e-mail: vlisiutin@mail.ru

Currently, the acoustics of marine sediments comp two theories compete - VGS M. Buckingham theory and the theory of Biot-Stoll, extended by N. Chotiros, M. Isakson and M. Kimura (BICSQS, BIMGS). The input parameters of the VGS theory are: "friction constants", "material exponent" and viscoelastic time constant, which can only be determined by taking measurements. Input parameters of Biot-Stoll theory are: porosity, permeability, tortuosity, pore size, the thickness of the fluid film, decrements, relaxation frequencies.

We introduce the united theory of Biot-Buckingham, that combine the advantages of both approaches. The results of measurements of sea sand samples taken in various locations are presented. The measured values are used as input parameters for the calculation of the acoustic properties of the samples within the united theory.

A.A. Lunkov, A.N. Mihnyuk

ESTIMATION OF INTENSE INTERNAL WAVE PARAMETERS USING BOTTOM REVERBERATION

A.M. Prokhorov General Physics Institute RAS,
Russia, 119991 Moscow, Vavilov st. 38
Tel.: (499) 503-8384; Fax: (499) 135-8234;
E-mail: landr2004@mail.ru

Estimation of internal solitary wave parameters using bottom backscattering signals is considered in numerical experiments. Calculations are carried out using the ray theory for mid-frequency (~3 kHz) acoustic signals in a shallow water waveguide with a depth of 80 m under summer conditions. Backscattering is described by the Lambert's law. Reverberation signals are received at a circular array deployed near the acoustic pulse source. We demonstrate the possibility of

*XV школа-семинар им. Акад. Л.М. Бреховских "Акустика океана", XXIX сессия PAO
soliton localization and front curvature estimation by selecting reverberation
signals from different directions.*

K.P. Lwow

VERTICAL DISTRIBUTION OF SOUND VELOCITY USING INTERNET RESOURCES ESIMO

JSC «Concern «Oceanpribor»
46 Chkalovsky Pr., Saint-Petersburg, Russia, 197376
Tel: (7-812) 499 7422; Fax: (7-812) 320 8052
E-mail: k.lwow@mail.ru

*Briefly considered datasets vertical distribution of sound velocity (VDSV)
and fields of temperature and salinity operational Oceanography of ESIMO for
estimation VDSV. Given examples for Black, Japanese, Mediterranean seas and
the statistical characteristics of comparison with the data a free resource of
World Ocean Database 2013.*

N.P. Melnikov, V.P. Elistratov

THE MESOSCALE VARIABILITY OF CAVITATION STRENGTH OF SEA WATER.

Federal State Scientific Institution (FSSI) Radiophysical Research Institute
(NIRFI), Nizhny Novgorod.
Hydrophysical Institute of Academy of Sciences of Abkhazia, Sukhum.

*We study the mesoscale spatial variability of the cavitation strength (relative
value) of seawater in different areas of the World ocean: the Drake passage,
Equatorial part of the Pacific ocean and in the North-Western part of Pacific
ocean. Along with the value of cavitation strength (relative value) was measured
the following parameters of sea water: temperature T oC, salinity of $S\%$, O_2 is
oxygen concentration (ml/l), total gas content V (ml,l). In addition to these op-
tions for the North-Western part of Pacific ocean was measured alkalinity $Alk(g-
EQ/l)$ and total inorganic carbon ΣCO_2 (mmol/l). All three areas are water
masses with significant gradients of hydrophysical, hydrochemical and hydrobio-
logical parameters. Such a complex distribution of parameters of sea water leads
to significant mesoscale variability of the value of the cavitation threshold.*

A.N. Rutenko, M.Y. Fershalov, M.R. Jenkerson

**3D SIMULATION OF ACOUSTIC FIELD FORMED IN A SHELF ZONE
DURING ASHORE PILE DRIVING.**

V.I.Il'ichev Pacific Oceanological Institute FEB RAS,
Russia, 690041, Vladivostok, Baltiyskaya Street, 43
Phone: +7 (423) 231-1400, fax: +7 (423) 231-2573,
E-mail: rutenko@poi.dvo.ru

The report demonstrates the possibility of acoustic pulse field construction, while ashore pile driving. Numerical simulation is conducted in model 3-D geo-acoustic waveguide using mode parabolic equation in approximation of interacting normal modes in a vertical plane and a narrow-angle parabolic equation in a horizontal plane. The source function is based on measurements taken at the reference point. The simulation results are compared with the results of field measurements carried out on the Sakhalin northeastern shelf.

A.N. Serebryany^{1,2,3}

**ADCP AS A POWERFUL TOOL OF ACOUSTICAL OCEANOGRAPHY:
THE NEW RESULTS**

¹ P.P. Shirshov Institute of Oceanology RAS
Nahimovski prospect 36, Moscow 117997, Russia
Tel.: (499) 124-5996; Fax: (499) 124-5983

² Andreyev Acoustics Institute
Shvern timer. 4, Moscow 117036, Russia
Tel.: (499) 723-6300; Fax: (499) 126-8411
E-mail: serebryany@hotmail.com

³ Space Research Institute RAS
Profsoyuznaya Str. 84/32, Moscow, 117342, Russia

A review of studies carried out using ADCP, demonstrating the power of the device as an universal tool of acoustical oceanography is presented. Extensive capabilities of ADCP shown in the examples obtained in the offshore areas of the Black Sea in recent years are demonstrated.

**A.N. Serebryany^{1,2}, G.V. Kenigsberger³, V.N. Ketsba³, V.P. Elistratov³,
V.V. Medvedovsky³, V.I. Moiseyenko³, K.D. Sabinin¹, L.L. Tarasov¹,
A.N. Svadkovsky¹, O.E. Popov¹, E.E. Khymchenko², D.M. Denisov¹,
V.N. Chekaida¹**

**ACOUSTICAL DIAGNOSTICS AND STUDY OF HYDROPHYSICAL
PARAMETERS OF SEA ENVIRONMENT ON THE ABKHAZIAN
SHELF OF THE BLACK SEA**

¹ Andreyev Acoustics Institute
Shvernik Str. 4, Moscow 117036, Russia
Tel.: (499) 723-63001; Fax: (499) 126-8411
E-mail: serebryany@hotmail.com

² P.P. Shirshov Institute of Oceanology RAS
Nahimovski prospect 36, Moscow 117997, Russia
Tel.: (499) 124-5996; Fax: (499) 124-5983

³ Hydrophysical Institute of Academy of Sciences of Abkhaziya
Abkhaziya, Sukhum, Krasnomayakskaya Str. 67

A review of experimental works carried out in the Abkhazian Black Sea shelf for acoustic diagnosis and study of hydrophysical parameters of the sea environment in recent years is presented.

A.N. Serebryany^{2,3,4}, J. Lynch¹, K.D. Sabinin^{2,4}, A. Newhal¹

**INTERNAL WAVES IN THE EXPERIMENT
"SHALLOW WATER 2006"**

¹ Woods Hole Oceanographic Institution,
Woods Hole, MA 02543, USA
E-mail: jlynch@whoi.edu

² Andreyev Acoustics Institute
Shvernik Str. 4, Moscow 117036, Russia
Tel.: (499) 723-6300; Fax: (499) 126-8411
E-mail: serebryany@hotmail.com

³ P.P. Shirshov Institute of Oceanology RAS
Nahimovski prospect 36, Moscow 117997, Russia
Tel.: (499) 124-5996; Fax: (499) 124-5983

⁴ Space Research Institute RAS
Profsoyuznaya Str. 84/32, Moscow 117342, Russia

A review of the results of internal waves investigations carried out during the experiment "Shallow Water 2006" on the shelf on Atlantic is presented.

A. N. Serebryany^{1,2}, E. E. Khimchenko²

**VARIABILITY OF THE FIELD OF SOUND VELOCITY CAUSED BY
INTERNAL WAVES AT THE SHELF OF THE BLACK SEA**

¹ Andreyev Acoustics Institute JSC
Shvernika 4, Moscow 117036, Russia
Tel.: (499) 126-7401; Fax: (499) 126-8411
E-mail: serebryany@hotmail.com

² P.P. Shirshov Institute of Oceanology
Nahimovski prospect 36, Moscow 117997, Russia
Tel.: (499) 124-5996; Fax: (499) 124-598

Results of observations of the impact of the internal waves on the field of sound velocity in the sea are presented. Measurements were taken from the stationary platforms in the Crimean and South-Eastern shelves of the Black Sea during 2013 and 2014. Measurements were carried out by continuous hourly registrations by profiler miniSVP as well as by using thermistor chains and ADCP. Strong features of sound velocity variability caused by inertial and short-period internal waves and internal bores were identified.

