

**Российская академия наук  
Институт океанологии им. П.П. Ширшова  
Акустический институт им. акад. Н.Н. Андреева**

## **АКУСТИКА ОКЕАНА**

**Доклады XVII Школы-семинара  
им. акад. Л.М. Бреховских,  
совмещенной с XXXIII сессией  
Российского акустического общества**



## **OCEAN ACOUSTICS**

**Proceedings of the  
17<sup>th</sup> L.M. Brekhovskikh's conference**

**Москва  
ИО РАН  
2020**

УДК 551.463  
А 44  
ББК 26.323

DOI: 10.29006/978-5-9901449-5-8

Доклады XVII Школы-семинара им. акад. Л.М. Бреховских «Акустика океана», совмещенной с XXXIII сессией Российского акустического общества.

М.: Институт океанологии им. П.П. Ширшова, 2020, 408 с.  
ISBN 978-5-9901449-5-8. DOI: 10.29006/978-5-9901449-5-8.

В книге собраны доклады XVII школы-семинара им. акад. Л.М. Бреховских «Акустика океана», совмещенной с XXXIII сессией Российского акустического общества. Школа-семинар проходила в Институте океанологии им. П.П. Ширшова РАН в период с 19 октября по 23 октября 2020 года. Доклады опубликованы в авторской редакции.

Работа выполнена в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования России (тема № 0149-2019-0011). Электронный вариант книги подготовлен при поддержке РФФИ (грант № 20-05-22012).

Издается с 1982 г.

This book contains the proceedings of the XVII-th Brekhovskikh's Conference «Ocean Acoustics». This conference was held at Shirshov Institute of Oceanology, Russian Academy of Sciences jointly with XXXIII Session of the Russian Acoustical Society on October 19–23, 2020. All papers are published in the authors' versions.

А 44  
ББК 26.323  
ISBN 978-5-9901449-5-8

© ИО РАН, 2020

## **АКУСТИКА ОКЕАНА**

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.

Акустика океана. Доклады XV Школы-семинара им. акад. Л.М. Бреховских, совмещенные с XXIX сессией Российского Акустического Общества. Москва: ГЕОС, 2016 г.

Акустика океана. Доклады XVI Школы-семинара им. акад. Л.М. Бреховских, совмещенные с XXXI сессией Российского Акустического Общества. Москва: ГЕОС, 2018 г.

## СОДЕРЖАНИЕ

Предисловие .....	14
-------------------	----

### РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЗВУКА

<b>Бурдуковская В.Г., Раевский М.А.</b> Влияние анизотропии ветрового волнения на эффекты рассеяния акустических мод в мелком море .....	17
<b>Вировлянский А.Л.</b> Формирование диаграммы направленности приемной антенны в подводном волноводе .....	22
<b>Григорьев В.А., Луньков А.А., Петников В.Г., Сидоров Д.Д.</b> Горизонтальная рефракция акустических волн в мелководных акваториях с неоднородным распределением скорости звука в дне .....	27
<b>Данилов А.А., Корниенко В.Н.</b> Обнаружение непрозрачного бесшумного объекта в волноводе методом временного обращения волн .....	32
<b>Заславский Ю.М., Заславский В.Ю.</b> Моделирование гидроакустических волн и волн Рэлея-Шолте на шельфе с плавной стратификацией дна .....	36
<b>Консон А.Д., Волкова А.А.</b> Влияние мезомасштабных неоднородностей океанического волновода на спектрально-энергетические характеристики широкополосного сигнала .....	41

### РАССЕЯНИЕ И ОТРАЖЕНИЕ ЗВУКА

<b>Буланов В.А., Корсков И.В., Стороженко А.В.</b> Особенности рассеяния звука в верхнем слое морей северо-западной части Тихого океана .....	50
<b>Есипов И.Б., Кенигсбергер Г.В., Попов О.Е., Поддубняк В.Я., Михеев В.И.</b> Флуктуации акустических сигналов при распространении звука в прибрежной акватории с большим уклоном дна .....	55
<b>Клещев А.А.</b> Плоский волновод с анизотропным упругим дном .....	60
<b>Косарев О.И., Пузакина А.К.</b> Гидроакустическое излучение цилиндрической оболочки в дальнем поле .....	66

### АКУСТИЧЕСКАЯ ОКЕАНОЛОГИЯ

<b>Бибиков Н.Г., Попов О.Е., Кенигсбергер Г.В., Иванов М.П., Макушевич И.В., Нешенко И.П., Серебряный А.Н.</b> Мониторинг временного и пространственного распределения звуковой активности раков-щелкунов на шельфе Черного моря .....	71
<b>Галкин О.П., Абакумова Н.К.</b> Структура гидроакустического поля от подводного землетрясения на больших расстояниях в океане .....	80



<b>Гончаренко Б.И., Веденев А.И., Медведева Е.В., Шуруп А.С.</b>	
Использование информации о скалярно-векторных характеристиках акустического поля при восстановлении параметров мелкого водоема.....	85
<b>Дмитриев К.В., Сергеев С.Н., Шуруп А.С.</b> Пассивная томография океана методом шумовой интерферометрии .....	91
<b>Егерев С.В., Серебряный А.Н.</b> «Citizen science» в приложении к акустике и океанологии.....	101
<b>Кацнельсон Б.Г., Луньков А.А., Ужанский Э.М.</b> Распространение звука и взаимодействие мод в области берегового склона в присутствии внутренних волн Кельвина (эксперимент и теория) .....	108
<b>Коваленко В.В.</b> Вопросы оптимизации расположения в океанической среде акустических средств подводного наблюдения .....	114
<b>Красулин О.С., Шуруп А.С.</b> Применение функционально-аналитического алгоритма для решения трехмерной задачи томографии океана .....	122
<b>Левченко Д.Г., Бадулин С.И.</b> Возбуждение сейсмо-акустических полей солитоноподобными группами морских волн.....	128
<b>Лисютин В.А., Ластовенко О.Р., Маленко Ж.В., Ярошенко А.А.</b> Оценка микропараметров межгранулярного трения и эффективного размера пор при распространении звуковой волны в неконсолидированных морских осадках.....	134
<b>Лисютин В.А., Ластовенко О.Р., Дегтяр А.Д., Ярошенко А.А.</b> Оценка микропараметров межгранулярного трения и эффективного размера пор при распространении сдвиговой волны в неконсолидированных морских осадках.....	140
<b>Манульчев Д.С.</b> Исследование влияния гидрологии на распространение импульсных сигналов на шельфе .....	145
<b>Мельников Н.П., Мельникова А.Н.</b> Мелкомасштабная изменчивость кавитационной прочности морской воды в экваториальной части Тихого океана.....	150
<b>Прохоров В.Е.</b> Акустическое излучение при соударении капли произвольной формы с поверхностью воды .....	156
<b>Сабиров И.Р., Сергеев С.Н., Шуруп А.С.</b> Выделение акустических мод методами шумовой интерферометрии в зависимости от расстояния между приемными гидрофонами .....	163
<b>Серебряный А.Н., Рао Н.Р., Тарасов Л.Л.</b> Внутритермоклинная линза на шельфе: ее акустическое видение и прохождение через нее внутренних волн .....	169
<b>Серебряный А.Н., Liu С.Т., Аредов А.А.</b> Генерация подводного шума внутренней волной 2-ой моды в Южно-Китайском море .....	174

<b>Серебряный А.Н., Денисов Д.М., Химченко Е.Е., Попов О.Е.</b> Новая жизнь распределенных датчиков-измерителей внутренних волн в морской среде .....	180
<b>Серебряный А.Н., Кенигсбергер Г.В., Химченко Е.Е., Попов О.Е., Денисов Д.М., Тарасов Л.Л., Медведовский В.В., Чекайда В.Н.</b> Акустическая диагностика процессов на шельфе Абхазии: результаты исследований последних лет .....	185
<b>Химченко Е.Е., Островский А.Г., Гончаров В.В.</b> Исследование внутренних волн на континентальном склоне Черного моря в период зимней стратификации .....	192
<b>Чашечкин Ю.Д.</b> Лигаменты и волны в периодических течениях .....	197
<b>Шатравин А.В.</b> Оценка эффективности подводной акустической связи на арктическом шельфе на основе климатических и измеренных профилей скорости звука .....	207

## **ТЕХНИЧЕСКИЕ СРЕДСТВА, ОБРАБОТКА СИГНАЛА**

<b>Бреховских А.Л., Вольтер Е.Р., Зверев А.С., Ключев М.С., Ракитин И.Я., Сажнева А.Э., Шрейдер А.А.</b> О некоторых особенностях сейсмоакустического обнаружения и изучения палеоструктур морского дна в прибрежной зоне .....	212
<b>Бритенков А.К., Фарфель В.А., Боголюбов Б.Н.</b> Сравнение и анализ электроакустических характеристик низкочастотных гидроакустических излучателей высокой удельной мощности .....	218
<b>Ковзель Д.Г., Гриценко В.А., Рутенко А.Н.</b> Натурные испытания автономной вертикальной акустико-гидрофизической измерительной системы Моллюск-19 .....	226
<b>Кравчун П.Н.</b> О проблемах создания многочастотных резонансных подводных излучателей малых волновых размеров .....	232
<b>Кудашев Е.Б., Яблоник Л.Р.</b> Температурная помеха при измерении шумов обтекания в глубоком море .....	237
<b>Леньков С.В., Широков В.А.</b> Исследование тест-объектов и гидроакустических датчиков ультразвукового диапазона в одномерном гидроакустическом волноводе .....	243
<b>Либенсон Е.Б., Стреленко Т.Б.</b> Ошибки определения глубины отражателя активным гидролокатором для гидроакустических условий мелкого моря .....	249
<b>Лосев Г.И., Некрасов В.Н.</b> Измерения параметров гидроакустических полей на фоне неблагоприятных погодных условий в акватории с помощью комбинированного гидроакустического (векторного) приемника .....	254
<b>Малеханов А.И., Смирнов А.В.</b> Моделирование коэффициента усиления вертикальной антенны в зависимости от ее положения в случайно- неоднородном подводном звуковом канале .....	260

<b>Нечаюк В.Е., Jenkerson M.R., Ковзель Д.Г., Гриценко В.А.</b> Скалярно-векторные характеристики акустических сейсморазведочных сигналов, измеренных автономной станцией Краб-19 на северо-восточном шельфе о. Сахалин .....	265
<b>Переселков С.А., Кузькин В.М., Казначеева Е.С., Ткаченко С.А.</b> Обнаружение шумового источника.....	271
<b>Переселков С.А., Казначеева Е.С., Кузькин В.М., Ткаченко С.А.</b> Адаптивные методы интерферометрической обработки .....	276
<b>Сазонтов А.Г., Смирнов И.П.</b> Предел углового разрешения источников в акустическом волноводе с использованием адаптивной горизонтальной антенны .....	281
<b>Фонин А.А., Сучков С.Г., Михеев С.И., Николаевцев В.А., Сучков Д.С.</b> Новый метод определения акустических параметров геологического разреза.....	286

## **БИОАКУСТИКА**

<b>Бибиков Н.Г., Низамов С.В., Пигарев И.Н.</b> Нейронные реакции коры мозга кошки на звуки, поступающие с фронтального направления (методические аспекты) .....	294
<b>Иванов М.П., Бибиков Н.Г., Мухачев Е.В., Данилов Н.А., Романов Б.В., Красницкий Б.Ю., Стефанов В.Е.</b> Некоторые требования к регистрации и идентификации сигналов гидробионтов .....	300
<b>Иванов М.П., Толмачев Ю.А., Данилов Н.А., Красницкий Б.Ю., Стефанов В.Е.</b> Предварительная оценка синтеза коммуникационных сигналов дельфинов.....	305
<b>Римская-Корсакова Л.К., Родионов А.А., Иванов М.П.</b> Моделирование слуховых реакций дельфинов на эхосигналы, пришедшие от расположенных на разных дистанциях объектов .....	310
<b>Рутенко А.Н., Радаев И.Р., Ущиповский В.Г.</b> Пространственные измерения импульсных акустических сигналов, генерируемых раком-шелкуном в б. Витязь Японского моря и результаты моделирования их распространения .....	320
<b>Рутенко А.Н., Гриценко В.А., Ущиповский В.Г.</b> Измеренные акустические сигналы серых китов и результаты моделирования их распространения на шельфе о. Сахалин .....	325

## **ГЕОАКУСТИКА И АТМОСФЕРНАЯ АКУСТИКА**

<b>Вознесенский А.С., Кидима-Мбомби Л.К.</b> Численное моделирование акустических свойств горных пород с учетом их текстуры.....	330
--	-----

<b>Долгих Г.И., Piao Sh., Будрин С.С., Song Yang, Долгих С.Г., Овчаренко В.В., Чупин В.В., Яковенко С.В., Dong Y., Wang X.</b> Изучение закономерностей распространения низкочастотных гидроакустических сигналов на шельфе убывающей глубины и их трансформации на границе «вода–земная кора» .....	336
<b>Куличков С.Н., Попов О.Е., Чунчузов И.П.</b> Определение местоположения акватории генерации микробаром в океане методом формирования направленности приемных антенн инфразвуковых станций международной системы мониторинга .....	341
<b>Радостин А.В., Зайцев В.Ю., Матвеев Л.А.</b> Оценка интегральных величин нормальных и сдвиговых податливостей структурных неоднородностей горных пород по зависимостям скоростей продольной и сдвиговой волн от давления в рамках дифференциального подхода .....	346
<b>Рутенко А.Н., Jenkerson M.R.</b> Моделирование аномальных эффектов, обнаруженных при распространении сейсморазведочных сигналов на шельфе .....	352

## ДОПОЛНЕНИЕ

<b>Аксенов С.П., Кузнецов Г.Н.</b> Инвариантное представление эффективной фазовой скорости в глубоком океане .....	357
<b>Аксенов С.П.</b> Верификация вычислительной программы в модовом ВКБ-приближении для мелкого и глубокого морей.....	364
<b>Кузнецов Г.Н.</b> Звуковые поля в мелком море в зонах интерференционных минимумов и максимумов .....	371
<b>Кузнецов Г.Н., Степанов А.Н.</b> Мультипольная модель источника звука в волноводе .....	377
<b>Кузнецов Г.Н., Степанов А.Н.</b> Вариации звукового давления и фазовых скоростей в мелком море .....	383
<b>Лупанова А.С., Егорова М.А.</b> Акустическая коммуникация самок и детенышей домовый мыши ( <i>Mus Musculus</i> ) .....	389
<b>Серебряный А.Н.</b> Наблюдение аномальных явлений в море посредством ADCP .....	394

## CONTENTS

Introduction.....	14
-------------------	----

### SOUND PROPAGATION

<b>Burdukovskaya V.G., Raevsky M.A.</b> Influence of wind wave anisotropy on the scattering effects of acoustic modes in a shallow sea.....	17
<b>Virovlyansky A.L.</b> Receive beamforming in an underwater waveguide.....	22
<b>Grigor'ev V.A., Lunkov A.A., Petnikov V.G., Sidorov D.D.</b> Horizontal refraction of acoustic waves in shallow water with inhomogeneous sound speed distribution in the seabed.....	27
<b>Danilov A.A., Kornienko V.N.</b> Detection of a non-transparent silent object in a waveguide by the method of waves time reversion.....	32
<b>Zaslavsky Yu.M., Zaslavsky V.Yu.</b> Simulation of hydroacoustic waves and Rayleigh-Scholte waves on the shelf with smooth bottom stratification.....	36
<b>Konson A.D., Volkova A.A.</b> Influence of mesoscale inhomogeneity of the ocean waveguide on spectral-energy characteristics of a broadband signal.....	41

### SOUND SCATTERING AND REFLECTION

<b>Bulanov V.A., Korskov I.V., Storozhenko A.V.</b> Features of sound scattering in the upper sea layer of the northwestern Pacific Ocean.....	50
<b>Esipov I.B., Kenigsberger G.V., Popov O.E., Poddubnyak V.Ya., Mikheyev V.I.</b> Acoustical acoustic signal fluctuations in sound propagation in a coastal area with a large bottom slope.....	55
<b>Kleshchev A.A.</b> Plane waveguide with anisotropic bottom.....	60
<b>Kosarev O.I., Puzakina A.K.</b> Sonar radiation of a cylindrical shell in a far field.....	66

### ACOUSTIC OCEANOLOGY

<b>Bibikov N.G., Popov O.E., Kenigsberger G.V., Ivanov M.P., Makushevich I.V., Neshenko I.P., Serebryany A.N.</b> Monitoring of the temporal and spatial distribution of snapping shrimps clicks on the Black Sea shelf.....	71
<b>Galkin O.P., Abakumova N.K.</b> The structure of the hydroacoustic field from an underwater earthquake over long distances in the ocean.....	80

<b>Goncharenko B.I., Vedenev A.I., Medvedeva E.V., Shurup A.S.</b> About the possibility of evaluating the parameters of a shall water basis on the data on the spatial attenuation of the scalar vector characteristics of the acoustic field.....	85
<b>Dmitriev K.V., Sergeev S.N., Shurup A.S.</b> Passive ocean tomography by use of noise interferometry.....	91
<b>Egrev S.V., Serebryany A.N.</b> “Citizen science” as applied to acoustics and oceanography .....	101
<b>Katsnelson B.G., Lunkov A.A., Uzhansky E.M.</b> Sound propagation and interaction of modes in the region of the coastal slope in the presence of internal kelvin waves (experiment and theory) .....	108
<b>Kovalenko V.V.</b> The questions of optimal choosing acoustic surveillance system element positions in ocean environment .....	114
<b>Krasulin O.S., Shurup A.S.</b> Application of a functional analytical algorithm for solving the three-dimensional problem of ocean tomography .....	122
<b>Levchenko D.G., Badulin S.I.</b> Seismo-acoustic fields generation by soliton-like sea wave groups.....	128
<b>Lisyutin V.A., Lastovenko O.R., Malenko Zh.V., Yaroshenko A.A.</b> Estimation of microparameters of inter-granular friction and effective pore size during the propagation of a sound wave in unconsolidated marine sediments .....	134
<b>Lisyutin V.A., Lastovenko O.R., Degtyar A.D., Yaroshenko A.A.</b> Estimation of microparameters of inter-granular friction and effective pore size during the propagation of a shear wave in unconsolidated marine sediments .....	140
<b>Manulchev D.S.</b> Study of the hydrology impact on the pulse propagation on the shelf .....	145
<b>Melnikov N.P., Melnikova A.N.</b> Small-scale variability of cavitation strength seawater in the equatorial part of Pacific Ocean.....	150
<b>Prokhorov V.E.</b> Acoustic emission in the collision of a drop of a random form with a water surface .....	156
<b>Sabirov I.R., Sergeev S.N., Shurup A.S.</b> Separation of acoustic modes by noise interferometry methods depending on the distance between receiving hydrophones .....	163
<b>Serebryany A.N., Pao H.P., Tarasov L.L.</b> Interthermocline lens on the shelf: its acoustical vision and passage of internal waves through it .....	169
<b>Serebryany A.N., Liu C.T., Aredov A.A.</b> Underwater noise generation by 2nd mode internal wave in the south China Sea .....	174
<b>Serebryany A.N., Denisov D.M., Khimchenko E.E., Popov O.E.</b> New life of line sensors – measuring instrument of internal waves in the marine environment.....	180

<b>Serebryany A.N., Kenigsberger G.V., Khimchenko E.E., Popov O.E., Denisov D.M., Tarasov L.L., Medvedovskiy V.V., Chekaida V.N.</b> Acoustic diagnostics of processes on the shelf of Abkhazia: results of recent studies.....	185
<b>Khimchenko E.E., Ostrovskii A.G., Goncharov V.V.</b> Investigation of internal waves on the continental slope of the Black Sea during winter stratification.....	192
<b>Chashechkin Yu.D.</b> Ligaments and waves in periodic currents .....	197
<b>Shatravín A.V.</b> Evaluation of underwater acoustic communications performance based on climatological and measured sound speed profiles on the Arctic shelf .....	207

## ENGINEERING EQUIPMENT AND SIGNAL PROCESSING

<b>Brekhovskikh A.L., Voltaire E.R., Zverev A.S., Klyuev M.S., Rakitin I.Ya., Sazhneva A.E., Schrader A.A.</b> About some peculiarities of seismoacoustic detection and study of paleostructures of the sea bottom in the coastal zone.....	212
<b>Britenkov A.K., Farfel V.A., Bogolyubov B.N.</b> Comparison and analysis of electroacoustic characteristics high power density low frequency hydroacoustic transducers.....	218
<b>Kovzel D.G., Gritsenko V.A., Rutenko A.N.</b> Field trials of self-contained vertical acoustic-and-hydrophysical measurement system Mollusk-19 .....	226
<b>Kravchun P.N.</b> Problems of creating small wave size multi-frequency resonance underwater transducers .....	232
<b>Kudashev E.B., Yablonik L.R.</b> Influence of temperature interference in measuring flow noise in deep sea .....	237
<b>Lenkov S.V., Shirokov V.A.</b> Research of test objects and hydroacoustic sensors of ultrasonic range in a one-dimensional hydroacoustic waveguide .....	243
<b>Libenson E.B., Strelenko T.B.</b> Errors in determination the depth of the reflector by sonar for hydroacoustic conditions of the shallow sea .....	249
<b>Losev G.I., Nekrasov V.N.</b> Measurements of hydroacoustic field parameters on the background of an unfavorable weather conditions with the use of the combined hydroacoustic (vector) receiver .....	254
<b>Malekhanov A.I., Smirnov A.V.</b> Modelling of the vertical array gain in dependence on the array arrangement in an randomly inhomogeneous underwater sound channel.....	260
<b>Nechayuk V.E., Jenkerson M.R., Kovzel D.G., Gritsenko V.A.</b> Scalar-vector characteristics of acoustic seismic signals measured by self-contained measuring station Krab-19 on the Northeastern Sakhalin shelf.....	265

<b>Pereselkov S.A., Kuzkin V.M., Kaznacheeva E.S., Tkachenko S.A.</b> Noise source detecting.....	271
<b>Pereselkov S.A., Kuzkin V.M., Kaznacheeva E.S., Tkachenko S.A.</b> Adaptive methods of interferometric processing.....	276
<b>Sazontov A.G., Smirnov I.P.</b> Angle resolution limit for sources in an acoustic waveguide using adaptive horizontal array .....	281
<b>Fonin A.A., Suchkov S.G., Mikheev S.I., Nikolaevtsev V.A., Suchkov D.S.</b> New method of geological profile acoustic parameters determination .....	286

## BIOACOUSTICS

<b>Bibikov N.G., Nizamov S.V., Pigarev I.N.</b> Investigation of the neuronal responses to frontal sounds in temporal auditory cortex of cats (methodical aspects) .....	294
<b>Ivanov M.P., Bibikov N.G., Mukhachev E.V., Danilov N.A., Romanov B.V., Krasnickij B.J., Stefanov V.E.</b> Some requirements for registration and identification of hydrobionts signals .....	300
<b>Ivanov M.P., Tolmachev Y.A., Danilov N.A., Krasnickij B.J., Stefanov V.E.</b> Preliminary estimation of the dolphin communication signals .....	305
<b>Rimskaya-Korsakova L.K., Rodionov A.A., Ivanov M.P.</b> Simulation the dolphin auditory reactions to echo-signals from located at different distances objects .....	310
<b>Rutenko A.N., Radaev Iv.R., Ushchipoivskii V.G.</b> Spatial measurements of pulse acoustic signals generated by snapping shrimp in Vityaz Bay of the Japanese Sea and results modeling their distribution .....	320
<b>Rutenko A.N., Gritsenko V.A., Ushchipoivskiy V.G.</b> Measured acoustic signals of gray whales and results of modeling of their propagation on the Sakhalin shelf .....	325

## GEOACOUSTICS AND ATMOSPHERIC ACOUSTICS

<b>Voznesenskii A.S., Kidima-Mbombi L.K.</b> Numerical simulation of acoustic properties of rocks taking into account their texture .....	330
<b>Dolgikh G.I., Piao Sh., Budrin S.S., Song Y., Dolgikh S.G., Ovcharenko V.V., Chupin V.A., Yakovenko S.V., Dong Y., Wang X.</b> Study of low-frequency hydroacoustic waves behavior at the shelf of decreasing depth and their transformation on the “water-earth crust” boundary .....	336



<b>Kulichkov S.N., Popov O.E., Chunchuzov I.P.</b> Determination of the microbarom generation water area in the ocean by the method of shaping the directivity of the receiving antennas of the infrasound stations of the International monitoring system .....	341
<b>Radostin A.V., Zaitsev V.Yu., Matveev L.A.</b> Estimation of integral values of normal and shear compliances using the dependences of p and s wave velocities on pressure in the framework of the differential approach .....	346
<b>Rutenko A.N., Jenkerson M.</b> Modeling of anomalous effects discovered in propagation of seismic signals on the shelf .....	352

## ADDITION

<b>Aksenov S.P., Kuznetsov G.N.</b> Invariance of the effective phase velocity of acoustic field in the deep ocean .....	357
<b>Aksenov S.P.</b> Verification of the code on the basis of WKB approximation for the shallow sea and the deep ocean .....	364
<b>Kuznetsov G.N.</b> Sound fields in a shallow sea in zones of interference minimum and maximum .....	371
<b>Kuznetsov G.N., Stepanov A.N.</b> Multipole model of sound source in waveguide .....	377
<b>Kuznetsov G.N., Stepanov A.N.</b> Variations in sound pressure and phase velocity in the shallow sea .....	383
<b>Lupanova A.S., Egorova M.A.</b> Acoustic communication between mothers and pups in house mouse ( <i>Mus Musculus</i> ) .....	389
<b>Serebryany A.N.</b> Observation of anomalous phenomena in the sea using ADCP .....	394

## ПРЕДИСЛОВИЕ

В настоящем издании собраны 64 доклада с аннотациями на английском языке, представленные 138 авторами на XVII Школу-семинар «Акустика океана» им. академика Л.М. Бреховских, совмещенную с XXXIII сессией Российского акустического общества. В связи с известными ограничениями из-за пандемии Школа впервые проводилась в формате онлайн Институтом океанологии им. П.П. Ширшова РАН с 19 октября по 23 октября 2020 г.

Доклады поступили из 25 научных организаций 9 городов России, Абхазии, Израиля и США. Основное их число приходится на Институт океанологии им. П.П. Ширшова РАН – 16, Акустический институт им. академика Н.Н. Андреева – 13, Институт общей физики РАН – 9, Тихоокеанский океанологический институт им. В.И. Ильичева ДВО РАН – 8, Институт прикладной физики РАН – 7, Московский государственный университет – 5.

Доклады распределены по следующим разделам (всего шесть разделов): распространение звука, рассеяние и отражение звука, акустическая океанология, технические средства и обработка сигналов, биоакустика, геофизическая и атмосферная акустика.

В разделе **Распространение звука** представлены **10 докладов**. В них обсуждаются результаты численных, а также натуральных экспериментов по распространению звуковых сигналов в шельфовой зоне при различных условиях. Представлены исследования горизонтальной рефракции, а также других эффектов от интенсивных внутренних волн при распространении звука в океанической среде. Изучаются различные особенности распространения звука вдоль границ сред.

В раздел **Рассеяние и отражение звука** входят **4 доклада**. Исследованы особенности рассеяния звука в верхнем слое морей северо-западной части Тихого океана. Внимание уделяется также исследованию отражающих свойств дна океана в зависимости от структуры его верхних осадочных слоев.

Раздел **Акустическая океанология** – **самый большой по объему, представлен 24 докладами**. Он охватывает широкий спектр вопросов, включающих акустические методы исследования океана (в том числе акустическую томографию и мониторинг), важные для подводной акустики океанологические характеристики, экологические проблемы и шумы моря. Часть докладов посвящена вопросам пассивной томографии океана методом шумовой интерферометрии. Дан обзор вопроса о генерации низкочастотных микросейсм и низкочастотных

гидроакустических шумов в океане. Представлены на реальных примерах возможности наблюдения с помощью акустических доплеровских профилометров течений (ADCP) аномальных явлений в море (внутренних волн предельно больших амплитуд, волн-убийц, воздействие проходящего над морем шквала на систему течений в верхнем слое моря и др.) Уделено внимание получившей на Западе в последнее время широкую популярность так называемой «науке граждан», в ее применении к океанологии и акустике, суть которой заключается в привлечении больших масс населения, непрофессиональных ученых к сбору важной научной информации. Несколько докладов посвящены исследованию характеристик внутренних волн, генерации подводного шума внутренними волнами, наблюдению акустическими и традиционными методами внутритермоклинных линз в море и разнообразия гидрофизических процессов на шельфе.

К разделу **Технические средства и обработка сигналов относятся 14 докладов**, в которых представлены результаты разработки и морских испытаний новых технических средств. Представлены также новые, более оптимальные, методы обработки и анализа измеренных волновых полей, позволяющие решать различные задачи акустики океана. Затронуты также вопросы об особенностях сейсмоакустического обнаружения и изучения палеоструктур морского дна в прибрежной зоне.

В разделе **Биоакустика – 7 докладов**. Ряд докладов посвящен исследованию звуковой активности раков-щелкунов в шельфовых водах российских морей, а также исследованиям коммуникационных сигналов дельфинов. Также представлены доклады, касающиеся изучения звукопроводящей системы зубатых китов. Рассмотрены темы акустической коммуникации мышей, а также другие вопросы биоакустики.

В разделе **Геофизическая и атмосферная акустика – 5 докладов**. Они посвящены моделированию аномальных эффектов, обнаруженных при распространении сейсморазведочных сигналов на шельфе, изучению закономерностей распространения низкочастотных гидроакустических сигналов на шельфе, численному моделированию акустических свойств горных пород различной текстуры и другим вопросам. К акустике относится доклад об определении положения области генерации микробаром в океане по измерениям азимутов приходов сигналов на инфразвуковых станциях Международной системы мониторинга.

Со времени предыдущей XVII Школы-семинара имени акад. Л.М. Бреховских прошло два года. К глубокому сожалению, за это время

ушли из жизни наши коллеги, известные ученые, принадлежавшие к научной школе Л.М. Бреховских.

В 2018 г. не стало крупного специалиста – гидроакустика Олега Павловича Галкина, члена Оргкомитета Школы-семинара, который на протяжении многих лет активно участвовал в работе Школы. О.П. Галкин всю свою жизнь проработал в Акустическом институте, был учеником Л.М. Бреховских первого поколения. Своими работами, а только в Акустическом журнале им было опубликовано 37 статей, он внес существенный вклад в экспериментальное изучение распространения звука в океане и очень много сделал для решения важнейших прикладных задач гидроакустики. Являясь организатором науки, Олег Павлович много лет руководил большим научным коллективом, который под его руководством успешно развивал различные направления гидроакустики.

В 2019 г. мы потеряли известного российского ученого Константина Викторовича Авилова, разработавшего самый эффективный в настоящее время алгоритм вычисления звуковых полей в двумерно и трехмерно неоднородных средах волновым методом уточненного широкоугольного параболического уравнения. Сочетая в своей работе высочайшее знание математических методов и характеристик существующей вычислительной техники, Константин Викторович создал уникальную программу, позволяющую точно и очень быстро рассчитывать звуковые поля в океане и атмосфере. Использование этой программы позволило многим исследователям изучить методом численного моделирования различные сложные явления распространения звука в неоднородном океане и атмосфере. Константин Викторович – автор самой цитируемой статьи Акустического журнала, посвященной методу уточненного широкоугольного параболического уравнения. Много лет К.В. Авилев был членом Программного комитета Школы-семинара Л.М. Бреховских.

Оргкомитет

# РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЗВУКА

УДК 534.87:551.463.2

DOI: 10.29006/978-5-9901449-5-8-1

**В.Г. Бурдуковская, М.А. Раевский**

## **ВЛИЯНИЕ АНИЗОТРОПИИ ВЕТРОВОГО ВОЛНЕНИЯ НА ЭФФЕКТЫ РАССЕЯНИЯ АКУСТИЧЕСКИХ МОД В МЕЛКОМ МОРЕ**

*Институт прикладной физики Российской академии наук  
Россия, 603950, Нижний Новгород, ул. Ульянова, 46  
Тел.: (831) 416-0629; E-mail: [bvg@appl.sci-nnov.ru](mailto:bvg@appl.sci-nnov.ru)*

Проведено теоретическое исследование горизонтальной анизотропии акустических характеристик тонального сигнала в волноводе с анизотропным ветровым волнением. Обсуждается применимость традиционной модели изотропного ветрового волнения для задач прикладной акустики.

**Ключевые слова:** акустические характеристики, изотропное ветровое волнение

Как правило, эффекты многократного рассеяния акустического поля на ветровом волнении исследуются с использованием упрощенной модели изотропного ветрового волнения. Вместе с тем хорошо известно, что реальное ветровое волнение имеет высокую степень анизотропии, что подтверждено многочисленными натурными экспериментами [3]. Ранее было проведено теоретическое исследование влияния анизотропии волнения на горизонтальный угловой спектр динамических шумов океана [4]. Здесь мы рассмотрим влияние анизотропии ветрового волнения на статистические характеристики акустических мод, возбуждаемых тональным источником. Основное внимание уделено сравнению результатов, прогнозируемых для модели ветрового анизотропного волнения с эмпирическим частотно-угловым спектром и упрощенной модели изотропного волнения.

Рассмотрим акустическое поле, генерируемое тональным источником с частотой  $f_0$  в океаническом волноводе, свободная граница которого имеет случайные вертикальные смещения, обусловленные ветровым волнением. Для акустики мелкого моря основной интерес представляет низкочастотный диапазон  $f \leq 300$  Гц. При этом для типичных скоростей ветра  $V \ll 15$  м/с среднеквадратичная амплитуда волнения и частота  $\omega_0$ , как правило, удовлетворяют условию малости параметра Рэлея. В случае модового описания поля это условие означает малость эффектов однократного рассеяния акустических мод, но позволяет описывать эффекты многократного рассеяния.

Исходным для анализа является уравнение переноса для функций поперечной корреляции нормальных мод в волноводе с нерегулярным профилем свободной границы. Для ненаправленного в горизонтальной плоскости источника оно имеет вид:

$$\frac{\partial N_p(\rho, x)}{\partial x} = \sum_{p_2} W_{pp_2}(\rho, x) N_{p_2}(\rho, x) - 2(\gamma_p + \text{Im} k_p) N_p(\rho, x) \quad (1)$$

Здесь  $\gamma_p$  – декремент затухания когерентной компоненты амплитуды моды  $\langle a_p \rangle$ ,  $\text{Im} k_p$  – мнимая часть волнового числа, обусловленная потерями энергии в воде и донном грунте,  $W_{pp_2}$  – вероятность перехода между модами, описывающая эффекты взаимного рассеяния мод, локализованных в волноводе,  $N_p(\rho, x)$  – функция корреляции амплитуд мод:

$$N_p(\rho, x) = \left\langle a_p \left( -\frac{\rho}{2}, x \right) a_p^* \left( \frac{\rho}{2}, x \right) \right\rangle. \quad (2)$$

Функции  $\gamma_p$  и  $W_{pp_2}$  выражаются через частотно-угловой спектр ветрового волнения [4].