G.V. Khen, M.Yu.Kuznetsov, E.O. Basyuk

**ACOUSTIC RESEARCHES OF OCEANOGRAPHIC AND BIOLOGICAL
PROCESSES IN THE FAR EASTERN SEAS OF RUSSIA.**

Pacific Research Fisheries Center (TINRO-Center)
Russia, 690091 Vladivostok, Shevchenko Alley, 4
Tel.: 8(423) 2604530, Fax: 8(423) 2300752, E-mail: gennady1@tinro.ru

The basic principles of collecting and accumulation in the TINRO-center of the hydroacoustic and accompanying measurements (biological, navigating, hydrological) for monitoring of bioresources and identification of communications between them are shown. From the general array the metaarchive of acoustic images of some species of fish with information about dimensional and specific structure of aggregations, maturity, season, area of survey, environmental parameters, bathymetry, time of day and etc. is generated. Based on the data patterns of seasonal and interannual variability of the spatial distribution and abundance of pollock, herring, salmon and other fish in waters of the Far Eastern seas of Russia with different hydrological conditions are identified.

Kh.D. Tsatsuryan

**SPEED OF SOUND MEASUREMENTS IN AQUEOUS SOLUTIONS OF
MAJOR SEA SALTS**

All-Russian Institute for Scientific and Technical Information of Academy
of Sciences (VINITI RAS)
Russia, 125190, Moscow, Usievicha st., 20
E-mail: chviniti-2@yandex.ru

The independent speed of sound measurements in dilute aqueous solutions of NaCl over the temperature range of 0-100 °C and at pressures 0.1-196.2 MPa have been carried out. Part of experimental data is presented in the table. A brief discussion of the measurement method is given. The uncertainty of experimental data was found to be 0.01-0.04 %.

ENGINEERING EQUIPMENT, SIGNAL PROCESSING

A.I. Belov, G.N. Kuznetsov

**DIRECTION FINDING AND SUPPRESSING OF SIGNALS
FROM A LOCAL SOURCE IN SHALLOW WATER**

Wave Research Center at GPI
Russia, 199991 Moscow, ul. Vavilova, 38
Phone: (495) 941-0193; Fax: (499) 256-1790, E-mail: skbmortex@mail.ru

Correlation field of signals received by the scalarly and horizontally-oriented of vector receiver is 0.92–0.99; correlation with the signal, of received by the vertical vector of receiver, decreases to 0.66–0.85. In a scalar field is selected 3–5, when using the vertical vector component – 7–9 modes. Vector-scalar receivers evaluate the direction of the source with high accuracy and suppressing signals on 20–30 dB.

G.M. Glebova, G.N. Kuznetsov

**ASSESSMENT OF NOISE OF LOW-FREQUENCY TOWED
OF SOURCES IN CALIBRATED AREA SHALLOW WATER**

Wave Research Center at GPI
Russia, 199991 Moscow, ul. Vavilova, 38
Phone: (495) 941-0193; Fax: (499) 256-1790, E-mail: skbmortex@mail.ru

A comparison of experimental results of measurements at different points in the space of sound pressure created by the towed emitting complex, with estimates calculated at the same points of reception, calculated taking into account the positioning and evaluation of soil model parameters calculated according to the acoustic waveguide calibration.

Anatoly V. Grinuk¹⁾, Vladimir N. Kravchenko¹⁾ and Alexander I. Khil'ko

**BROAD BUND HYDRO ACOUSTIC SYGNALS ADAPTIVE
PROCESSING BY HORIZONTALLY ARRAY IN EXPERIMENTS
IN SHALLOW WATER OCEANIC WAVEGUIDES**

Institute of Applied Physics of the Russian Academy of Sciences
46 Ulyanova St., Nizhniy Novgorod, Russia, 603950
Tel: (831) 416-06-29; Fax: (831) 436-97-17
E-mail: A.khil@hydro.appl.sci-nnov.ru
¹⁾OAO «НИИ Атoll»

The results of adaptive to media partially coherent filtration of bread bund signals by horizontal array in shallow water oceanic waveguide are presented. The increase of resolution at source direction estimation is realized by this method.

V.A. Gritsenko

**METHOD FOR AUTOMATED SEARCH OF GRAY WHALE
VOCALIZATIONS**

The description of the method of the automated search of gray whale vocalizations is presented. The algorithm of the method is based on a comparative analysis of the current spectrum of acoustic noise, measured in the frequency range 2-15000 Hz, with a range of types of gray whale vocalizations. Examples of the results of application of this algorithm to search for the gray whale vocalizations in the data, recorded by the autonomous acoustic recorders in the bottom point of the annual acoustic monitoring carried out on the northeastern shelf of Sakhalin Island are presented.

O.S. Gromasheva

**OBJECT-ORIENTED DATABASE OCEANOGRAPHIC
MEASUREMENTS "ACPOSIT- VECTOR"**

V.I.II'ichev Pacific Oceanological Institute, FEB RAS
43 Baltiyskaya St., Vladivostok,
Tel.: (423-2) 311-400; Fax: (423-2) 312-573
E-mail: gromasheva@poi.dvo.ru

Beginning 2006 through 2013 the acoustical oceanography laboratory, POI FEB RAS, carried out the experimental studies of the shelf zone of the ocean acoustic tomography methods at the «Schultz' Cape» sea hydrophysical study area. Analysis of the results of the have shown advisability of the development and the need to create an object-oriented database (OODB) ACPOSIT. This software allows storing and structuring the experimental data with maximum efficiency, optimizing the methods of data processing and visualizing the data measurement and processing results. This paper describes the tools used in the development and software, and also the project models of database objects and the class diagram of the system. Particular attention is devoted to the general characteristics of the created applications, as well as the features and capabilities of the system's main interface.

Viacheslav A. Ermolchev¹, Igor A. Ubarchuk², Tatjana M. Sergeeva¹

METHODS, NEW POST-PROCESSING SOFTWARE «SALTSE» AND RESULTS OF DEPENDENCY DETERMINATION OF ACOUSTIC TARGET STRENGTH FOR THE MAIN COMMERCIAL FISH *IN SITU* ON ITS LENGTH AND THE DEPTH OF ITS HABITATS IN THE NORDIC SEAS

¹) Federal State Budgetary Scientific Institution «Knipovich Polar Research Institute of Marine Fisheries and Oceanography» (FSBSI «PINRO») 6 Academician Knipovich Str., 183038, Murmansk, Russia. Tel:+7 8152473582, fax:+7 8152 473331, E-mail: eva@pinro.ru

²) Federal State Budgetary Scientific Institution «Pacific Research Fisheries Center» (FSBSI «TINRO-Center») 4, Shevchenko Lane, Vladivostok, 690950, Russia, Tel.:+74232401356, Fax:+742323000751, E-mail: igor.ubarchuk@gmail.com

Knowledge of the relationship between target strength (TS) of fish in situ and their length L (TS-L dependencies) and the depth H (TS-H dependencies) of their habitats is of key importance for the assessment of their stocks by hydroacoustic methods. Current TS-L dependencies are based on a small amount of data, obtained more than 25 years ago, require verification and updating. This article presents the methods, new post-processing software "SALTSE" (Area Scattering Coefficient, Length and Target Strength Estimation) and results of the estimation TS-L and TS-H dependencies for the main commercial fish in the Nordic Seas. The obtained TS-L dependencies are different from the current TS-L dependencies, particularly for codfishes and beaked redfish. The obtained TS data of adult fish at different depths (in the Barents Sea for cod at 50-550 m depths,

XV школа-семинар им. Акад. Л.М. Бреховских "Акустика океана", XXIX сессия РАО
polar cod at 100-320 m depths, capelin at 60-260 m depths, beaked redfish at 220-550 m depths; in the Irminger Sea for beaked redfish at 250-750 m depths) not confirmed by some researchers expected a significant decrease in TS adult fish to increase the depth of their habitat. TS changes with depth were within the variations caused by behavior, spatial orientation, physical and biological condition of fish.

Esipov I.B., Popov O.E*, Ovchinnikov O.B*, Kenigsberger G.V,
Sizov I.I.****

NEW RESULTS OF TEST OF THE PARAMETRIC ARRAY FOR OCEANOGRAPHICAL RESEARCH ON ELONGATED PATHS

RGU oil and gas by I.M. Gubkin

*Acoustics institute by N.N. Andreyev

4, Shvernik str., 117036 Moscow, Russia

Tel.: (499) 723-6211; Fax: (495) 126-8411, E-mail: igor.esipov@mail.ru

**Sukhum hydrophysical institute, Sukhum, Abkhazia

Results of the power parametric array marine test are presented. The array was installed at the depth of 40 m at Sukhum hydrophysical institute range and it provides the medium sounding in frequency band of 300 Hz – 3000 Hz with pump frequency of 20 kHz. Sharp directivity pattern (2° angular resolution) of the wide frequency band parametrical signal transmission is needed for single mode excitation of the marine waveguide in the whole frequency band. Specific feature of the signal forming by parametric array provides conditions for application of marine guide sound speed frequency dispersion for signal compression while it propagates on elongated path.