Частотно-угловой спектр волнения  $B(\Omega, \theta)$ , как правило, рассматривается в виде произведения частотного спектра  $F(\Omega)$  и нормированного углового спектра  $Q(\Omega, \theta)$ :

$$B(\Omega, \theta) = F(\Omega) Q(\Omega, \theta) \quad (3)$$

В настоящее время достаточно хорошо изучен эмпирический частотный спектр волнения  $F(\Omega)$ , для которого используется модель JONSWAP [3]. Для функции  $Q(\Omega, \theta)$  обычно используют аппроксимацию:

$$Q(\Omega, \theta) = 2^{2s-1} \frac{\Gamma^2(s+1)}{\Gamma(2s+1)} \left[ \cos \left( \frac{\theta - \alpha}{2} \right) \right]^{2s}. \quad (4)$$

Здесь  $\alpha$  – направление ветра,  $\Gamma(x)$  – гамма-функция, а  $s$  зависит от частоты  $\Omega$ . Здесь мы будем использовать эмпирическую зависимость [3]:

$$s = 11.5 \left( \frac{g}{V} \right)^{2.5} \Omega_m^{-7.5} \Omega^5 \quad \text{при } \Omega \leq \Omega_m;$$

$$s = 11.5 \left( \frac{g}{V} \right)^{2.5} \Omega^{-2.5} \quad \text{при } \Omega > \Omega_m \quad (5)$$

Уравнение (1) может быть решено лишь численными методами. Далее мы ограничимся рассмотрением когерентной компоненты модовых амплитуд и интенсивности рассеянной компоненты мод в мелком море. Численное моделирование было выполнено для гидрологических условий Баренцева моря в зимний период, для которого характерны профили скорости звука со слабым положительным градиентом. Расчеты проведены для волновода с линейным профилем скорости звука:  $c(0) = 1490$  м/с,  $c(H) = 1500$  м/с., глубина дна  $H = 200$  м. В качестве модели дна выбрано жидкое полупространство  $\rho = 2$  г/см<sup>3</sup>,  $c_1 = 1600$  м/с,  $c_t = 0$  м/с. Предполагается, что глубина точечного источника  $z_{II} = 10$  м, частота излучения  $f_0 = 240$  Гц. Для скорости ветра  $V$  выбиралось типичное значение  $V = 10$  м/с, что соответствует умеренному ветровому волнению.

Поскольку нас интересует отличие результатов, полученных для анизотропной модели ветрового волнения и упрощенной модели изотропного волнения, далее приводятся отношения соответствующих значений. На рис. 1 приведены нормированные таким образом значения декремента затухания когерентной компоненты  $\gamma_p(\alpha)$  для мод с номерами  $p = 1, 10$  и  $20$ .

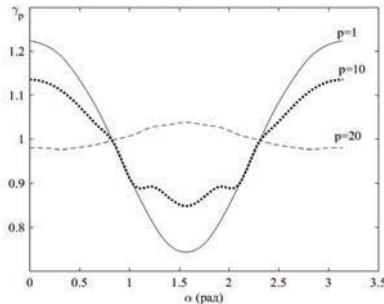


Рис. 1. Нормированный декремент затухания когерентной компоненты мод.

Угол  $\alpha$  между вектором скорости ветра  $V$  и направлением акустической трассы рассматривается в диапазоне  $0 \leq \alpha \leq \pi$  ввиду очевидной симметрии  $\gamma_p(-\alpha) \equiv \gamma_p(\alpha)$ . Сразу заметим, что все полученные зависимости в диапазоне  $0 \leq \alpha \leq \pi$  также симметричны относительно  $\alpha = \pi/2$ . Видно, что зависимость  $\gamma_p$  от угла  $\alpha$  проявляется максимально для низших слабозатухающих мод волновода (которые и определяют характеристики акустического поля в мелком море). Для мод с высокими номерами  $\gamma_p(\alpha)$  практически не зависит от угла  $\alpha$ . Интересно также отметить, что при  $\alpha \approx \pi/4$  и  $\alpha \approx 3\pi/4$  упрощенная изотропная модель волнения дает практически правильные результаты. На рис. 2 приведены данные расчетов интенсивности рассеянной компоненты  $n_p(\alpha)$  (акустических мод с номерами  $p = 1, 10$  и  $20$ ). Здесь также угловая зависимость  $n_p(\alpha)$  более выражена для низших мод волновода. При этом отличие результатов расчета для анизотропной модели волнения и упрощенной изотропной более значимо и может достигать 10 дБ.

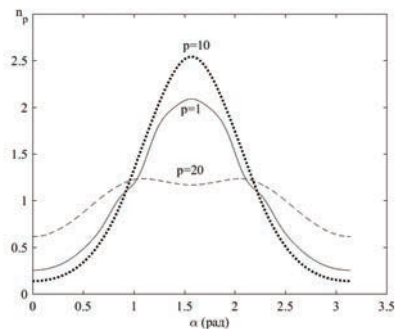


Рис. 2. Нормированная интенсивность рассеянной компоненты мод.

Таким образом, на основании приведенных расчетов можно сделать предварительный вывод, что учет анизотропии ветрового волнения более важен для прогнозирования характеристик рассеянной компоненты акустического поля, чем его когерентная компонента.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 20-19-00383.

## Литература

1. Канцельсон Б.Г., Петников В.Г. Акустика мелкого моря. М. Наука. 1997. С. 193.
2. Раевский М.А., Хилько А.И. О пространственно-временной когерентности низкочастотных акустических волн в мелком море с флуктуирующими параметрами // Акуст. журн. 2015. Т. 61. № 3. С. 369–378.



3. Давидан И.Н., Лопатухин Л.И., Рожков В.А. Ветровое волнение в Мировом океане. Л.: Гидрометеиздат, 1985. 256 С.
4. Завольский Н.А., Раевский М.А. Горизонтальная анизотропия динамических шумов в глубоком и мелком море // Акуст. журн. 2019. Т. 65. № 2. С. 197–202.

**V.G. Burdukovskaya, M.A. Raevsky**

**INFLUENCE OF WIND WAVE ANISOTROPY ON THE  
SCATTERING EFFECTS OF ACOUSTIC MODES  
IN A SHALLOW SEA**

*IAPRAS, NizhnyNovgorod, Russia  
603950, ul. Ul'yanova, 46,  
Tel.: (831) 416-0629; E-mail: [bvg@appl.sci-nnov.ru](mailto:bvg@appl.sci-nnov.ru)*

A theoretical study of the horizontal anisotropy of the acoustic characteristics of a tonal signal in a waveguide with anisotropic wind waves is carried out. The applicability of the traditional model of isotropic wind waves for applied acoustics is discussed.

**Keywords:** acoustic characteristics, isotropic wind waves

**Acknowledgment:** This work was supported by the Russian Science Foundation grant No. 20-19-00383.

**References**

1. Kantselson B.G. and Petnikov V.G. Shallow Sea Acoustics. Moscow: Nauka, 1997, 193 p.
2. Raevsky M.A. and Khilko A.I. On the space-time coherence of low-frequency acoustic waves in a shallow sea with fluctuating parameters. Akust. Zhurnal, 2015, Vol. 61, No. 3, pp. 369–378.
3. Davidan I.N., Lopatukhin L.I., and Rozhkov V.A. Wind waves in the World Ocean. Leningrad: Hydrometeoizdat, 1985, 256 p.
4. Zavolsky N.A. and Raevsky M.A. Horizontal anisotropy of dynamic noise in deep and shallow sea. Akust. Zhurnal, 2019, Vol. 65, No. 2, pp. 197–202.

**А.Л. Вировлянский**

## **ФОРМИРОВАНИЕ ДИАГРАММЫ НАПРАВЛЕННОСТИ ПРИЕМНОЙ АНТЕННЫ В ПОДВОДНОМ ВОЛНОВОДЕ**

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

Рассматривается регистрация поля тонального точечного источника в подводном звуковом канале (ПЗК) с помощью вертикальной приемной решетки. В свободном пространстве для выделения сигналов, приходящих с разных направлений, формируются лепестки диаграммы направленности антенны. В докладе обсуждаются аналогии этой процедуры для применения в ПЗК. Одним из них является традиционный метод согласованной с полем обработки сигналов, который в англоязычной литературе называется *matched field processing* (MFP). В качестве альтернативы MFP предложен подход, базирующийся на выделении компонент поля, устойчивых к крупномасштабным вариациям скорости звука. Такие компоненты формируются узкими пучками лучей, приходящими на апертуру антенны по разным путям. Показано, что новый подход менее, чем MFP, чувствителен к неизбежным неточностям математической модели среды. Ожидается, что он может быть применен для создания робастных алгоритмов решения обратных задач гидроакустики, связанных с локализацией источника и реконструкцией параметров среды.

**Ключевые слова:** обратная задача гидроакустики, точечный тональный источник

Рассмотрим ситуацию, когда поле точечного тонального источника, расположенного в точке  $\mathbf{r}_s$ , регистрируется вертикальной антенной решеткой. Вектор комплексных амплитуд сигналов на элементах решетки обозначим  $\mathbf{v}$  и назовем его сигнальным вектором. Будем сравнивать его с сигнальными векторами  $\mathbf{u}(\mathbf{r}_0)$ , рассчитанными с использованием имеющейся модели среды для разных точек размещения источника  $\mathbf{r}_0$  при фиксированном положении антенны. Нормируем сравниваемые векторы условием  $|\mathbf{v}| = |\mathbf{u}(\mathbf{r}_0)| = 1$ . В классическом методе MFP близость  $\mathbf{v}$  и  $\mathbf{u}(\mathbf{r}_0)$  количественно характеризуется их скалярным произведением

$|\mathbf{u}^H(\mathbf{r}_0)\mathbf{v}|$ , где  $H$  обозначает эрмитово сопряжение [1, 2]. Коэффициент:

$$p(\mathbf{r}_0) = \left| \mathbf{u}^H(\mathbf{r}_0)\mathbf{v} \right|^2 = \mathbf{v}^H \mathbf{P}(\mathbf{r}_0)\mathbf{v}, \quad (1)$$

где  $\mathbf{P}(\mathbf{r}_0) = \mathbf{u}(\mathbf{r}_0)\mathbf{u}^H(\mathbf{r}_0)$  – проекционная матрица, можно рассматривать как выходной сигнал антенной решетки, настроенной на прием поля, излученного из точки  $\mathbf{r}_0$ . В свободном пространстве  $\mathbf{v}$  и  $\mathbf{u}(\mathbf{r}_0)$  представляют приходы плоских волн, а  $p(\mathbf{r}_0)$  – мощность сигнала с лепестка диаграммы направленности антенны, нацеленного на точку  $\mathbf{r}_0$ .

Функция  $p(\mathbf{r}_0)$  используется при решении задачи локализации источника в ПЗК, то есть задачи отыскания точки  $\mathbf{r}_s$ . В качестве оценки  $\mathbf{r}_s$  принимается  $\mathbf{r}_0$ , отвечающее максимуму  $p(\mathbf{r}_0)$ .

На практике данный подход имеет весьма ограниченную область применимости. Дело в том, что в условиях многолучевости даже небольшое рассогласование между реальным ПЗК и его математической моделью служит причиной значительных ошибок при расчете сигнального вектора.

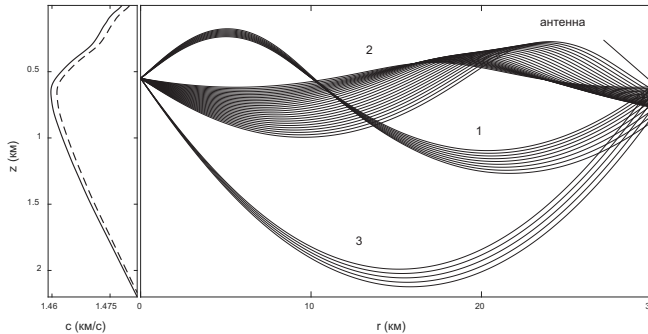


Рис. 1. Слева: невозмущенный (сплошная линия) и возмущенный (пунктир) профили скорости звука. Справа: три пучка лучей, попадающих на антенну.

В качестве примера рассмотрим глубоководный волновод с профилем скорости звука, показанным в левой части рис. 1 сплошной линией. Поле источника, расположенного на глубине 0.7 км, регистрируется на дистанции 30 км вертикальной решеткой, перекрывающей интервал глубин от 0.75 до 1 км. В правой части рис. 1 показаны три пучка лучей, распространяющихся без отражения от сильно поглощающего дна и попадающих на апертуру антенны. Отклонение реального распределения поля скорости звука в ПЗК от его математической модели будем рассматривать как крупномасштабное (по сравнению с длиной волны)

возмущение. Лучи из одного и то же пучка имеют близкие траектории. Поэтому в присутствии возмущения они пересекают примерно одни и те же неоднородности и приобретают почти одинаковые дополнительные набеги фаз  $\varphi$ . Набег фазы, приобретаемый лучами  $n$ -го пучка, обозначим  $\varphi_n$ ,  $n = 1, 2, 3$ . Поскольку разные пучки пересекают разные неоднородности, значения  $\varphi_1$ ,  $\varphi_2$  и  $\varphi_3$  независимы.

В невозмущенном ПЗК, когда модель среды идеально точна, сигнальный вектор можно представить в виде  $\mathbf{v} = \sum_{n=1}^3 \mathbf{u}_n$ , где  $\mathbf{u}_n$ ,  $n = 1, 2, 3$  – вклады отдельных пучков. В соответствии с вышесказанным, в присутствии возмущения сигнальный вектор можно представить в виде другой линейной комбинации тех же векторов  $\mathbf{u}_n$  [3]:

$$\mathbf{v} = \sum_{n=1}^3 \gamma_n \mathbf{u}_n, \quad (2)$$

где  $\gamma_n = \exp(i\varphi_n)$  – неизвестные фазовые множители. Поскольку даже слабое возмущение среды может вызвать набеги фаз  $\varphi_n$  сравнимые с  $\pi$ , реальный сигнальный вектор может кардинально отличаться от результата его расчета в невозмущенном волноводе.

Векторы  $\mathbf{u}_n$  представляют компоненты поля, которые в работе [3] названы устойчивыми. Их устойчивость проявляется в том, что в присутствии возмущения каждая из них приобретает лишь независимый от глубины фазовый множитель. В [3] предложен метод выделения данных компонент из суммарного поля, базирующийся на применении заимствованного из квантовой механики разложения поля по когерентным состояниям.

Согласно (2) вектор  $\mathbf{v}$  является элементом векторного пространства  $\Gamma$ , базисом которого служат векторы  $\mathbf{u}_n$ . Введем матрицу  $\mathbf{U} = [\mathbf{u}_1, \mathbf{u}_2, \mathbf{u}_3]$ , столбцами которой служат эти векторы и воспользуемся ее сингулярным разложением  $\mathbf{U} = \sum_{n=1}^3 \lambda_n \xi_n \eta_n^H$ , где  $\lambda_n$  – сингулярные числа, а  $\xi_n$  и  $\eta_n$  – сингулярные векторы. Векторы  $\mathbf{u}_n$ , а вместе с ними  $\lambda_n$ ,  $\xi_n$  и  $\eta_n$ , являются функциями  $\mathbf{r}_0$ . Проекция сигнального вектора  $\mathbf{v}$  на пространство  $\Gamma$  равна  $\mathbf{Q}(\mathbf{r}_0)\mathbf{v}$ , где  $\mathbf{Q}(\mathbf{r}_0) = \sum_{n=1}^3 \xi_n(\mathbf{r}_0) \xi_n^H(\mathbf{r}_0)$ . Если  $\mathbf{r}_0 = \mathbf{r}_s$  и вектор  $\mathbf{v}$  с хорошей точностью может быть представлен в виде разложения (2), то его проекция примерно совпадает с самим вектором, то есть  $\mathbf{Q}(\mathbf{r}_0)\mathbf{v} \approx \mathbf{v}$ . Исходя из этого, в качестве выходного сигнала антенны вместо  $p(\mathbf{r}_0)$ , примем:

$$q(\mathbf{r}_0) = \mathbf{v}^H \mathbf{Q}(\mathbf{r}_0) \mathbf{v}. \quad (3)$$

Как и  $p(\mathbf{r}_0)$ , функция  $q(\mathbf{r}_0)$  принимает значения в интервале  $[0, 1]$  и должна иметь максимум при  $\mathbf{r}_0$  близком к истинному положению источника.

Принципиально важный момент заключается в том, что функция  $q(\mathbf{r}_0)$  фактически представляет собой результат некогерентного суммирования устойчивых компонент поля и поэтому она менее чувствительна к неточностям модели среды, чем  $p(\mathbf{r}_0)$ . При настройке антенны на прием сигналов, излученных из точки  $\mathbf{r}_0 = \mathbf{r}_s$ , следует ожидать, что сигнал на выходе процессора (3), равный  $q(\mathbf{r}_s)$ , должен, как правило, превышать сигнал  $p(\mathbf{r}_s)$  на выходе процессора (1). Это подтверждается приведенными на рис. 2 результатами вычисления значений  $p(\mathbf{r}_s)$  и  $q(\mathbf{r}_s)$  для ситуации, когда источник и антенна расположены как показано на рис. 1. Проекционные матрицы  $\mathbf{P}(\mathbf{r}_0)$  и  $\mathbf{Q}(\mathbf{r}_0)$  рассчитаны в невозмущенном плоскостойком волноводе с профилем скорости звука, изображенном сплошной линией. «Измеренное» поле  $\mathbf{v}$  рассчитано в возмущенном («реальном») волноводе с опорным профилем скорости звука, изображенном пунктирной линией, и случайными флуктуациями скорости звука со среднеквадратичной амплитудой 0.25 м/с и характерными вертикальным и горизонтальным масштабами равными 0.5 км и 5 км соответственно. Как видим, для всех рассмотренных 40 реализаций случайного возмущения  $q(\mathbf{r}_s) > p(\mathbf{r}_s)$ .

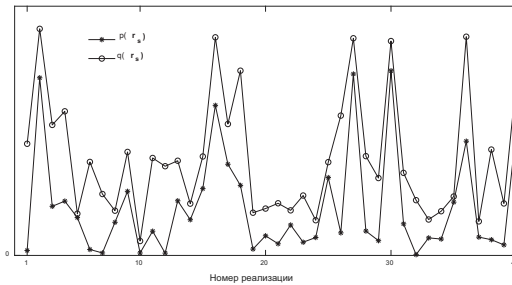


Рис. 2. Величины коэффициентов  $p$  (звездочки) и  $q$  (кружки), рассчитанные для 40 реализаций случайного возмущения скорости звука.

Переход от  $p(\mathbf{r}_s)$  к  $q(\mathbf{r}_s)$  является основным результатом данной работы. Такая модификация делает метод MFP более робастным и расширяет область его применимости.

Работа выполнена при поддержке программы президиума РАН № 5 «Фотонные технологии в зондировании неоднородных сред и биообъектов».

## Литература

1. Baggeroer A.B., Kuperman W.A., Mikhalevsky P.N. An overview of matched field methods in ocean acoustics // J. Ocean. Eng. 1993. Vol. 18. No. 4. P. 401–424.
2. Tolstoy A. Review of matched field processing for environmental inverse problems // International journal of modern physics. 1992. Vol. 3. No. 4. P. 691–708.
3. Virovlyansky A.L. Stable components of sound fields in the ocean // J. Acoust. Soc. Am. 2017. Vol. 141. No. 2. P. 1180–1189.

**A.L. Virovlyansky**

## RECEIVE BEAMFORMING IN AN UNDERWATER WAVEGUIDE

*Institute of Applied Physics of the Russian Academy of Sciences  
46 Ul'yanov Street, 603950, Nizhny Novgorod, Russia  
Tel.: (831) 416-4784; E-mail: viro@appl.sci-nnov.ru*

The registration of the wavefield excited by a CW point source in an underwater sound channel (USC) using a vertical receiving array is considered. In the free space to isolate signals coming from different directions, the lobes of the antenna pattern are formed. The report discusses the analogues of this procedure for use in USC. One of them is the traditional method of matched field processing (MFP). As an alternative to MFP, an approach based on the isolation of field components stable to large-scale variations in the sound speed is proposed. Such components are formed by narrow beams of rays that arrive at the antenna aperture via different paths. It is shown that the new approach is less than MFP sensitive to the inevitable inaccuracies of the environmental model. It is expected that it can be used to create robust algorithms for solving inverse problems of hydroacoustics associated with source localization and reconstruction of environmental parameters.

**Keywords:** inverse hydroacoustics problem, point tonal source

**Acknowledgment:** This work was supported by the Program of the Presidium of the Russian Academy of Sciences No. 5 «Photonic technologies in sensing inhomogeneous media and biological objects».

## References

1. Baggeroer A.B., Kuperman W.A., and Mikhalevsky P.N. An overview of matched field methods in ocean acoustics. J. Ocean. Eng., 1993, Vol. 18, No. 4, pp. 401–424.
2. Tolstoy A. Review of matched field processing for environmental inverse problems. International journal of modern physics, 1992, Vol. 3, No. 4, pp. 691–708.
3. Virovlyansky A.L. Stable components of sound fields in the ocean. J. Acoust. Soc. Am., 2017, Vol. 141, No. 2, pp. 1180–1189.

**В.А. Григорьев<sup>1</sup>, А.А. Луньков<sup>2,3</sup>, В.Г. Петников<sup>2</sup>, Д.Д. Сидоров<sup>3</sup>**

## **ГОРИЗОНТАЛЬНАЯ РЕФРАКЦИЯ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН В МЕЛКОВОДНЫХ АКВАТОРИЯХ С НЕОДНОРОДНЫМ РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ СКОРОСТИ ЗВУКА В ДНЕ**

*<sup>1</sup>Воронежский государственный университет  
Россия, 394018 Воронеж, Университетская пл., д.1*

*<sup>2</sup>Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН  
Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, д.38*

*Тел.: (499) 503-8777 (доб. 384); E-mail: [lunkov@kapella.gpi.ru](mailto:lunkov@kapella.gpi.ru)*

*<sup>3</sup>Московский государственный технический университет  
им. Н.Э. Баумана, Россия, 105005 Москва, ул. 2-я Бауманская, д.5*

С использованием подхода «горизонтальные лучи–вертикальные моды», а также метода модовых параболических уравнений, рассмотрена задача о горизонтальной рефракции нормальных волн (мод) в мелководной акватории постоянной глубины в области, где происходит плавный переход от акустически мягкого дна к жесткому. Показано, что в такой области может наблюдаться не только рефракция, но и фокусировка звука в горизонтальной плоскости. Фокусировка происходит при расположении источника звука примерно в центре переходной области, где фазовые скорости мод достигают своего минимума. Наиболее сильно этот эффект проявляется на низких частотах и для первой волноводной моды.

**Ключевые слова:** мелководный волновод, неоднородное дно, горизонтальная рефракция

Перераспределение энергии акустических волн в горизонтальной плоскости – горизонтальная рефракция – в мелководных акваториях может быть обусловлена различными факторами: наличием наклона дна, присутствием температурного фронта, движением интенсивных внутренних волн [1]. Во всех этих ситуациях водный слой в той или иной степени является неоднородным (изменение температуры, изменение глубины волновода и т.д.). В то же время представляет интерес изучение горизонтальной рефракции в условиях однородного водного слоя фиксированной толщины, когда меняются только акустические характеристики дна. Отметим, что в мелководных акваториях при примерно постоянной глубине могут наблюдаться достаточно протяженные участки длиной до 10 км, где происходит плавный переход от акусти-

чески мягкого дна (здесь скорость звука в дне  $c_b$  меньше, чем скорость звука в воде  $c$  ( $c_b < c$ )), к акустически жесткому (имеет место обратное неравенство) [2]. Ширина таких участков может достигать нескольких километров. Целью настоящей работы является исследование в рамках модельных экспериментов возможности наблюдения горизонтальной рефракции в подобных условиях. Здесь следует упомянуть работу [3], где рассмотрено перераспределение энергии волноводных мод в горизонтальной плоскости, связанное с неоднородностями верхнего слоя донных осадков и наклоном дна. Однако в этой работе рассмотрен случай только жесткого дна, когда горизонтальная рефракция, связанная с неоднородностью дна, практически незаметна.

Схема модельного волновода, выбранного для настоящего исследования, показана на рис. 1 в двух проекциях. Задача решалась в декартовой системе координат  $(x, y, z)$ . Предполагалось, что водный слой является однородным и имеет постоянную толщину  $H$ . Скорость звука в дне не зависела от глубины и менялась только вдоль оси  $y$ , причем область  $y < -L/2$  отвечала мягкому дну со скоростью звука  $c_{b1}$ ,  $y > L/2$  – жесткому дну со скоростью  $c_{b2}$ , а  $-L/2 < y < L/2$  – переходной области. В переходной области скорость звука в дне изменялась по линейному закону  $c_b = c_{b1} + (c_{b2} - c_{b1})(y + L/2)/L$ . При этом плотность дна  $\rho_b$  и коэффициент поглощения в дне  $\beta_b$  выбирались постоянными по всему району. Рассматривалось три точки расположения источника звука: над акустически мягким дном (положение 1 на рис. 1), в центре переходной области (положение 2) и над акустически жестким дном (положение 3).

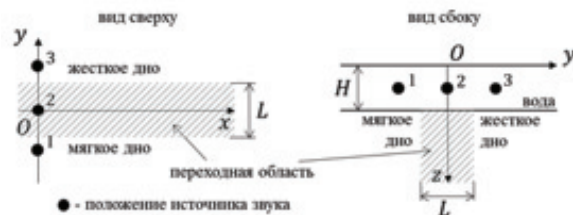


Рис. 1. Схема модельного волновода.

Анализ горизонтальной рефракции в мелководном волноводе проводился с использованием подхода «горизонтальные лучи – вертикальные моды» [1], а также метода модовых параболических уравнений [1, 4]. Для реализации этих подходов рассчитывались зависимости постоянных распространения  $\xi_m(y) = q_m(y) + iy_m(y)/2$  и фазовых скоростей мод  $V_{\text{фм}}(y) = 2\pi f/q_m(y)$  от координаты  $y$ , которые затем преобразовывались в



зависимости показателя преломления  $n_m(y) = q_m(y)/q_m(y_s) = V_{фм}(y_s)/V_{фм}(y)$ ,  $y_s$  – координата источника звука,  $f$  – частота излучаемого звука. Параболическое уравнение решалось в параксиальном приближении.

Параметры волновода выбирались близкими к параметрам мелководной акватории в одном из районов Карского моря. Толщина водного слоя составляла  $H = 28$  м. Скорость звука в воде предполагалась постоянной  $c = 1470$  м/с. Плотность дна принималась равной  $\rho_b = 1600$  кг/м<sup>3</sup>, а коэффициент поглощения –  $\beta_b = 0.33$  дБ/λ. Скорость звука в акустически мягком дне и в акустически жестком дне составляла  $c_{b1} = 1400$  и  $c_{b2} = 1600$  м/с, соответственно. Ширина переходной области  $L = 2$  км. Источник звука имел декартовы координаты  $(0, -1500, 14)$ ,  $(0, 0, 14)$  или  $(0, 1500, 14)$ . (Здесь приведены значения в метрах).

Результаты расчета лучевых траекторий для трех положений источника, профиль скорости звука в дне и профиль фазовой скорости первой моды приведены на рис. 2 для частоты 55 Гц. На данной частоте звуковое поле в рассматриваемом волноводе формируется эффективно только одной первой модой – одномодовый режим распространения. Заметим, что, несмотря на линейное изменение скорости звука в дне (рис. 2г), фазовая скорость моды ведет себя немонотонным образом (рис. 2д). Более того, фазовая скорость в переходной области имеет глобальный минимум. Таким образом, если расположить источник вблизи этого минимума, то в горизонтальной плоскости будет наблюдаться захват части лучей в канал, который будет сопровождаться фокусировкой звука (рис. 2б). Угол захвата лучей составляет около  $\pm 10^\circ$ . Когда же источник находится вне переходной области, может наблюдаться лишь небольшая рефракция в виде слабой дефокусировки звука (рис. 2а и 2в).

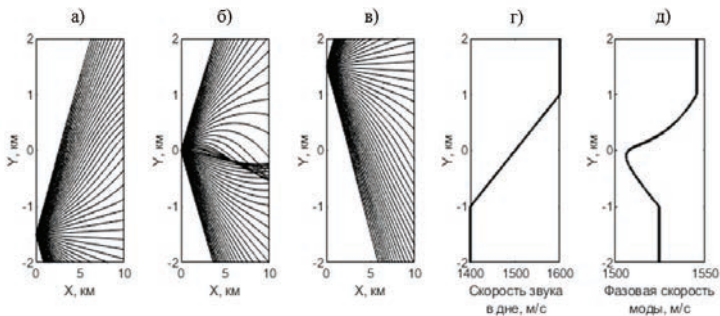


Рис. 2. Лучевые картины звукового поля в горизонтальной плоскости при трех положениях излучателя (а-в), зависимость скорости звука в дне (г) и фазовой скорости моды (д) от координаты  $y$ . Показаны результаты для первой волноводной моды на частоте 55 Гц.

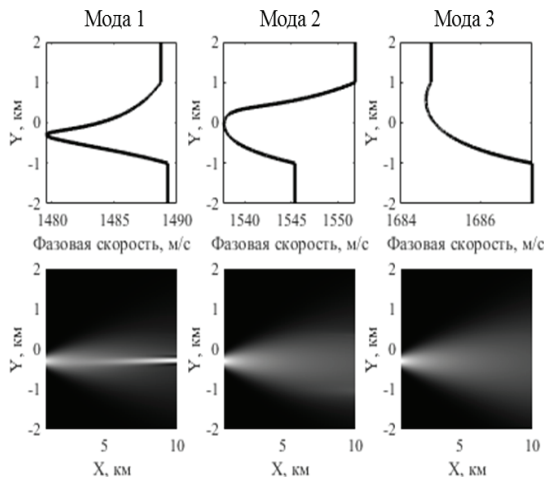


Рис. 3. Зависимости фазовых скоростей первых трех мод от координаты  $y$  (верхний ряд) и соответствующие распределения модальных амплитуд в горизонтальной плоскости. Показаны результаты для частоты 134 Гц.

Обратимся теперь к случаю, когда в волноводе распространяется несколько мод. На рис. 3 приведены зависимости фазовых скоростей для первых трех мод на частоте 134 Гц и соответствующие распределения модальных амплитуд в горизонтальной плоскости, рассчитанные с помощью узкоугольного параболического уравнения. Можно видеть, что глубина минимума фазовой скорости первой моды становится меньше по сравнению с минимумом на рис. 2д, однако фокусировка звука все еще наблюдается и угол захвата составляет  $\pm 5^\circ$ . (Источник звука здесь помещен в точку минимума фазовой скорости первой моды). Выраженный глобальный минимум фазовой скорости имеется и у второй моды, однако малый контраст скоростей не приводит к заметной горизонтальной рефракции на расстояниях до 10 км от источника. Для третьей моды минимум почти исчезает – рефракция не проявляется.

Таким образом, в работе продемонстрировано, что в мелководной акватории с постоянной глубиной и однородным водным слоем может наблюдаться горизонтальная рефракция акустических волн, обусловленная изменением скорости звука в дне. Этот эффект заметен в области перехода от акустически мягкого к акустически жесткому дну. При расположении низкочастотного источника звука вблизи центра переходной области проявляется фокусировка звука в горизонтальной плоскости.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, проект № 19-02-00127.

## Литература

1. Кацнельсон Б.Г., Переселков С.А. Горизонтальная рефракция низкочастотного звукового поля, вызванная солитонами внутренних волн в мелководном волноводе // Акустический журнал. 2000. Т. 46. № 6. С. 779–788.
2. Григорьев В.А., Петников В.Г., Росляков А.Г., Терехина Я.Е. Распространение звука в мелком море с неоднородным газонасыщенным дном // Акустический журнал. 2018. Т. 64. № 3. С. 342–358.
3. Ballard M. S., Lin Y. T., Lynch J. F. Horizontal refraction of propagating sound due to seafloor scours over a range-dependent layered bottom on the New Jersey shelf // The Journal of the Acoustical Society of America. 2012. Vol. 131. No. 4. P. 2587–2598.
4. Trofimov M. Yu., Kozitskiy S. B., Zakharenko A. D. A mode parabolic equation method in the case of the resonant mode interaction // Wave Motion. 2015. Vol. 58. P. 42–52.

**V.A. Grigor'ev<sup>1</sup>, A.A. Lunkov<sup>2,3</sup>, V.G Petnikov<sup>2</sup>, D.D. Sidorov<sup>3</sup>**

### **HORIZONTAL REFRACTION OF ACOUSTIC WAVES IN SHALLOW WATER WITH INHOMOGENEOUS SOUND SPEED DISTRIBUTION IN THE SEABED**

*<sup>1</sup>Voronezh State University*

*1 Universitetskaya Sq., Voronezh, 394018, Russia*

*<sup>2</sup>Prokhorov General Physics Institute RAS*

*38 Vavilov St., Moscow, 119991, Russia*

*Tel.: (499) 503-8777 (ext. 384); E-mail: lunkov@kapella.gpi.ru*

*<sup>3</sup>Bauman Moscow State Technical University*

*5 2<sup>nd</sup>Baumanskaya St., Moscow, 105005, Russia*

Using the “horizontal rays and vertical modes” approach, as well as the method of mode parabolic equations, the problem of horizontal refraction of normal modes in shallow water with constant depth in the region where a smooth transition from an acoustically soft bottom to hard one occurs. Numerical simulations show that in this region not only refraction can be observed, but also the sound focusing in the horizontal plane. Focusing occurs when a sound source is located approximately in the center of the transition region, where the phase velocities of the modes reach their minima. The effect is substantial at low frequencies for the first normal mode.

**Keywords:** shallow-water waveguide, inhomogeneous bottom, horizontal refraction

**Acknowledgment:** This work was supported by the Russian Foundation for Basic Research, project No. 19-02-00127.

## References

1. Katsnel'son B.G. and Pereselkov S.A. Low-frequency horizontal acoustic refraction caused by internal wave solitons in a shallow sea. *Acoustical physics*, 2000, Vol. 46, No. 6, pp. 684–691.
2. Grigor'ev V.A., Petnikov V.G., Roslyakov A.G., and Terekhina Y.E. Sound Propagation in Shallow Water with an Inhomogeneous GAS-Saturated Bottom. *Acoustical Physics*, 2018, Vol. 64, No. 3, pp. 331–346.
3. Ballard M.S., Lin Y.T., and Lynch J.F. Horizontal refraction of propagating sound due to seafloor scours over a range-dependent layered bottom on the New Jersey shelf. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 2012, Vol. 131, No. 4, pp. 2587–2598.
4. Trofimov M. Yu., Kozitskiy S. B., and Zakharenko A. D. A mode parabolic equation method in the case of the resonant mode interaction. *Wave Motion*, 2015, Vol. 58, pp. 42–52.

**А.А. Данилов<sup>1</sup>, В.Н. Корниенко<sup>2</sup>**

## **ОБНАРУЖЕНИЕ НЕПРОЗРАЧНОГО БЕСШУМНОГО ОБЪЕКТА В ВОЛНОВОДЕ МЕТОДОМ ВРЕМЕННОГО ОБРАЩЕНИЯ ВОЛН**

*<sup>1</sup>Акустический институт им. акад. Н.Н. Андреева*

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

*Тел.: (499) 723-6300; E-mail: dalex46@mail.ru*

*<sup>2</sup>Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН*

*Россия, 125009, Москва, ул. Моховая, 11*

*Тел.: (495) 629-3491; E-mail: korn@cplire.ru*

Представлены результаты восстановления звукового поля в волноводе, содержащем неоднородность с абсолютно жесткой границей, численным методом обращения времени. Показано, что при наличии широкополосного импульсного источника, расположенного дальше от звукопрозрачной антенны, чем сама неоднородность, использование указанного метода позволяет восстановить ее пространственные координаты.

**Ключевые слова:** волновод, акустический сигнал, акустика обращенного времени, акустические методы, звуковое поле

Методы акустики обращенного времени (time reversed acoustic) развиваются уже на протяжении многих лет [1, 2]. В частности, при их помощи решаются задачи фокусировки излучения в гидроакустике, сейсмологии, электродинамике (см., например, [3–5]). Они также используются для восстановления координат источника звука по данным, которые известны на замкнутых и незамкнутых поверхностях (т.н. полостях и зеркалах обращения времени [6]).

Реализующий подход зеркал обращения времени – параллельный вычислительный алгоритм, основанный на уравнениях акустики в пространственно-временном представлении, был предложен в [7].

Целью данной работы было исследование возможности использования указанных методов для выявления в волноводе неоднородности с абсолютно упругой поверхностью при его возбуждении широкополосным импульсным источником. Отметим, что линейный размер неоднородности существенно меньше размеров рассматриваемой области, а положение точечного источника звука заранее неизвестно.

Была рассмотрена следующая двумерная задача (рис. 1.). Прямоугольный водный слой, глубина которого  $h = 100$  м, ограничен сверху

свободной поверхностью, а снизу – абсолютно жесткой. В этом волноводе расположена вертикальная звукопрозрачная антенна, расстояние между элементами которой равно 1 м. Элементами являются приемники акустического давления. На некотором расстоянии  $L$  от антенны находится неоднородность в виде круга диаметром 12 м. Точечный источник 5, расстояние до которого от антенны больше  $L$ , излучает импульс, имеющий вид одного периода синусоиды с частотой 500 Гц. В проведенных вычислительных экспериментах  $L = 300$  м, расстояние до источника было равно 1300 м.

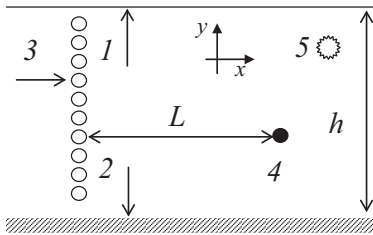


Рис. 1. Схема рассматриваемой области с выбранной системой координат: свободная (1) и абсолютно жесткая (2) поверхность, 3 – приемная антенна, 4 – неоднородность, 5 – источник.

Зеркало обращения времени в нашем случае совпадает с приемной антенной. Восстановление акустического поля происходит в предположении, что волновод не содержит никаких неоднородностей. Характерный вид распределения восстановленного давления  $p(x, y, t=t_1)$  представлен на рис. 2. Как следует из рисунка, зависимость  $p(x, y, t)$  является слабо информативной с точки зрения определения наличия искомой неоднородности в водном слое.

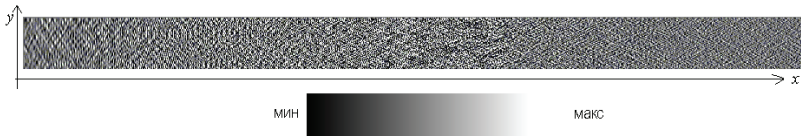


Рис. 2. Пространственное распределение акустического давления в волноводе в фиксированный момент времени.

Рассмотрим теперь следующую функцию:

$$F(x, y, t) = \int_0^t |p(x, y, t')| dt'$$

Вид  $F(x, y, t_1)$  в тот же самый момент времени, что и распределение давления (рис. 2), показан на рис. 3. В распределении присутствует локальный минимум, который хорошо различим на рисунке (указан стрелкой). Его положение совпадает с положением неоднородности.



Рис. 3. Пространственное распределение функции  $F(x, y, t)$  в фиксированный момент времени.

Нами был проведен ряд вычислительных экспериментов, в которых изменялись как координаты источника, так и координаты неоднородности. Во всех случаях положение минимума функции  $F(x, y, t)$  совпадало с положением неоднородности.

Таким образом, на примере двумерного прямоугольного волновода показано, что методы акустики обращенного времени могут быть использованы для восстановления координат бесшумного объекта с идеальной жесткой поверхностью.

Расчеты были выполнены на вычислительных ресурсах Межведомственного суперкомпьютерного центра.

## Литература

1. Fink M. Time Reversed Acoustics // *Phys.Today*. 1997. Vol. 50. No. 3. P. 34–40.
2. Kober J., Dvorakova Z., Prevorovsky Z., Krofta J. Time reversal transfer: Exploring the robustness of time reversed acoustics in media with geometry perturbations // *JASA*. 2015. Vol. 138. No. 1. P. EL49–EL53.
3. Farin M., Prada C., de Rosny J. Selective remote excitation of complex structures using time reversal in audible frequency range // *JASA*. 2019. Vol. 146. No. 4. P. 2510–2521.
4. Wapenaar K., Brackenhoff J., Thorbecke J. Green's theorem in seismic imaging across the scales // *Solid Earth*. 2019. Vol. 10. No. 2. P. 517–536.
5. Hong P., Ojambati O., Legendijk A., Mosk A., Vos W. Three-dimensional spatially resolved optical energy density enhanced by wave front shaping // *Optica*. 2018. Vol. 5. No. 7. P. 844–849.
6. Derode A., Roux P., Fink M. Robust Acoustic Time Reversal with High-Order Multiple Scattering // *PRL*. 1995. Vol. 75. No. 23. P. 4206–4210.
7. Данилов А.А., Корниенко В.Н., Курышев В.Е. Обращение волнового фронта в нестационарных задачах гидроакустики // *Сборник трудов XVI сессии Российского акустического общества*. Т. II. М.: ГЕОС, 2005. С. 14–18.

**A.A. Danilov<sup>1</sup>, V.N. Kornienko<sup>2</sup>**

## **DETECTION OF A NON-TRANSPARENT SILENT OBJECT IN A WAVEGUIDE BY THE METHOD OF WAVES TIME REVERSION**

<sup>1</sup>*N.N. Andreyev Acoustic Institute Shvernika Str., 4, Moscow, 117036  
Tel.: (499) 126-63-62, E-mail: dalex46@mail.ru*

<sup>2</sup>*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 reconstructing the sound field in a waveguide containing an inhomogeneity with an absolutely rigid boundary by a numerical time reversal method are presented. It is shown that in the presence of a broadband pulsed source located further from the antenna than the inhomogeneity itself, the use of this method allows one to restore its spatial coordinates.

**Keywords:** an acoustic signal, time reversed acoustic

### **References**

1. Fink M. Time Reversed Acoustics. *Phys. Today*, 1997, Vol. 50, No. 3, pp. 34–40.
2. Kober J., Dvorakova Z., Prevorovsky Z., and Krofta J. Time reversal transfer: Exploring the robustness of time reversed acoustics in media with geometry perturbations. *JASA*, 2015, Vol. 138, No. 1, pp. EL49–EL53.
3. Farin M., Prada C., and de Rosny J. Selective remote excitation of complex structures using time reversal in audible frequency range. *JASA*, 2019, Vol. 146, No. 4, pp. 2510–2521.
4. Wapenaar K., Brackenhoff J., and Thorbecke J. Green's theorem in seismic imaging across the scales. *Solid Earth*, 2019, Vol. 10, No. 2, pp. 517–536.
5. Hong P., Ojambati O., Lagendijk A., Mosk A., and Vos W. Three-dimensional spatially resolved optical energy density enhanced by wave front shaping. *Optica*, 2018, Vol. 5, No. 7, pp. 844–849.
6. Derode A., Roux P., and Fink M. Robust Acoustic Time Reversal with High-Order Multiple Scattering. *PRL*, 1995, Vol. 75, No. 23, pp. 4206–4210.
7. Danilov A.A., Kornienko V.N., and Kuryshev V.E. Wavefront reversal in non-stationary problems of hydroacoustics. *Proceedings of the XVI Session of the Russian Acoustic Society*, Vol. 2, Moscow: GEOS, 2005, pp. 14–18.

**Ю.М. Заславский, В.Ю. Заславский**

**МОДЕЛИРОВАНИЕ ГИДРОАКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН И ВОЛН  
РЭЛЕЯ-ШОЛТЕ НА ШЕЛЬФЕ С ПЛАВНОЙ  
СТРАТИФИКАЦИЕЙ ДНА**

*Институт прикладной физики РАН  
Россия, 603950, Нижний Новгород, ул. Ульянова, д. 46  
Тел.: (831) 436-4764, E-mail: zaslav@appl.sci-nnov.ru*

На основе применения метода конечных элементов выполнено 3D численное моделирование распространения донных сейсмических и гидроакустических волн, излучаемых монополем (видеоимпульсы) в прибрежной акватории с учетом особенностей, обусловленных присутствием рыхлых донных морских осадков. Показано, что в структуре с плавной стратификацией донной толщи по упругим параметрам возбуждается гидроакустическая волна, а также дублет (волна Рэлея–Шолте).

**Ключевые слова:** гидроакустическая, донная поверхностная волна, шельф, акватория, плавная стратификация дна, монополь

Донные пограничные волны Рэлея–Шолте (поверхностный тип волн), распространяющиеся в мелководной акватории, исследуются в ряде работ [1–3] при упругих параметрах, неизменных вглубь дна. В работе [4] теоретически анализируются характеристики поверхностных волн нерэлеевского типа, распространяющихся с низкими скоростями вдоль границы в условиях плавной стратификации донной среды. В настоящей работе методом конечных элементов, реализуемых вычислительными пакетами, численно моделируется возбуждение сейсмоакустических волн импульсным гидроакустическим источником (монополь) в акватории шельфа, где верхние слои осадочной донной толщи также характеризуются плавной стратификацией. При исследовании предполагается гидроакустический бассейн 25 м глубины и используются две модели, позволяющие выполнить сравнительный анализ.

Первой рассматривается модель, в которой стратификация дна имеет вид, подобный рассмотренному в [4]: модуль Юнга нарастает вглубь по линейному закону  $E \sim \text{const} \times z$ , причем квадрат скорости волн сдвига с глубиной также растет линейно, коэффициент Пуассона монотон-



но падает, а остальные параметры остаются постоянными  $\rho = const$ ,  $c_l = const$ . На рис. 1 представлена плоскость, на которой синтетические волновые отклики располагаются в виде «строчка под строчкой». Предполагается, что сигналы регистрируются донными сейсмическими, либо гидроакустическими, датчиками давления в пунктах, расположенных последовательно и эквидистантно вдоль линии вблизи границы на удалении  $b$  от источника с шагом 10 м. Донные заглублены в сторону дна, гидроакустические – в сторону жидкости. По первым вступлениям импульсов-откликов строятся волновые годографы, на основе которых выполняется интерпретация полной волновой совокупности, генерируемой пульсирующим источником. Принадлежность приходящих волн тому или иному типу можно интерпретировать с помощью годографов, по которым определяется скорость распространения. Скорость вычисляется как тангенс угла наклона линий, соединяющих моменты вступления в ближайшие точки регистрации волновых импульсов, соответствующих одинаковым фазам колебаний на осциллограммах, которые представлены в виде «строчка под строчкой». Годограф № 1, представленный жирной прямой на рис. 1, проведен по первым вступлениям импульсов, приходящих по времени раньше других и образующих линию с наклоном, соответствующим скорости распространения  $c = 1500$  м/с. Этот годограф отождествляется с гидроакустической волной. Следующий импульс (вместе с аналогичными, поступающими на соседние датчики), приходящий с увеличенной задержкой по времени на ближайший к источнику датчик, образует годограф № 2. Годограф № 2 характеризуется более крутым наклоном и соответствует пограничной волне Рэлея–Шолте, распространяющейся со скоростью  $c_{R-Sch} = 2600$  м/с. Третий годограф № 3 образуется совокупностью импульсов, подобных второму (и аналогичными на соседних датчиках), но с интервалом в задержке относительно второго  $\tau \approx 15$  мс. Импульсы двух последних (№ 2, № 3), имеющие полярность, противоположную гидроакустическому, образуют дублет волн Рэлея–Шолте. Волны в дублете, распространяясь с более высокой скоростью, догоняют гидроакустическую на некоторой дистанции от источника.

Далее рассматривается вторая модель с несколько другим видом стратификации дна, чем представленная выше. Предполагается, что коэффициент Пуассона в дне остается постоянным и соответствует случаю водоподобной среды, а квадрат скорости распространения обеих волн (продольных и поперечных) линейно нарастает с глубиной, при этом на границе с водой имеет место скачок скорости продольных

волн, что является идеализацией. Параметры дна принимают следующие значения: плотность  $\rho = 2.73 \text{ г/см}^3$ , коэффициент Пуассона  $\nu = 0.49$ , кроме того, предполагается, что  $c_i^2 = 102 \cdot 10^2 \cdot z$ ,  $c_i^2 = 2 \cdot 10^2 \cdot z$ , где координата  $z$  имеет своим началом границу вода–дно, а соответствующая ось направлена вглубь донной толщи. На глубине 25 м под указанной границей скорости упругих волн достигают значений  $c_i = 504.975 \text{ м/с}$ ,  $c_i = 70.7 \text{ м/с}$ .

На рис. 2 демонстрируется волновое поле в виде набора синтетических сейсмограмм, построенных по результатам моделирования осциллограмм-откликов на акустическое импульсное воздействие монополя в условиях второй модели. Сейсмограммы соответствуют волновым откликам (акустическое давление), регистрируемым в приемных точках, расположенных в жидкости (на удалении 0.5 м от донной границы) последовательно в линию с шагом 10 м. Так, годограф № 1 соответствует приходу гидроакустической волны со скоростью распространения 1500 м/с. Годографы № 2 и № 3 соответствуют приходу пары волн Рэлея–Шолте со скоростью распространения 2600 м/с. Близость значений скорости волн поверхностного типа для обеих моделей дна свидетельствует о доминирующем вкладе сдвиговой упругости, поскольку основное различие в условиях генерации волн заключено в неодинаковой упругости среды в этих моделях на объемное сжатие, влияющей на скорость продольных волн, при этом поперечная податливость не затронута. Длительность взаимной задержки импульсов в дублете равна 20 мс и совпадает с временем прохождения водного бассейна глубиной 25 м вверх и вниз с указанной скоростью. Каждая пара представляет собой импульсы, инвертированные один по отношению к другому по форме, в отличие от предыдущего случая, в котором импульсы в дублете сфазированы. Такая особенность должна быть принята во внимание, поскольку указывает на возможность использования в качестве признака диагностики характера стратификации.

Общим свойством, характерным для обеих моделей стратификации, является различие в скорости спада амплитуды (или уровня) гидроакустических волн и волн Шолте по мере распространения. Гидроакустическая волна, несмотря на отсутствие диссипации, спадает достаточно резко, поскольку последняя в расчетах (при моделировании) во внимание не принимается. Волны Шолте по мере распространения спадают по уровню заметно медленнее и уже на последних отрезках трассы превышают импульсы гидроакустической волны. Гидроакустическая волна является объемной, уходящей вглубь, в отличие от поверхностного типа волн дублета, приспособанных к границе. Это еще одна особенность, ко-

торая указывает на возможность использования волн Шолте в качестве признака диагностики присутствия источника волновых возмущений, локализованного в некоторой точке в прибрежной акватории, что ранее отмечалось и другими исследователями.

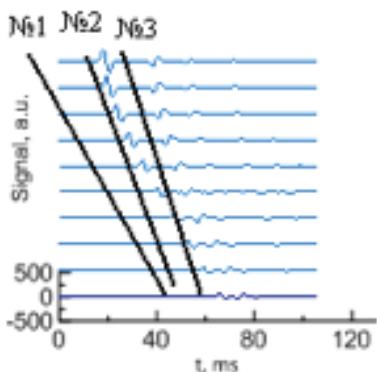


Рис. 1.

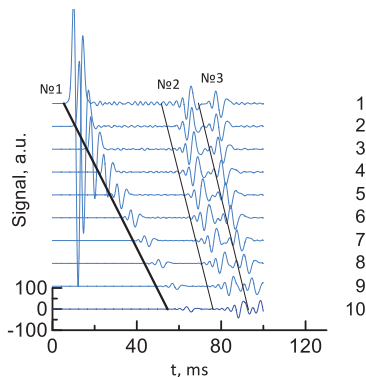


Рис. 2.

Анализ вышеизложенных вопросов с использованием моделей, в которых плавная стратификация распространяется на более глубокие горизонты, показывает наличие особенностей, требующих обсуждения в последующих работах.

В итоге, по результатам 3D-численного моделирования показано, что монополем, пульсирующим в акватории шельфа, возбуждается гидроакустическая волна и пара (или дублет) донных пограничных волн Рэля-Шолте. Генерация волн Шолте происходит как в условиях скального грунта, так и при наличии в донной среде плавной стратификации в виде нарастающих в глубину упругих параметров. Моделирование пограничных волн выполнено на примере донной среды с двумя видами скоростных разрезов. Можно прийти к заключению, что для решения задач дистанционного зондирования среды, а также для обнаружения малозаметных источников в прибрежной акватории и удаленного контроля за их пространственным перемещением, необходима селективная регистрация волн каждого типа.

Работа выполнена в рамках государственного задания ИПФ РАН (проект 0035-2019-0019).

## Литература

1. Касаткин Б.А., Злобина Н.В., Касаткин С.Б. Особенности пространственно-частотной структуры звуковых полей, сформированных пограничными волнами Рэлея-Шолте // Подводные исследования и робототехника. 2018. № 2 (26).
2. Касаткин Б.А., Касаткин С.Б. Использование пограничных волн Рэлея-Шолте в проблеме обнаружения малошумных объектов в мелком море // Прикладные технологии гидроакустики и ... 2018. elibrary.ru.
3. Акопов С.С., Акопова Е.А., Григорьев А.Г. Экспериментальное исследование возможности использования поверхностной волны Шолте для изучения строения верхней части разреза на акваториях // Вопросы инженерной ... 2016. elibrary.ru.
4. Годин О.А. Взаимодействие поверхностных и объемных волн в мелком море с плавно меняющейся глубиной // Акуст. журн. 2007. Т. 53. вып. 6. С. 809–816.

**Yu.M. Zaslavsky, V.Yu. Zaslavsky**

### **SIMULATION OF HYDROACOUSTIC WAVES AND RAYLEIGH-SCHOLTE WAVES ON THE SHELF WITH SMOOTH BOTTOM STRATIFICATION**

*Institute of applied physics RAS  
Russia, 603950, Nizhny Novgorod, Ul'yanov str., 46  
Tel.: (831) 436-4764, E-mail: zaslav@appl.sci-nnov.ru*

Using the finite element method, a 3D numerical simulation of the propagation of bottom seismic and hydroacoustic waves emitted by the monopole (video pulses) in the coastal water area was performed, taking into account the features caused by the presence of loose bottom marine sediments. It is shown that a hydroacoustic wave and a doublet (Rayleigh–Scholte wave) are excited in a structure with smooth stratification of the bottom layer by elastic parameters.

**Keywords:** hydroacoustic, boundary, surface wave, smooth bottom stratification, shelf, water area

**Acknowledgment:** The work was performed within the framework of the state assignment of the IAP RAS project 0035-2019-0019.

## References

1. Kasatkin B.A., Zlobina N.V., and Kasatkin S.B. Features of the spatial frequency structure of sound fields formed by Rayleigh-Scholte boundary waves. Underwater research and robotics, 2018, No. 2 (26).
2. Kasatkin B.A. and Kasatkin S.B. Using Rayleigh-Scholte boundary waves in the problem of detecting low-noise objects in a shallow sea. Applied technologies of hydroacoustics and ... 2018, elibrary.ru.
3. Akopov S.S., Akopova E.A., and Grigoriev A.G. Experimental study of the possibility of using the Scholte boundary wave to study the structure of the upper part of the section in water areas. Questions of engineering ... 2016, elibrary.ru.
4. Godin O.A. Interaction of surface and volume waves in a shallow sea with a smoothly changing depth. journal. 2007, Vol. 53, Vol. 6, pp. 809–816.

**А.Д. Консон, А.А. Волкова**

## **ВЛИЯНИЕ МЕЗОМАСШТАБНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ ОКЕАНИЧЕСКОГО ВОЛНОВОДА НА СПЕКТРАЛЬНО- ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ШИРОКОПОЛОСНОГО СИГНАЛА**

*АО «Концерн «Океанприбор»*

*Россия, Санкт-Петербург, Чкаловский пр., д. 46*

*Тел.: (812) 499-74-54, E-mail: mfp@mail.wplus.net*

Проведены исследования спектрально-энергетических характеристик шумовых сигналов надводных кораблей в акваториях Баренцева, Белого и Норвежского морей. Получены спектрально-энергетические характеристики сверхмедленных флуктуаций сигнала с частотой до 0.05 Гц. Установлено, что сверхмедленные флуктуации проявляются по-разному, в зависимости от диапазона частот сигнала. Высказано предположение, что причиной указанных свойств сверхмедленных флуктуаций являются мезомасштабные неоднородности в океаническом волноводе, которые приводят к интерференции сигнала. В верхнем частотном диапазоне шумового сигнала существование сверхмедленных флуктуаций может быть объяснено, согласно классической теории, рассеянием сигнала на взволнованной поверхности в условиях, когда параметр Рэля значительно больше единицы. В нижнем частотном диапазоне шумового сигнала существование сверхмедленных флуктуаций может быть объяснено дифракцией звука на внутренней волне, образованной, в том числе, самим кораблем.

**Ключевые слова:** океанический волновод, мезомасштабные неоднородности, внутренняя волна, шумовой сигнал, интерференция, спектр флуктуаций

### **Введение**

Излучаемый надводным кораблем шум представляет собой широкополосный сигнал, который обладает рядом специфических особенностей, существенно отличающих его от белого шума. Изучение свойств шумового сигнала надводного корабля в морской среде с различными гидрофизическими характеристиками представляет большой практический интерес.

Основываясь на фундаментальных работах по акустике океана, следует предположить, что у шумового сигнала надводного корабля могут существовать сверхмедленные флуктуации, проявляющиеся на частотах менее 0.05 Гц. Природа таких флуктуаций, согласно [1], может быть обусловлена рассеянием звука при отражении от взволнованной поверхности. Согласно упомянутым работам, при значениях параметра Рэля меньше единицы  $2k\sigma_n \sin\alpha \leq 1$ , где  $k$  – волновое число,  $\sigma_n$  – среднеквадратическое значение неровностей поверхности,  $\alpha$  – угол скольжения луча у поверхности, спектр флуктуаций отраженного сигнала повторяет спектр волнения и проявляется на частотах от 0.05 до 0.5 Гц, но с ростом этого параметра спектр расширяется, а основная энергия флуктуаций сигнала проявляется в окрестности нулевой частоты.

В работах [2, 3] показано, что одним из важных факторов, влияющих на распространение звука в океане, являются внутренние волны. Для появления различных внутренних волн важно наличие термоклина с острым температурным перепадом и соответствующим градиентом плотности воды. Экспериментально установлено, что изменчивость интенсивности звукового поля схожа с пространственно-временной изменчивостью термоклина.

В работе [4] указано на существенное влияние на акустический сигнал явлений гидродинамической природы при томографии на просвет. При движении объекта наблюдения это могут быть спутные осцилляционные течения, а также вызываемые этими течениями, т.н. «присоединенные» гравитационные волны, как поверхностные, так и внутренние. При этом амплитуда «дифракционного» сигнала от движущегося объекта существенно меньше сигнала, вызываемого гидродинамической природой низкочастотной модуляции поля подсветки.

Целью работы является исследование сверхмедленных флуктуаций шумового сигнала надводного корабля, которые позволили бы сделать обоснованные предположения о природе таких флуктуаций.

**Условия получения натуральных данных и методы их анализа.** Для достижения указанной цели работы был проведен лабораторный анализ натуральных записей акустических сигналов надводных кораблей разного водоизмещения в различных гидролого-акустических условиях акваторий Баренцева, Белого и Норвежского морей. Лабораторные исследования проводились методом компьютерного моделирования канала обработки сигнала с использованием программного пакета MATLAB.

Таблица 1. Условия проведения натуральных записей.

№	Район, сезон	Водоизмещение корабля, тонн	Расстояние до корабля, км	Длительность записи, мин
1	Баренцево море, октябрь	2 500	3–5	22
2	Норвежское море, декабрь	25 000	5–10	29
3	Норвежское море, декабрь	25 000	20–40	28
4	Белое море, июнь	5 000	5–7	30

В качестве исходных данных для проведения лабораторных исследований использовались натурные записи акустических сигналов, выполненные с помощью аппаратуры консервации информации гидроакустического комплекса [5]. Условия проведения натуральных записей приведены в таблице 1. Волнение поверхности моря во всех случаях не превышало четырех баллов.

Общую схему обработки условно можно разделить на две ветки, в каждой из которых осуществляется свой вид обработки, заканчивающийся индикацией. Первая ветка обработки заканчивается отображением спектра флуктуаций широкополосного шумового сигнала корабля на каждой частотной составляющей шумового сигнала в полосе от 500 Гц до 7500 Гц с шагом 50 Гц. В результате получаем спектр флуктуаций с частотой дискретизации 0.24 Гц. Для частоты дискретизации 0.24 Гц длительность выборки 256 отсчетов (для процедуры БПФ с получением разрешения спектра  $0.9375 \times 10^{-3}$  Гц) составляет более 17 минут, поэтому для каждого эксперимента получен один мгновенный спектр сверхмедленных флуктуаций сигнала. Для отображения в яркостном виде для каждого спектра флуктуаций производится их нормирование на общий максимум.

Вторая ветка обработки предназначена для получения межчастотной (по несущей) корреляции флуктуаций широкополосного шумового сигнала корабля. Для этого попарно вычисляется коэффициент корреляции амплитудных огибающих сигнала, полученных для разных диапазонов частот сигнала. Такая обработка позволяет определить, насколько «дружно» флуктуирует сигнал на разных частотах. На выходе второй ветки обработки формируется яркостная картина в виде матрицы коэффициентов корреляции между флуктуациями шумового сигнала на разных частотах.

**Результаты натуральных исследований.** При исследовании шумового сигнала надводного корабля во всех экспериментах наблюдались сверхмедленные флуктуации на частотах менее 0.05 Гц. При этом очевидным

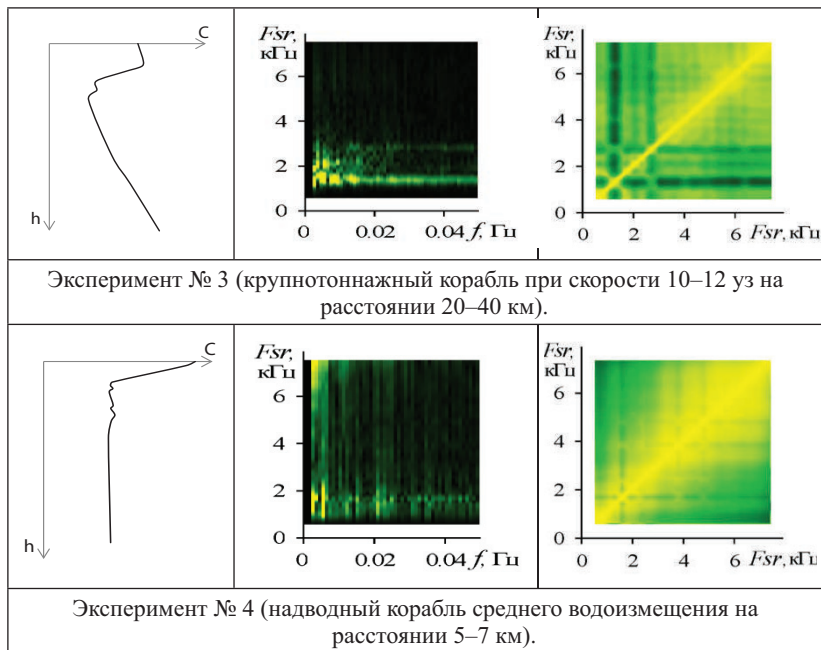
стало, что сверхмедленные флуктуации, скорее всего, имеют различную природу. Рассмотрим полученные результаты.

Для каждого эксперимента результаты представлены в таблице 2 в виде двух яркостных индикаторных картин в желто-зеленой палитре. На первой (второй столбец) представлена яркостная картина спектра флуктуаций сигнала корабля в зависимости от средней частоты полосы шумового сигнала. По оси абсцисс – частота сверхмедленных флуктуаций  $f$ , Гц. По оси ординат – средняя частота полосы шумового сигнала  $F$ , кГц. На второй (третий столбец) представлена яркостная картина матрицы межчастотной (по частотным полосам шумового сигнала) корреляционной функции флуктуаций сигнала корабля. По осям абсцисс и ординат – средняя частота полосы шумового сигнала  $F$  кГц. В таблице 2 также показан вид распределения скорости звука по глубине.

Таблица 2. Результаты экспериментов

а) Вид распределения скорости звука	б) Развертка спектра флуктуаций $f$ по частоте несущей $F$	в) Матрица коэффициента корреляции флуктуаций по частоте несущей $F$
Эксперимент №1 (корабль малого водоизмещения на расстоянии 3–5 км)		
Эксперимент № 2 (крупнотоннажный корабль при скорости 10–12 узлов на расстоянии 5–10 км).		





Можно считать, что результаты первого эксперимента согласуются с моделью образования сверхмедленных флуктуаций при рассеянии звука на взволнованной поверхности. На это указывают следующие факторы. Как указано в работах [1], сверхмедленные флуктуации могут появиться при больших параметрах Рэля, которые, в свою очередь, возможны с ростом частоты основного сигнала.

В таблице для первого эксперимента видно, что флуктуации появляются на частотах более 3 кГц и растут с увеличением частоты. При этом флуктуации для частот основного сигнала менее 2.5 кГц имеют более высокий уровень межчастотной корреляции, чем в другой области частот. На этих частотах сигнала, как известно, при малых параметрах Рэля, существует узкая индикатриса рассеяния сигнала, флуктуации согласуются с волнением поверхности моря и когерентны в диапазоне малых частот (менее 2.5 кГц). Обе наблюдаемые зависимости подтверждают формирование сверхмедленных флуктуаций за счет отражения сигнала от взволнованной поверхности моря.

Иные результаты получены после обработки шумового сигнала от крупнотоннажного корабля водоизмещением более 20 тысяч тонн, движущегося со скоростью порядка 10–12 узлов (вторая и третья строки та-

блицы 2). Видно, что частотные характеристики сверхмедленных флуктуаций в разное время наблюдения при нахождении корабля на малом и большом расстояниях устойчиво сохраняются. В обоих случаях сверхмедленные флуктуации можно наблюдать на низких частотах основного сигнала до 3 кГц. При этом видно, что на этих частотах отсутствует корреляция сверхмедленных флуктуаций на разных частотах шумового сигнала. Также на матрице корреляционной функции в области низких частот видны локальные максимумы, что свидетельствует о существовании интерференционных явлений. При этом в области частот, где отсутствуют флуктуации, наблюдается высокая когерентность огибающей на разных частотах сигнала.

На основе рассмотренных результатов в опыте с крупнотоннажным кораблем возможно допустить, что сигнал проходил через дифракционную решетку, образованную внутренней волной [6]. В этом основное отличие от эксперимента с кораблем малого водоизмещения, где имели приповерхностный канал, но не было слоя скачка с большим градиентом скорости звука (температуры воды). Рассмотрим возможные предположения существования такой модели образования сверхмедленных флуктуаций на низких частотах шумового сигнала, излучаемого у поверхности моря.

Существует множество факторов воздействия на воду в океане, чтобы вывести ее из равновесия. Наиболее часто внутренние волны возбуждаются приливом около границы материкового склона или течением при обтекании неоднородностей дна. Описаны и другие способы возбуждения внутренних волн. В том числе образование внутренних волн возможно вследствие движения корабля, например, при его движении с небольшой скоростью, тогда создаются не только корабельные волны на поверхности моря, но и внутренняя волна на границе раздела слоев воды. Такие волны относятся к коротким поступательным внутренним волнам, высота которых может превышать высоту поверхностных волн в десятки раз, а скорость гораздо меньше скорости распространения поверхностных волн.

Для объяснения существования сверхмедленных флуктуаций в диапазоне низких частот шумового сигнала, предлагаем рассматривать взаимодействие акустической волны с внутренней волной подобно тому, как это существует при дифракции света на ультразвуке (акустооптическая дифракция). В том и другом случае возникает структура, аналогичная дифракционной решетке: под действием ультразвуковой волны – при акустооптической дифракции и под действием внутренней волны – в нашем случае. При этом эффект дифракции образуется при периодических изменениях показателя преломления луча в среде.

По отношению к акустической волне, учитывая возможные параметры внутренней волны, образованной вследствие движения корабля, когда длина волны меньше высоты, вполне можно рассматривать эту волну как дифракционную решетку Брэгга, в которой дифракция волны происходит на объемной периодической структуре при падении луча под углом к решетке. В режиме дифракции Брэгга проходящий луч пересекает две или более волновые поверхности внутренней волны. Это приводит к тому, что лучи, отраженные на неоднородностях среды с переменным показателем преломления, имеют разность хода, и в результате образуется эффект интерференции [7].