S.A. Ivanov, E.B. Libenson

THE ECHO SIGNALS FLUCTUATION CHARACTERISTICS IN THE SHALLOW SEA FOR MULTIBEAM CHANNEL AT VARIOUS SONAR ANTENNA AND REFLECTOR DEPTHS

SC «Concern «Oceanpribor»

Russia, 197376 Saint-Petersburg, Chkalovsky prospect, 46

Phone: (812) 320-8040; Fax: (812) 320-8052, E-mail: mail@oceanpribor.ru

The matched filter amplitude response fluctuations characteristics evaluation results in multipath channel for complex probing signals are shown. The

XV школа-семинар им. Акад. Л.М. Бреховских "Акустика океана", XXIX сессия РАО
dependences of fluctuation characteristics on signal resolution in time are given.
Investigations on simulation software for shallow sea conditions at different sonar antenna and reflector depths on the White Sea summer hydrology example were carried out.

V.V. Kovalenko¹, A.I. Khil'ko, I.P. Smirnov, E.A. Mareev, A.I. Malekhanov, A.G. Luchinin

**INTEGER NETWORKE UNDERWATER SURVEILLANCE SYSTEMS:
REQUIREMENTS, BILDING PRINCIPLES, SECRECY, ADAPTIVE
CONTROL, OPTIMAL SHAPE, COUNTERMEASURES**

Institute of Applied Physics of the Russian Academy of Sciences

46 Ulyanova St., Nizhniy Novgorod, Russia, 603950

Tel: (831) 416-06-29; Fax: (831) 436-97-17

E-mail: A.khil@hydro.appl.sci-nnov.ru

¹Research Center of Institute of General Physics RAS, Moscow, Russia

²Hydrophysical Scientific Council RAS, Moscow, Russia

Results of development of image of new perspective integer network underwater surveillance system are presented.

D. G. Kovzel

**ACOUSTIC COMMUNICATION EQUIPMENT FOR "SHELF-2014"
BOTTOM STATION**

V.I.II'ichev Pacific Oceanological Institute FEB RAS,

Russia, 690041, Vladivostok, Baltiyskaya Street, 43

Phone: +7 (423) 231-1400, fax: +7 (423) 231-2573,

E-mail: dgk06@mail.ru

This paper describes the acoustic communication equipment of the bottom stations "Shelf 2014". The stations are deployed by POI on the shelf of Sakhalin Island for monitoring of anthropogenic noise. Technical solutions and algorithms of operation for the built-in modem and telecommand unit are given.

D. G. Kovzel, V. A. Gritcenko, I.V. Medvedev, M.Y. Fershalov

**REAL-TIME MONITORING MEASURING SYSTEM FOR
REGISTRATION OF THE SEISMIC SIGNAL ACOUSTIC
PARAMETERS ON A SHELF**

V.I. Il'ichev Pacific Oceanological Institute FEB RAS,
Russia, 690041, Vladivostok, Baltiyskaya Street, 43
Phone: +7 (423) 231-1400, fax: +7 (423) 231-2573, E-mail: dgk06@mail.ru

This report shows software and hardware systems, developed in the POI for monitoring in real time the background and anthropogenic noise. The basic structural solutions for building measurement and telemetry equipment are described. Transportation system of data and commands is also shown.

V.I. Korenbaum, A.A. Tagiltcev, S.V. Gorovoy, A.E. Kostiv, A.D. Shiryaev

**POSSIBILITIES OF ENHANCEMENT OF PARAMETERS OF VECTOR
SENSORS UNDER LIMITED DIMENSIONS**

V.I. Il'ichev Pacific Oceanological Institute FEB RAS
43, Baltiyskaya Street, Vladivostok, 690041, Russia
Phone: +7 (423) 237-5698, fax: +7 (423) 231-2573
E-mail: v-kor@poi.dvo.ru, k-v-i_2006@mail.ru

An achievement of high sensitivity to sound pressure of vector sensors with limited dimensions is the problem for developers due to decreasing the sensitivity into low frequency area. Technical solutions are supposed for constructing two-component vector sensors of inertial and force types with improved parameters under limited dimensions. The method of sensitivity evaluation is proposed. Possibilities of optimization are shown for force type vector sensor. Results of experimental estimates of parameters of laboratory prototypes are presented.

A.E. Kostiv, V.I. Korenbaum, S.V. Gorovoy, A.D. Shiryaev

**POSSIBILITIES OF MONITORING A SUBMERGED DIVER STATUS
BY MEANS OF BREATHING NOISES ANALYSIS**

V.I. Il'ichev Pacific Oceanological Institute FEB RAS
43, Baltiyskaya Street, Vladivostok, 690041, Russia
Phone: +7 (423) 237-5698, fax: +7 (423) 231-2573
E-mail: kostiv.anatoly@gmail.com

The problem of objective control of diver's state under water is an important and unsolved problem, especially in recreational diving. The main results of field experiments with divers equipped with open-circuit breathing apparatus are presented. By means of registration of breath sounds underneath diver's suit it is possible to measure the breathing rate of submerged divers without distorting the paths of breathing apparatus. A method of separating the inhalation and exhalation noises which allows monitoring the ratio of the respiratory phases is shown.

P.N.Kravchun

EFFECT OF UNDERWATER CURRENTS ON HYDROACOUSTICAL ARRAYS USED FOR LOCALIZATION OF THE SOUND SOURCE IN SHALLOW SEA

Faculty of Physics, Moscow State University
Leninskiye Gory, 119991, GSP-1, Moscow, Russia
Tel.: +7-495-939-3844; Fax: +7-495-932-8820
E-mail: gedackt@mail.ru

The influence of underwater currents on linear arrays used for localization of the acoustical source in shallow sea is discussed. It is shown that the matched field processing (MFP) is more insensitive to the influence of currents compared with the selection of separate modes. Stability of acoustic system can be increased additionally by means of the hydro-mechanical optimization of arrays. It is shown that the optimized system using MFP is stable enough in underwater currents. By this way it becomes possible to abandon the use of complicated underwater acoustic positioning systems or systems of inclinometers for arrays.

E. B. Kudashev

**TURBULENT SPECTRA AND FLOW NOISE
IN THE TURBULENT BOUNDARY LAYER**

Space Research Institute, Russian Academy of Sciences
Profsovnaya Str. 84/32, Moscow, 117997, Russia
Email: kudashev@iki.rssi.ru

In this paper we consider the influence of the temperature field in the boundary layer to the distortion of the turbulent spectrum. The characteristic features of the behavior of turbulent spectra at different frequencies and at differ-

XV школа-семинар им. Акад. Л.М. Бреховских "Акустика океана", XXIX сессия РАО
ent Reynolds numbers are presented. It is shown that temperature fluctuations of
turbulent flows may have a decisive influence the formation of the signal of tur-
bulent pressure fluctuations transducer. The paper reports a novel approach to
estimations of the distortion of the flow noise spectrum in relation to the known
experiments Haddle and Skudrzyk using the break-surface device in the shape of
elongated body of revolution [J. Acoust. Soc. Amer., 1969.V.46.P.130-157].

G.N. Kuznecov¹, V.V. Kovalenko², A.I. Khil'ko, V.G. Burdukovskaia

**ABOUT CHARACTERISTICS OF ACOUSTIC VESIBILITY MARINE
UNDEWATER OBJECTS IN MULTYSTATIC SURVEILLANCE
SYSTEMS**

Institute of Applied Physics of the Russian Academy of Sciences

46 Ulyanova St., Nizhniy Novgorod, Russia, 603950

Tel: (831) 416-06-29; Fax: (831) 436-97-17

E-mail: A.khil@hydro.appl.sci-nnov.ru

¹ Research Center of Institute of General Physics RAS, Moscow, Russia

² Hydrophysical Scientific Council RAS, Moscow, Russia

Space-frequency noise fields spectrum structure and multistatic target
strength of object influence on there acoustic visibility in integer net system of
underwater vision are analyzed.

G. N. Kuznetsov, V. M. Kuz'kin, S. A. Pereselkov¹, D. Yu. Prosovetskiy¹

**THE SOUND SOURCE DEPTH ESTIMATION
IN OCEAN WAVEGUIDE**

Wave Research Center, A.M. Prokhorov General Physics Institute, RAS

Russia, 119991 Moscow, 38 Vavilov St.

Phone: (499) 503-8384; Fax: (499) 135-8234, E-mail: kumiov@yandex.ru

¹Voronezh State University

Russia, 394006 Voronezh, 1 Universitetskaya Pl.

Phone: (4732) 789-748; Fax: (4732) 789-755, E-mail:pereselkov@yandex.ru

The method of sound source depth estimation is considered. The method is
based on information about ratio of amplitudes of the neighboring modes of wave
field. The results of numerical and natural experiments are presented.