Согласно общей теории, в нашем случае при распространении акустической волны сквозь неоднородную среду внутренней волны, дифракционные эффекты должны заметно проявляться для длин акустических волн, сравнимых с длиной внутренней волны [8]. При длине внутренней волны, существенно превышающей длину акустической волны (в 3–4 раза и более), явлением дифракции, как правило, можно пренебречь. Этим можно объяснить отсутствие эффекта сверхмедленных флуктуаций сигнала на высоких частотах шумового сигнала надводного корабля. Если рассмотреть корреляционные матрицы, то видно, что на высоких частотах флуктуации имеют более высокую межчастотную когерентность, чем на малых частотах, что возможно при прохождении сигнала через внутреннюю волну (дифракционную решетку) без существенного рассеяния, когда размеры акустической волны существенно меньше внутренней.

В процессе проведения натуральных экспериментов наблюдались сверхмедленные флуктуации сигнала надводного корабля, появление которых можно было бы объяснить одновременным действием двух факторов: рассеянием звука на взволнованной поверхности моря и дифракцией звука на внутренней волне. Такие результаты получены в эксперименте номер 4 (надводный корабль среднего водоизмещения). Видно, что сверхмедленные флуктуации проявляются как на верхних частотах шумового сигнала, так и на нижних, хотя в разной степени интенсивности. При этом между частотными областями существования сверхмедленных флуктуаций имеется определенный разрыв, что допускает предположение о различной природе их образования. Такой результат легко объяснить тем, что условия распространения сигнала в равной степени допускали возможность существования как чисто водных лучей, так и лучей, отраженных от поверхности.

## Заключение

1. Во всех опытах по изучению свойств шумового сигнала надводного корабля в диапазоне частот от 0.5 кГц до 8 кГц наблюдались сверхмедленные флуктуации на частотах до 0.03–0.05 Гц.

2. Исследование показало возможность образования флуктуаций вследствие разных физических процессов:

– в верхнем частотном диапазоне (от 3.5 кГц) шумового сигнала надводного корабля существование сверхмедленных флуктуаций может быть объяснено рассеянием сигнала на взволнованной поверхности;

– в нижнем частотном диапазоне (до 3.5 кГц) шумового сигнала надводного корабля существование сверхмедленных флуктуаций может быть объяснено дифракцией звука на внутренней волне, образованной, в том числе, самим кораблем.

## Литература

1. Андреева И.Б., Чупров С.Д. Отражение и рассеяние звука взволнованной поверхностью океана. В кн. «Акустика океана» // Под ред. Л.М. Бреховских. М.: Наука, 1974. С. 331–394.
2. Ужанский Э.М., Кацнельсон Б.Г., Луныков А.А., Островский И.С. Флуктуации звукового поля в озере в присутствии внутренней волны Кельвина // Теория и эксперимент. XXXII Сессия РАО, Москва 14–18 октября, 2019. С. 232–237.
3. Касаткин Б.А., Касаткин С.Б. Модуляция звукового поля пограничных волн внутренними волнами в переходной зоне шельф – глубокое море // Подводные исследования и робототехника. 2019. № 3 (29). С. 39–46
4. Семенов А.Г. К оценке физических возможностей методов акустической томографии океана. XXXII Сессия РАО, Москва, 14–18 октября, 2019. С. 321–327.
5. Антипов В.А., Макачук Ю.И., Обчинец О.Г., Охрименко С.Н., Сергеева Н.П. Консервация информации гидроакустического комплекса (ГАК) корабля и ее дальнейшее использование // Гидроакустика. 2015. № 22 (2). С. 93–97.
6. Коняев К.В., Сабинин К.Д. Волны внутри океана. СПб.: Гидрометеониздат, 1992. 272 с.
7. Гуляев Ю.В., Проклов В.В., Шкердин Г.Н. Дифракция света на звуке в твердых телах // Успехи физических наук. 1978. Т. 124. № 1. С. 61–111.
8. Боровиков В.А., Кинбер Б.Е. Геометрическая теория дифракции. М.: Связь, 1978. 247 с.

**A.D. Konson, A.A. Volkova**

**INFLUENCE OF MESOSCALE INHOMOGENEITY OF  
THE OCEAN WAVEGUIDE ON SPECTRAL-ENERGY  
CHARACTERISTICS OF A BROADBAND SIGNAL**

*JSC «Concern «Oceanpribor»  
Russia, St. Petersburg, Chkalovsky Pr, 46  
Tel.: (812) 499-74-54, E-mail: mfp@mail.wplus.net*

Research of spectral-energy characteristics of noise signals of surface ships in water areas of the Barents, White and Norwegian seas have been conducted. Spectral-energy characteristics of superslow fluctuations of the signal with the frequency up to 0.05 Hz are received. It is revealed that superslow fluctuations influence differently depending on the signal frequency band. It is suggested that the reason of the specified properties of superslow fluctuations is mesoscale inhomogeneity in the ocean waveguide which leads to the signal interference. Within the upper frequency range of the noise signal existence of superslow fluctuations can be explained, according to the classical theory, with signal scattering on the rough surface in conditions when Rayleigh parameter is much more than a unit. Within the lower frequency range of the noise signal existence of superslow fluctuations can be explained with sound diffraction on the internal wave, excited by the ship itself as well.

**Keywords:** ocean waveguide, mesoscale inhomogeneity, internal wave, noise signal, interference, range of fluctuations

**References**

1. Andreeva I.B. and Chuprov S.D. Otrazheniye i rasseyaniye zvuka vzvolnovannoy poverkhnost'yu okeana. In Ocean acoustics, L.M. Brekhovskikh, Moscow: Science, 1974, pp. 331–394.
2. Uzhansky E.M., Katsnelson B.G., Lunkov A.A., and Ostrovsky I.S. Sound field fluctuations in lake in the presence of internal Kelvin wave. Theory and experiment, XXXII session of RAS, Moscow October 14–18, 2019, pp. 232–237.
3. Kasatkin B.A. and Kasatkin S.B. Modulation of the sound field of boundary waves in the transitional zone the shallow water – the deep sea. Underwater investigation and robotics, 2019, No. 3 (29), pp. 39–46.
4. Semenov A.G. Assessment of physical possibilities of methods of ocean acoustic tomography. XXXII session of RAS, Moscow, October 14–18, 2019, pp. 321–327.
5. Antipov V.A., Makarchuk Yu.I., Obchinets O.G., Ohrimenko S.N., and Sergeeva N.P. Preservation of ship integrated sonar system information (ISS) and its further use. Hydroacoustics, 2015, No. 22 (2), pp. 93–97.
6. Konyayev K.V. and Sabinin K.D. Volny vnutri okeana. St. Petersburg: Gidrometeoizdat, 1992, 272 p.
7. Gulyayev Yu.V., Proklov V.V., and Shkerdin G.N. Difraktsiya sveta na zvuke v tverdykh telakh. Uspekhi fizicheskikh nauk, 1978, Vol. 124, No. 1, pp. 61–111.
8. Borovikov V.A. and Kinber B.Ye. Geometricheskaya teoriya difraktsii. Moscow: Svyaz', 1978, 247 p.

## РАССЕЯНИЕ И ОТРАЖЕНИЕ ЗВУКА

УДК 534.222.2; 551.463.2

DOI: 10.29006/978-5-9901449-5-8-7

**В.А. Буланов, И.В. Корсков, А.В. Стороженко**

### **ОСОБЕННОСТИ РАССЕЯНИЯ ЗВУКА В ВЕРХНЕМ СЛОЕ МОРЕЙ СЕВЕРО-ЗАПАДНОЙ ЧАСТИ ТИХОГО ОКЕАНА**

*Тихоокеанский океанологический институт им. В.И. Ильичева  
Россия, 690041 Владивосток, Балтийская, 43, Тел.: (423) 237-4913;*

*E-mail: [bulanov@poi.dvo.ru](mailto:bulanov@poi.dvo.ru);*

*[i\\_korskov@poi.dvo.ru](mailto:i_korskov@poi.dvo.ru); [storozhenko\\_and@poi.dvo.ru](mailto:storozhenko_and@poi.dvo.ru)*

Представлены результаты исследований рассеяния звука в верхнем слое морской воды в различных районах океана. Измерения коэффициентов рассеяния звука проводились на ходу судна на частотах от 12 до 100 кГц. Исследования представляли интерес в связи с возможностью оперативно, в процессе движения судна, проводить мониторинг изменчивости структуры морской среды. Показаны возможности и проведены оценки биомассы вдоль длинных трасс в различных морях на основе рассеяния звука.

**Ключевые слова:** рассеяние звука, верхний слой моря, биомасса

Наиболее изменчивым слоем водной толщи океана является верхний слой. Для этого слоя характерно сосредоточение биоресурсов и наличие интенсивных динамических процессов [1–3]. Исследования рассеяния звука позволяют изучать мелкомасштабную структуру морской среды и ее изменчивость. Большую роль в рассеянии звука играют планктонные сообщества и, в первую очередь, с позиции иерархии сечения рассеяния звука одиночным объектом выступает особь зоопланктона. Фитопланктон рассеивает звук существенно слабее, однако наличие его в больших количествах, порой, создает конкуренцию зоопланктону в рассеянии звука на высоких частотах. Аномальное рассеяние звука на планктоне и других микронеоднородностях, локализованных вблизи термоклина,

позволяет получать информацию о различных гидрофизических процессах в море – внутренних волнах, течениях и крупномасштабной турбулентности [1, 4].

Коэффициент объемного рассеяния звука  $m_V$  определяется выражением, учитывающим функцию распределения по размерам  $g(R)$  и сечение рассеяния  $\sigma(R, \omega)$  одиночным включением, и экспериментально  $m_V|_{\text{exp}}$  может быть измерено с помощью следующей формулы [1, 4]:

$$m_V = \int_{R_{\min}}^{R_{\max}} \sigma(R, \omega) g(R) = m_V|_{\text{exp}} \approx (2 / \pi \theta^2 c \tau) (P_{bs} / P_i)^2, \quad (1)$$

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,  $V = \pi r^2 \theta^2 c \tau / 2$ , где  $\theta$  – ширина диаграммы направленности излучателя,  $c$  – скорость звука,  $\tau$  – длина импульса звука. В конце 1980 гг. появились модели [2, 3], которые позволяют оценить коэффициент рассеяния звука как планктоном малого размера, так и большим зоопланктоном и рыбами. С помощью формулы (1) можно определить концентрацию биомассы по формуле [4, 5]:

$$m_g(r) = (4\pi / 3) \int_{R_{\min}}^{R_{\max}} \rho'(r) R^3 g(R, r) dR, \quad (2)$$

где  $\rho'(r)$  – плотность включений в различных точках пространства. Общее выражение, позволяющее получать данные по распределению биомассы в рамках степенного  $P$  и гауссовского  $G$  распределений, имеет вид [4, 5]:

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

где коэффициент  $D^{(P,G)}(f)$  подробно проанализирован в работе [5].

Целенаправленные эксперименты по изучению рассеяния звука в верхнем слое океана в ТОИ ДВО РАН первоначально проводились на НИС «Акад. А. Виноградов». Схема экспедиций представлена на рис. 1а. На рис. 1б представлена картина рассеяния звука на частоте 12 кГц вдоль трассы в северной части Южно-Китайского моря на расстоянии около 320 км. Одновременно с пространственной изменчивостью рассеяния звука наблюдались суточные вариации звукорассеивающих слоев, которые в темное время суток поднимаются к поверхности.

В 2003 и 2004 гг. в Южно-Китайском море были проведены исследования рассеяния звука на частоте 100 кГц вдоль маршрута следования



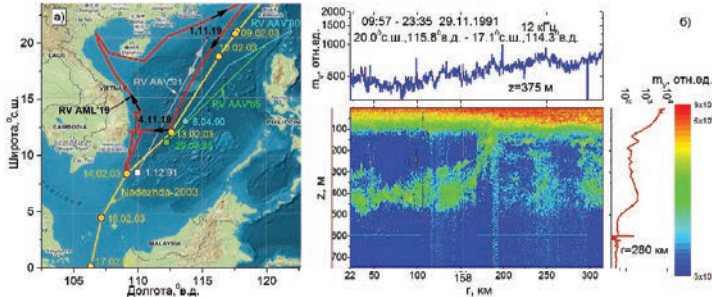


Рис. 1. а) Схема маршрутов экспедиций, в которых проходили исследования по рассеянию звука в Южно-Китайском море; б) Рассеяние звука на частоте 12 кГц на звукорассеивающих слоях в Южно-Китайском море.

парусного судна «Надежда», совершающего кругосветную экспедицию. Осенью 2019 г. в 88 рейсе НИС «Акад. М.А. Лаврентьев» были проведены исследования рассеяния звука на частоте 25 кГц. На рис. 2а представлена картина рассеяния звука в верхнем слое, полученная на судне «Надежда» в 2003 г. в глубоководной части Южно-Китайского моря. На рис. 2б представлено распределение коэффициента рассеяния звука  $m_v$  на частоте 25 кГц вдоль протяженной трассы 396 км в центральной части Южно-Китайского моря. На правом графике рис. 2б –  $m_v(z)$  при  $r = 113$  км, вверху –  $m_v(r)$  на различных глубинах: 1 –  $z = 80$  м, 2 –  $\langle m_v(r) \rangle$  по глубине от 0 до 200 м, 3 –  $z = 920$  м. Из рис. 2 видны суточные вариации коэффициента рассеяния звука, которые связаны с суточными перемещениями по глубине планктона и рыбы. На частоте 25 кГц удается получить данные по рассеянию звука на биологических объектах до значительных глубин, более 1 км непосредственно на ходу судна.

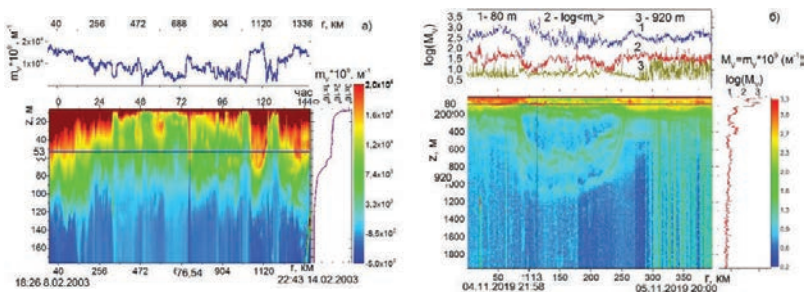


Рис. 2. а) Коэффициент рассеяния звука  $m_v$  на частоте 100 кГц вдоль трассы в феврале 2003 г. в центральной части Южно-Китайского моря; б) Коэффициент рассеяния звука  $m_v$  на частоте 25 кГц вдоль трассы в центральной части Южно-Китайского моря.



На рис. 3а представлено распределение коэффициента рассеяния звука на частоте 100 кГц вдоль трассы длиной около 900 км в водах Охотского моря. Видны суточные вариации  $m_v$ , достигающие 20 дБ, наложенные на тренд  $m_v$ , достигающий 5–6 дБ. Основные суточные вариации  $m_v$  для Охотского и Южно-Китайского моря в среднем схожи на частоте 100 кГц, но отличаются по сравнению с частотой 25 кГц, для которой суточная изменчивость рассеяния звука достигает больших глубин 1000–1200 м. На рис. 3б представлены сравнительные

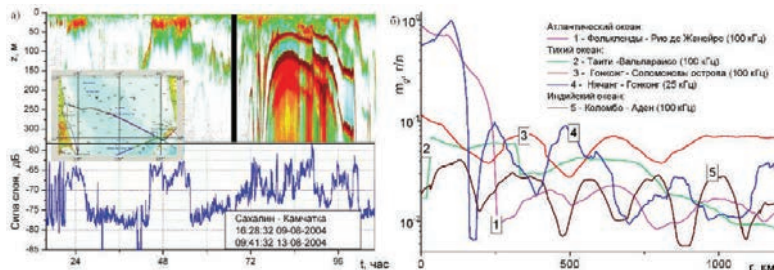


Рис. 3. а) Распределение рассеяния звука вдоль трасс в Охотском море; б) Концентрация планктона по данным о рассеянии звука для различных районов Мирового океана (по данным кругосветной экспедиции на ПУС «Надежда» в 2003–2004 гг., кривые 1, 2, 3, 5 – фрагменты одной и той же протяженностью для трасс с переменной длиной) и данных НИС «Акад. М.А. Лаврентьев» в 2019 г. (кривые 5).

акустические оценки концентрации планктона, полученные в 2003–2004 гг. в кругосветной экспедиции на судне «Надежда», а также в ноябре 2019 г. в 88 рейсе НИС «Академик М.А. Лаврентьев». Видно, что в открытом океане средняя концентрация планктона примерно одинакова в различных районах, включая суточные вариации концентрации планктона в открытых частях океана. Концентрация планктона возрастает вблизи островов в тропической части океана и в окраинных морях, что согласуется с результатами различных авторов [4, 5]. Полученные зависимости, связывающее коэффициент рассеяния звука  $m_v$  и распределение биомассы в морской среде, представляют интерес для использования их для оперативного акустического мониторинга биоресурсов на ходу судна.

Работа выполнена по госзаданию №0271-2019-0009 и частично поддержана грантами РФФИ № 17-02-00561а и программы «Дальний Восток» № 18-1-004.

### Литература

1. Андреева И.Б. Звукорассеивающие слои – акустические неоднородности толщи вод океана // Акуст. журн. 1999. Т. 45. № 4. С. 437–444.

2. Lavery A.C., Wiebe P.H., Stanton T.K., et al. Determining dominant scatterers of sound in mixed zooplankton populations // J. Acoust. Soc. Am. 2007. Vol. 122. P. 3304–3326.
3. Jech J.M., Horne J.K., Chu D., 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. Акуличев В.А., Буланов В.А. Акустические исследования мелкомасштабных неоднородностей в морской среде. Владивосток: ТОИ ДВО РАН, 2017. 414 с. <https://www.poi.dvo.ru/node/470>.
5. Акуличев В.А., Буланов В.А., Стороженко А.В. Акустические исследования зоопланктона в Японском море и восточной Арктике // ДАН. 2016. 470. № 2. С. 972–975.

**V.A. Bulanov, I.V. Korskov, A.V. Storozhenko**

## **FEATURES OF SOUND SCATTERING IN THE UPPER SEA LAYER OF THE NORTHWESTERN PACIFIC OCEAN**

*V. I. Ilyichev Pacific Oceanological Institute  
43 Baltiyskaya str., Vladivostok, 690041, Russia*

*Tel.: (423) 237-4913; E-mail: [bulanov@poi.dvo.ru](mailto:bulanov@poi.dvo.ru); [i\\_korskov@poi.dvo.ru](mailto:i_korskov@poi.dvo.ru);  
[storozhenko\\_and@poi.dvo.ru](mailto:storozhenko_and@poi.dvo.ru)*

The results of studies of sound scattering in the upper layer of seawater in various regions of the ocean are presented. Sound scattering coefficients were measured while the ship was moving at frequencies from 12 to 100 kHz. The research was of interest in connection with the ability to monitor changes in the structure of the marine environment quickly during the movement of the vessel. The possibilities are shown and estimates of biomass along long routes in various seas are made based on sound scattering.

**Keywords:** sound scattering, upper layer of the sea, biomass

**Acknowledgment:** The work was carried out according to state assignment No. 0271-2019-0009 and partially under supported by grants from the Russian Foundation for Basic Research No. 17-02-00561a and the program «Far East» No. 18-I-004.

### **References**

1. Andreeva I.B. Sound scattering layers as acoustic inhomogeneities in the ocean. *Acoustical Physics*, 1999, Vol. 45, No. 4, pp. 385–392.
2. Lavery A.C., Wiebe P.H., Stanton T.K., et al. Determining dominant scatterers of sound in mixed zooplankton populations. *J. Acoust. Soc. Am.*, 2007, Vol. 122, pp. 3304–3326.
3. Jech J.M., Horne J.K., Chu D., et al. Comparisons among ten models of acoustic backscattering used in aquatic ecosystem research. *J. Acoust. Soc. Am.*, 2015, Vol. 138, No. 6, pp. 3742–3764.
4. Akulich V.A. and Bulanov V.A. Acoustic study of small-scale heterogeneities in the marine environment. Vladivostok: POI FEB RAS, 2017, 414 p., ISBN 978-5-9909943-8-6, <https://www.poi.dvo.ru/node/470>.
5. Akulich V.A., Bulanov V.A., and Storozhenko A.V. Acoustic studies of zooplankton in the Sea of Japan and Eastern Arctic. *Doklady Earth Sciences*, 2016, Vol. 470, No. 1, pp. 972–975.

**И.Б. Есипов<sup>1,2</sup>, Г.В. Кенигсбергер<sup>3</sup>, О.Е. Попов<sup>4</sup>,  
В.Я. Поддубняк<sup>2</sup>, В.И. Михеев<sup>3</sup>**

## **ФЛУКТУАЦИИ АКУСТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ ЗВУКА В ПРИБРЕЖНОЙ АКВАТОРИИ С БОЛЬШИМ УКЛОНОМ ДНА**

*<sup>1</sup>Российский государственный университет нефти и газа  
им. И.М. Губкина, г. Москва*

*<sup>2</sup>Акустический институт им. Н.Н. Андреева, г. Москва*

*<sup>3</sup>Институт Экологии АН Абхазии, г. Сухум*

*<sup>4</sup>Институт физики атмосферы им. А.М. Обухова РАН, г. Москва.*

Представлены результаты морских экспериментов по изучению короткопериодных флуктуаций сигналов в прибрежной акватории Черного моря на стационарных трассах при среднем уклоне дна около 25°. Рассчитаны спектры и определены характерные периоды флуктуаций энергии, азимутальных углов, углов скольжения и времени отдельных приходов импульсных сигналов. Рассмотрены основные причины, вызывающие флуктуации характеристик сигналов в условиях выраженной горизонтальной рефракции.

**Ключевые слова:** горизонтальная рефракция, флуктуации углов прихода сигналов.

Прибрежные акватории характеризуются сложными условиями распространения звука. В первую очередь, это относится к подводному береговому склону, находящемуся под непрерывным волновым воздействием, проникающем на глубины в несколько десятков метров. В результате микрорельеф берегового склона со временем заметно меняется и его трудно контролировать. В таких условиях могут возникать существенные ошибки в оценках азимутов при пеленговании подводных источников звука. Без оценки роли горизонтальной рефракции в современной гидроакустике не рассматривается ни одна задача акустического зондирования берегового клина [1, 2].

Для экспериментальной практики и при решении некоторых практических задач интерес представляет метод определения углов прихода сигналов в горизонтальной (азимутов) и вертикальной плоскостях (угол скольжения) в рамках модели плоских волновых фронтов, основанный на определении временных задержек приходов сигналов между парами

приемников, расположенными в углах треугольника. Задержки определяются расчетом взаимно корреляционных функции (КФ) между парами принятых сигналов. Этот метод удобен при хорошем отношении сигнал/шум, а также при условии прихода сигнала в каждый момент времени только с одного направления, он позволяет надежно определять азимуты и углы скольжения.

Для изучения возможностей этого метода пеленгования, а также для оценки с его помощью эффектов батиметрической рефракции, летом 2019 г. были выполнены экспериментальные работы в прибрежной акватории у мыса Сухумский в Черном море. Измерялись флюктуации сигналов на стационарных трассах при среднем уклоне дна около  $25^\circ$ .

Приемная система состояла из трех гидрофонов, расположенных в сторонах равностороннего треугольника с длиной стороны 1 м, и устанавливалась с океанографической платформы Института экологии АН Абхазии на металлической штанге на глубину 6 м при глубине места 12.6 м. В эксперименте использовался излучатель, установленный на расстоянии 81 м от приемной системы в 0.4 м от дна при глубине места около 10 м по азимуту примерно  $71^\circ$ . До глубин 15 м был однородный перемешанный слой воды и скорость звука менялась незначительно. Таким образом, распространение прямого сигнала, без отражений от дна и поверхности, шло примерно вдоль изобат, параллельно берегу. Постановка эксперимента детально описана в нашей ранней работе [3], поэтому здесь мы приведем только основные результаты.

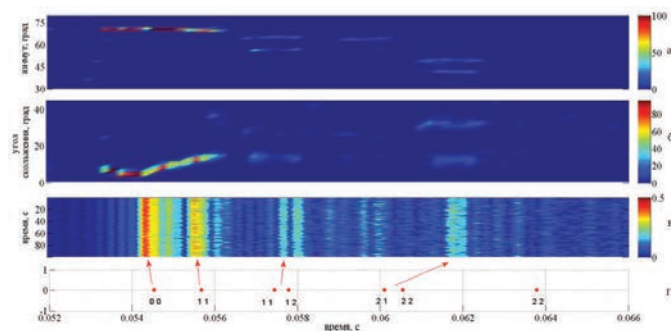


Рис. 1. а – азимуты, б – углы скольжения, для а и б – цветная шкала – число импульсов из 100, попавших в интервалы по 10 мкс, в – КФ принятого и излученного сигнала, г – красные точки – расчетные времена приходов без учета влияния батиметрической рефракции. Пары цифр рядом с красными точками – число отражений от поверхности и дна.

Излучались линейно частотно модулированные сигналы в полосе 3–8 кГц и длительностью 0.004 с. Серия измерений состояла из 100 им-

пульсов, следовавших с интервалом 1 с. На рис. 1 представлен результат обработки сигналов одной такой серии. По мере увеличения угла скольжения, увеличивается, по сравнению с расчетным, время максимума КФ, которое обычно отождествляют с временем распространения сигнала, и уменьшается азимут прихода сигнала, т.е. азимут смещается в сторону берега. Уменьшение азимута прихода значительное. Для первого, прямого сигнала, распространяющегося без отражений от дна и поверхности, азимут  $70.5^\circ$  близок к истинному азимуту от источника на приемник. Для последующих приходов азимут по мере увеличения числа отражений от дна последовательно уменьшается до  $69.5^\circ$ , затем ( $65.5-56.5^\circ$ ), ( $63.5-57.5^\circ$ ) и наконец ( $49.5-41.5^\circ$ ). При вычислении азимуты и углы скольжения близких по времени распространения приходов 3–4 и 5–6 получаем двойные линии азимуты и углы скольжения рис. 1. Кроме того, видно, что с увеличением горизонтальной рефракции возрастают флуктуации времени прихода.

В спектре флуктуаций времени распространения 1 и 3 приходов (рис. 2а) хорошо выражен спектральный максимум на частоте 0.148 Гц, соответствующий периоду зыби. Фронт волны зыби был практически параллелен трассе распространения звука. Стоит отметить, что флуктуации времени распространения первого прямого прихода не связаны с отражением от взволнованной поверхности. По-видимому, происходит модуляция пространственного распределения эффективной скорости звука при прохождении зыби. Спектр флуктуаций максимума КФ (рис. 2б) заметно отличается от спектра флуктуаций времени распространения (рис. 2а). Флуктуации максимума амплитуды оказываются более высокочастотны и не так однозначно связаны с прохождением зыби, как флуктуации времени распространения.

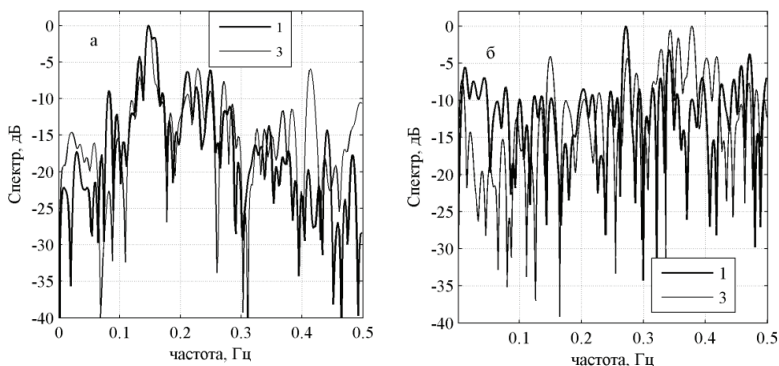


Рис. 2. Нормированные спектры флуктуаций 1 и 3 приходов: а – времени распространения, б – максимума КФ.

На рис. 3 в качестве оценки величины флуктуаций показана зависимость коэффициента вариации (отношения среднеквадратичного отклонения к среднему значению в процентах) времени распространения сигнала и собственно максимума КФ в серии из 100 сигналов в течении 100 с.

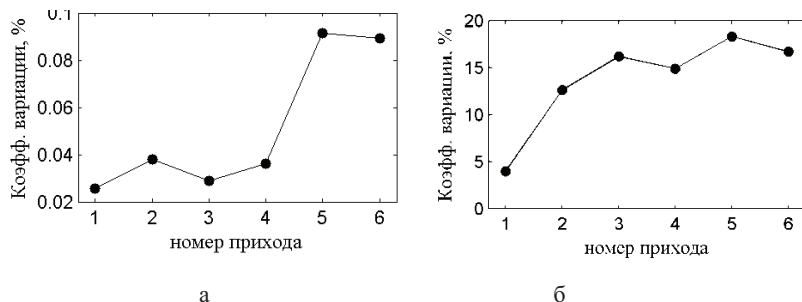


Рис. 3. Коэффициент вариации для: а – времени распространения, б – максимума КФ.

В целом можно отметить рост коэффициентов вариации с увеличением номера прихода сигнала. Это объясняется увеличением числа отражений от дна и поверхности. Так, скачок почти в 3 раза флуктуаций времени распространения на пятом приходе, скорее всего, связан с увеличением числа отражений от поверхности моря до двух раз (рис. 1г). Стоит отметить, что коэффициент вариации максимума КФ стремится к насыщению. В целом флуктуации азимутов и углов скольжения в присутствии зыби заметно усиливаются. Это можно объяснить усилением эффектов горизонтальной рефракции при поочередном отражении звука от дна и поверхности.

Работа поддержана РФФИ, проекты 19-52-40004 и 20-02-00676.

## Литература

1. Collins M.D., McDonald B.E., Heaney K.D., Kuperman W.A. Three-dimensional effects in global acoustics // *J. Acoust. Soc. Am.* 1995. Vol. 97. P. 1567–1575.
2. Bender C.M., Ballard M.S., Wilson P.S. The effects of environmental variability and spatial sampling on the three-dimensional inversion problem // *J. Acoust. Soc. Am.* 2014. Vol. 135(6). P. 3295–3304.
3. Есипов И.Б., Кенигсбергер Г.В., Попов О.Е., Поддубняк В.Я., Михеев В.И. Флуктуации акустических сигналов при распространении звука в прибрежном клине. Труды 3-й Всероссийской акустической конференции. СПб 2020.

**I.B. Esipov<sup>1,2</sup>, G.V. Kenigsberger<sup>3</sup>, O.E. Popov<sup>4</sup>,  
V.Ya. Poddubnyak<sup>2</sup>, V.I. Mikheyev<sup>3</sup>**

## **ACOUSTICAL ACOUSTIC SIGNAL FLUCTUATIONS IN SOUND PROPAGATION IN A COASTAL AREA WITH A LARGE BOTTOM SLOPE**

*<sup>1</sup>Russian state university of oil and gas, Moscow*

*<sup>2</sup>N. Andreyev Acoustics institute, Moscow*

*<sup>3</sup>Institute of Ecology, Sukhum, Abkhazia*

*<sup>4</sup>Obukhov Institute of Atmospheric Physics, Moscow*

The results of marine research of short-period signal fluctuations in the coastal area of the Black Sea on stationary paths with an average slope of the bottom of about 25° are presented. The spectra were calculated and the characteristic periods of fluctuations of energy, azimuthal angles, slip angles, and time of individual arrivals of pulsed signals were determined. The main reason causing fluctuations in the characteristics of signals under conditions of pronounced horizontal refraction are considered.

**Keywords:** horizontal refraction, angle fluctuations of sound signals arrivals.

**Acknowledgment:** The work is supported by RFBR, projects: 19-52-40004 and 20-02-00676.

### **References**

1. Collins M.D., McDonald B.E., Heaney K.D., and Kuperman W.A. Three-dimensional effects in global acoustics. *J. Acoust. Soc. Am.*, 1995, Vol. 97, pp. 1567–1575.
2. Bender C.M., Ballard M.S., and Wilson P.S. The effects of environmental variability and spatial sampling on the three-dimensional inversion problem. *J. Acoust. Soc. Am.*, 2014, Vol. 135(6), pp. 3295–3304.
3. Esipov I.B., Kenigsberger G.V., Popov O.E., Poddubnyak V.Ya., and Mikheyev V.I. Acoustical acoustic signal fluctuations in sound propagation in a coastal wage. The Proceedings of the 3-d All Russian acoustical conference, St. Petersburg, 2020.

**А.А. Клещев**

## **ПЛОСКИЙ ВОЛНОВОД С АНИЗОТРОПНЫМ УПРУГИМ ДНОМ**

*Санкт-Петербургский Государственный морской технический университет,  
Россия, 190121, Санкт-Петербург, ул. Лоцманская, 3  
Тел.: (812) 783-1546; E-mail: alexalex-2@yandex.ru*

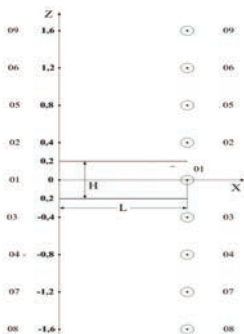
На основе метода мнимых источников и мнимых рассеивателей находится решение задачи дифракции импульсных звуковых сигналов на идеальном (мягком) вытянутом сфероиде, находящемся в плоском волноводе с анизотропным упругим дном. В работе доказывается, что при такой постановке задачи исключается возможность использования метода нормальных волн, поскольку импульсы представляют густки энергии и могут поэтому распространяться только с групповой (а не фазовой) скоростью, которая присуща как раз методу мнимых источников и мнимых рассеивателей. Вычислены последовательности отраженных импульсов для трансверсально-изотропного упругого дна при двух различных значениях его физических параметров.

**Ключевые слова:** рассеиватель, вытянутый сфероид, мнимый источник, анизотропное упругое дно, граничное условие

Обратимся к задаче дифракции звука на сфероидальных телах [1–7], сохранив: на верхней границе условие Дирихле, размеры волновода и расположение точечного источника и рассеивателя относительно границ, заменив только идеально твердую нижнюю границу на трансверсально-изотропное упругое дно. Физические параметры подстилающей нижней среды будут соответствовать параметрам трансверсально-изотропной осадочной породы – алевролита [8–12]. Сориентируем плоскость изотропии алевролита таким образом, чтобы она совпала с плоскостью падения волны на изотропное дно, это позволяет нам перейти к изотропной среде в плоскости падения волны, т. е. решать задачу уже для изотропной среды и иметь дело с продольной и поперечной волнами. При использовании и в этом случае метода мнимых источников, нужно ввести коэффициент отражения  $V$  для каждого из источников [13], при отображении источников относительно верхней границы, источники, как и раньше [1–7], будут менять знак на противоположный, что соответствует изменению их фазы на  $\pi$ . Известно [13], что в методе мнимых источников граничные условия строго не выпол-



няются ни на одной из границ волновода, даже в случае идеальных граничных условий Дирихле и Неймана. Для лучшего выполнения этих условий в дифракционных задачах [1–7, 14] были введены мнимые рассеиватели путем зеркального отображения относительно границ. Точно так же введем мнимые рассеиватели и в нашей задаче и сравним последовательность отраженных импульсов [2, 3, 14] в случае идеальных границ и при наличии в волноводе такого анизотропного дна при двух значениях их физических параметров. Вторая трансверсально-изотропная среда имеет скорость квазипродольной волны 4472.1 м/с и скорость квазипоперечной волны 2449.5 м/с, плотность второй анизотропной среды составляет 5000 кг/м<sup>3</sup>. В [13] показано, что метод мнимых источников применим и в том случае, когда коэффициент отражения  $V$  будет являться функцией угла падения волны от источника относительно нормали к границе. В нашем случае этот угол будет определяться взаимным положением источника (действительного или мнимого) и рассеивателя (действительного или мнимого), на который падает волна от данного источника. Так как приемник совмещен с действительным источником  $Q$ , то последовательность отраженных импульсов будет определяться количеством и амплитудами отраженных сигналов (от различных рассеивателей), имеющих одинаковое время распространения от источников до рассеивателя и от рассеивателя до точки  $Q$ . Параметры волновода, положение действительного источника  $Q$  (совмещенного с приемником) и действительного рассеивателя сохраним неизменными по сравнению с [2, 3, 14]:  $L = 1000$  м.,  $H = 400$  м., действительный источник  $Q$  и действительный рассеиватель находятся на глубине 200 м., рассеиватель в виде идеально мягкого вытянутого сфероида имеет соотношение полуосей  $a/b = 10$  ( $a = 0,279$  м.), а его ось вращения направлена перпендикулярно плоскости рисунка (см. рис. 1). Формула для коэффициента отражения  $V_{0,N}$ , где  $N$  – номер источника, дана в [13].



Для вычисления первых четырех отраженных импульсов нам нужны следующие коэффициенты отражения:  $V_{03}$  в направлении на первый (действительный) рассеиватель 01 рас.,  $V_{05}$  в направлении на второй (мнимый) рассеиватель 02 рас. В результате несложных расчетов с помощью [10] получаем:  $V_{03} = 0,8423 + i0.5390$ ;  $V_{05} = 0.8423 + i 0.5390$ .

Рис. 1. Вытянутый сфероид в плоском волноводе с анизотропным упругим дном.

Коэффициенты получились комплексными, что означает полное внутреннее отражение на границе жидкость–упругое твердое дно, вследствие этого модули коэффициентов отражения равны 1.0, а вещественные части первых двух коэффициентов близки к +1.0, что характерно для границы жидкость–абсолютно твердое дно. Полученные в результате расчетов последовательности из первых четырех отраженных импульсов для первой и второй анизотропных сред представлены на рисунках 2 и 3. Сравним их с последовательностью импульсов на рис. 4 для идеальных границ: 1-й и 4-й импульсы рис. 2 и 3 полностью совпадают с 1-м и 2-м импульсами рис. 4, что же касается 2-го и 3-го импульсов (рис. 4), то в случае идеальных границ и симметричного расположения действительных источника и рассеивателя относительно границ волновода, они компенсируются другими отраженными импульсами, т. е. 2-й и 3-й импульсы рисунков 2 и 3 показывают различие в последовательности отраженных импульсов при замене абсолютно твердого дна на трансверсально-изотропное, а с другой стороны позволяют оценить влияние физических параметров (скоростей упругих волн и плотности анизотропной среды) на картину отраженных импульсов.

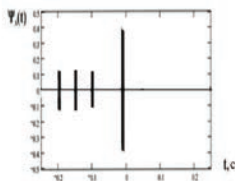


Рис. 2. Нормированная последовательность первых четырех отраженных импульсов в волноводе с 1-м вариантом анизотропного упругого дна.

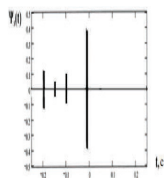


Рис. 3. Нормированная последовательность первых четырех отраженных импульсов в волноводе со 2-м вариантом анизотропного упругого дна.

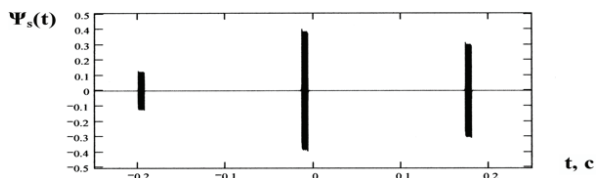


Рис. 4. Нормированная последовательность первых трех отраженных импульсов в волноводе с идеальными границами.

В результате проведенных исследований можно сделать следующие выводы:

1) при изучении задач распространения и дифракции импульсных сигналов в плоском волноводе нужно использовать метод мнимых источников, поскольку импульсы, как сгустки энергии, распространяются по любому направлению (в том числе и вдоль оси волновода) с групповой скоростью, не превышающей скорость звука, а именно на групповую скорость опирается метод мнимых источников;

2) замена анизотропного упругого дна на абсолютно твердое дно вполне допустима для тех источников (действительного и мнимых), волны от которых, при падении на упругое твердое дно, испытывают полное внутреннее отражение;

3) принятая нами модель мнимых источников и мнимых рассеивателей вполне допустима (из-за полного внутреннего отражения), по крайней мере, для первых четырех отраженных импульсов;

4) изменения физических параметров трансверсально-изотропного дна проявляются не на всех отраженных импульсах.

### Литература

1. Клещев А.А., Кузнецова Е.И. Рассеяние импульсных звуковых сигналов сферическим телом, находящимся в плоском волноводе // Сб. тр. XXIV сессии РАО. М.: ГЕОС, 2011. С. 198–201.
2. Kleshchev A.A., Kuznetsova E.I. Diffraction of Impulse Signals on Spheroidal Body, Put in Plane Waveguide // International Journal of Theoretical and Mathematical Physics. 2012. Vol. 2. No. 6. P. 211–214.
3. Kleshchev A.A. Diffraction of Pulse Sound Signals on Elastic Spheroidal Shell, Put in Plane Waveguide // Advanced Studies in Theoretical Physics. 2013. Vol. 7. No. 13–16. P. 697–705.
4. Kleshchev A.A. Diffraction of Sound Signals at Elastic Shell of Non-analytical Form Put in Plane Waveguide // Advances in Signal Processing. 2014. Vol. 2. No. 2. P. 46–49.
5. Kleshchev A.A. Pulse Sound Signals Diffraction on Elastic Bodies of Analytical and Nonanalytical Forms, Put in Plane Waveguide // Zeitschrift für Naturforschung A. 2015. Vol. 70. No. 6. P. 419–427.
6. Клещев А.А. Дифракция импульсных звуковых сигналов на упругих телах сферической формы, находящихся в плоском волноводе // Морские интеллектуальные технологии. 2015. Т. 2. № 28. С. 77–81.
7. Клещев А.А., Клокин И.И. Спектральные характеристики рассеяния звука телом, помещенным в звуковой канал // Акуст. журн. 1974. Т. 20. № 3. С. 470–473.
8. Лехницкий С.Г. Теория упругости анизотропного тела. М.: Наука, 1977. 416 с.
9. Дьелесан Э., Руайе Д. Упругие волны в твердых телах. М.: Наука, 1982. 424 с.
10. Клещев А.А. Дифракция и распространение волн в упругих средах и телах. СПб.: Влас, 2002. 156 с.
11. Kleshchev A.A. Diffraction, radiation and propagation of elastic waves in isotropic and anisotropic bodies. Newcastle: Cambr. Schol. Publ., 2019. 114 p.
12. Федоров Ф.И. Теория упругих волн в кристаллах. М.: Наука, 1965. 388 с.
13. Бреховских Л.М. Волны в слоистых средах. М.: Изд-во АН СССР, 1957. 502 с.
14. Клещев А.А. Гидроакустические рассеиватели. СПб.: Прима, 2012. 268 с.

**A.A. Kleshchev**

## **PLANE WAVEGUIDE WITH ANISOTROPIC BOTTOM**

*Saint-Petersburg State Navy Technical University,  
3, Lotsmanskaja st., Saint-Petersburg, 190121, Russia.  
Tel.: (812) 783-1546. E-mail: alexalex-2@yandex.ru*

Based on the method of imaginary sources and imaginary scatterers is the solution to the diffraction problem of sound pulse signals at ideal (soft) prolate spheroid, put in the plane waveguide with the anisotropic elastic bottom. In the work is proved that with such a formulation of problems eliminated possibility of using the method of normal waves because pulses are bundles of energy and can therefore only be distributed to the group velocity which is inherent in just the method of imaginary sources. Calculations made in the article showed that imaginary sources with small numbers experiencing the effect of total internal reflection, as the result of the reflection coefficient  $V$  by the hard elastic bottom is complex and the real part of  $V$  is close to 1.0 which corresponds  $V$  absolutely hard bottom. Found sequences of reflected pulses for the anisotropic elastic bottom and the absolutely hard bottom floor confirmed this approach.

**Keywords:** scatterer, prolate spheroid,, imaginary source, diffraction, anisotropic elastic bottom, boundary conditions

### **References**

1. Kleshchev A.A. and Kuznetsova E.I. Scattering of pulse sound signals by the spheroidal body, put in plane waveguide. Coll. Proc. Russ. Acoust. Soc. XXIV session, Moscow: GEOS, 2011, Vol. 1, pp. 198–201.
2. Kleshchev A.A. and Kuznetsova E.I. Diffraction of Impulse Signals on Spheroidal Body, Put in Plane Waveguide. International Journal of Theoretical and Mathematical Physics, 2012, Vol. 2, No. 6, pp. 211–214.
3. Kleshchev A.A. Diffraction of Pulse Sound Signals on Elastic Spheroidal Shell, Put in Plane Waveguide. Advanced Studies in Theoretical Physics, 2013, Vol. 7, No. 13–16, pp. 697–705.
4. Kleshchev A.A. Diffraction of Sound Signals at Elastic Shell of Non-analytical Form Put in Plane Waveguide. Advances in Signal Processing, 2014, Vol. 2, No. 2, pp. 46–49.
5. Kleshchev A.A. Pulse Sound Signals Diffraction on Elastic Bodies of Analytical and Non-analytical Forms, Put in Plane Waveguide. Zeitschrift fur Naturforschung A., 2015, Vol. 70, No. 6, pp. 419–427.
6. Kleshchev A.A. Diffraction of Pulse Sound Signals on Elastic Bodies of Spheroidal Form Put in Plane Waveguide. MIT, 2015, Vol. 2, No. 28, pp. 77–81.
7. Kleshchev A.A. and Klyukin I.I. The spectral characteristics of the scattering of the sound by body, placed in the sound channel. Sov. Phys. Acoust., 1974, Vol. 20, No. 3, pp. 470–473.
8. Lekhnitskiy S.G. Theory of Elasticity of Anisotropic Elastic Body. Moscow: Science, 1977, 416 p.

9. Dielesan E. and Royer D. Elastic waves in solids. Moscow: Science, 1982, 424 p.
10. Kleshchev A.A. Diffraction and propagation of waves in elastic media and bodies. Saint-Petersburg: Vlas, 2002, 156 p.
11. Kleshchev A.A. Diffraction, radiation and propagation of elastic waves in isotropic and anisotropic bodies. Newcastle: Cambr. Schol. Publ., 2019, 114 p.
12. Fedorov F.I. The theory of elastic waves in crystals. Moscow: Science, 1965, 388 p.
13. Brechovskikh L.M. Waves in Laminated Mediums. Moscow: Publ. Acad. Sci. SSSR, 1957, 502 p.
14. Kleshchev A.A. Hydroacoustic Scatterers. Saint-Petersburg: Prima, 2012, 268 p.

**О.И. Косарев, А.К. Пузакина**

## **ГИДРОАКУСТИЧЕСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ОБОЛОЧКИ В ДАЛЬНОМ ПОЛЕ**

*Институт машиноведения им. А.А. Благонравова РАН  
Россия, 101990 Москва, Малый Харитоньевский пер., д.4  
Тел.: (495)628-8730; E-mail: oikosarev@yandex.ru*

Предложен численно-аналитический метод расчета гидроакустического излучения цилиндрической оболочки в дальнем поле, включающий расчет вынужденных колебаний оболочечной конструкции, погруженной в жидкость, к которой приложены дискретные вынуждающие силы.

**Ключевые слова:** излучение, цилиндрическая оболочка, дальнее поле

Для расчета звукового давления, излучаемого цилиндрической оболочкой в дальнем поле (диаграммы направленности), используется формула Кирхгофа, приведенная к виду [1]:

$$p = \frac{e^{-1kR_n}}{2R} \left[ \mu J'_n(\mu) \int_0^L p(x) e^{i\lambda x} dx - a\rho\omega^2 J_n(\mu) \int_0^L w(x) e^{i\lambda x} dx \right], \quad (1)$$

где  $\lambda = kx \cos\theta$ . В формулу (1) входит звуковое давление  $p(x)$  и перемещение  $w(x)$  на поверхности оболочки, которые связаны импедансом излучения. Главным элементом в данной задаче является определение перемещения  $w(x)$  из расчета вынужденных колебаний оболочечной конструкции.

Разработан численно-аналитический метод расчета вынужденных колебаний цилиндрических оболочек в жидкости. Идея метода состоит в следующем. Система условно разбивается на подсистемы, включающие оболочки и кольца. Для каждой оболочки составляются дисперсионные уравнения и определяются их корни. Решение свободных колебаний оболочки записывается в виде вектора перемещений,  $(u, v, w, w')$ . Функция распределения перемещений оболочек по их длине записывается через перемещения торцевых сечений. Внутренние силы в оболочках тоже приводятся к торцам оболочек. Определяются матрицы динамических жесткостей колец. Уравнение вынужденных колебаний

всей системы состоит из диагонально расположенных блок-матриц четвертого порядка (ленточного типа). Это позволяет упростить и ускорить решение уравнений высокого порядка (нескольких сотен).

Уравнения движения цилиндрической оболочки в перемещениях, основанные на моментной теории упругих оболочек Кирхгофа-Лява, имеют вид [2]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial T_1}{\partial \xi} + \frac{\partial S}{\partial \varphi} - \rho_* h a \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} + q_1 a &= 0, \\ \frac{\partial T_2}{\partial \varphi} + \frac{\partial S}{\partial \xi} + \frac{1}{a} \left( \frac{\partial M_2}{\partial \varphi} + 2 \frac{\partial H}{\partial \xi} \right) - \rho_* h a \frac{\partial^2 v}{\partial t^2} + q_2 a &= 0, \\ \frac{1}{a} \left( \frac{\partial^2 M_1}{\partial \xi^2} + 2 \frac{\partial^2 H}{\partial \xi \partial \varphi} + \frac{\partial^2 M_2}{\partial \varphi^2} \right) - T_2 - \rho_* h a \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} + q_3 a &= 0, \end{aligned} \quad (2)$$

где  $u$ ,  $v$ ,  $w$  – осевые, окружные и радиальные перемещения оболочки,  $T_1$ ,  $T_2$ ,  $S$ ,  $H$ ,  $M_1$ ,  $M_2$  – упругие силовые факторы,  $q_1$ ,  $q_2$ ,  $q_3$  – поверхностные нагрузки,  $a$  – радиус оболочки,  $h$  – толщина оболочки,  $\xi = x/a$  и  $\varphi$  – координаты в осевом и окружном направлениях,  $t$  – время,  $\rho_*$  – плотность материала оболочки,  $0 \leq x \leq L$ ,  $L$  – длина оболочки.

Решения уравнений свободных колебаний конечной цилиндрической оболочки (2) записываются в форме:

$$u = U \cos(n\varphi) e^{i\omega t}, \quad v = V \sin(n\varphi) e^{i\omega t}, \quad w = W \cos(n\varphi) e^{i\omega t},$$

$$U = \sum_{j=1}^8 C_{jn} \frac{\Delta_{jn}^{(2)}}{\Delta_{jn}^{(1)}} e^{i\alpha_{jn}\xi}, \quad V = \sum_{j=1}^8 C_{jn} \frac{\Delta_{jn}^{(3)}}{\Delta_{jn}^{(1)}} e^{i\alpha_{jn}\xi}, \quad W = \sum_{j=1}^8 C_{jn} e^{i\alpha_{jn}\xi}, \quad (3)$$

где  $n$  – окружные гармоники ряда Фурье,  $n = 0, 1, 2, 3, \dots$ ,  $\alpha_{jn}$  – корни дисперсионного уравнения,  $j = 1-8$  – порядковые номера корней,  $C_{jn}$  – искомые коэффициенты,  $\Delta_{jn}$  – миноры матрицы уравнения движения оболочки,  $\omega = 2\pi f$  – угловая частота колебаний,  $f$  – частота колебаний. В решение (3) входят подлежащие определению корни дисперсионного уравнения  $\alpha_{jn}$  и коэффициенты  $C_{jn}$ . Для получения дисперсионного уравнения примем:  $q_1 = q_2 = q_3 = 0$  и решение уравнения (2) представим в упрощенном виде:

$$v = V \cdot e^{i\alpha y} \sin n\phi; \quad u = U \cdot e^{i\alpha y} \cos n\phi; \quad w = W \cdot e^{i\alpha y} \cos n\phi$$

В результате подстановки этих решений в уравнение (2) получим уравнение свободных колебаний оболочки в матричном виде [10]:

$$\begin{bmatrix} L_{11} + \omega_*^2 & L_{12} & L_{13} \\ -L_{12} & L_{22} + \omega_*^2 & L_{23} \\ -L_{13} & L_{23} & L_{33} + \omega_*^2 \end{bmatrix} \cdot \begin{Bmatrix} U \\ V \\ W \end{Bmatrix} = \frac{a}{q} \begin{Bmatrix} 0 \\ 0 \\ P_s \end{Bmatrix} \quad (4)$$

Дисперсионное уравнение (5) для конечной цилиндрической оболочки, погруженной в жидкость, имеет вид [2]:

$$\frac{\Delta_0(\alpha)}{\Delta^1(\alpha)} - \frac{\rho_0 \omega^2 a H_n^{(2)}(ka)}{q k H_n^{(2)}(ka)} = 0, \quad (5)$$

где  $\Delta_0(\alpha)$  – определитель,  $\Delta^1(\alpha)$  – минор матрицы (4). Каждое из решений  $U, V, W$  (2) состоит из восьми слагаемых по числу конечных граничных условий оболочки. Соответственно числу слагаемых для каждой гармоники  $n$  и для каждой частоты колебаний  $\omega$  надо определить восемь корней  $\alpha_j$ .

Для составления уравнений вынужденных колебаний оболочечной конструкции, состоящей из набора оболочек, соединенных между собой кольцами, каждое уравнение движения записывается для перемещений трех соседних подсистем с номерами:  $k$  – текущей,  $k-1$  – предыдущей и  $k+1$  – последующей. Подсистемами являются оболочки и кольца. Внутренние силы оболочки, приложенные, например, к кольцу  $k$ , выражаются через перемещения концов оболочек, присоединенных к кольцу слева (в конце предыдущей оболочки  $k-1$ ) и справа (в начале последующей оболочки  $k+1$ ).

Матричное уравнение движения оболочечной конструкции формируется следующим образом. С учетом принятых обозначений уравнение движения кольца номера  $k$  в матричной форме имеет вид:

$$M_k Z_k = P_k - F_k^{(1)} + F_k^{(2)}, \quad (6)$$

где  $P_k$  – вектор возмущающих сил,  $F_k^{(1)}, F_k^{(2)}$  – векторы внутренних сил, приложенные от оболочек к кольцу слева и справа,  $M_k$  – матрица динамических жесткостей кольца номера  $k$ .  $Z_k$  – вектор перемещений кольца.



Подставляя в уравнение движения кольца значения сил и перемещений оболочек, получим систему уравнений порядка  $4(N+1)$ , где  $N$  – общее количество оболочек,  $N+1$  – общее количество колец. В уравнениях движения порядковые номера колец обозначим  $q$ , где  $0 \leq q \leq p$ . Уравнения (6) составляются для каждого кольца последовательно. Уравнения для первого кольца  $q = 0$ , для каждого промежуточного кольца от  $q = 1$  до  $q = N-1$  и для последнего кольца  $q = N$  имеют вид:

$$\begin{aligned} & \left[ M_0 - H_0^4 G_1^*(0) G_1^1 H_0^2 \right] Z_0 - H_0^4 G_1^*(0) C_1^2 H_1^1 Z_1 = P_0, \\ & H_q^3 G_q^*(\ell_q) C_q^1 H_{q-1}^2 Z_{q-1} + \left[ M_q + H_q^3 G_q^*(\ell_q) C_q^2 H_q^1 - \right. \\ & \quad \left. - H_q^4 G_{q+1}^*(0) C_{q+1}^1 H_q^2 \right] Z_q - H_q^4 G_{q+1}^*(0) C_{q+1}^2 H_{q+1}^1 Z_{q+1} = P_q, \\ & H_p^3 G_p^*(\ell_p) C_p^1 H_{p-1}^2 Z_{p-1} + \left[ M_p + H_p^3 G_p^*(\ell_p) C_p^2 H_p^1 \right] Z_p = P_p. \end{aligned} \quad (7)$$

Общее матричное уравнение (7) для оболочечной конструкции имеет ленточную диагональную структуру расположения блок-матриц размером  $4 \times 4$  и в сумме может иметь порядок нескольких сотен. В результате решения этой системы определяются векторы перемещений колец  $Z_q$ .

После определения векторов перемещений  $Z_q$  на кольцах  $q$  можно построить АЧХ колебаний в заданных сечениях (кольцах) оболочечной конструкции, а также формы вынужденных колебаний для каждой оболочки и всей оболочечной конструкции в целом. Метод расчета реализован в виде алгоритмов и компьютерных программ, написанных на языке Fortran. На рис. 1 представлены примеры диаграмм направленности (1) в дальнем поле в зависимости от угла наблюдения  $\theta$  для оболочки: длина  $L = 70$  м, радиус  $a = 4$  м, толщина  $h = 0.04$  м, материал – сталь, возмущающая сила  $P = 1000$  Н на левом конце.

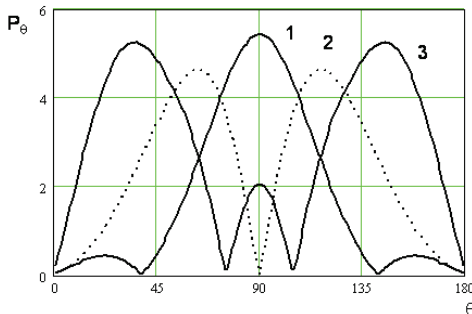


Рис. 1.

## Литература

1. Косарев О.И., Остапишин Н.М., Пузакина А.К. Звуковое давление в дальнем поле, создаваемое колеблющейся конечной цилиндрической оболочкой // Проблемы машиностроения и автоматизации. 2017. № 4. С. 98–103.
2. Косарев О.И. Дисперсионное уравнение свободной конечной цилиндрической оболочки, погруженной в жидкость // Проблемы машиностроения и надежности машин. 2019. № 5. С. 36–44.

**O.I. Kosarev, A.K. Puzakina**

### **SONAR RADIATION OF A CYLINDRICAL SHELL IN A FAR FIELD**

*Blagonravov Mechanical Engineering Research Institute of RAS,  
4, Maly Khariton'evsky Lane, Moscow, 101990, Russia.  
Tel.: (495)628-8730; E-mail: oikosarev@yandex.ru*

A numerical and analytical method is proposed for calculating a cylindrical shell radiation in a far field. The method involves calculating the forced vibrations of a shell structure immersed in a fluid to which discrete exciting forces are applied.

**Keywords:** sonar radiation, finite cylindrical shell, far field

## References

1. Kosarev O.I., Ostapishin N.M., and Puzakina A.K. Sound pressure in the far field generated by an oscillating finite cylindrical shell. Engineering and automation problems, 2017, No. 4, pp. 98–103.
2. Kosarev O.I. Dispersion equation of a free finite cylindrical shell in a liquid. Problemy mashinostroeniya i nadezhnosti mashin, 2019, No. 5, pp. 36–44.

# АКУСТИЧЕСКАЯ ОКЕАНОЛОГИЯ

УДК 534.231

DOI: 10.29006/978-5-9901449-5-8-11

**Н.Г. Бибиков<sup>1</sup>, О.Е. Попов<sup>2</sup>, Г.В. Кенигсбергер<sup>3</sup>, М.П. Иванов<sup>4</sup>,  
И.В. Макушевич<sup>1</sup>, И.П. Нешенко<sup>3</sup>, А.Н. Серебряный<sup>1,5</sup>**

## **МОНИТОРИНГ ВРЕМЕННОГО И ПРОСТРАНСТВЕННОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЗВУКОВОЙ АКТИВНОСТИ РАКОВ-ЩЕЛКУНОВ НА ШЕЛЬФЕ ЧЕРНОГО МОРЯ**

<sup>1</sup>*АО Акустический институт им. акад. Н.Н. Андреева  
Россия, 117036, Москва, ул. Шверника, 4,  
Тел. +7 916 392-32-63, E-mail: nbibikov1@akin.ru*

<sup>2</sup>*Институт физики атмосферы им. А.М. Обухова РАН  
Россия, 119017, Москва, Пыжевский пер., 3, E-mail: olegp@mail.ru*

<sup>3</sup>*Институт экологии АН Абхазии, Абхазия, 384905, Сухум, ул. Красномаяцкая, 67,  
E-mail: kenigsbergger@mail.ru*

<sup>4</sup>*Санкт-Петербургский гос. Университет  
Россия, 199034, Санкт-Петербург, Университетская наб., 7–9,  
E-mail: 20mivanov@mail.ru*

<sup>5</sup>*Институт океанологии им. П.П. Ширшова РАН  
Россия, 117997, Москва, Нахимовский проспект, 36,  
E-mail: serebriany@mail.ru*

Исследовались высокочастотные сигналы, генерируемые раками-щелкунами в нескольких акваториях восточного побережья Черного моря. Изучались характеристики этих сигналов и распределение раков-щелкунов по акватории. Подробно изучено временное распределение сигналов и проведена акустическая идентификация отдельных особей.

**Ключевые слова:** высокочастотные шумы, морской шельф, раки-щелкуны, идентификация объекта

В течение последних десятилетий в некоторых акваториях шельфа Черного моря были зарегистрированы мощные высокочастотные шумы импульсной природы. Эти сигналы излучаются раками-щелкунами в результате кавитационного процесса и имеют весьма характерную форму, состоящую из трех фаз: импульс отрицательного давления выброса

струи воды, затем сравнительно продолжительный импульс положительного давления при образовании и росте кавитационной полости и последующего мощного ударного импульса отрицательного давления, вызванного схлопыванием кавитационной полости. Кроме прямого сигнала на приемник звука приходит отражение от поверхности воды, дна и близлежащих подводных объектов. Характеристики сигналов, излучаемых раками-щелкунами (в зарубежной литературе – “snappingshrimps”), к настоящему времени хорошо описаны в лабораторных условиях [1]. Однако при исследовании в природе обычно не удается анализировать отдельные импульсы, так что эти сигналы трактуются, главным образом, как непрерывный высокочастотный шум [2].

Мы наблюдали акустическую активность этих животных в течение длительного времени в разные времена года и время суток [3–7]. Сравнительно невысокая плотность этих животных в Черном море позволяет оценить особенности их популяционного поведения, а также осуществить акустическую идентификацию положения конкретных излучающих особей и подробно исследовать вариации характеристик сигналов.

Изучение спектра одиночного сигнала рака-щелкуна, относящегося к виду *Alpheus dentipes*, в естественных условиях Черного моря было осуществлено на базе Карадагского государственного заповедника им. Вяземского [7]. Использовали широкополосный гидрофон TC4014-5 фирмы RESON с верхней частотой до 480 кГц. Было определено, что спектр сигнала простирается до частот 350 кГц.

Иллюстрированный фрагмент записи (рис. 1а) содержит основной импульс и эхо-сигнал от границ сред с задержкой около 700 мкс. Длительность основного высокоамплитудного ударного импульса можно оценить по осциллограмме (рис. 1б), где интервал между точками

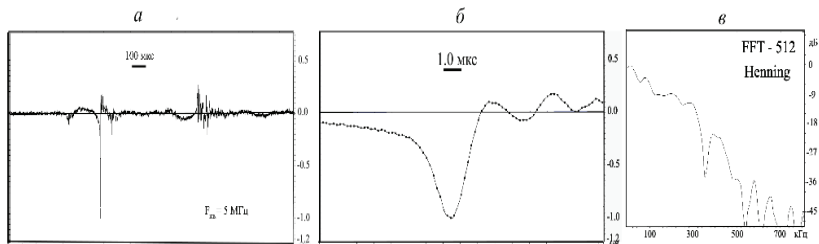


Рис.1. Осциллограмма высокочастотного импульса и эхо-сигнала, отраженного от границы вода–воздух; а – полный фрагмент сигнала; б – ударный импульс с разверткой 1 мкс/дел.; в – спектральная плотность мощности.

всего 0.2 мкс, а масштаб измерения составляет 1 мкс. Длительность (рис. 1б) склона от максимума (вправо) до пересечения с нулевой линией составляет 1.6 мкс. Ограничение частотной полосы основного колебательного процесса до 350 кГц (рис. 1в), возможно, связано с малой шириной частотной полосы сквозного тракта регистрации. Дальнейшая работа с расширенной полосой частот приемного тракта позволит более углубленно исследовать процесс излучения и понять, как формируется пространственная характеристика поля излучения такого ударного импульса.

Основные экспериментальные данные были получены в районе мыса Сухумский на базе Гидрофизического института и Института экологии Академии наук Абхазии в течение шести лет: 2015 (октябрь), 2016 (сентябрь), 2017 (октябрь), 2018 (июнь), 2019 (июнь, октябрь) и 2020 (февраль–март). Общее время записи составило более 700 часов. Регистрация проводилась в лаборатории, расположенной на сваях на расстоянии около 30 м от берега. В месте, где были зафиксированы сигналы раков-щелкунов, дно имело наклон около  $25\text{--}30^\circ$ , а глубина морского дна увеличилась с 5 до 12 м. Поверхность дна была покрыта галькой и раковинами мидий. Высокочастотная помеха сводилась почти исключительно к сигналам дельфинов, которые по своим частотным свойствам попадали в полосу сигналов рака-щелкуна.

Регистрация биологической активности осуществлялась с помощью предварительно откалиброванных гидрофонов, которые были либо установлены в 30–40 см у дна, либо располагались на глубинах от 4 до 10 м. Положение гидрофона можно было контролировать с помощью видеокамеры и дайверов. Приемный тракт обычно имел сравнительно равномерную частотную характеристику в диапазоне до 120 кГц. При продолжительном рутинном мониторинге биошумов регистрация осуществлялась в диапазоне частот до 20 кГц (частота квантования 44 кГц). Однако время от времени осуществлялись короткие 5-минутные записи с частотой квантования 196 кГц. При таком контроле можно было убедиться, что и в ограниченном частотном диапазоне все основные особенности сигналов раков-щелкунов качественно сохраняются неизменными.

Обработка сигналов начиналась с отбора импульсных сигналов, превышающих заданный порог. Затем выбранные по порогу импульсы просматривались оператором, который проводил вторичный отбор, сравнивая форму импульсов с типичным сигналом рака-щелкуна.

Иногда использовалась программа Spike 2, в которой отдельные щелчки идентифицировались по форме. Дополнительно записи прове-

ряли на предмет устранения артефактов. Несмотря на это, в некоторых длительных регистрациях в анализ могли быть включены и другие высокочастотные импульсы, в том числе короткие пакеты импульсов, генерируемые черноморскими дельфинами. Кроме того, некоторые сильные щелчки сопровождалась инвертированным отражением от поверхности. Поскольку время задержки эхо-сигнала относительно начального щелчка никогда не превышало 20 мс, мы обычно исключали из анализа все сигналы, следующие с интервалами, меньшими этого значения.

Для статистического анализа длительных регистраций использовали сформированный в результате триггирования дискретный процесс, представленный последовательностью интервалов между интенсивными щелчками, частота следования которых в условиях наших регистраций обычно варьировалась около одного Гц. Для характеристики этого процесса использовали ряд статистических методов. Оценивали среднюю частоту следования, гистограмму распределения интервалов между щелчками, коэффициент вариации, наклон двумерного распределения интервалов между парами последовательных интервалов, степень пачковости процесса. Получали также функцию автокорреляции и функцию риска.

Для анализа фрактальных свойств зарегистрированных последовательностей использовали несколько оценок, в том числе предложенные Фано и Алланом [6]. Фактор Фано определяется как отношение дисперсии числа импульсов за фиксированный интервал времени к среднему значению этого числа, а фактор Аллана характеризует степень разброса соседних интервалов. Получали функции зависимости этих величин от длительности интервала времени анализа, которые для чисто случайного процесса должны варьировать вокруг единицы, независимо от значений аргумента. Если значения этих функции на заданном временном интервале меньше единицы, это может указывать на наличие периодических составляющих. Если же функции характеризуются степенной зависимостью, проявляющейся в их линейном росте в двойном логарифмическом масштабе, то процесс можно рассматривать с точки зрения теории фракталов. В значительном большинстве осуществленных нами регистраций проявлялись именно фрактальные особенности процесса.

Мы также использовали индекс Херста, основанный на анализе временной зависимости разности максимумов и минимумов исследуемого параметра (в нашем случае интервалов между сигналами). Для чисто случайного процесса показатель степени этой зависимости должен варьировать вокруг значения 0.5, но в большинстве природных процессов проявляются фрактальные свойства, приводящие к увеличению

данного индекса. Такой эффект наблюдали и для регистрируемых нами длительных последовательностей щелчков.

Особенность нашего подхода состояла в том, что мы оценивали динамику индекса Херста для последовательно смещаемых временных участков. Данная методика позволяет выявить наличие локальных трендов. Ее применение для анализа последовательности щелчков позволило продемонстрировать чрезвычайно высокую изменчивость процесса. Пример поведения показателя Херста при двух регистрациях, выполненных 7 и 8 сентября 2016 г., приведен на рис. 2. В первом случае (рис. 2а) до и после небольшого участка с выраженным трендом активность популяции в течение довольно длительного времени была близка к случайной. В другой регистрации (рис. 2б) эта активность почти все время характеризовалась наличием трендов. При этом переходы от чисто

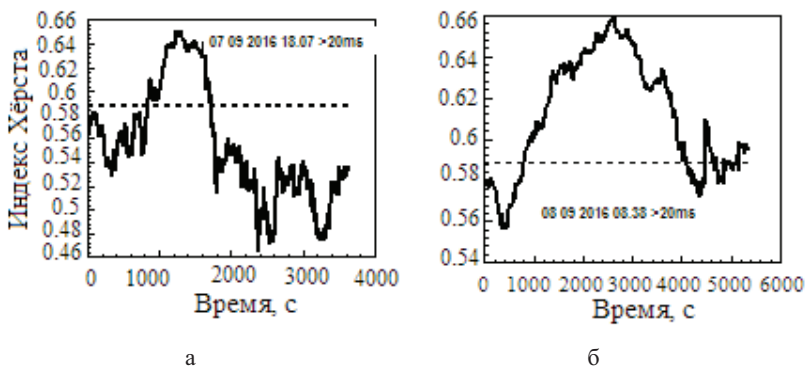


Рис. 2. Динамика индекса Херста в течение двух записей. Цифрами на графиках указано время начала регистрации. Значения выше пунктирной линии соответствуют достоверному наличию тренда.