G. N. Kuznetsov, V. M. Kuz'kin, S. A. Pereselkov¹, D. Yu. Prosovetskiy¹

**INTERFEROMETRIC METHOD OF SOUND SOURCE SPEED
MEASUREMENT IN OCEAN WAVEGUIDE**

Wave Research Center, A.M. Prokhorov General Physics Institute, RAS
Russia, 119991 Moscow, 38 Vavilov St.
Phone: (499) 503-8384; Fax: (499) 135-8234, E-mail: kumiov@yandex.ru
¹Voronezh State University
Russia, 394006 Voronezh, 1 Universitetskaya Pl.
Phone: (4732) 789-748; Fax: (4732) 789-755, E-pereselkov@yandex.ru

The noise immunity of sound source radial speed estimation algorithm based on information about the frequency shifts of sound field interference maxima is considered. The results of theoretical analysis, computational and real experiments for low frequency range are presented.

G.N. Kuznetsov, A.A. Lunkov

**HORIZONTAL VECTOR SENSOR ARRAY BEAMFORMING IN
SHALLOW WATER**

A.M. Prokhorov General Physics Institute RAS
Russia, 119991 Moscow, Vavilov st. 38
Tel.: (499) 503-8384; Fax: (499) 135-8234;
E-mail: landr2004@mail.ru

Normal mode based numerical simulations are carried out to analyze the efficiency of bearing estimation with a linear horizontal vector sensor array in a shallow water acoustic waveguide. We propose and study a beamforming method, where only the sound field interference maxima are considered and effective phase speed is taken into account. Calculations are performed for a waveguide with a constant sound speed. The numerical simulations demonstrate that the proposed algorithm and a method based on covariance matrix processing give a higher contrast at the array output and provide unambiguous bearing estimation.

D.E.Leikin

ON MARINE BIOACOUSTIC SIGNAL DETECTION

The paper addresses the problem of bioacoustic signal detection in ambient noise. Assessed is the performance of several detection techniques based on the classical quadratic detector, the K-S test, the Teager-Kaiser energy operator, and the wavelets. Detection results obtained for authentic marine bioacoustic transients under weak signal to noise ratio are discussed.

V.A. Lisiutin^{1,2}, O.R. Lastovenko¹, Zh.V. Malenko^{1,2}

FREQUENCY CONVERSION OF NORMAL MODES IN THE IMPULSE RESPONSE OF A SHALLOW WATER WAVEGUIDE BY DISTORTION OF TIME

¹ Sevastopol State University

33 Universitetskaya str., Sevastopol, Russia, 299053

² Admiral Ushakov State Maritime University (Sevastopol branch)

7 - 8/22 Geroiev Sevastopolya str., Sevastopol, Russia, 299001

e-mail: vlisiutin@mail.ru; zhvla17@mail.ru

The response of the shallow water waveguide on a short pulse wave of pressure is its impulse response in which the instantaneous frequency of the mode signal varies over the time in accordance with the law of dispersion of the group velocity.

We consider the model of an ideal waveguide. The dispersion law for it has an exact solution for the impulse response - the "linear" time flux is converted in the "non-linear" by replacing the variable. As a result, the frequencies of the modal responses, that vary over the time, are converted to permanent units.

In the case of non-ideal waveguide, the frequency of the modal responses is changed to a limited extent. We consider the possibility of correcting the "ideal" time distortion operator in the case of horizontally-layered waveguides.

G.A. Maximov, V.A. Larichev, D.N. Lesonen, D.M. Denisov, A.V. Derov.

**ANALYSIS OF THE DATA RECORDED BY MULTILINEAR BOTTOM
ANTENNA IN THE WATERS OF BLUE BAY**

N.N. Andreev Acoustics Institute

Russia, 117036 Moscow, Shvernika st.4

Tel.: (495) 126-9835; Fax: (495) 126-8411, E-mail: gamaximov@gmail.com

A multilinear bottom antenna (MBA) for the seismic acoustic monitoring on a shelf is developed. The test results recorded by MBA in the waters of the Blue Bay (Gelendzhik) are represented. The technique of the individual positioning of the antenna sensor using a relative time delay is demonstrated. Using the analysis of multiple volume and head waves the methods for determination of geometric and acoustic parameters of the problem are developed together with reconstruction of the source function.

I. V. Medvedev

**DATA AND INSTRUCTIONS DELIVERY DURING A
HYDROACOUSTIC MONITORING WITH SATELLITE
COMMUNICATIONS**

V.I.Ilichev Pacific Oceanological Institute

43 Baltiyskaya St., Vladivostok, Russia

Phone: (423) 231-2120, E-mail: igm@vamkila.ru

Description of algorithms and software used with Iridium satellite communication system for delivering instructions to an autonomous hydroacoustic station and results of the special analysis of acoustic signals, measured by this station, during a real-time monitoring of levels of anthropogenic noises and parameters of acoustic pulses, formed by seismic survey signals at the north-east shelf of the Sakhalin island.

**Ostrovskii A.G.^{1,3}, Volkov S.V.^{2,3}, Kochetov O.Y.¹, Myslivets I.V.^{1,3},
Olshansky V.M.^{2,3}, Shvoev D.A.^{1,3}**

**TOWARDS DEVELOPMENT OF THE DEEP-DIVING LOW-NOISE
AUTONOMOUS VEHICLE FOR ACOUSTIC SURVEILLANCE**

¹ SIORAS 117997 Moscow, Nakhimovsky prosp., 36, osasha@ocean.ru

² IEERAS, Moscow, Leninsky prosp., 33

³ ITC «Mortekhnology» 105082 Moscow, Fridrikh Engels str., 75/3

This presentation concerns with interim results of R&D project for control of the ocean glider as a carrier for hydrophysical and hydroacoustic equipment, that dives due to change of its own buoyancy and moves in horizontal direction using the aerodynamic lift while adjusting its pitch.

S.A. Pereselkov, D.Yu. Prosovetkii, S.A. Tkachenko

**APPLICATION OF SPECTRAL ANALYSIS OF
WAVE FIELD INTERFERENCE STRUCTURE
FOR OCEAN ACOUSTICS PROBLEMS SOLUTION**

Voronezh State University

Russia, 394006 Voronezh, 1 Universitetskaya Pl.

Phone: (4732) 789-748; Fax: (4732) 789-755, E-mail:

pereselkov@yandex.ru

Application of spectral analysis of wave field interference structure is demonstrated on example of the following problems solution: the selection of similar modes groups; the estimation of sound source speed; the increasing of noise immunity. The results of the model experiment in natural acoustic conditions for low frequency range is presented.

Ivan P. Smirnov and Alexander I. Khil'ko

**OPTIMIZATION OF SYNTHESIS AND ANALYSIS
IN HYDROACOUSTIC VISION**

Institute of Applied Physics of the Russian Academy of Sciences
46 Ulyanova St., Nizhniy Novgorod, Russia, 603950
Tel: (831) 416-06-29; Fax: (831) 436-97-17
E-mail: A.khil@hydro.appl.sci-nnov.ru

Possibilities of adaptive acoustic fields exiting by not interacted coherence radiators system in refractive waveguides are discussed. Exiting coefficients which have the possibility of radiating not all summated field but only stabile waveguide components are proposed.

АВТОРСКИЙ УКАЗАТЕЛЬ

Авилов К.В.	145, 400	Елистратов В.П.	236, 250, 411, 413
Артельный П.В.	13, 385	Ермольчев В.А.	293, 418
Басюк Е.О.	263, 414	Есипов И.Б.	297, 419
Беликов Р.А.	150, 400	Железный В.Б.	115, 397
Белов А.И.	273, 416	Заботин Н.А.	175, 403
Белова Н.И.	154, 401	Завольский Н.А.	32, 388
Белогорцев А.С.	158, 401	Заславский Ю.М.	119, 397
Бибиков Н.Г.	162, 402	Заславский В.Ю.	119, 397
Буланов В.А.	107, 166, 396, 402	Зубкова Е.В.	208, 408
Бурдуковская В.Г.	335, 423	Иванов С.А.	301, 419
Буров В.А.	170, 403	Ильменков С.Л.	123, 398
Веденев А. И.	175, 180, 403, 404	Казарова А.Ю	13, 111, 385, 396
Вировлянский А.Л.	13, 111, 385, 396	Калинина В.И.	36, 388
Владецкий Д.О.	64, 391	Калинюк И.В.	220, 409
Волков С.В.	368, 427	Кацнельсон Б.Г.	40, 192, 196, 389, 406
Гаврилов А.М.	88, 92, 394, 395	Кацман Р.	196, 406
Гаврилов А.Н.	404	Кенигсбергер Г.В.	250, 297, 413, 419
Глебова Г.М.	277, 416	Кержаков Б.В.	200, 406
Годин О.А.	175, 403	Кецба В.Н.	250, 413
Голубев В.Н.	17, 385	Клещёв А.А.	123, 398
Гончаров В.В.	175, 180, 184, 403, 404, 405	Клименков А.С.	123, 398
Горовой С.В.	317, 321, 421	Клячин Б.И.	204, 407
Григорьев В.А.	21, 386	Коваленко В.В.	305, 335, 420, 423
Гринюк А.В.	170, 281, 403, 417	Ковзель Д.Г.	309, 313, 420, 421
Гриценко В.А.	285, 313, 417, 421	Козлов И.Е.	208, 408
Громашева О.С.	289, 417	Комиссарова Н.Н.	44, 389
Гулин О.Э.	25, 386	Коренбаум В.И.	317, 321, 421
Данилов А.А.	29, 387	Корниенко В.Н.	29, 387
Дегтяр А.Д.	220, 224, 409, 410	Коротин П.И.	13, 385
Денисов Д.М.	250, 359, 413, 426	Коротченко Р.А.	48, 212, 389, 408
Деров А.В.	359, 426	Корсков И.В.	107, 396
Дмитриев К.В.	188, 406	Косарев О.И.	127
Дорофеева А.А.	188, 406	Костив А.Е.	317, 321, 421
Егоров В.И.	216, 409	Кочетов О.Ю.	180, 368, 404, 427

Кошелева А.В.	52, 390	Машошин А.И.	96, 395
Кравченко В.Н.	170, 281, 403, 417	Медведев И.В.	313, 364, 421, 426
Кравчун П.Н.	325, 422	Медведовский В.В.	250, 413
Кудашев Е.Б.	329, 422	Мельников Н.П.	236, 411
Кудрявцев В.Н.	208, 408	Мерклин Л.Р.	36, 388
Кузнецов В.П.	131, 398	Михнюк А.Н.	228, 410
Кузнецов Г.Н.	56, 154, 273, 277, 335, 339, 343, 347, 390, 401, 416, 423, 424	Моисеенков В.И.	250, 413
Кузнецов М.Ю.	263, 414	Муханов П.Ю.	170, 403
Кузькин В.М.	339, 343, 423, 424	Мысливец И.В.	368, 427
Кулинич В.В.	200, 406	Мясоедов А.Г.	208, 408
Курьянов Б.Ф.	184, 405	Новотрясов В.В.	52, 390
Лазарев В.А.	36, 388	Овчинников О.Б.	297, 419
Ларичев В.А.	359, 426	Ольшанский В.М.	368, 427
Ластовенко О.Р.	60, 224, 355, 390, 410, 425	Островский А.Г.	368, 427
Левченко Д.Г.	216, 409	Островский И.	196, 406
Лейкин Д.Е.	351, 425	Панков И.А.	188, 406
Леонтьев А.П.	52, 84, 390, 394	Папкова Ю.И.	76, 393
Лесонен Д.Н.	359, 426	Пересёлков С.А.	339, 343, 374, 423, 424, 427
Либенсон Е.Б.	301, 419	Петников В.Г.	21, 68, 386, 392
Лисютин В.А.	60, 64, 220, 224, 355, 390, 391, 409, 410, 425	Пивоваров А.А.	52, 84, 390, 394
Литовка Д.И.	150, 400	Плешаков А.Ю.	36, 388
Луньков А.А.	68, 196, 228, 347, 392, 406, 410, 424	Попов О.Е.	44, 145, 250, 297, 389, 400, 413, 419
Лучинин А.Г.	305, 420	Попов П.Н.	107, 396
Львов К.П.	232, 411	Прасолова Е.А.	150, 400
Максимов Г.А.	359, 426	Просовецкий Д.Ю.	339, 343, 374, 423, 424, 427
Маленко Ж.В.	355, 425	Раевский М.А.	32, 388
Малеханов А.И.	32, 305, 388, 420	Рутенко А.Н.	80, 212, 240, 393, 408, 412
Малыхин А.Ю.	40, 389	Сабинин К.Д.	250, 254, 413
Манульчев Д.С.	72, 392	Сазонтов А.Г.	135, 399
Мареев Е.А.	305, 420	Самченко А.Н.	48, 52, 389, 390
Матвеев А.Л.	135, 399	Свадковский А.Н.	250, 413
		Сергеев С.Н.	170, 175, 180, 188, 403, 404, 406
		Сергеева Т.М.	293, 418

Серебряный А.Н.	158, 184, 244, 250, 254, 259, 401, 405, 412, 413, 414	Химченко Е.Е.	250, 259, 413, 414
Сизов И.И.	297, 419	Цацурян Х.Д.	267, 415
Смирнов А.В.	32, 388	Чекайда В.Н.	250, 413
Смирнов И.П.	96, 135, 305, 378, 395, 399, 420, 428	Черноусов А.Д.	68, 392
Соков А.М.	119, 397	Шатравин А.В.	175, 180, 403, 404
Степанов А.Н.	56, 390	Шафранюк А.В.	96, 395
Стороженко А.В.	107, 396	Швоев Д.А.	368, 427
Стуленков А.В.	13, 385	Швырев А.Н.	48, 52, 84, 389, 390, 394
Тагильцев А.А.	317, 421	Ширяев А.Д.	317, 321, 421
Тарасов Л.Л.	250, 413	Шуруп А.С.	170, 175, 180, 403, 404
Ткаченко С.А.	374, 427	Ярошенко А.А.	60, 64, 390, 391
Трехин А.Н.	88, 92, 394, 395	Ярошук И.О.	25, 48, 52, 84, 386, 389, 390, 394
Убарчук И.А.	293, 418	Brown M.G.	175, 403
Уваров В.В.	36, 388	Lynch J.F.	254, 413
Ущиповский В.Г.	212, 408	Newhall A.E.	254, 413
Фершалов М.Ю.	240, 313, 412, 421	Jenkerson M.R.	240, 412
Хен Г.В.	263, 414	Wilkes D.	404
Хилько А.И.	36, 96, 281, 305, 335, 378, 388, 395, 417, 420, 423, 428		

Содержание

Предисловие	5
Распространение звука	
Артельный П.В., Вировлянский А.Л., Казарова А.Ю., Коротин П.И., Стуленков А.В. Эксперимент по изучению устойчивости пространственно-временной структуры звукового поля в Ладожском озере	13
Голубев В.Н. Наблюдение боковой волны в глубоком океане	17
Григорьев В.А., Петников В.Г. О соотношении непрерывного и дискретного спектров при модовом описании звукового поля в мелком море	21
Гулин О.Э., Ярошук И.О. Влияние параметров модельного мелкого моря с 2D-случайными неоднородностями на энергетические характеристики акустического поля	25
Данилов А.А., Корниенко В.Н. Локализация импульсного источника звука в волноводе с сильно неоднородной границей численным методом временного обращения волн	29
Завольский Н.А., Малеханов А.И., Раевский М.А, Смирнов А.В. Оценки эффективности протяженных приемных антенн в случайно-неоднородном волноводе мелкого моря	32
Калинина В.И., Мерклин Л.Р., Плешаков А.Ю., Лазарев В.А., Уваров В.В., Хилько А.И. Экспериментальное измерение геоакустических характеристик дна морского шельфа	36
Кацнельсон Б.Г., Малыхин А.Ю. Горизонтальная рефракция и волны шепчущей галереи в области прибрежного клина с криволинейной границей	40
Комиссарова Н.Н., Попов О.Е. Особенности распространения звука узконаправленного излучателя в условиях крутого подводного склона	44
Коротченко Р.А., Самченко А.Н., Швырев А.Н., Ярошук И.О. Моделирование распространения акустических сигналов 22 и 33 гц на акустической трассе с известными геоакустическими характеристиками	48
Кошелева А.В., Леонтьев А.П., Новотрясов В.В., Пивоваров А.А., Самченко А.Н., Швырев А.Н., Ярошук И.О. Комплексные экспериментальные исследования звуковых и внутренних волн в шельфовой зоне Японского моря	52
Кузнецов Г.Н., Степанов А.Н. Ограничения применимости принципа взаимности при измерениях амплитудно-фазовых характеристик векторных полей в мелком море	56
Лисютин В.А., Ластовенко О.Р., Ярошенко А.А. Структура акустического поля в условиях синоптической аномалии профиля скорости звука	60

Лисютин В.А., Ярошенко А.А., Владецкий Д.О. Восстановление импульсной характеристики основного черноморского ПЗК	64
Луньков А.А., Петников В.Г., Черноусов А.Д. Особенности затухания низкочастотного звука в мелком море при развитом поверхностном волнении	68
Манульчев Д.С. Построение функции источника для 3-D моделирования импульсного акустического поля, формируемого на шельфе излучающим комплексом сейсморазведочного судна	72
Папкова Ю.И. Неосесимметричный гидроакустический волновод с неровным дном	76
Рутенко А.Н. Натурные и модельные исследования распространения сейсмоакустических сигналов в 3-D геоакустических волноводах с сухопутными участками	80
Самченко А.Н., Ярошук И.О., Швырев А.Н., Леонтьев А.П., Пивоваров А.А. Результаты низкочастотного гидроакустического эксперимента, проведенного на акустическом полигоне мыс "Шульца"	84
Трехин А.Н., Гаврилов А.М. Влияние релаксации солей морской воды на фазовый инвариант двухчастотной акустической волны	88
Трехин А.Н., Гаврилов А.М. Особенности распространения бигармонической акустической волны в воде с газовыми пузырьками	92
Хилько А.И., Смирнов И.П., Машошин А.И., Шафранюк А.В. Когерентность гидроакустических полей: структура и влияние на эффективность подводного наблюдения	96