случайной активности к тем участкам, на которых частота следования закономерно увеличивалась или уменьшалась, могли быть как весьма резкими, так и плавными. Таковую особенность можно было частично объяснить наличием выявленной в лаборатории положительной обратной связи между числом активных особей и частотой излучения сигналов отдельной особью [1].

Кроме того, очевидна зависимость частоты следования сигналов от медленно изменяющихся внешних условий, прежде всего, от температуры и освещенности. Так в субтропических водах Атлантики отмечали смену предпочтения между зимними и летними месяцами [8]. Зимой максимум активности наблюдался днем, а летом – ночью. Однако в наших записях суточные вариации частоты следования щелчков оказались

не сильно выраженными. Возможно, это объяснялось тем, что регистрация обычно осуществлялась в начале лета или осенью.

Спорадические попытки регистрации высокочастотных биошумов в зимние месяцы не выявили звуковой активности раков-щелкунов. По нашим последним данным, она начинает восстанавливаться по мере прогрева воды в течение марта–мая.

Наряду с анализом временных свойств самого процесса генерации щелчков во всей изучаемой популяции была поставлена и задача идентификации единичных сигналов. Для этих целей использовали несколько приемов. Поскольку отдельные сигналы со сравнительно высокой амплитудой легко выделялись из шума, их можно было классифицировать непосредственно по форме, зависящей как от параметров самого щелчка, так и от особенностей окружения. Использовалось программное обеспечение, позволявшее вычислить взаимную корреляцию формы всех пар зарегистрированных сигналов с целью выявления щелчков, излученных, вероятнее всего, одним объектом и из одной точки пространства. Для контроля расстояния до точки излучения можно было использовать величину задержки между приходом на гидрофон исходного сигнала и эхо от водной поверхности.

Для более точной локализации источника использовали пеленгатор – систему из трех гидрофонов. Направление на источник определялось с точностью примерно  $1^\circ$ . Расстояния до источников сигналов можно было оценить, зная рельеф дна, по измеренным углам прихода сигналов в горизонтальной и вертикальной плоскости. Близкий метод был использован другими авторами для локализации раков-щелкунов залива Петра Великого [9], где раки-щелкуны были выявлены еще в прошлом столетии [10].

Методики, использованные нами для изучения поведения раков-щелкунов, впервые позволили выявить интересные особенности

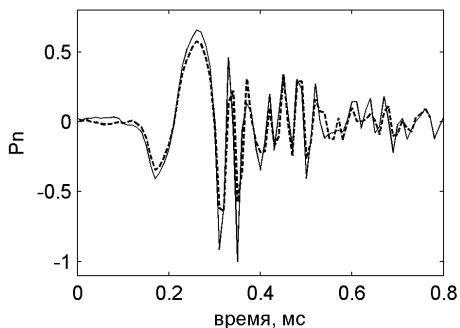


Рис. 3. Два нормированных по общему максимуму сигнала, излученных предположительно одной особью (с одного направления) с интервалом 1.1 секунды, весьма сходны между собой по форме.



их поведения в природе. Выяснилось, что некоторые особи могут излучать щелчки с интервалом порядка одной секунды, притом, что средний интервал между сигналами одной особи составляет десятки или даже сотни секунд. Характерный пример такой пары щелчков приведен на рис. 3. Вероятно, что эта одна из важных особенностей, определяющих специфику распределения щелчков в популяции.

Отметим актуальность исследования высокочастотного биошума, создаваемого раками-щелкунами (щелкающими креветками), для мониторинга экологического состояния акватории, а также для оценки их возможного влияния на функционирование гидроакустических систем.

Работа выполнена при поддержке РФФИ грант № 19-52-10007 Абх.

## Литература

1. Lillis A., Perelman J.N., Panyi A., Aran Mooney T. Sound production patterns of big-clawed snapping shrimp (*Alpheus* spp.) are influenced by time-of-day and social context // *The Journal of the Acoustical Society of America*. 2017. Vol. 142. No. 5. P. 3311–3320. DOI: 10.1121/1.5012751.
2. Mathias D., Gervaise C., Iorio L.D. Wind dependence of ambient noise in a biologically rich coastal area // *J. Acoust. Soc. Am.* 2016. Vol. 139. P. 839–850.
3. Bibikov N.G. Snapping shrimp clicks in the coastal water // *Proceed. 17 Int. Congress on Sound and Vibration*. Cairo, 2010. Section S55. P. 1–8.
4. 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. Vol. 24. No. 1.
5. Бибииков Н.Г. Биошумы шельфа южных морских рубежей России и Абхазии // *Акустика океана. Доклады 15-ой школы-семинара акад. Л.М. Бреховских*. М.: ГЕОС, 2016. С. 162–165.
6. Бибииков Н.Г., Макушевич И.В. Статистические характеристики высокочастотных шумов шельфовой зоны Черного моря // «Акустика океана». Труды XVI школы-семинара им. Акад. Л.М. Бреховских. М.: ГЕОС, 2018. С. 169–172.
7. Bibikov N.G., Ovchinnikov O.B., Ivanov M.P., Serebryany A.N. Snapping shrimps sounds in the Black Sea // *Proceedings of 23 International Kongress on Acoustics*. Aachen. 2019. P. 4459–4464. <http://pub.dega-akustik.de/ICA2019/data/articles/001376.pdf>.
8. Bohnenstiehl D.R., Lillis A., Eggleston D.B. The curious acoustic behavior of estuarine snapping shrimp: Temporal patterns of snapping shrimp sound in sub-tidal oyster reef habitat // *PLoS ONE*. 2016. Vol. 11. e0143691.
9. Рутенко А.Н., Радаев И.Р., Ущиповский В.Г. Натурные и модельные исследования акустических импульсов, генерируемых раком-щелкуном // «Физика Геосфер». Труды XI-ого Всероссийского симпозиума. В.: 2019. С. 181–185.
10. Бибииков Н.Г., Грубник О.Н. Мониторинг звуков, создаваемых раками-щелкунами на мелководье Дальнего Востока // *Акустический мониторинг сред*. М.: АКИИ, 1993. С. 83–84.

**N.G. Bibikov<sup>1</sup>, O.E. Popov<sup>2</sup>, G.V. Konigsberger<sup>3</sup>, M.P. Ivanov<sup>4</sup>,  
I.V. Makushevich<sup>1</sup>, I.P. Neshenko<sup>3</sup>, A.N. Serebriany<sup>1,5</sup>**

**MONITORING OF THE TEMPORAL AND SPATIAL  
DISTRIBUTION OF SNAPPING SHRIMPS CLICKS ON THE  
BLACK SEA SHELF**

*<sup>1</sup>JSE N.N. Andreev Acoustical Institute*

*Russia, 117036, Moscow, Shvernik st., 4,*

*tel. 8(916)393-32-63, E-mail: nbibikov1@akin.ru*

*<sup>2</sup>A.M. Obukhov Institute of Atmospheric Physics RAS*

*Russia, 119017, Moscow, Pizhevsky per., 3, E-mail: olegp@mail.ru*

*<sup>3</sup>Institute of Ecology, Academy of Sciences of Abkhazia,*

*Abkhazia, 384905, Sukhum, Krasnomayatskaya st., 67,*

*E-mail: kenigsbergerg@mail.ru*

*<sup>4</sup>M.V. Lomonosov Petersburg State University*

*Russia, 199034, St. Petersburg, Universitetskaya nab., 7–9,*

*E-mail: 20mivanov@mail.ru*

*<sup>5</sup>Shirshov Institute of Oceanology, Russian Academy of Sciences*

*Russia, 117997, Moscow, Nakhimovsky Prospekt, 36,*

*E-mail: serebriany@mail.ru*

We investigated the high-frequency noise generated by snapping shrimps at several points on the eastern coast of the Black Sea. The frequency parameters of these signals and their distribution over the water area were studied. At a fixed point, the temporal distribution of clicks was studied in detail and the acoustic identification of individual individuals was carried out.

**Keywords:** high-frequency noise, offshore, snapping shrimp, object identification

**Acknowledgments:** This work was supported by the Russian Foundation for Basic Research, Grant No. 19-52-10007 Abkh.

## References

1. Lillis A., Perelman J.N., Panyi A., and Aran Mooney T. Sound production patterns of big-clawed snapping shrimp (*Alpheus* spp.) are influenced by time-of-day and social context. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 2017, Vol. 142, No. 5, pp. 3311–3320, doi: 10.1121/1.5012751.
2. Mathias D., Gervaise C., and Iorio L.D. Wind dependence of ambient noise in a biologically rich coastal area. *J. Acoust. Soc. Am.*, 2016, 139, pp. 839–850.
3. Bibikov N.G. Snapping shrimp clicks in the coastal water. *Proc. 17 Int. Congress on Sound and Vibration*, Cairo: 2010, Section S55, pp. 1–8.
4. 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, Vol. 24, No. 1.
5. Bibikov N.G. Bio-noise of the shelf of the southern sea borders of Russia and Abkhazia. Ocean Acoustics, Proceedings of the XV-th Brekhovskikh's Conference Reports, Moscow: GEOS, 2016, pp. 162–165, [in Russian].
  6. Bibikov N.G. and Makushevich I.V. Statistical characteristics of high-frequency noise of the shelf zone of the Black Sea. Acoustics of the ocean. Proceedings of the XVI-th Brekhovskikh's Conference Reports, Moscow: GEOS, 2018, pp. 169–172, [in Russian].
  7. Bibikov N.G., Ovchinnikov O.B., Ivanov M.P., and Serebryany A.N. Snapping shrimps sounds in the Black Sea. Proceedings of 23-th International Congress on Acoustics, Aachen, 2019, pp. 4459–4464, <http://pub.dega-akustik.de/ICA2019/data/articles/001376.pdf>.
  8. Bohnenstiehl D.R., Lillis A., and Eggleston D.B. The curious acoustic behavior of estuarine snapping shrimp: Temporal patterns of snapping shrimp sound in sub-tidal oyster reef habitat. PLoSONE, 2016, Vol. 11, e0143691.
  9. Rutenko A.N., Radaev I.R., and Ushchipovsky V.G. Full-scale and model studies of acoustic impulses generated by the clickfish. Proceedings of the XI-th All-Russian Symposium “Physics of the Geospheres”, Vladivostok: 2019, pp. 181–185, [in Russian].
  10. Bibikov N.G. and Grubnik O.N. Monitoring of sounds created by cracker crayfish in the shallow waters of the Far East. “Acoustic Monitoring of Media”, Moscow: AKIN, 1993, pp. 83–84, [in Russian].

**О.П. Галкин, Н.К. Абакумова**

## **СТРУКТУРА ГИДРОАКУСТИЧЕСКОГО ПОЛЯ ОТ ПОДВОДНОГО ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЯ НА БОЛЬШИХ РАССТОЯНИЯХ В ОКЕАНЕ**

*Акустический институт им. акад. Н.Н. Андреева  
Россия, 117292, Москва, ул. Шверника, 4,  
Тел.: (499)126-9835, E-mail: aba\_nin@mail.ru*

Рассмотрены результаты исследования структуры гидроакустического поля, генерируемого при подводном землетрясении, на больших расстояниях от его очага. Проведена оценка возможности использования предложенного гидроакустического метода прогнозирования цунамигенности подводных землетрясений для некоторых районов океана.

**Ключевые слова:** гидроакустическое поле, океан, подводное землетрясение, цунами

При подводном землетрясении в океане помимо сейсмических волн в земной коре и гравитационных волн на поверхности океана возбуждаются акустические волны в воде [1]. Захват подводным звуковым каналом гидроакустических волн, генерируемых в глубоком океане, и оценка их интенсивности по отдельным лучам на больших расстояниях от очага землетрясения рассматривалась в работе [2].

Захват акустических волн происходит вследствие рассеяния акустических сигналов на взволнованной поверхности океана в районе землетрясения. В работе [2] использована поршневая модель подводного землетрясения. Захваченные акустические волны при дальнем распространении ослабевают из-за геометрического расхождения фронта волны, из-за отражений от взволнованной поверхности океана, из-за затухания звука в воде и из-за ослабления сигналов при донноповерхностных отражениях в мелководной части океанического волновода.

Для условий приповерхностного канала на рис. 1 приведена картина распространения звука от подводного землетрясения в глубоководной части океана (справа) до пространственно развитой приемной антенны (слева), расположенной в мелководной части трассы, из которой видно влияние поверхности и дна на изменение структуры принимаемого

го сигнала. Максимальная глубина волновода равна 4700 м, глубина приема – 100 м.

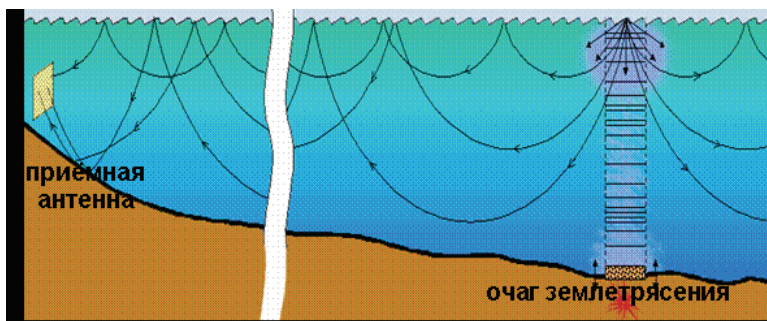


Рис. 1.

Акустические волны, рассеянные вблизи очага землетрясения (в пределах вертикального столба воды, основанием которого является площадь  $S$ ), при распространении в ПЗК будут многократно отражаться и рассеиваться на поверхности океана. На относительно низких частотах коэффициент рассеяния  $m_s$  является малой величиной, вследствие чего многократно рассеянные волны дают пренебрежимо малый вклад в акустическое поле на больших расстояниях от очага землетрясения.

Коэффициент рассеяния звука взволнованной поверхностью –  $m_s(\mathbf{e}_p, \mathbf{e}_o)$ ,  $\mathbf{e}_i$  и  $\mathbf{e}_o$  – единичные векторы, характеризующие направления распространения падающей и рассеянной волн соответственно. Плотность воды и скорость звука в ней –  $\rho$  и  $c$ ,  $\beta_s = -\ln \times |V|^2 / D(\chi_0)$  – коэффициент потерь, обусловленный многократными отражениями от взволнованной поверхности океана,  $V = V(\chi_0, \omega)$  – коэффициент когерентного отражения  $|V(\chi_0)|^2 = 1 - \varepsilon$ , где  $\varepsilon = 2,23 \times 10^{-5} k^{3/2} v^4 \sin \chi_0$ . При  $\varepsilon < 1$  коэффициент потерь  $\beta_1 = \varepsilon / D(\chi_0)$ .  $\beta_1$  – коэффициент затухания звука в морской воде,  $D(\chi_0)$  – длина цикла луча,  $\chi_0$  и  $\chi$  – углы скольжения у поверхности и на глубине приема  $z$ ,  $r$  – горизонтальное расстояние от центра рассеивающего участка до точки приема,  $v$  – скорость ветра в м/с.

Многократные отражения, из-за утечки части акустической энергии в рассеянное поле, приводят к экспоненциальному спадаению интенсивности распространяющейся волны. Приводим формулу (1) спектральной плотности интенсивности акустической волны в точке приема с учетом потерь при рассеянии на взволнованной поверхности океана и отражений от дна. Эта формула допускает оценку интенсивности звука

при любом профиле скорости звука и произвольных характеристиках ветрового волнения, а также подводного грунта при ровной границе вода–грунт.

$$I_s(r, z, \omega) = AFm_s(\chi_0, \omega) |\text{sinc}(\omega\tau/2)|^2 \times \exp(-\varepsilon N - \beta r) (r_0/r)^2, \quad (1)$$

где введены следующие обозначения:

$$A = \rho c \theta_0^2 \tau S_0; S_0 = r_1^2 / (2r_0^2); N = r/D(\chi_0), \quad (2)$$

$N$  – число отражений от взволнованной поверхности,  $F$  – фактор фокусировки,  $r_1$  – радиус возмущенного участка, а  $r_0 = 1$  м.

Приведем результаты численных расчетов спектрально-энергетических характеристик акустического поля на больших расстояниях от очага землетрясения. При расчетах использовалась «билинейная» модель подводного звукового канала. Расчеты проводились при глубине приема 100 м и значениях скорости звука на верхней и нижней границах – 1500 и 1520 м соответственно. Глубина оси подводного звукового канала была выбрана равной 1 км. Скорость звука на оси была равна 1461 м/с,  $a_1 = 2,6 \times 10^{-5}$  1/м и  $a_2 = 1,1 \times 10^{-5}$  1/м.

Основная часть расчетов для этих гидрологических условий относится к изучению структуры звукового поля на дистанциях  $z \approx 1000$  км и скорости ветра  $v = 10$  м/с.

Угловой диапазон захваченных лучей в вертикальной плоскости при объемном рассеянии значительно шире, чем при поверхностном рассеянии. Так, например, при принятых значениях скорости звука  $c_0$  (среднее значение),  $c_1$  (скорость звука на оси канала) и  $c_b$  (скорость звука у дна) он составляет для поверхностного рассеяния  $9^\circ$ , в то время как для объемного рассеяния он равен  $\pm 16^\circ$ , т.е., в 3,3 раза больше, что может существенно сказаться на величине полной интенсивности мощности, захваченной подводным звуковым каналом. Углы скольжения лучей, рассеянных поверхностью и захваченных ПЗК, лежат в диапазоне  $0^\circ < \chi_0 \leq 9,3^\circ$  [2].

Для оценки влияния конкретных акустико-океанологических условий (профиль скорости звука  $c(z)$ , скорость ветра  $v$ ) и пространственного расположения приемной системы (расстояние  $r$ , глубина  $z$ ) на структуру звукового поля в точке приема, целесообразно провести оценку нормированной интенсивности, которая не зависит от параметров землетрясения:

$$I_s/I_0 = F \sin^2 \chi_0 \times \exp(-0.06 N \sin \chi_0), \quad (3)$$

где  $I_0$  – интенсивность звукового поля в выбранной точке приема в предположении, что среда безгранична и однородна.

На рис. 2 показано изменение нормированной интенсивности звукового поля при ненаправленном приеме (с учетом всех лучей, приходящих в точку приема) ( $I_s/I_0$ ) с расстоянием  $r$  на глубине приема для дистанций от 985 до 1041 км. Такая глубина приема близка к оптимальной глубине для размещения антенн стационарных береговых гидроакустических станций, предназначенных для приема сигналов от подводных землетрясений.

Детальное рассмотрение характеристик звукового поля показывает, что его структура изменчива также и по глубине. На рис. 3 для примера представлена зависимость нормированной интенсивности от глубины  $z$  для  $r = 1011$  км. Кроме мало заметного увеличения нормированной интенсивности на горизонте  $z = 100$  м, имеется четыре явно выраженных максимума на глубинах  $z = 2900, 3500$  и  $4000$  м.

Высокочастотная часть спектра рассеянных сигналов содержит дополнительную информацию о характеристиках подводного землетрясения. В то же время именно для этого участка спектра потери при распространении оказываются наибольшими.

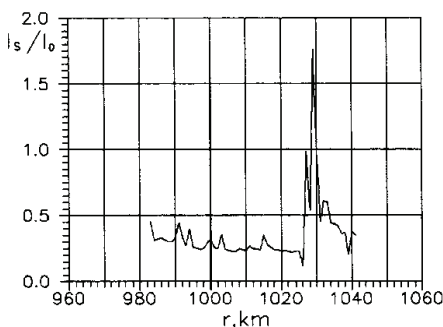


Рис. 2. Изменение нормированной интенсивности  $I_s/I_0$  звукового поля при ненаправленном приеме с расстоянием  $r$ :

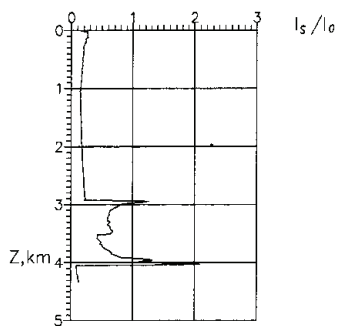


Рис. 3. Зависимость нормированной интенсивности  $I_s/I_0$  от глубины  $z$ .

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 19-52-40007 от 13.03.2020 г.).

## Литература

1. Бреховских Л.М. О цунами и наблюдениях над сверхдальним распространением звука в океане // Бюллетень Совета сейсмологии АН СССР. 1956. № 2.
2. Абакумова Н.К., Галкин О.П., Лысанов Ю.П. Пространственная структура гидроакустического поля от подводного землетрясения на больших расстояниях в океане // Акуст. журн. 1997. Т. 43. № 6. С. 725–729.

**O.P. Galkin, N.K. Abakumova**

## THE STRUCTURE OF THE HYDROACOUSTIC FIELD FROM AN UNDERWATER EARTHQUAKE OVER LONG DISTANCES IN THE OCEAN

*N.N. Andreev Institute of Acoustic of Russian Academy of Sciences  
Russia, 117292, Moscow, Shvernik str., 4,  
Tel.: +7(495)126-98-35, E-mail: [aba\\_nin@mail.ru](mailto:aba_nin@mail.ru)*

The results of examination the structure of a hydroacoustic field generated at underwater earthquake, on long distances from its centre were surveyed. The estimation of an opportunity of the methods of forecasting of a tsunami surveyed on the basis of hydroacoustic fields in the same areas ocean.

**Keywords:** hydroacoustic fields, ocean, underwater earthquake, tsunami

**Acknowledgments:** This work was supported by the Russian Foundation for Basic Research (Project No. 19-52-40007, 13.03.2020).

## Reference

1. Brekhovskikh L.M. About a tsunami and observations above ultralong diffusion of a sound at ocean. The Report of Advice (council) of seismology AN USSR, 1956, No. 2.
2. Abakumova N.K., Galkin O.P., and Lysanov Yu.P. The Spatial Structure of a hydroacoustic field from distant underwater earthquake in the Ocean. J. Acoustics, 1997, Vol. 43, No. 6. pp. 725–729.



**Б.И. Гончаренко<sup>1,3</sup>, А.И. Веденев<sup>2</sup>, Е.В. Медведева<sup>1,2</sup>, А.С. Шуруп<sup>1,2,3</sup>**

## **ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ИНФОРМАЦИИ О СКАЛЯРНО-ВЕКТОРНЫХ ХАРАКТЕРИСТИКАХ АКУСТИЧЕСКОГО ПОЛЯ ПРИ ВОССТАНОВЛЕНИИ ПАРАМЕТРОВ МЕЛКОГО ВОДОЕМА**

*<sup>1</sup>МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет  
Россия, 119992, ГСП-2, Москва, Ленинские горы, 1/2,  
Тел. +7(495)939-30-81, E-mail: [goncharenko@phys.msu.ru](mailto:goncharenko@phys.msu.ru)*

*<sup>2</sup>Институт океанологии им. П.П. Ширшова РАН  
Россия, 117218, Москва, Нахимовский пр., 36,  
Тел. +7(495)380-41-50, E-mail: [vedenev@ocean.ru](mailto:vedenev@ocean.ru)*

*<sup>3</sup>Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН  
Россия, 123242, Москва, Б. Грузинская ул., 10/1,  
Тел.: +7(499)254-90-80, E-mail: [shurup@physics.msu.ru](mailto:shurup@physics.msu.ru)*

Приводятся результаты экспериментов, проведенных с использованием комбинированных приемных модулей, осуществлявших регистрацию давления и трех взаимно ортогональных проекций колебательной скорости. Измерения проводились в различных гидрологических условиях – в устье реки и вдали от береговой линии. Сравнение экспериментальных результатов и данных численного моделирования демонстрирует возможность оценки параметров волновода по данным в виде пространственного затухания скалярно-векторных характеристиках акустического поля.

**Ключевые слова:** методы измерения векторной фазы, пространственное затухание звука на мелководье, векторный приемник, газонасыщенные осадки

Исследование особенностей пространственного затухания скалярно-векторных характеристик акустического поля в водном слое является актуальной задачей [1], решение которой используется для оценки дальности действия гидроакустического оборудования, исследования влияния антропогенного шума на ихтиофауну [2]. В настоящей работе обсуждаются возможности использования информации о пространственном затухании составляющих акустического поля для решения задачи оценки параметров волновода. Рассматриваются результаты двух

экспериментов, проведенных с использованием комбинированных приемных модулей (КПМ), которые содержат приемник звукового давления и векторный приемник.

В одном случае экспериментальные работы проводились на акватории Клязьминского водохранилища на гидроакустическом полигоне МГУ [3]. Вдали от берега был выбран протяженный в горизонтальном направлении ровный участок глубиной  $\approx 8$  м. Известно [4], что место проведения работ характеризуется сложными условиями распространения, вызванными присутствием в толще дна акватории газонасыщенного слоя ила, что приводит к существенному уменьшению скорости звука в дне до величин  $\approx 100$  м/с и значительному затуханию сигналов при распространении.

В другом случае экспериментальные работы проводились в русле реки Урал [5]. Наблюдался практически прямоугольный волновод, ограниченный по бокам отвесными берегами. Средняя глубина водного слоя вдоль трассы измерений составляла примерно  $\approx 5$  м. Скорость звука по глубине водного слоя постоянна и равна 1483 м/с, эффективная скорость звука в верхнем слое осадков примерно 250 м/с [2]. Таким образом, как и в акватории Клязьминского водохранилища, так и в русле реки Урал, скорость звука в грунте понижена по отношению к скорости звука в водном слое.

В обоих экспериментах были записаны сигналы от приповерхностного шумового источника, в качестве которого выступали суда, проходящие мимо места установки КПМ. Расстояния до источников в различные моменты времени в обоих случаях фиксировались с помощью лазерного дальномера. В качестве примера, на рис. 1а, б представлены проходные характеристики источников в виде спектрограмм сигналов, записанных по каналу давления. На рис. 1а, б наблюдается интерференционная структура поля в виде набора чередующихся полос, угол наклона которых изменяется по мере изменения расстояния от КПМ до источника. На рис. 1в, г изображены пространственные убывания давления  $p$  и вертикальной компоненты колебательной скорости  $v_z$ , вычисленные стандартным образом [3, 5] в треть октавной полосе с центральной частотой 530 Гц. При расчетах выбирались одинаковые для обоих экспериментов расстояния до источника, также учитывалась разная скорость судов. На рис. 1в, г видно, что помимо убывания с расстоянием, в обоих экспериментах уровни  $p$  и  $v_z$  испытывают выраженные вариации, вызванные интерференцией шумового поля в волноводе, причем пространственный период интерференционных биений в обоих экспериментах примерно совпадает, в виду того, что глубина волновода отличается не так суще-

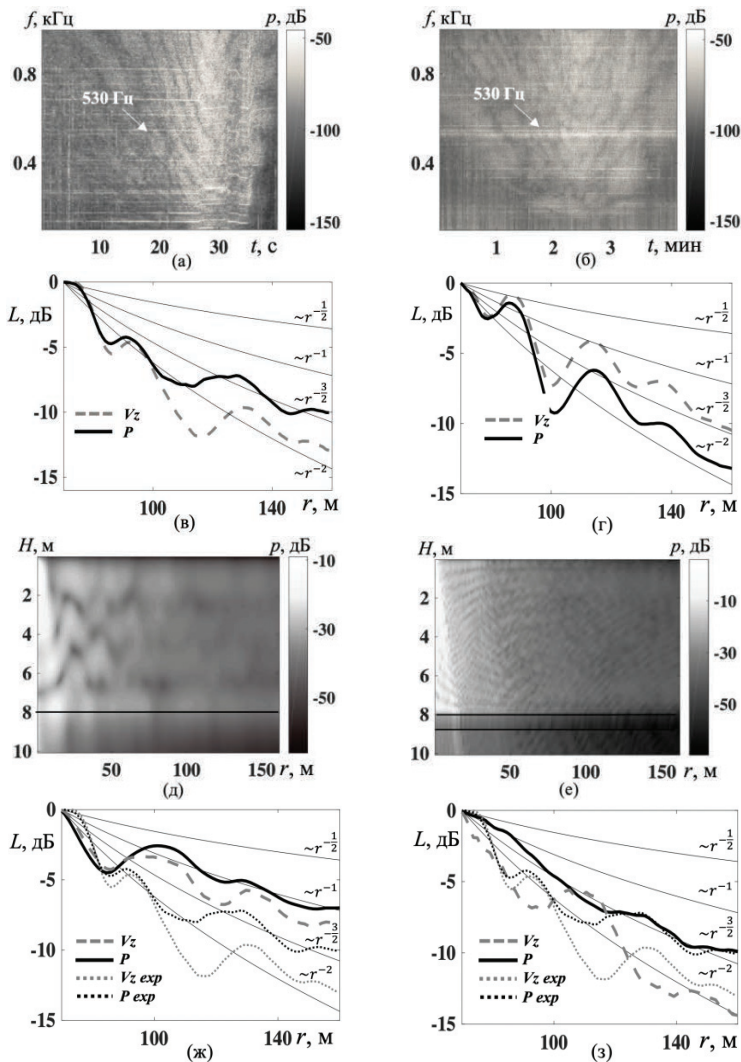


Рис. 1 (а–г). Спектрограмма сигналов, зарегистрированных на канале  $p$  при прохождении источника в эксперименте на Клязьминском водохранилище (а), нар. Урал (б) и соответствующие экспериментальные убывания  $p$ ,  $v_z$ , (в), (г). (д–з). Распределение уровней звукового давления для условий Клязьминского водохранилища при отсутствии в дне газонасыщенного слоя (д), и при его наличии (е), а также соответствующие теоретические убывания  $p$  и  $v_z$  (ж), (з).

ственно, а при обработке используется одинаковый частотный диапазон. При этом характер убывания  $p$  и  $v_z$  в экспериментах различный: на начальном участке (до 80 м) в р. Урал затухание как  $p$ , так и  $v_z$ , более сильное по сравнению с Клязьминским водохранилищем, причем характер затухания практически одинаков для этих составляющих поля. На больших же расстояниях наблюдается отличие уже в поведении  $p$  и  $v_z$  – на р. Урал сильнее затухает  $p$ , чем  $v_z$ , в то время как на Клязьминском водохранилище ситуация обратная. Наблюдаемые особенности убывания  $p$  и  $v_z$  в виде интерференционных биений, а также различного характера убывания этих компонент акустического поля ( $v_x$ ,  $v_y$  демонстрируют аналогичные особенности), определяются параметрами волновода, что позволяет говорить о возможности оценки параметров волновода на основе анализа этих зависимостей. В качестве примера, на рис. 1д, е приведены уровни давления  $p$ , рассчитанные для условий Клязьминского водохранилища, отличающихся только параметрами дна – двухслойная модель грунта с газонасыщенным слоем, а также дно в виде полупространства. Параметры дна брались из работы [4]. Расчеты выполнены на основе метода параболического уравнения с использованием программы, разработанной К.В. Авиловым [6]. Пространственное убывание  $p$  и  $v_z$ , соответствующее условиям проведения эксперимента, представлено на рис. 1ж, з. Как видно на рис. 1ж, з, численные результаты повторяют характерные особенности, полученные в эксперименте, – наблюдаются похожие интерференционные биения, повторяется и характер затухания  $p$  и  $v_z$  на больших расстояниях. В итоге параметры, использованные при моделировании, могут рассматриваться в качестве приближенной оценки характеристик волновода. Следует отметить, что точного совпадения экспериментальных и расчетных кривых убывания не наблюдается, что говорит о возможности дальнейшего улучшения оценок. Вместе с тем, полученные результаты указывают на принципиальную возможность решения обратной задачи восстановления параметров волновода по данным в виде пространственных затуханий составляющих акустического поля. При этом принципиально важным является использование информации как о давлении, так и о проекциях колебательной скорости. В этом случае объем независимых данных для решения обратной задачи возрастает, что благоприятно сказывается на ее решении. Детальный анализ подобной обратной задачи, в том числе, возможно не единственности ее решения, относится к перспективам дальнейших исследований.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, гранты 18-05-70034, 18-05-00737, а также гранта Президента РФ для научных школ № НШ 5545.2018.5.

## Литература

1. Белов А.И., Кузнецов Г.Н. Пространственное затухание различных составляющих звуковых полей в водном слое и осадках мелкого моря // Акустический журнал. 2017. Т. 63. № 6. С. 614–622.
2. Веденев А.И., Луньков А.А., Шатравин А.В., Кочетов О.Ю. Измерения шумов судна на воздушной подушке с целью оценки антропогенного воздействия на орнито- и ихтиофауну дельты р. Урал // Доклады XVI школы-семинара им. акад. Л.М. Бреховских, совмещенной с XXXI сессией Российского Акустического Общества. М.: ГЕОС, 2018. С. 177–180.
3. Медведева Е.В., Гончаренко Б.И., Шуруп А.С. Использование разнесенных в пространстве комбинированных приемных модулей для исследования скалярно-векторных характеристик акустического поля // Известия РАН. Серия физическая. 2020. Т. 84. № 2. С. 278–283.
4. Гончаренко Б.И., Захаров Л.Н., Иванов В.Е. О волновых числах и разности фаз между компонентами звукового поля в трехслойном волноводе // Акустический журнал. 1979. Т. 25, № 4. С. 507–514.
5. Гончаренко Б.И., Веденев А.И., Шуруп А.С. Особенности распространения звукового сигнала в мелком пресном водоеме при разной глубине погружения источника звука // Вестник Московского Университета. Серия 3. Физика. Астрономия. 2019. № 5. С. 81–87.
6. Авилов К.В. Псевдодифференциальные параболические уравнения распространения звука в океане, плавно неоднородном по горизонтали, и их численное решение // Акустический журнал. 1995. Т. 41. № 1. С. 5–12.