Рассеяние и отражение звука

Буланов В.А., Корсков И.В., Попов П.Н., Стороженко А.В. Рассеяние высокочастотного звука и распределение зоопланктона в верхнем слое океана	107
Вировлянский А.Л., Казарова А.Ю. Статистические моменты амплитуд мод на различных частотах во флуктуирующем океане	111
Железный В.Б. О возможности численного моделирование характеристик объемной реверберации	115
Заславский Ю.М., Заславский В.Ю., Соков А.М. О применении сканируемой воздушно-акустической антенны для пеленга городского транспорта	119
Ильменков С.Л., Клещёв А.А., Клименков А.С. Метод функций Грина в задаче дифракции звука на упругой оболочке неаналитической формы	123

- Косарев О.И.** Точное аналитическое решение задачи дифракции гидроакустического поля на конечном твердом цилиндре в дальнем поле 127
- Кузнецов В.П.** Акустические методы для дистанционного измерения вертикального распределения скорости звука в океане 131
- Сазонтов А.Г., Смирнов И.П., Матвеев А.Л.** Локализация источника в случайно-неоднородном акустическом волноводе 135

Акустическая океанология

- Авилов К.В., Попов О.Е.** Оценка влияния отличий между фактической морской средой и средой согласования на вероятность правильного обнаружения при широкополосной согласованной обработке гидроакустических сигналов 145
- Беликов Р.А., Литовка Д.И., Прасолова Е.А.** Ультразвуковые тональные сигналы белух (*Delphinapterus leucas*) Анадырского лимана 150
- Белова Н.И., Кузнецов Г.Н.** Экспериментальное исследование интерференционной и фазовой структуры потока мощности от локальных источников в мелком море 154
- Белогорцев А.С., Серебряный А.Н.** О возможности измерения скорости и направленности внутренних волн с помощью ADCP 158
- Бибиков Н.Г.** Биошумы шельфа южных морских рубежей России и Абхазии 162
- Буланов В.А.** Особенности акустических характеристик морской воды, насыщенной пузырьками 166
- Буров В.А., Гринюк А.В., Кравченко В.Н., Муханов П.Ю., Сергеев С.Н., Шуруп А.С.** Исследование отношения "сигнал/помеха" в схеме пассивного мониторинга по данным эксперимента в Баренцевом море 170
- Веденев А.И., Годин О.А., Гончаров В.В., Заботин Н.А., Сергеев С.Н., Шатравин А.В., Шуруп А.С., Brown M.G.** Восстановление параметров мелкого моря в пассивной томографической схеме по данным эксперимента во Флоридском проливе 175
- Веденев А.И., Шатравин А.В., Кочетов О.Ю., Гончаров В.В., Сергеев С.Н., Шуруп А.С.** Эксперимент по акустическому зондированию мелкого моря с целью реконструкции параметров среды по активной и пассивной томографической схеме 180
- Гончаров В.В., Курьянов Б.Ф., Серебряный А.Н.** Акустическая диагностика внутренних волн на черноморском шельфе 184
- Дмитриев К.В., Дорофеева А.А., Панков И.А., Сергеев С.Н.** Экспериментальное определение акустических характеристик мелкого природного водоема 188

Кацнельсон Б.Г. Флуктуации звука, обусловленные взаимодействием мод в присутствии движущихся нелинейных внутренних волн в мелком море (теория и эксперимент)	192
Кацнельсон Б.Г., Кацман Р., Луньков А.А., Островский И. Отражение от газонасыщенных осадков и дальнейшее распространение звуковых сигналов в озере Кинерет	196
Кержаков Б.В., Кулинич В.В. Оценка параметров морского дна с использованием метода согласованного поля	200
Клячин Б.И. "Шумовая стена" над разломом дна в океане	204
Козлов И.Е., Зубкова Е.В., Кудрявцев В.Н., Мясоедов А.Г. Горячие точки в поле нелинейных внутренних волн в Арктике	208
Коротченко Р.А., Рутенко А.Н., Ущиповский В.Г. Акустические сигналы серых китов, записанные на северо-восточном шельфе о. Сахалин	212
Левченко Д.Г., Егоров И.В. Морские прогрессивные волны с переменной амплитудой как источник донных микросейсм и гидроакустических шумов	216
Лисютин В.А., Калинюк И.В., Дегтяр А.Д. О возможности определения акустических характеристик морских осадков в условиях очень мелкого моря по дисперсии широкополосного импульса	220
Лисютин В.А., Ластовенко О.Р., Дегтяр А.Д. О связи физических и акустических характеристик неконсолидированных осадков в рамках VGS теории межгранулярного трения и расширенной теории Био	224
Луньков А.А., Михнюк А.Н. Оценка характеристик интенсивных внутренних волн по сигналам донной реверберации	228
Львов К.П. ВРСЗ в интернет ресурсах ЕСИМО	232
Мельников Н.П., Елистратов В.П. Мезомасштабная изменчивость кавитационной прочности морской воды	236
Рутенко А.Н., Фершалов М.Ю., Jenkerson M.R. 3-D моделирование акустического поля, формируемого на шельфе во время забивки фундаментных свай на берегу	240
Серебряный А.Н. ADCP как мощный инструмент акустической океанологии: новые результаты	244
Серебряный А.Н., Кенигсбергер Г.В., Кецба В.Н., Елистратов В.П., Медведовский В.В., Моисеенков В.И., Сабинин К.Д., Тарасов Л.Л., Свядковский А.Н., Попов О.Е., Химченко Е.Е., Денисов Д.М., Чекайда В.Н. Акустическая диагностика и исследование гидрофизических параметров морской среды на абхазском шельфе Черного моря	250
Серебряный А.Н., Lynch J.F., Сабинин К.Д., Newhall A. Внутренние волны в эксперименте "Shallow Water 2006"	254
Серебряный А.Н., Химченко Е.Е. Изменчивость скорости звука на шельфе Черного моря, связанная с внутренними волнами	259

Хен Г.В., Кузнецов М.Ю., Басюк Е.О. Акустические исследования океанологических и биологических процессов в дальнево- 263
сточных морях России

Цацурян Х.Д. Измерение скорости звука в водных растворах 267
главных компонентов морской соли

Технические средства, обработка сигнала

Белов А.И., Кузнецов Г.Н. Пеленгование и подавление сигна- 273
лов от локального источника в мелком море.

Глебова Г.М., Кузнецов Г.Н. Оценка шумности низкочастот- 277
ных буксируемых источников в калиброванном районе мелкого
моря

Гринюк А.В., Кравченко В.Н., Хилько А.И. Адаптивная об- 281
работка широкополосных ГА сигналов горизонтальной решеткой
при экспериментах в мелком море

Гриценко В.А. Метод автоматизированного поиска вокализа- 285
ций серых китов

Громашева О.С. Объектно-ориентированная база данных оке- 289
анографических измерений "АСPOSIT- ВЕКТОР"

Ермольчев В.А., Убарчук И.А., Сергеева Т.М. Методы, но- 293
вая программа пост-обработки эхограмм "SALTSE" и результаты
определения зависимостей акустической силы цели основных про-
мысловых рыб *IN SITU* от их длины и глубины обитания в север-
ных морях

**Есипов И.Б., Попов О.Е., Овчинников О.Б., Кенигсбергер 297
Г.В., Сизов И.И.** Новые результаты испытаний мощной парамет-
рической антенны для гидрофизических исследований на протя-
женных трассах

Иванов С.А., Либенсон Е.Б. Характеристики флюктуаций 301
эхосигналов для многолучевого канала в мелком море при различ-
ных глубинах антенны гидролокатора и отражателя

**Коваленко В.В., Хилько А.И., Смирнов И.П., Мареев Е.А., 305
Малеханов А.И., Лучинин А.Г.** Интегрированные сетевые систе-
мы подводного наблюдения: требования, принципы построения,
скрытность, адаптивное управление, оптимальный облик, противо-
действие

Ковзель Д.Г. Аппаратура акустической связи для донной 309
станции "Шельф-2014"

**Ковзель Д.Г., Гриценко В.А., Медведев И.В., Фершалов 313
М.Ю.** Измерительно-регистрационный комплекс для мониторинга
в реальном времени акустических параметров сейсморазведочных
сигналов на шельфе