**B.I. Goncharenko<sup>1,3</sup>, A.I. Vedenev<sup>2</sup>, E.V. Medvedeva<sup>1,2</sup>, A.S. Shurup<sup>1,2,3</sup>**

### **ABOUT THE POSSIBILITY OF EVALUATING THE PARAMETERS OF A SHALLOW WATER BASIN ON THE DATA ON THE SPATIAL ATTENUATION OF THE SCALAR VECTOR CHARACTERISTICS OF THE ACOUSTIC FIELD**

<sup>1</sup>*Faculty of Physics, M.V. Lomonosov Moscow State University  
Russia, 119991, Moscow, Leninskie Gory, 1/2,*

*Tel.: 8(495)939-3081; E-mail: [goncharenko@phys.msu.ru](mailto:goncharenko@phys.msu.ru)*

<sup>2</sup>*Shirshov Institute of Oceanology, Russian Academy of Sciences  
Russia, 11799736, Moscow, Nakhimovskiy prospekt, 36,*

*Tel.: 8(495) 380-4150; E-mail: [vedenev@ocean.ru](mailto:vedenev@ocean.ru)*

<sup>3</sup>*Shmidt Institute of the Physics of the Earth, Russian Academy of Sciences  
Russia, 123242, Moscow, Bolshaya Gruzinskaya str., 10-1,*

*Tel.: (499) 254-90-80; E-mail: [shurup@physics.msu.ru](mailto:shurup@physics.msu.ru)*

The results of experiments conducted by using combined receiving modules that record pressure and three mutually orthogonal components of particle velocity are presented. The measurements were carried out in different hydrological conditions – at the bed of the river and far from the coastline in Klyazma reservoir. Comparison of experimental results and numerical

simulation data demonstrates the possibility of estimating waveguide parameters by using information about spatial decay of scalar-vector characteristics of the acoustic field.

**Keywords:** vector-phase measurement methods, spatial attenuation of sound in a shallow water, vector receiver, gas-saturated precipitation

**Acknowledgments:** This work was supported by the Russian Foundation for Basic Research, grants No. 18-05-70034, 18-05-00737, as well as by the grant of the President of the Russian Federation for scientific schools No. NSh 5545.2018.5.

## References

1. Belov A.I. and Kuznecov G.N. Prostranstvennoe zatukhanie razlichny'kh sostavlyayushhikh zvukovy'kh polej v vodnom sloe i osadkakh melkogo moray. Akusticheskij zhurnal, 2017, Vol. 63, No. 6, pp. 614–622.
2. Vedenev A.I., Lun'kov A.A., Shatravin A.V., and Kochetov O.Yu. Izmereniya shumov sudna na vozduшной podushke s czel'yu ocenki antropogennogo vozdeystviya na ornito- i ikhtiofaunu del'ty' r. Ural. Proc.' XVI shkoly-seminara im. akad. L.M. Brekhovskikh, sovmeshhennoj s XXXI sessiej Rossijskogo Akusticheskogo Obshestva, Moscow: GEOS, 2018, pp. 177–180.
3. Medvedeva E.V., Goncharenko B.I., and Shurup A.S. Ispol'zovanie raznesenny'kh v prostranstve kombinirovanny'kh priemny'kh modulej dlya issledovaniya skalyarno-vektorny'kh kharakteristik akusticheskogo polya. Izvestiya RAN, Seriya fizicheskaya, 2020, Vol. 84, No. 2, pp. 278–283.
4. Goncharenko B.I., Vedenev A.I., and Shurup A.S. Osobennosti rasprostraneniya zvukovogo signala v melkom presnom vodoeme pri raznoj glubine pogruzheniya istochnika zvuka. Vestnik Moskovskogo Universiteta, Seriya 3, Fizika, Astronomiya, 2019, No. 5, pp. 81–87.
5. Goncharenko B.I., Zakharov L.N., and Ivanov V.E. O volnovy'kh chislakh i raznosti faz mezhdru komponentami zvukovogo polya v trekhslojnom volnovode. Akusticheskij zhurnal, 1979, Vol. 25, No. 4, pp. 507–514.
6. Avilov K.V. Psevdodifferencial'ny'e parabolicheskie uravneniya rasprostraneniya zvuka v okeane, plavno neodnorodnom po gorizontali, i ikh chislennoe reshenie. Akusticheskij zhurnal, 1995, Vol. 41, No. 1, pp. 5–12.

**К.В. Дмитриев<sup>1</sup>, С.Н. Сергеев<sup>1,2</sup>, А.С. Шуруп<sup>1,2,3</sup>**

## **ПАССИВНАЯ ТОМОГРАФИЯ ОКЕАНА МЕТОДОМ ШУМОВОЙ ИНТЕРФЕРОМЕТРИИ**

<sup>1</sup> МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, кафедра акустики  
Россия, 119992, ГСП-2, Москва, Ленинские горы, 1/2,

Тел. 8(495)939-30-81, E-mail: [kdmitrie@lanat.ru](mailto:kdmitrie@lanat.ru)

<sup>2</sup> Институт океанологии им. П.П. Ширшова РАН

Россия, 117218, Москва, Нахимовский пр. 36

Тел. 8(495)380-41-50, E-mail: [sergeev@lanat.ru](mailto:sergeev@lanat.ru)

<sup>3</sup> Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН

Россия, 123242, Москва, Б. Грузинская ул., 10/1,

Тел.: 8(499)254-90-80; E-mail: [shurup@physics.msu.ru](mailto:shurup@physics.msu.ru)

Шумовая интерферометрия – сравнительно новый и многообещающий подход к восстановлению параметров акватории (скорость звука, течения) и, в случае мелкого моря, – некоторых характеристик дна в пассивной гидроакустической схеме. Основным преимуществом подхода, делающим его привлекательным для возможного практического использования, является относительная дешевизна. Во-первых, для него не требуются излучающие системы, а во-вторых, прием может осуществляться одиночными гидрофонами, а не многоэлементными антеннами. Вместе с тем, непосредственное использование метода ставит ряд вопросов, без ответа на которые шумовая интерферометрия не выйдет из постановочной стадии. В работе авторы анализируют современное состояние исследований в данной области и приводят результаты как теоретического характера, так и обработки данных различных экспериментов, в том числе собственных, на шельфе Белого моря.

**Ключевые слова:** шумовая интерферометрия, скорость звука, гидрофон

**Введение.** Шумовая интерферометрия – перспективный метод экспериментального исследования акваторий акустическими методами – вызвал интерес различных групп исследователей, прежде всего, возможностью отказа от излучающих систем, изготовление, развертывание и питание которых являются основным сдерживающим фактором полевых исследований. Помимо решения указанных технических проблем, отказ от активных излучателей, то есть использование пассивной

акустической схемы, в свою очередь, является важным преимуществом в ряде решаемых гидроакустикой задач, например, при необходимости снижения воздействия на морскую фауну.

Акустическая томография океана – метод восстановления параметров морской среды и, в перспективе применения к мелководным регионам, – подстилающего пространства. Это единственный метод мониторинга в реальном времени больших (сотни и тысячи километров) морских акваторий. Однако он не вышел за рамки отдельных экспериментов, прежде всего, из-за высокой стоимости развертывания и обеспечения функционирования излучающих и приемных гидроакустических систем, а также по причине появления конкурирующих, относительно дешевых, контактных методов: зондов и глайдеров с размещенными на них датчиками. В последние годы возник интерес к северным регионам, которые по большей части покрыты льдом. Лед делает невозможным выход зондов на поверхность для передачи накопленных данных на базу по каналу связи. Это побуждает искать иные подходы к акустическому мониторингу подводной обстановки. Возможности шумовой интерферометрии, в случае ее применимости, позволяют преодолеть те факторы, которые сдержали развитие классической томографии.

К настоящему времени можно считать доказанной принципиальную работоспособность метода шумовой интерферометрии в том смысле, что, во-первых, создана теоретическая база метода; во-вторых, имеется ряд экспериментов, которые явно продемонстрировали, что получаемые с помощью метода данные позволяют проводить их интерпретацию с приемлемой точностью, и они чувствительны к параметрам среды. Следует отметить, что большинство экспериментов изначально преследовали иные цели, и поэтому экспериментальная база метода остается существенно ограниченной. Тем не менее, можно декларировать, что за время, прошедшее с начала попыток применения метода шумовой интерферометрии в гидроакустических приложениях, его принципиальные возможности доказаны. В настоящее время необходимо поставить вопросы о выводе данного метода на этап практического применения. Полученные ответы позволяют либо использовать его в гидроакустических задачах, либо, как это произошло с «классической» томографией океана, оставить его в истории гидроакустики в качестве научного результата без практических перспектив.

Следует отметить, что метод шумовой интерферометрии не завязан на томографическую схему восстановления параметров среды и может быть использован также в других задачах подводного распространения звука, что делает его самоценным.



**Физические основы метода шумовой интерферометрии.** Идея метода шумовой интерферометрии [1, 2] сама по себе достаточно проста. Пусть в исследуемом регионе в точках с координатами  $r_A$  и  $r_B$  расположены два гидрофона, которые обозначим А и В. Акустические сигналы  $U(r_A, t)$ ,  $U(r_B, t)$ , регистрируемые обоими гидрофонами (неважно, от расположенного где-либо активного источника или, в пассивной схеме, являющиеся естественным шумом моря или шумом удаленного судоходства), позволят при последующей обработке получить данные о влияющих на распространение звука параметрах среды между этими двумя гидрофонами. В случае пассивной схемы оба гидрофона играют роль источника: шум, идущий на рис. 1 слева направо (от А к В), сперва проходит через гидрофон А, который в данном контексте играет роль излучателя этого шума, потом через гидрофон В, который здесь играет роль приемника. То же для шума, идущего справа налево (от В к А). Такой шум, проходящий через оба гидрофона и распространяющийся преимущественно в вертикальной плоскости, содержащей эти гидрофоны, мы будем далее называть «сигналом», в то время как часть шумов моря, распространяющихся в других направлениях, будем далее называть «помехой» (характерный размер области вблизи каждого из гидрофонов, которая дает вклад в «сигнальную» часть общего шума, определяется радиусом пространственной когерентности шумового поля [2]). Поскольку при такой интерпретации решается задача, близкая к классической задаче об обнаружении известного сигнала на фоне аддитивной

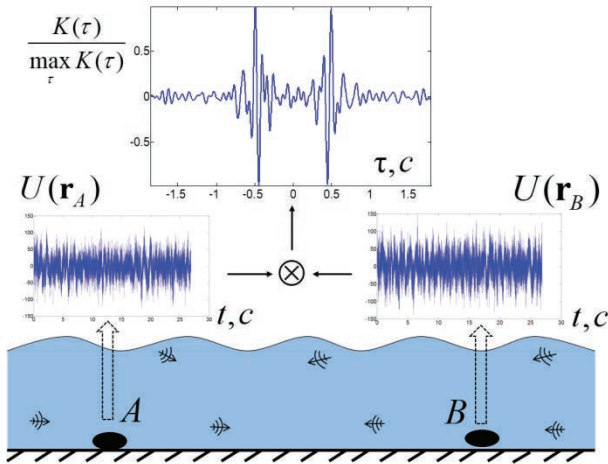


Рис. 1. Схема корреляционной обработки шумовых полей  $U(\mathbf{r}_A)$ ,  $U(\mathbf{r}_B)$ , зарегистрированных гидрофонами, расположенными в А и В.

помехи (второй гидрофон должен зафиксировать сигнал, как бы излученный первым), то естественным представляется построение в процессе обработки взаимной функции когерентности шумовых сигналов  $\langle U(\mathbf{r}_A, t)U^*(\mathbf{r}_B, t + \tau) \rangle$  (здесь  $\langle \dots \rangle$  означает усреднение по множеству реализаций шума), принятых обоими гидрофонами, два пика которой (получаемые при должном накоплении), соответствуют сигналам, распространяющимся через гидрофоны А и В в обоих направлениях.

В акустике развитие методов шумовой интерферометрии началось после «переоткрытия» хорошо известного в квантовой теории поля соотношения между взаимной корреляционной функцией и двухточечной функцией Грина [3, с. 97]. Метод успешно апробирован в задачах сейсмоакустики [4], и сделаны первые шаги к адаптации метода к задачам гидроакустики [5, 6]. Сразу стало ясно, что основной проблемой использования описываемого подхода к гидроакустическим задачам становится время накопления шумового сигнала, которое разными авторами оценивалось в диапазоне от суток до нескольких часов. Существенного сокращения времени накопления удастся достигнуть при использовании корреляции акустических мод [2], когда их удастся выделить. Как показало дальнейшее исследование, в зависимости от расстояния между гидрофонами, можно использовать два режима. Если расстояние достаточно для того, чтобы моды «разбежались» за счет дисперсии, их выделение возможно по временам прихода. На меньших расстояниях для увеличения отношения сигнал/помеха при корреляционной обработке разумно использовать для обработки ту частотную полосу принимаемого сигнала, в которой существуют только нижние моды, например, только первая.

**Теоретические основы метода** шумовой интерферометрии рассмотрены в различных работах [1, 2, 5], для случая модовых сигналов они впервые были рассмотрены в работе [2]. В основу положена связь между функцией взаимной когерентности шумов  $\langle U(\mathbf{r}_A, t)U^*(\mathbf{r}_B, t + \tau) \rangle$  и разностью запаздывающей  $G^+(\mathbf{r}_A, \mathbf{r}_L, \tau)$  и опережающей  $G^-(\mathbf{r}_A, \mathbf{r}_L, \tau)$  функциями Грина, которая может быть записана в виде [2]:

$$\langle U(\mathbf{r}_A, t)U^*(\mathbf{r}_B, t + \tau) \rangle \approx iD \int_{-\infty}^{\infty} [G^+(\mathbf{r}_A, \mathbf{r}_B, \eta - \tau) - G^-(\mathbf{r}_A, \mathbf{r}_B, \eta - \tau)] C(\eta) d\eta, \quad (1)$$

где  $C(\eta) = \langle U(\mathbf{r}, t)U^*(\mathbf{r}, t + \eta) \rangle$  – функция автокогерентности шума (в случае изотропного шумового поля  $C(\eta)$  одинакова для всех точек наблюдения  $\mathbf{r}$ ), а безразмерный коэффициент  $D$  характеризуется радиусом когерентности регистрируемого шума. Как показано авторами в [2],

использование корреляций полей отдельных мод, а не полных полей, позволяет существенно сократить время накопления шумовых сигналов. Очень важно, что в силу принципа причинности, запаздывающая и опережающая функции Грина обращаются в ноль на отрицательных или положительных временных задержках  $\tau$ , то есть при рассмотрении только положительных (или только отрицательных) временных задержек в правой части формулы (1) фактически останется не разность, а та или иная функция Грина, которая будет ассоциироваться с сигналом, проходящим через два гидрофона «справа налево» или «слева направо». Тем самым пики взаимной корреляционной функции (в случае их разрешимости) соответствуют функции Грина, а значит, могут быть использованы для восстановления информации о среде распространения сигнала.

Несмотря на то, что взаимная корреляционная функция позволяет выделить пики, соответствующие отдельным модам или провести восстановление в одномодовом режиме, следует отметить, что в соответствии с формулой (1), правильно говорить о восстановлении функции Грина. Также нужно обратить внимание, что в формуле (1) используется разность опережающей и запаздывающей функций Грина, которые являются комплексно сопряженными, а значит, спектр этой разности равен удвоенной мнимой части запаздывающей функции Грина.

По-видимому, впервые явное выделение функции Грина методом шумовой интерферометрии было произведено В.В. Гончаровым в работе [5] по экспериментальным данным, полученным одиночными гидрофонами, установленными во Флоридском проливе на глубинах около 100 м. Акустические моды в том же эксперименте выделялись с помощью так называемого «оператора скручивания» по методу, изложенному в работе [6].

**Время накопления сигналов в методе шумовой интерферометрии.** Как уже указывалось, значительное время накопления шумового сигнала является главным сдерживающим фактором для использования рассматриваемого метода [7]. Авторами были проведены исследования данного вопроса теоретически и по имеющимся данным эксперимента в Баренцевом море, где одиночные гидрофоны размещались на глубинах около 200 м. Рассматривалась зависимость отношения сигнал/помеха  $S_{\text{out}}/N_{\text{out}}$  (рассчитываемого как отношение максимума взаимной корреляционной функции к уровню корреляционных остатков) в зависимости от времени накопления  $T$ , расстояния между гидрофонами  $R$ , полосы частот  $\Delta f$  с центральной частотой  $f_0$ , и скоростью звука в среде  $c$ . Для теоретической оценки использовалась формула [2]:

$$S_{\text{out}}/N_{\text{out}} \approx \sqrt{2 \Delta f T c / 2\pi^2 f_0 R} .$$

Сравнение теоретической зависимости с экспериментальными данными показывает совпадение только на начальном участке. По мере увеличения времени накопления отношение практически не изменяется, что, по-видимому, связано с нестационарностью параметров волновода и шумовой картины. При этом отношение сигнал/помеха понижается с ростом центральной частоты  $f_0$  (при заданной  $\Delta f$ ); с увеличением же  $f_0$  при одновременном увеличении  $\Delta f$  так, что минимальная частота полосы всегда оставалась равной 5 Гц, оказалось (рис. 2), что в области центральных частот от 10 до 20 Гц, наблюдается максимум. Затем, при увеличении центральной частоты, экспериментальные зависимости спадают и выходят на постоянный уровень. Такое поведение позволяет сделать вывод о том, что на указанных расстояниях между гидрофонами (будем называть его «малым», имея в виду, что на этом расстоянии еще не осуществилось дисперсионное разбегание мод) оптимальным режимом использования метода шумовой интерферометрии является маломодовый режим, то есть та частотная область, в котором шумовое поле формируется небольшим количеством мод, лучше – одной низшей модой.

Практическая реализация метода: два режима. Выявленные зависи-

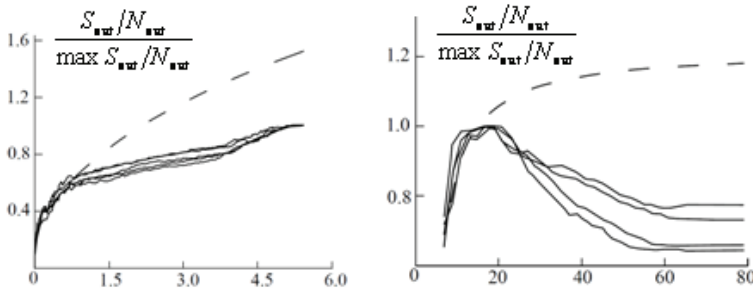


Рис. 2. Зависимость нормированного отношения сигнал/помеха  $S_{\text{out}}/N_{\text{out}}$  от времени накопления  $T$  (слева); нормированное отношение  $S_{\text{out}}/N_{\text{out}}$  как функция центральной частоты  $f_0$  при максимально возможной ширине полосы частот  $\Delta f$  (справа). Сплошные линии отображают экспериментальные зависимости для различных пар гидрофонов, расположенных на расстояниях  $R=500$  м, пунктирные линии – теоретические ненормированные зависимости.

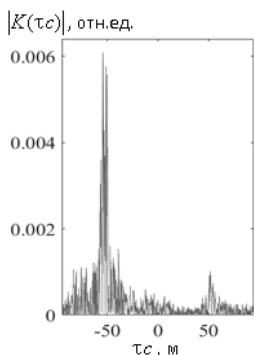
мости отношения  $S_{\text{out}}/N_{\text{out}}$  позволили найти оптимальные режимы применимости метода шумовой интерферометрии, которые для заданной акватории определяются расстоянием между гидрофонами. Последнее обстоятельство вызвано именно тем, что для приема сигнала в рамках

представляемой работы используются одиночные гидрофоны. Хотя метод шумовой интерферометрии не требует этого строго, исключение многоэлементных приемных антенн позволяет понизить требования к экспериментальной схеме. Разделить акустические моды одиночными гидрофонами можно было, если бы расстояние между гидрофонами позволило бы модам «разбежаться» за счет дисперсии, что происходит не всегда. Поэтому при практической реализации метода шумовой интерферометрии приходится реализовывать один из двух случаев.

На небольших расстояниях пики взаимной корреляционной функции обуславливаются двумя факторами: наличием точки стационарной фазы вблизи минимума групповых скоростей мод (точка Эйри) и влиянием интерференции мод. В этом случае приходится использовать нижнюю полосу частот принимаемых шумовых сигналов, в которых возбуждена только первая мода. Следует отметить также, что при этом существенно сокращается время накопления (о чем говорилось в предыдущем разделе), что делает метод работоспособным.

На больших расстояниях моды выделяются по соответствующим им отдельным корреляционным пикам (или отдельным полосам на спектрограмме). Кроме того, выделение мод возможно за счет скачка фазы принятого сигнала на критических частотах учитываемых мод. Подробнее данный вопрос рассмотрен в работе [8].

**Эксперимент.** В апреле 2019 г. авторами был проведен эксперимент по апробации разработанной схемы и оборудования на шельфе Белого моря в районе мыса Киндо. Глубина составляла от 6 до 8 м. Море было покрыто слоем льда толщиной 42 см. Лед уже начинал таять; в сочетании с приливами и отливами это приводило к его растрескиванию, которое хорошо слышно на записях. Сигналы записывались синхронно в двух точках, разнесенных друг относительно друга на расстояние



50 м. Глубина в точках размещения гидрофонов составляла около 7 м. На рис. 3 представлен результат расчета модуля корреляционной функции при времени накопления, равном 5 мин. Аргумент корреляционной функции умножен на скорость звука в воде  $c \approx 1500$  м/с, что позволяет перейти от рассмотрения временного сдвига к расстояниям. Хорошо видны 2 максимума, соответствующие

Рис. 3. Модуль корреляционной функции, вычисленной по результатам измерений в Белом море.

расстояниям  $\pm 50$  м. С ними можно сопоставить волны, идущие от одного гидрофона к другому или обратно. Существенная разница амплитуд максимумов обусловлена анизотропией задачи: одним концом линия, соединяющая гидрофоны, упиралась в берег, а другим – в открытое море.

На данной однолучевой трассе делалась попытка решения обратной задачи томографического типа по восстановлению приливной активности. В ходе обработки данных было замечено перемещение максимумов корреляционной функции с течением времени, которое хорошо коррелирует с приливной активностью по данным объективного контроля (рис. 4).

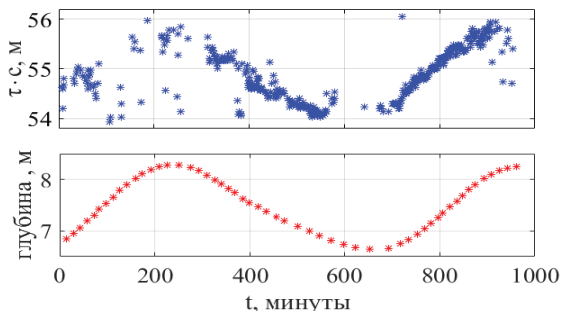


Рис. 4. Смещение с течением времени максимумов корреляционной функции (верхняя панель); справочная информация глубины моря, вызванной приливной активностью (нижняя панель).

Проведенные наблюдения позволяют отметить также несколько особенностей. Во-первых, при постоянном параметре накопления отношение величины наблюдаемых максимумов к уровню корреляционных остатков зависит от времени суток. Это можно объяснить разной скоростью таяния льда и, соответственно, разной интенсивностью его треска. Во-вторых, увеличение глубины в момент прилива приводит к синхронному увеличению временного сдвига, для которого наблюдаются максимумы. Это сравнительно просто объясняется в рамках лучевой модели, которая в условиях эксперимента (расстояние между гидрофонами порядка десяти глубин водоема) вполне применима. В итоге результаты даже относительно простых проведенных экспериментов позволяют осуществлять некоторый мониторинг акватории.

**Заключение.** Метод шумовой интерферометрии, прошедший стадию теоретического обоснования и начальных постановочных экспери-

ментов, может быть рекомендован к более широкому использованию в задачах мониторинга гидроакустических акваторий. В зависимости от имеющихся задач могут быть установлены различные режимы, использование различного времени накопления и другие параметры, которые «подстраиваются» под конкретную задачу.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант 18-05-00737.

## 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. Vol. 97. No. 5. P. 054301.
2. Буров В.А., Сергеев С.Н., Шуруп А.С. Использование в пассивной томографии океана низкочастотных шумов // *Акустический журнал.* 2008. Т. 54. № 1. С. 51–61.
3. Пескин М., Шредер Д. Введение в квантовую теорию поля. Ижевск: НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика», 2001. 784 с.
4. Яновская Т.Б., Лыскова Е.Л. Скоростное строение верхней мантии Европы по результатам шумовой поверхностно-волновой томографии // *Физика земли.* 2013. № 5. С. 3–11.
5. Гончаров В.В., Шуруп А.С., Годин О.А., Заботин Н.А., Веденев А.И., Сергеев С.Н., Brown M.G., Шатравин А.В. Томографическая инверсия измеренных функций взаимной корреляции шумов океана в мелкой воде с использованием лучевой теории // *Акустический журнал.* 2016. Т. 62. № 4. С. 431–411.
6. Сергеев С.Н., Шуруп А.С., Годин О.А., Веденев А.И., Гончаров В.В., Муханов П.Ю., Заботин Н.А. Выделение акустических мод во флоридском проливе методом шумовой интерферометрии // *Акустический журнал.* 2017. Т. 63. № 1. С. 73–83.
7. Курьянов Б.Ф. К возможности пассивной акустической томографии в диффузном шумовом поле // Доклады XI школы-семинара акад. Л.М. Бреховских «Акустика океана», совмещенной с XVII сессией Российского акустического общества. М.: ГЕОС, 2006. С. 179–185.
8. Сабиров И.Р., Шуруп А.С. Исследование фазы функции взаимной корреляции шумового поля океанического волновода // *Известия РАН. Серия физическая.* 2020. Т. 84. № 1. С. 106–109.

**K.V. Dmitriev<sup>1</sup>, S.N. Sergeev<sup>1,2</sup>, A.S. Shurup<sup>1,2,3</sup>**

## PASSIVE OCEAN TOMOGRAPHY BY USE OF NOISE INTERFEROMETRY

<sup>1</sup> Faculty of Physics, M.V. Lomonosov Moscow State University  
Russia, 119991, Moscow, Leninskie Gory, 1/2,  
Tel.: 8(495)939-30-81; E-mail: sabirov.ir14@physics.msu.ru

<sup>2</sup> Shirshov Institute of Oceanology, Russian Academy of Sciences  
Russia, 117997, Moscow, Nakhimovskiy prospekt, 36,  
Tel.: 8(495)380-41-50; E-mail: sergeev@lanat.ru

<sup>3</sup> Schmidt Institute of the Physics of the Earth, Russian Academy of Sciences  
Russia, 123242, Moscow, Bolshaya Gruzinskaya str., 10–1,  
Tel.: 8(499)254-90-80; E-mail: shurup@physics.msu.ru

Noise interferometry is new and perspective approach to the recovering of the sea parameters (such as sound velocity, flows) and some bottom characteristics in case of shallow sea by use of passive scheme. The main advantage of the approach, which makes it attractive for possible practical use, is its relative cheapness. Firstly, it does not require radiating systems, and secondly, reception can be carried out by single hydrophones, rather than multi-element antennas. At the same time, the direct use of the method raises a number of questions, without which noise interferometry will not leave the stage of first experiments. The authors analyze the current state of research in this field and give the results of both a theoretical investigation and computer simulations, also by processing data from various experiments, including their own experiments on the shelf of the White Sea.

**Keywords:** noise interferometry, speed of sound, hydrophone

**Acknowledgments:** This work was supported by the Russian Foundation for Basic Research, grant 18-05-00737.

## References

1. Godin O.A. Recovering the acoustic Green's function from ambient noise cross-correlation in an inhomogeneous moving medium. *Phys. Rev. Lett.*, 2006, Vol. 97, No. 5, pp. 054301.
2. Burov V.A., Sergeyev S.N., and Shurup A.S. Ispolzovaniye v passivnoy tomografii okeana nizkochastotnykh шумов. *Akusticheskiy zhurnal*, 2008, Vol. 54, No. 1, pp. 51–61.
3. Peskin M. and Shreder D. Vvedeniye v kvantovuyu teoriyu polya. Izhevsk: NITs Regul'yarnaya i khaoticheskaya dinamika, 2001, 784 p.
4. Yanovskaya T.B. and Lyskova E.L. Skorostnoye stroyeniye verkhney mantii Evropy po rezul'tatam шумovoy poverkhnostno-volnovoy tomografii. *Fizika zemli*, 2013, No. 5, pp. 3–11.
5. Goncharov V.V., Shurup A.S., Godin O.A., Zabolin N.A., Vedenev A.I., Sergeyev S.N., Brown M.G., and Shatravin A.V. Tomograficheskaya inversiya izmerennykh funktsiy vzaimnoy korrelyatsii шумов okeana v melkoy vode s ispol'zovaniyem luchevoy teorii. *Akusticheskiy zhurnal*, 2016, Vol. 62, No. 4, pp. 431–411.
6. Sergeyev S.N., Shurup A.S., Godin O.A., Vedenev A.I., Goncharov V.V., Mukhanov P.Yu., Zabolin N.A., and Brown M.G. Vydeleniye akusticheskikh mod vo flordidskom prolive metodom шумovoy interferometrii. *Akusticheskiy zhurnal*, 2017, Vol. 63, No. 1, pp. 73–83.
7. Kurianov B.F. K vozmozhnosti passivnoy akusticheskoy tomografii v diffuznom шумovom pole. *Doklady XI shkoly-seminara akad. L.M. Brekhovskikh «Akustika okeana» sovmeshchennoy s XVII sessiyey Rossiyskogo akusticheskogo obshchestva*. Moskva: GEOS, 2006, pp. 179–185.
8. Sabirov I.R. and Shurup A.S. Issledovaniye fazy funktsii vzaimnoy korrelyatsii шумovogo polya okeanicheskogo volnovoda. *Izvestiya RAN. Seriya fizicheskaya*, 2020, Vol. 84, No. 1, pp. 106–109.



**С.В. Егоров<sup>1</sup>, А.Н. Серебряный<sup>1,2</sup>**

## **«CITIZEN SCIENCE» В ПРИЛОЖЕНИИ К АКУСТИКЕ И ОКЕАНОЛОГИИ**

*<sup>1</sup>Акустический институт имени академика Н.Н. Андреева*

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

*Тел.: +7(499)126-49-11, E-MAIL: [segerev@gmail.com](mailto:segerev@gmail.com)*

*<sup>2</sup>Институт океанологии имени П.П. Шишова РАН*

*Россия, 117997, Москва, Нахимовский просп., 36,*

*Тел.: +7(499)124-59-96, E-mail: [serebryany@hotmail.com](mailto:serebryany@hotmail.com)*

Дано обобщение практик citizen science («науки граждан») в применении к акустике и океанологии. Рассмотрена история добровольческой океанологии. Изучено взаимодействие добровольческих организаций и «больших» исследовательских институтов. Отмечены удачные примеры менеджмента продолжительных добровольческих проектов.

**Ключевые слова:** добровольческая организация, “citizen science” – «наука граждан», Уильям Уивелл

Термин “citizen science” (правильный перевод – «наука граждан») обозначает, в основном, массовые исследовательские проекты, предполагающие взаимодействие любителей и профессиональных ученых, которые часто являются заказчиками и разработчиками плана проекта. Этот новый способ получения знаний успел получить широкое признание.

В статье обсуждается развитие науки граждан в области акустики океана и океанологии. Проекты науки граждан успешны в тех областях, где требуется большой объем данных (сбор и/или обработка), а рабочих рук мало. К таким областям относятся и акустика, и океанология.

Быстрое развитие неформальных и добровольческих «распределенных» проектов связано с успехом новых информационно-коммуникационных технологий. Структура проектов основана на привлечении множества «распределенных» добровольцев, поставляющих разнообразные данные в интересах немногочисленного ядра профессиональных ученых или, наоборот, обрабатывающих потоки данных, поступающих от профессионалов. Связующим звеном являются менеджеры, прошедшие специальную подготовку. Такие проекты в последние годы получили название «наука граждан».

Интерес к организации неформальных научных проектов во всем мире продолжает расти. Поддержка неформальных проектов государством никоим образом не отменяет «большую формальную науку», но в ряде передовых стран (например, в Австралии) неформальные исследования уже являются серьезным объектом национальной научно-образовательной политики. А вот корпоративный сектор (пример, компания Proctor&Gamble) уже более 10 лет извлекает ощутимую выгоду от внедрения таких проектов в повседневную практику.

Океанология и акустика относятся к направлениям, в которых проекты науки граждан приносят ценные результаты. Поэтому большинство добровольческих исследований ограничиваются шельфовыми зонами, рифами. Интересы сетевых добровольческих исследований сосредоточены, главным образом, на вопросах просвещения, мониторинге экологического состояния морей и океанов, изучении социального самочувствия морских животных, выявлении зон скопления мусора, мониторинге флуктуаций поверхностных температур в шельфовых зонах и др.

**Первый опыт добровольческой океанологии.** В монографии [1] показано, что исторически первым проектом науки граждан, отвечающим и сегодняшним требованиям, был масштабный океанологический проект Уильяма Уивелла. У. Уивелл (рис. 1) был весьма разносторонним исследователем, к тому же он имел вкус к изобретению и пропаганде новых терминов. Его авторству принадлежат термины *scientist*, *physicist*, *ion*, *cathode*, *anode* и другие. Однако термина, характеризующего открытый им в 1835 г. способ коллективного неформального получения новых знаний, он не предложил.

Действительно, проект, проведенный им в 1835 г., сегодня, скорее, назвали бы проектом «науки толпы» (“crowd science”). Ведь участники поставляли только «сырые» данные и в дальнейшем интереса к научной стороне океанологии не проявляли.



В течение двух недель июня того года У. Уивелл собрал, а в течение последующего года обработал более миллиона синхронизированных наблюдений параметров приливов. Суть проекта У. Уивелла, который дал старт всей современной системе распределенных коллективных

Рис. 1. Уильям Уивелл (1794–1867),  
источник: Википедия.

исследований, состояла в том, что в течение двух недель июня 1835 г. более тысячи добровольцев по обе стороны Атлантического океана (девять стран и колоний) фиксировали параметры прилива. Добровольцы представляли различные профессии, связанные с морем: портовые рабочие, грузчики, портовые лоцманы и другие. Число наблюдений достигло миллиона. Уивелл собрал и обработал эти наблюдения, причем основная трудность состояла в синхронизации наблюдений. Например, удалось установить корреляцию между высотой приливных волн в Нью-Йорке и на побережье Британии в одно и то же время. Для Британии, всецело опиравшейся на морскую торговлю, эти данные были очень важны. По результатам этого исследования в 1837 г. У. Уивелл был удостоен Большой медали Королевского общества Британии.