- Коренбаум В.И., Тагильцев А.А., Горовой С.В., Костив А.Е., Ширяев А.Д.** Возможности совершенствования характеристик приемников градиента давления при ограниченных габаритных размерах 317
- Костив А.Е., Коренбаум В.И., Горовой С.В., Ширяев А.Д.** Возможности контроля состояния водолазов под водой по дыхательным шумам 321
- Кравчун П.Н.** Влияние подводных течений на гидроакустические антенны в задаче локализации источника в мелком море 325
- Кудашев Е.Б.** Турбулентные спектры и шумы обтекания в турбулентном пограничном слое 329
- Кузнецов Г.Н., Коваленко В.В., Хилько А.И., Бурдуковская В.Г.** О характеристиках акустической заметности морских подводных объектов в многопозиционных системах наблюдения 335
- Кузнецов Г.Н., Кузькин В.М., Пересёлков С.А., Просовецкий Д.Ю.** Оценка глубины источника звука в океаническом волноводе 339
- Кузнецов Г.Н., Кузькин В.М., Пересёлков С.А., Просовецкий Д.Ю.** Интерферометрический метод оценки скорости источника звука в океаническом волноводе 343
- Кузнецов Г.Н., Луньков А.А.** Отклик горизонтальной векторно-скалярной антенны в мелком море 347
- Лейкин Д.Е.** Об обнаружении биоакустических сигналов 351
- Лисютин В.А., Ластовенко О.Р., Маленко Ж.В.** Преобразование частоты нормальных волн в импульсной характеристике волновода мелкого моря методом искажения времени 355
- Максимов Г.А., Ларичев В.А., Лесонен Д.Н., Денисов Д.М., Деров А.В.** Анализ данных, зарегистрированных мультилинейной донной антенной в акватории Голубой бухты 359
- Медведев И.В.** Транспорт данных и команд при проведении гидроакустического мониторинга с использованием спутниковой связи 364
- Островский А.Г., Волков С.В., Кочетов О.Ю., Мысливец И.В., Ольшанский В.М., Швоев Д.А.** О разработке автономного глубоководного малошумного носителя гидроакустической аппаратуры 368
- Пересёлков С.А., Просовецкий Д.Ю., Ткаченко С.А.** Применение спектрального анализа интерференционной структуры волнового поля для решения задач акустики океана 374
- Смирнов И.П., Хилько А.И.** Оптимизация синтеза и анализа при гидроакустическом наблюдении 378

CONTENS

SOUND PROPAGATION

P.V. Artel'nyi, A.L. Virovlyansky, A.Yu. Kazarova, P.I. Korotin, A.V. Stulenkov Experiment on the study of spatio-temporal stability of the sound field in lake Ladoga	385
V.N. Golubev Observation of lateral wave in deep ocean	385
V.A. Grigorev, V.G. Petnikov Ratio of continuous and discrete spectrum in mode description of sound field in shallow water	386
O.E. Gulin, I.O. Yaroshchuk Influence of the parameters of a shallow sea with 2D random inhomogeneities on the acoustic field power characteristics	386
A.A. Danilov, V.N. Kornienko Localization of pulse sound source in a waveguide with a strongly inhomogeneous abroad by time reversal waves numerical method	387
A.I. Malekhanov, M.A. Raevsky, A.V. Smirnov, and N.A. Zavol'sky Estimations of the large receiving array performances in random-inhomogeneous shallow-water channels	388
Vera I. Kalinina, Lev R. Merklin, Anton Yu. Pleshakov, Vladimir A. Lazarev, Vladimir V. Uvarov and Alexander I. Khil'ko Experimental measurements of geoacoustic characteristics of marine shelf bottom	388
Katsnelson B.G., Malykhin A.Yu. Horizontal refraction and whispering gallery waves and area of coastal wedge with curvilinear boundary	389
Komissarova N.N., Popov O.E. The sound propagation of narrowly focused source under conditions of the steep underwater slopes	389
R.A. Korotchenko, A.N. Samchenko, A.N. Shvyryov, I.O. Yaroshchuk Simulation of propagation of acoustic signals at frequency of 22 and 33 HZ along acoustic track with certain geoacoustic characteristics	389
A.V. Kosheleva, A.P. Leontyev, V.V. Novotryasov, A.A. Pivovarov, A.N. Samchenko, A.N. Shvyryov, I.O. Yaroshchuk Comprehensive experimental investigation of sound and internal waves in the sea of Japan shelf zone	390
G.N. Kuznetsov, A.N. Stepanov Limited applicability of principle of reciprocity when measuring the amplitude-phase characteristics of vector fields in shallow water	390
V.A. Lisiutin, O.R. Lastovenko, A.A. Yaroshenko Structure of acoustic field in the synoptic anomalies of the profile speed of sound	390
V.A. Lisiutin, A.A. Yaroshenko, D.O. Vladetsky The recovery of the impulse response of the base black-sea sofar cannell	391

- A.A. Lunkov, V.G. Petnikov, A.D. Chernousov** Low frequency sound attenuation in shallow water in the presence of fully developed surface waves 392
- D. S. Manulchev** A source function construction for 3-D simulation of pulse acoustic field formed on the shelf by an emitting complex of seismic survey vessel 392
- Yu. I. Papkova** Nonaximetric hydroacoustic waveguide with an uneven bottom 393
- A.N. Rutenko** Possibilities of field and numerical studies of the propagation features of seismic acoustic signals in 3-D geo-acoustic waveguides involving dry-land regions. 393
- A.N. Samchenko, I.O. Yaroshchuk, A.N. Shvyryov, A.P. Leontyev, A.A. Pivovarov** Results of low-frequency hydroacoustic experiment carried out at "Schultz cape" acoustical study area 394
- A.N. Trehin, A.M. Gavrilov** The effect of seawater salt relaxation on the phase invariant of double-frequency acoustic wave 394
- A.N. Trehin, A.M. Gavrilov** The peculiarities of biharmonic acoustic wave propagation in gas bubble water 395
- Alexander I. Khil'ko, Ivan P. Smirnov, Andrei I. Mashoshin, Andrei V. Shafranyuk** Coherence of hydroacoustic fields: structure and influence on enfluence if underwater vision 395

SOUND SCATTERING AND REFLECTION

- V. A. Bulanov, I. V. Korskov, P. N. Popov, A. V. Storozhenko** The scattering of the high-frequency sound and zooplankton distribution in the top layer of ocean 396
- A.L. Virovlyansky, A.Yu. Kazarova** Statistical moments of mode amplitudes at different frequencies in a fluctuating ocean 396
- V.B. Zhelezniy** On the possibility of numerical modelling of volume reverberation characteristics 397
- Yu.M. Zaslavsky, V.Yu. Zaslavsky, A.M. Sokov** On application of scanned air-acoustic antenna for bearing of urban transport 397
- Ilmenkov S. L., Kleshchev A. A., Klimenkov A.S.** Method of Green's functions in the problem of sound diffraction on an elastic shell non-analytical form 398
- V.P. Kuznetsov** Acoustic methods for the remote measurement of vertical distribution of sound speed in the ocean 398
- A. G. Sazontov, I. P. Smirnov, and A. L. Matveyev** Source localization in a randomly inhomogeneous acoustic waveguide 399

ACOUSTICAL OCEANOLOGY

- K.V. Avilov , O.E. Popov** Evaluation of the effect of differences between the actual marine environment and the environment of agreeing on the probability of correct detection for wide-band matched field processing of hydroacoustic signals 400
- R.A. Belikov , D.I. Litovka , E.A. Prasolova** Ultrasonic tonal signals of beluga whales (*Delphinapterus leucas*) in Anadyr Estuary 400
- N.I. Belova, G.N. Kuznetsov** Experimental study of interference and phase structure of power flow from local sources in shallow water 401
- A.S. Belogortsev, A.N. Serebryany** On the ability to measure speed and direction of internal waves using ADCP 401
- N.G. Bibikov** Bionoise recorded in southern coastal water of Russia and in Abkhazia 402
- V.A. Bulanov** Features of acoustic characteristics in sea water saturated by bubbles 402
- V.A. Burov, A.V. Grinyuk, V.N. Kravchenko, P.Yu. Mukhanov, S.N. Sergeev, A.S. Shurup** "Signal-to-noise" ratio investigation in passive monitoring scheme in Barents sea experiment 403
- A.I. Vedenev, O.A. Godin, V.V. Goncharov, N.A. Zabotin, S.N. Sergeev, A.C. Shatravin, A.S. Shurup, M.G. Brown** Reconstruction of environmental parameters in shallow sea using passive tomography based on the Florida Straits experimental data 403
- A.I. Vedenev, A.V. Shatravin, O.Yu. Kochetov, V.V. Goncharov, S.N. Sergeev, A.S. Shurup** Acoustic remote sensing experiment in a shallow ocean aimed at reconstruction of environmental parameters using active and passive tomographic schemes. 404
- Alexander Gavrilov and Daniel Wilkes** Modelling sound emission from a cylindrical pile driven into the seafloor 404
- V.V. Goncharov, B.F. Kuryanov, A.N. Serebryany** Acoustical diagnostics of internal waves on the Black sea shelf 405
- K.V. Dmitriev, A.A. Dorofeeva, I.A. Pankov, S.N. Sergeev** The experimental determination of acoustical properties of the shallow pond 406
- Katsnelson B.G.** Sound intensity fluctuations due to mode coupling in the presence of moving nonlinear internal waves in shallow water (theory and experiment). 406
- Katsnelson B.G., Katsman R., Lunkov A., Ostrovsky I.** Reflection from gas-saturated sediment and long-range propagation of sound signals in lake Kinneret 406
- B.V. Kerzhakov, V.V. Kulinich** Estimation of the parameters of the seabed by matching fields method 406
- Boris Klyachin** "Noise Wall" above the ocean bottom's break up. 407
- I.E. Kozlov, E.V. Zubkova, V.N. Kudryavtsev, A.V. Zimin, A.G. Myasoedov** Hot-spots of nonlinear internal waves in the Arctic 408

- R.A. Korotchenko, A.N. Rutenko, V.G. Uschipovskiy** Acoustical signals of gray whales observed at nord-east shelf of Sakhalin island 408
- D.G. Levchenko, I.V. Egorov** Sea progressive waves with variable amplitude as the bottom microseisms and hydroacoustic noise sources 409
- V.A. Lisiutin , I.V. Kalenyuk, A.D. Degtyar** About the possibility of determining the acoustic properties of marine sediments in a very shallow water with the dispersion of broad-band pulse 409
- V.A. Lisiutin, O.R. Lastovenko, A.D. Degtyar** About the relationship between physical and acoustic properties of the unconsolidated sediments within VGS theory of intergranular friction and the extended BIOT theory 410
- A.A. Lunkov, A.N. Mihnyuk** Estimation of intense internal wave parameters using bottom reverberation 410
- K.P. Lwow** Vertical distribution of sound velocity using internet resources ESIMO 411
- N.P. Melnikov, V.P. Elistratov** The mesoscale variability of cavitation strength of sea water. 411
- A.N. Rutenko, M.Y. Fershalov, M.R. Jenkerson** 3D simulation of acoustic field formed in a shelf zone during ashore pile driving. 412
- A.N. Serebryany** ADCP as a powerful tool of acoustical oceanography: the new results 412
- A.N. Serebryany, G.V. Kenigsberger, V.N. Ketsba, V.P. Elistratov, V.V. Medvedovsky, V.I. Moiseyenko, K.D. Sabinin, L.L. Tarasov, A.N. Svadkovsky, O.E. Popov, E.E. Khymchenko, D.M. Denisov, V.N. Chekaida** Acoustical diagnostics and study of hydro-physical parameters of sea environment on the abkhazian shelf of the Black sea 413
- A.N. Serebryany, J. Lynch1, K.D. Sabinin, A. Newhal** Internal waves in the experiment "Shallow Water 2006" 413
- A. N. Serebryany, E. E. Khimchenko** Variability of the field of sound velocity caused by internal waves at the shelf of the Black sea 414
- G.V. Khen, M.Yu.Kuznetsov, E.O. Basyuk** Acoustic researches of oceanographic and biological processes in the far eastern seas of Russia. 414
- Kh.D. Tsatsuryan** Speed of sound measurements in aqueous solutions of major sea salts 415

ENGINEERING EQUIPMENT, SIGNAL PROCESSING

- A.I. Belov, G.N. Kuznetsov** Direction finding and suppressing of signals from a local source in shallow water 416
- G.M. Glebova, G.N. Kuznetsov** Assessment of noise of low-frequency towed of sources in calibrated area shallow water 416
- Anatoly V. Grinuk, Vladimir N. Kravchenko and Alexander I. Khil'ko** Broad band hydro acoustic signals adaptive processing by horizontally array in experiments in shallow water oceanic waveguides 417
- V.A. Gritsenko** Method for automated search of gray whale vocalizations 417
- O.S. Gromasheva** Object-oriented database oceanographic measurements "ACPOSIT- VECTOR" 417
- Viacheslav A. Ermolchev, Igor A. Ubarchuk, Tatjana M. Sergeeva** Methods, new post-processing software «SALTSE» and results of dependency determination of acoustic target strength for the main commercial fish *in situ* on its length and the depth of its habitats in the nordic seas 418
- Isipov I.B., Popov O.E, Ovchinnikov O.B, Kenigsberger G.V, Sizov I.I.** New results of test of the parametric array for oceanography-cal research on elongated paths 419
- S.A. Ivanov, E.B. Libenson** The echo signals fluctuation characteristics in the shallow sea for multibeam channel at various sonar antenna and reflector depths 419
- V.V. Kovalenko, A.I. Khil'ko, I.P. Smirnov, E.A. Mareev, A.I. Malekhanov, A.G. Luchinin** Integer network underwater surveillance systems: requirements, bilding principles, secrecy, adaptive control, optimal shape, countermeasures 420
- D. G. Kovzel** Acoustic communication equipment for "SHELF-2014" bottom station 420
- D. G. Kovzel, V. A. Gritsenko, I.V. Medvedev, M.Y. Fershalov** Real-time monitoring measuring system for registration of the seismic signal acoustic parameters on a shelf 421
- V.I. Korenbaum, A.A. Tagiltcev, S.V. Gorovoy, A.E. Kostiv, A.D. Shiryayev** Possibilities of enhancement of parameters of vector sensors under limited dimensions 421
- A.E. Kostiv, V.I. Korenbaum, S.V. Gorovoy, A.D. Shiryayev** Possibilities of monitoring a submerged diver status by means of breathing noises analysis 421
- P.N.Kravchun** Effect of underwater currents on hydroacoustical arrays used for localization of the sound source in shallow sea 422
- E. B. Kudashev** Turbulent spectra and flow noise in the turbulent boundary layer 422

- G.N. Kuznetsov, V.V. Kovalenko, A.I. Khil'ko, V.G. Burdukovskaia** About characteristics of acoustic visibility marine underwater objects in multistatic surveillance systems 423
- G. N. Kuznetsov, V. M. Kuz'kin, S. A. Pereselkov, D. Yu. Prosovetskiy** The sound source depth estimation in ocean waveguide 423
- G. N. Kuznetsov, V. M. Kuz'kin, S. A. Pereselkov, D. Yu. Prosovetskiy** Interferometric method of sound source speed measurement in ocean waveguide 424
- G.N. Kuznetsov, A.A. Lunkov** Horizontal vector sensor array beamforming in shallow water 424
- D.E.Leikin** On marine bioacoustic signal detection 425
- V.A. Lisiutin, O.R. Lastovenko, Zh.V. Malenko** Frequency conversion of normal modes in the impulse response of a shallow water waveguide by distortion of time 425
- G.A. Maximov V.A. Larichev, D.N. Lesonen, D.M. Denisov, A.V. Derov.** Analysis of the data recorded by multilinear bottom antenna in the waters of Blue bay 426
- I. V. Medvedev** Data and instructions delivery during a hydroacoustic monitoring with satellite communications 426
- Ostrovskii A.G., Volkov S.V., Kochetov O.Y., Myslivets I.V., Olshansky V.M., Shvoev D.A.** Towards development of the deep-diving low-noise autonomous vehicle for acoustic surveillance 427
- S.A. Pereselkov, D.Yu. Prosovetskiy, S.A. Tkachenko** Application of spectral analysis of wave field interference structure for ocean acoustics problems solution 427
- Ivan P. Smirnov and Alexander I. Khil'ko** Optimization of synthesis and analysis in hydroacoustic vision 428

Научное издание

АКУСТИКА ОКЕАНА

*Доклады XV школы-семинара им. акад. Л.М. Бреховских,
совмещенной с XXIX сессией
Российского Акустического Общества*

Подписано к печати 26.04.2016.

Формат 70x100 1/16. Бумага офсетная № 1, 80 г/м²

Гарнитура Таймс. Печать офсетная. Уч.-изд. л. 28,0.

Тираж 120 экз.

ООО “Издательство ГЕОС”

129315, Москва, 1-й Амбулаторный пр-д, 7/3-114.

Тел./факс: (495) 959-35-16, (499) 152-19-14, 8-926-222-30-91.

E-mail: geos-books@yandex.ru,

www.geos-books.ru

Отпечатано с готового оригинал-макета
в ООО “Чебоксарская типография № 1”
428019, г.Чебоксары, пр. И.Яковлева, 15.

АКУСТИКА ОКЕАНА

Доклады
XV^{-ой} школы-семинара
им. акад. Л.М.Бреховских

OCEAN ACOUSTICS

Proceedings of the
XV^{-th} L.M. Brekhovskikh's conference

ГЕОС