**Взаимодействие официальных институтов с добровольческими объединениями.** Сегодня океанология относится к числу дисциплин, в которых распределенные добровольческие проекты востребованы в наибольшей степени. Доступ к океану – очень затратный для исследователя. Интересы распределенных добровольческих исследований сосредоточены, главным образом, на вопросах просвещения, охраны рифов, мониторинге экологического состояния морей и океанов, особенно в прибрежных зонах, изучении социального самочувствия морских животных и выявлении зон скопления мусора. Именно в силу дороговизны доступа к океану добровольческие объединения с готовностью кооперируются с крупными профессиональными институтами, например, с Институтом океанографии имени Скриппса и Вудхольским Океанографическим Институтом. Сторону добровольческой науки представляют также опытные объединения, например, Общество охраны Большого барьерного рифа (Австралия), Исследовательский флот северо-восточного шельфа (США) [2]. Остановимся на второй организации. Это исследовательский флот, организованный энтузиастами-рыбаками для восполнения дефицита океанологических данных на шельфе. Его опыт оказался удачным и для привлечения добровольческих усилий в исследованиях и шельфовой, и глубоководной части океана. Через эту организацию большие научные институты развивают сотрудничество с коммерческим и рыболовецким флотом. Сегодня такой флот используется для исследования динамики океанографических параметров на континентальном шельфе в современных условиях заметной изменчивости этих параметров.

Мотивация добровольческих усилий в том, что понимание этих изменений может повлиять на адекватный учет распределения и доступности видов объектов рыболовства, которые поддерживают рыболов-

ные сообщества и цепочку поставок морепродуктов. Так, помимо своей основной деятельности, рыболовецкий флот был сориентирован специалистами Вудсхольского Океанографического Института на регулярное ежемесячное получение вертикальных проб температуры и солености воды.

Исследование проводилось у северо-восточного побережья США в районе Среднеатлантического залива с ноября 2014 г. по апрель 2018 г. Обнаружены повышенные температуры в июне 2015 г. и июле 2016 г. По-видимому, это результат того, что ринги теплой воды теперь прижимаются к континентальному шельфу. Это важный научный результат: в последние годы теплые водные массы смогли проникнуть на шельф намного дальше, чем в предыдущие десятилетия.

Еще один важный пример [3]. В 2017 г. Институтом океанографии им. Скриппса запущена программа Smartfin. Программа основана на взаимодействии с серферами, оснащающими свои доски термисторами и другими миниатюрными датчиками для получения данных о поверхностной температуре с высоким разрешением, о местоположении и волновых характеристиках в прибрежной зоне и внутреннем шельфе – средах, которые являются крайне труднодостижимыми для проведения исследований с помощью обычных океанографических исследовательских судов.

Данные, собранные участниками проекта Smartfin, хорошо согласуются с контрольными замерами с пирса Института Скриппса. Используя данные о температуре датчика Scripps в качестве эталона, участники теста пришли к выводу, что данные Smartfin – правильные, стабильные и надежные. Таким образом, проект дал устойчивый поток данных за длительный промежуток времени. Действительно, добровольческие проекты признаны в качестве важных источников Big Data.

**Менеджмент добровольческих проектов.** В качестве одного из примеров менеджмента применения citizen science рассмотрим семнадцатилетний опыт работы Общества исследователей австралийского Большого барьерного рифа (Reef Check Australia, RCA) [4–7]. Привлечение добровольцев к выполнению научных проектов в области морских исследований приносит не только новые данные. Такое участие важно для укрепления сообществ добровольцев, а также для развития образовательных программ. Однако, несмотря на документально подтвержденные преимущества науки граждан, все еще существуют трудности организации проектов науки граждан стратегического масштаба, например, с точки зрения перехода от «сырых» данных к конкретным значимым океанологическим результатам.

Австралийский Большой барьерный риф (ББР) – крупнейший барьерный риф в мире, простирающийся вдоль северо-восточного побережья Австралии. ББР – идеальный объект для опеки со стороны науки граждан, так как его состояние ухудшается, особенно в последние годы, и требует постоянного мониторинга. Общество RCA – экологическая благотворительная организация, цель которой в том, чтобы привлечь общественность к защите здоровья рифов, обеспечить развитие исследований в смежных областях, а также развитие как образования, так и методов сохранения объекта. Общество было создано в 2001 г. в рамках проекта по оценке ошибок мониторинга, связанных с влиянием наблюдателей. Со временем Общество превратилось в уважаемую организацию, имеющую сильные связи с индустрией туризма, с региональными партнерами и официальной наукой Австралии.

За прошедшие годы разработаны разнообразные процедуры менеджмента таких проектов и обеспечения качества данных, поставляемых добровольцами. Общество сосредоточено на сборе данных о состоянии коралловых рифов, как то: данные о коралловых покровах, популяциях рыб и беспозвоночных, данные о промышленном воздействии на организмы рифов. При этом основной интерес проявляется к заполнению пробелов в массивах данных и обеспечению их качества в интересах конечного потребителя. С течением времени стало очевидным, что наличие данных, поставляемых наукой граждан, способствует образовательным программам, но, с точки зрения науки, требует оптимизации. Это побудило Общество пересмотреть менеджерские подходы и более активно привлечь потребителей данных, например, в части: (а) определения качества собранных данных; (б) выявления морских районов с недостающими данными; (в) поиска возможностей для расширения приложения данных; (г) передачи собранных данных новыми способами.

В течение этих 17 лет силами общественности в Австралии была собрана ценная информация о «состоянии здоровья» коралловых рифов с привязкой к местности. Многие участки программ мониторинга были отобраны на основе рекомендаций общественности. Соответственно, Общество включило в число приоритетов деятельность по распространению результатов наблюдений среди широкой общественности.

Немного об акустике. По сравнению с добровольческой океанологией, добровольческие проекты с «акустическим содержанием» не так многочисленны и в большей степени распространены в области воздушной акустики. Они часто пересекаются с т.н. проектами кооперативного зондирования<sup>1</sup>. Направления проектов: имеется четкое деление на две группы (а) мониторинг городских шумов и (б) запись образцов пения птиц (с возможной последующей обработкой сигнала на месте) [8, 9].

## Литература

1. Cooper C. Citizen Science: How Ordinary People are Changing the Face of Discovery // NY, The Overlook Press. 2016. 288 p.
2. Gawarkiewicz G., Malek Mercer A. Partnering with Fishing Fleets to Monitor Ocean Conditions // Annual review of marine science. 2019. No. 11. P. 391–411.
3. По данным сайта: <http://smartfin.org>.
4. Bauer-Civiello A., Loder J., Hamann M. Using Citizen Science Data to Assess The Difference In Marine Debris Loads on Reefs in Queensland, Australia // Marine pollution bulletin. 2018. Vol. 135. P. 458–465.
5. Schläppy M.L., Loder J., Salmond J., Lea A., Dean A., Roelfsema C. Making Waves: Marine Citizen Science for Impact // Frontiers in Marine Science – 16 May 2017.
6. Sbrocchi C.D. Evaluating the Usefulness of Citizen Science for Natural Resource Management in Marine Environments // Master's thesis. Sydney: University of Technology, NSW. Режим доступа: <https://opus.lib.uts.edu.au/handle/10453/24209>.
7. Done T., Roelfsema C., Harvey A., Schuller L., Hill J., Schläppy M.-L. Reliability and Utility of Citizen Science Reef Monitoring Data Collected by Reef Check Australia, 2002–2015 // Marine Pollution Bulletin. 2017. Vol. 117. P. 148–155.
8. Gross M. Listening to the Sounds of Biosphere // Current Biology. 2019. Vol. 28. No. 16. P. R847–R850.
9. Odom K.J., Benedict L. A Call to Document Female Bird Songs: Applications for Diverse Fields // The Auk: Ornithological Advances. 2018. Vol. 135. No. 2. P. 314–325.

---

<sup>1</sup>Кооперативное зондирование тех или иных параметров (как правило, имеющих отношение к окружающей среде) начинается с того, что участники проекта скачивают на свой смартфон приложение, которое позволяет им собирать данные. При этом используются датчики, которые уже в смартфоне имеются.

S.V. Egerev<sup>1</sup>, A.N. Serebryany<sup>2</sup>

## “CITIZEN SCIENCE” AS APPLIED TO ACOUSTICS AND OCEANOGRAPHY

<sup>1</sup>*Andreyev Acoustics Institute*

*Russia, 117036, Moscow, Shvernik st., 4,*

*Tel.: 8(495)126-98-35, E-mail: [segerev@gmail.com](mailto:segerev@gmail.com)*

<sup>2</sup>*Shirshov Institute of Oceanology of the Russian Academy of Sciences,*

*Russia, 117997, Moscow, Nakhimovsky pr., 36,*

*Tel.: 8(499)124-59-96, E-mail: [serebryany@hotmail.com](mailto:serebryany@hotmail.com)*

A generalization of the practices of citizen science as applied to acoustics and oceanography is given. The history of volunteer oceanography is considered. The interaction of volunteer organizations and “large” research institutes is studied. Successful examples of management of long-term volunteer projects are noted.

**Keywords:** volunteer organization, “citizen science”, William Whewell

### References

1. Cooper C. Citizen Science: How Ordinary People are Changing the Face of Discovery. The Overlook Press, NY, 2016, 288 p.
2. Gawarkiewicz G. and Malek Mercer A. Partnering with Fishing Fleets to Monitor Ocean Conditions. Annual review of marine science, 2019, No. 11, pp. 391–411.
3. Available online at: <http://smartfin.org>.
4. Bauer-Civiello A., Loder J., and Hamann M. Using Citizen Science Data to Assess The Difference In Marine Debris Loads on Reefs in Queensland, Australia. Marine pollution bulletin, 2018, Vol. 135, pp. 458–465.
5. Schläppy M.-L., Loder J., Salmond J., Lea A., Dean A., and Roelfsema C. Making Waves: Marine Citizen Science for Impact. Frontiers in Marine Science – 16 May 2017.
6. Sbrocchi C.D. Evaluating the Usefulness of Citizen Science for Natural Resource Management in Marine Environments. Master’s thesis, University of Technology, Sydney, NSW, Available online at: <https://opus.lib.uts.edu.au/handle/10453/24209>.
7. Done T., Roelfsema C., Harvey A., Schuller L., Hill J., and Schläppy M.-L. Reliability and Utility of Citizen Science Reef Monitoring Data Collected by Reef Check Australia, 2002–2015. Marine Pollution Bulletin, 2017, Vol. 117, pp. 148–155.
8. Gross M. Listening to the Sounds of Biosphere. Current Biology, 2019, Vol. 28, No. 16, pp. R847–R850.
9. Odom K.J. and Benedict L.A Call to Document Female Bird Songs: Applications for Diverse Fields. The Auk: Ornithological Advances, 2018, Vol. 135, No. 2, pp. 314–325.

**Б.Г. Кацнельсон<sup>1</sup>, А.А. Луньков<sup>2</sup>, Э.М. Ужанский<sup>3</sup>**

**РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЗВУКА И ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ МОД  
В ОБЛАСТИ БЕРЕГОВОГО СКЛОНА В ПРИСУТСТВИИ  
ВНУТРЕННИХ ВОЛН КЕЛЬВИНА  
(ЭКСПЕРИМЕНТ И ТЕОРИЯ)**

<sup>1</sup>*Воронежский государственный университет  
Россия, 394006, Воронеж, Университетская пл., 1,  
Тел.: 8(473)224-87-48, E-mail: katz@phys.vsu.ru*

<sup>2</sup>*Институт Общей Физики им. А.М. Прохорова РАН  
Россия, 113000, Москва, ул. Вавилова, 38,  
Тел.: +7(499)503-87-34, E-mail: landr2004@mail.ru*

<sup>3</sup>*University of Haifa, Department of Marine Geosciences  
Israel, Haifa, Abba Khoushyave, 199,  
E-mail: ernstuzhansky@gmail.com*

В работе рассматривается распространение звукового сигнала в области берегового склона от источника, расположенного в окрестности касания термоклина дном в направлении глубокого моря. Внутренние волны Кельвина (ВВК) вызывают периодические изменения угла наклона термоклина с дном в вертикальной плоскости, что, в свою очередь, инициирует флуктуации звука на приемнике, в частности, вертикальной антенне. В работе анализируются причины и свойства флуктуаций интенсивности, показано, что основной вклад во флуктуации дает взаимодействие мод, также меняющееся во времени. Теоретическое моделирование проводится в рамках параболического уравнения и уравнений взаимодействия мод. Работа поддержана РФФИ 20-05-00119.

**Ключевые слова:** внутренние волны Кельвина, прибрежный клин, мелкое море

Внутренние волны Кельвина играют важную роль в динамике прилегающих к материковому склону областей океана. Они принадлежат к типу волн в стратифицированной жидкости, захваченных вращением Земли у береговой линии. В простейшем случае для модели двухслойной воды, когда верхний однородный слой определяет поверхность термоклина, как правило, на глубине ~ 20 м, в замкнутом водоеме, например, озере, распространение ВВК происходит против часовой стрелки с максимальной амплитудой вблизи береговой линии.



В «радиальном» сечении волновода колебания термоклина представляют собой периодические изменения угла наклона плоскости термоклина с горизонтальной плоскостью (рис. 1), при этом в условном центре отклонения от положения равновесия малы.

Ранее [1] было показано, что при распространении звука в клине при наличии термоклина имеет место взаимодействие мод в области сближения собственных значений волноводных мод. В области клина, по мере увеличения его глубины, такое сближение происходит последовательно между парами, начиная с нижних мод. Качественно область сближения соответствует переходу моды с меньшим номером из пары из донно-поверхностной в придонную. Взаимодействие мод в этой области аналогично известному явлению в теории рассеяния: неадиабатические переходы при квазипересечении термов [2]. В присутствии ВВК наклон термоклина меняется и, соответственно, меняется взаимодействие, характер взаимодействия мод, что, в свою очередь, приводит к временным флуктуациям звукового поля на приемнике.

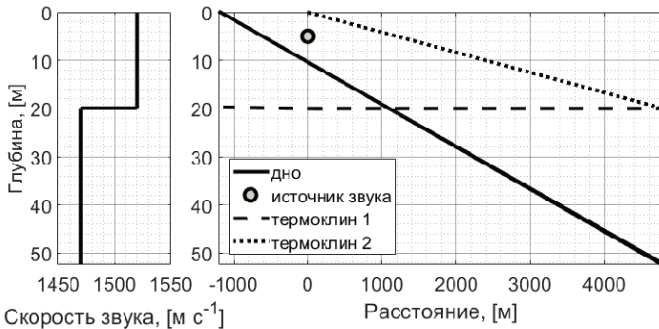


Рис. 1. Модель внутренней волны Кельвина в прибрежном клине. Положения термоклина показаны пунктирной и точечной линиями.

В данной работе предлагается анализ звукового поля, распространяющегося вдоль акустической трассы, перпендикулярной береговой линии, от источника, расположенного на глубине 5 м, на расстоянии 1200 м от береговой линии (рис. 1). Положение термоклина в таком волноводе меняется от горизонтального, на глубине 20 м, до составляющего углы с горизонтальной плоскостью  $0.24^\circ$  (одно из крайних положений показано на рис. 1). Уравнения для собственных функций, зависящих от  $r$  как от параметра, имеют вид, где глубина меняется линейно с расстоянием  $H = H(r)$ :

$$\frac{\partial^2 \psi_n}{\partial z^2} + [k^2(r, z) - q_n^2] \psi_n = 0, \quad \psi_n|_{z=0} = 0, \quad \psi_n|_{z=H^-} = \psi_n|_{z=H^+},$$

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial \psi_n}{\partial z} \Big|_{z=H^-} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial \psi_n}{\partial z} \Big|_{z=H^+}, \quad \int_0^\infty \psi_n \psi_m \frac{\rho}{\rho(z)} dz = \delta_{mn}.$$
(1)

На рис. 2 показано поведение собственных значений  $q_n(r)$  для двух разных положений термоклина, соответствующих разным фазам ВВК для звукового поля на частоте 600 Гц. Параметры волновода следующие. Угол наклона дна  $\beta = 0.5^\circ$ , соответственные скорости звука, плотности и затухание в воде и дне:  $c_b = 1520 \text{ м с}^{-1}$  выше термоклина и  $1470 \text{ м с}^{-1}$  ниже термоклина,  $\rho_b = 1000 \text{ кг м}^{-3}$ ,  $\alpha_b = 0$ ,  $c_d = 1600 \text{ м с}^{-1}$ ,  $\rho_d = 1700 \text{ кг м}^{-3}$ ,  $\alpha_d = 0.4 \text{ дБ}$  на длину волны.

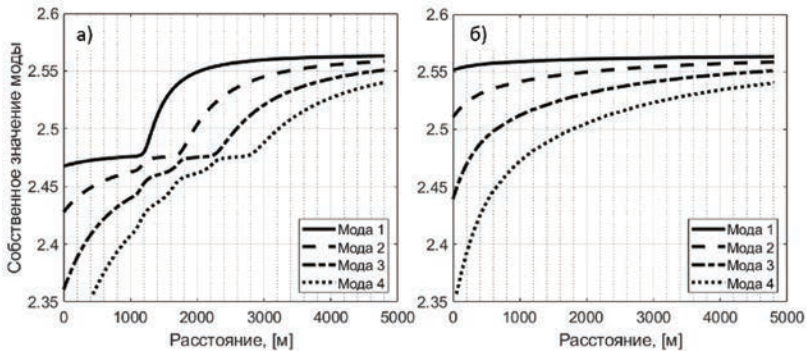


Рис. 2. Изменение 4-х собственных значений для первых 4-х мод в зависимости от расстояния, а) термоклин параллелен поверхности, б) термоклин под углом из-за ВВК.

Для случая, показанного на рис. 2а, источник находится в верхнем слое, возбуждаются моды, которые можно назвать донно-поверхностными, и по мере распространения сигнала в сторону глубокого моря, моды последовательно превращаются в придонные, при этом имеет место взаимодействие мод и последовательно происходит взаимодействие между первой и второй, далее между второй и третьей и т.д. На рис. 3 показаны результаты расчетов амплитуд первых 4-х мод, определяемых стандартным условием, где  $P(r, z)$  поле без учета цилиндрического расхождения:

$$P(r, z) = \sum_n a_n(r) \psi_n(z; r), \quad a_n(r) = \int_0^{H(r)} \frac{P(r, z) \psi_n(z; r)}{\rho(z)} dz. \quad (2)$$

Полное поле в рамках параболического уравнения (ПУ) имеет вид [3]:

$$p(r + \Delta r, z) = \exp\left(ik_0 \Delta r \sqrt{1 + X}\right) p(r, z), \quad (3)$$

$$X = k_0^{-2} \left( \rho \frac{\partial}{\partial z} \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} + k^2 + k_0^2 \right), \quad k = (1 + i\eta\alpha) \frac{\omega}{c}, \quad \eta = (40\pi \log_{10} e)^{-1},$$

где  $\rho$  – плотность,  $\alpha$  – затухание в дБ на длину волны,  $\omega$  – циклическая частота,  $c_0$  – типичная фазовая скорость,  $k_0 = \omega/c$  – волновое число.

Видно, что при достижении сечения, соответствующего переходу моды из донно-поверхностной в придонную, имеет место взаимодействие мод. В частности, на расстоянии  $\sim 1200$  м амплитуда первой моды резко падает и возрастает амплитуда второй моды, далее, в сечении на расстоянии  $\sim 1800$  м меняется амплитуда второй и третьей моды и т.д. В результате, поле на возможном приемнике на расстоянии 4800 м представляет собой иную, чем на источнике, комбинацию нормальных мод. На рис. 3б показано изменение амплитуд мод при распространении для наклонного положения термоклина, соответствующего отклонению от горизонтального положения (рис. 1). Здесь ситуация практически соответствует адиабатическому изменению поля, и амплитуда мод остается практически неизменной. Таким образом, поле на приемнике (в частности вертикальной антенне) меняется в зависимости от положения термоклина (фазы ВВК) или времени. Данную временную зависимость можно построить, используя аналогичные расчеты для различных моментов времени.

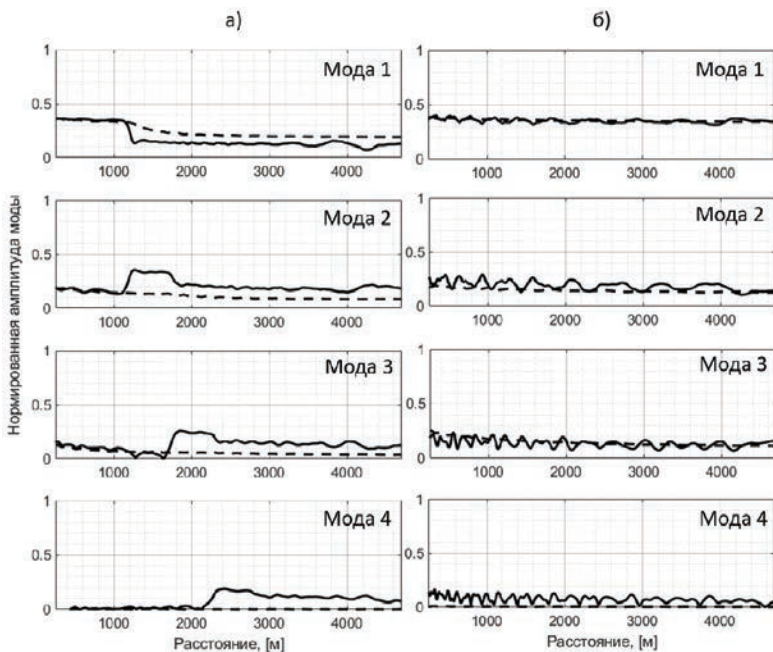


Рис. 3. Модальные амплитуды в зависимости от расстояния от источника, а) термоклин параллелен поверхности, б) термоклин под углом с поверхностью из-за ВВК. Сплошная линия – амплитуды, полученные разложением по модам решения ПУ, пунктир – адиабатика.

### Литература

1. Кацнельсон Б.Г., Zhongtao Hu. Звуковое поле в прибрежном клине в области касания термоклина дном // Изв. РАН. Сер. Физическая. 2018. Т. 82. № 5. С. 1–4.
2. Заславский Г.М., Мейтлис В.П., Филоненко Н.Н. Взаимодействие волн в неоднородных средах. Наука, 1982. 177 с.
3. Collins M.D. User's Guide for RAM.

**B.G. Katsnelson<sup>1</sup>, A.A. Lunkov<sup>2</sup>, E.M. Uzhansky<sup>3</sup>**

**SOUND PROPAGATION AND INTERACTION OF MODES IN THE REGION OF THE COASTAL SLOPE IN THE PRESENCE OF INTERNAL KELVIN WAVES (EXPERIMENT AND THEORY)**

*<sup>1</sup>Voronezh State University*

*Russia, 394006, Voronezh, Universitetskaya sq., 1,*

*Tel. : 8 (473) 224-87-48, E-mail: [katz@phys.vsu.ru](mailto:katz@phys.vsu.ru)*

*<sup>2</sup>Institute of General Physics, A.M. Prokhorov RAS*

*Russia, 113000, st. Vavilova, 38,*

*Tel. : +7 (499) 503-87-34, E-mail: [landr2004@mail.ru](mailto:landr2004@mail.ru)*

*<sup>3</sup>University of Haifa, Department of Marine Geosciences  
Israel, Haifa, Abba Khoushyave, 199, E-mail: [ernstuzhansky@gmail.com](mailto:ernstuzhansky@gmail.com)*

The paper considers the propagation of a sound signal in the area of the coastal slope from a source located in the vicinity of the thermocline's bottom in the direction of the deep sea. Internal Kelvin waves (IWC) cause periodic changes in the angle of inclination of the thermocline with the bottom in the vertical plane, which, in turn, initiates sound fluctuations at the receiver, in particular, the vertical antenna. The paper analyzes the causes and properties of intensity fluctuations, it is shown that the main contribution to fluctuations is made by the interaction of modes, which also changes with time. Theoretical modeling is carried out within the framework of the parabolic equation and the equations of interaction of modes. This work was supported by the Russian Foundation for Basic Research 20-05-00119.

**Keywords:** internal Kelvin waves, coastal wedge, shallow sea

**Acknowledgments:** The work was supported by the Russian Foundation for Basic Research 20-05-00119.

### References

1. Katsnelson B.G. and Zhongtao Hu. Sound field in the coastal wedge in the area of contact of the thermocline with the bottom. *Izv. RAS, Ser. Physical*, 2018, Vol. 82, No. 5, pp. 1–4.
2. Zaslavsky G.M., Meitlis V.P., and Filonenko N.N. Interaction of waves in inhomogeneous media. Moscow: Nauka, 1982, 177 p.
3. Collins M.D. User's Guide for RAM.

**В.В. Коваленко**

## **ВОПРОСЫ ОПТИМИЗАЦИИ РАСПОЛОЖЕНИЯ В ОКЕАНИЧЕСКОЙ СРЕДЕ АКУСТИЧЕСКИХ СРЕДСТВ ПОДВОДНОГО НАБЛЮДЕНИЯ**

*Институт океанологии им. П.П. Ширшова РАН  
Россия, 117997, Москва, Нахимовский проспект, 36,  
Тел.: 8 (499) 124-75-96, E-mail: hydrophys@mail.ru*

Рассмотрены технологии выбора положения акустических систем подводного наблюдения и связи в неоднородной океанической среде. Приведены метрики, в соответствии с которыми осуществляется этот выбор. Обсуждены процедуры использования информации о структуре неоднородностей водного слоя, дна и шума при картировании географического пространства с последующим формированием показателей качества подводного наблюдения. Затронуты вопросы распространения неопределенностей в цепи: «состояние океанической среды – акустический наблюдатель».

**Ключевые слова:** системы подводного наблюдения, оперативная океанография, акустический сенсор, акустическая подводная связь, распространение неопределенностей

Ранее нами рассматривались принципы создания сетевых систем подводного наблюдения (СПН) и те преимущества в качестве их работы, которые дает согласование указанных систем со свойствами окружающей среды [1]. В настоящей статье излагается ряд представлений о существующих процедурах выбора расположения элементов СПН. К элементам СПН отнесены предназначенные для наблюдения пассивные и активные сенсоры и средства подводной акустической связи как составные части СПН. Отметим очевидную необходимость совместного рассмотрения в рамках вариантов СПН сенсорных и связных элементов. Судя по множеству современных публикаций, выбранная нами тема актуальна и имеет практическую направленность. Но среди ряда стимулирующих наши усилия источников мы выделим работы [2, 3], предполагающие использование для решения сформулированной задачи текущей информации о состоянии окружающей океанической среды.

Средства акустического подводного наблюдения часто характеризуются уравнениями пассивной и активной гидроакустики, в соответствии с которыми совместно рассматриваются составляющие сигнала и шума, а также модель наблюдателя. Характерным для указанных уравнений является упрощенное представление указанных составляющих, не учитывающее влияние на них изменчивости океанической среды. И сигнал, и подводный акустический шум обычно выражаются фиксированными значениями уровня. Возможность для наблюдателя оптимизировать качество своей работы путем изменения положения и перемещения в пространстве, а также оптимизации своей структуры, путем ее согласования со свойствами среды, не рассматривается. Свойства же изменчивой по пространству и во времени среды, по существу, определяют структуру акустических полей и сигнала, и шума. Особенно сильно эта изменчивость проявляется в мелководных акваториях под воздействием совокупности природных факторов, одним из которых является морское дно.

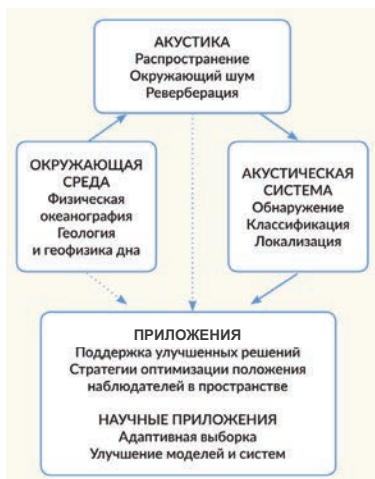


Рис. 1. Представление о связи состояния океанической среды, акустических полей, акустического наблюдателя и приложений.

из указанных элементов должно быть охарактеризовано. При необходимости оптимизации такой системы должны быть введены показатели качества (метрики) этой оптимизации, характеристики неопределенно-

На рис. 1 в укрупненном виде представлено соотношение описания океанической окружающей среды, акустических полей сигнала и помехи, наблюдателя, решающего характерные для него задачи, и приложения, в том числе научные. Очевидно, что в соответствии с пространственной и временной изменчивостью среды будет меняться структура акустических полей и, как следствие, качество работы наблюдателя, качество решаемых им задач и качество принимаемых в рамках различных приложений решений и выводов. Образуется подлежащая системному рассмотрению цепочка функциональных элементов сквозного представления от среды до решаемых задач и приложений, где качество каждого

сти оценок каждой рассматриваемой составляющей и связи прямые и обратные. Указанная цепочка функциональных элементов с обратными связями представлена рис. 2. Современным инструментом получения текущих и прогнозных оценок состояния океанической среды является оперативная океанография, включающая характеристику дна соответствующих акваторий. Пространственная и временная изменчивости гидрофизических характеристик включает важную для подводной акустики скорость звука.

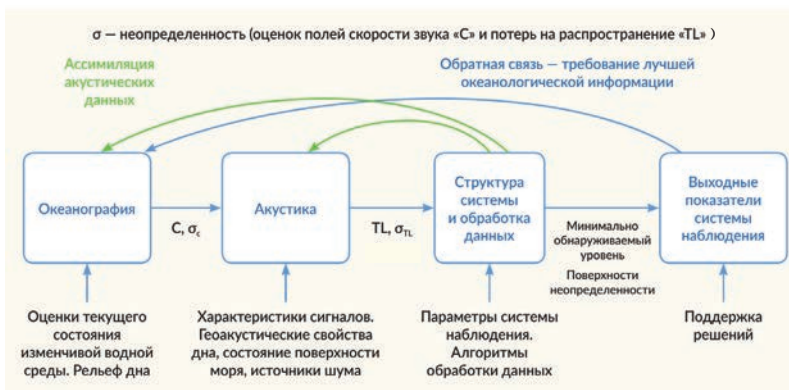


Рис. 2. Сквозное представление связей оценок состояния среды и свойств наблюдателя с присущими им неопределенностями.

Как и другие гидрофизические характеристики, скорость звука в рамках указанного инструментария оценивается с некоторой неопределенностью, которая на рисунке 2 представлена стандартным отклонением  $\sigma_c$ . Данный рисунок иллюстрирует также распространение неопределенностей через последовательность функциональных элементов. Последующее представление акустических характеристик будет сопровождаться соответствующими неопределенностями. На указанном рисунке показаны потери на распространение акустических полей  $TL$  с неопределенностями  $\sigma_{TL}$ . Процесс распространения неопределенностей достигает выходных показателей наблюдателя и влияет на приложения. Особо отметим, что выходным продуктом систем оперативной океанографии является характеристика возмущений поверхности моря, а ветровое волнение прямо связано с генерацией подводных акустических шумов.

Характерным для современных технологий создания и использования СПН является картирование географического пространства в значе-



ниях показателей работы наблюдателя (и пассивного, и активного) [2]. Под картированием понимается получение 3D-совокупности оценок свойств наблюдателя в неоднородной среде, т.е. в каждой точке обширного пространства, и обновление этого представления в темпе природной изменчивости среды с учетом выходных неопределенностей. Для оперативного использования должны быть выполнены текущие оценки. Для планирования операций – прогнозные оценки. Рельеф (батиметрия) и физические свойства дна влияют на характеристики акустических полей и также привязываются к дискретному представлению географического пространства. Привязка расчетов к каждой из точек географического пространства эквивалентна расположению в этих точках пробных акустических сенсоров, характеризуемых рядом технических параметров (диапазон рабочих частот, усиление антенн и др.). Сенсоры могут быть локальными, распределенными, стационарными или подвижными. С учетом их характеристик и алгоритмов обработки данных формируются модели наблюдателей. Оценки показателей качества наблюдения предполагают наличие моделей объектов наблюдения, включающих пространственно-частотные уровни излучения для пассивного сенсора или рассеивающие свойства для активного сенсора. Далее надо совершить картирование всего, заданного и дискретно представленного в координатах  $x$ ,  $y$ ,  $z$  географического пространства, в значениях отношения сигнала к шуму. Полученный результат уже является основанием для выбора оптимального расположения в координатах  $x$ ,  $y$ ,  $z$  локального сенсора или сетевой системы сенсоров (СПН). На этой же основе могут вырабатываться рекомендации по перераспределению расстановки пространственно-распределенных сенсоров или рекомендаций по оптимальному с точки зрения качества подводного наблюдения перемещению сенсоров в пространстве. Такая процедура в литературе названа оптимальным поиском.

Описанную технологию можно расширить путем преобразования зависимости отношений сигнала к шуму в каждой точке от азимутального угла  $\theta$  и радиального расстояния  $r$   $SNR(\theta, r)$  и глубины  $z$   $SNR(z, r)$  через модель обнаружителя в значения вероятностей правильного обнаружения  $Pd(\theta, r)$  и  $Pd(z, r)$ . Тогда картирование пространства может производиться в значениях  $Pd(\theta, r)$  и  $Pd(z, r)$ . Пример – на рис. 3. Это показатели качества подводного наблюдения, которые могут подаваться на некую машину принятия решений, в том числе, по выбору и перемещению сенсоров СПН.

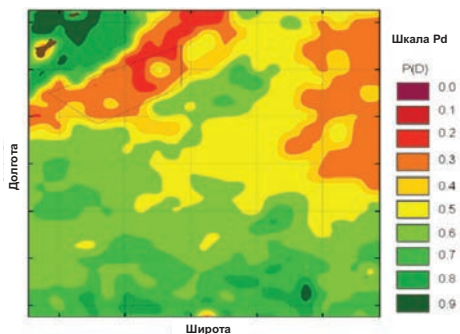


Рис. 3. Представленный в значениях  $Pd(x, y, z = z^*)$  срез карты района [2].

Теперь о метриках-критериях, в соответствии с которыми могут приниматься решения о расстановке и/или по перемещению сенсоров, в соответствии с которыми осуществляется картирование пространства. Известна совокупность таких метрик для собственно наблюдения и для подводной акустической связи. Для наблюдения основной метрикой является «вероятность обнаружения объекта  $Pd$ ». Пример показан на рисунке 3. «Максимальное расстояние обнаружения» является второй востребованной метрикой. Эта метрика служит для оценки максимального расстояния, на котором вероятность обнаружения пересекает порог и остается над ним в течение времени или в пределах интервала расстояний, определяемых пользователем. Эта метрика полезна при работе в районах, где существуют зоны конвергенции. Находит применение метрика «вероятность обнаружения цели в пределах заданного расстояния для заданных значений глубин объекта и сенсора». Метрика «дистанция обнаружения в ближней сплошной зоне» определяется как расстояние, отсчитываемое от 0, при котором значение условной вероятности обнаружения переходит через порог и остается над порогом в пределах некоторого, допустимого интервала расстояний. Эта метрика предпочтительна для работы в тех районах, где ожидается сильное влияние дна при распространении звука. Еще одной метрикой, которая обеспечивает понимание в отношении того, как оптимально расположить сенсор по глубине, является «лучшая глубина сенсора» (рис. 4 [2]).

Как только назначается область поиска, ее картирование в значениях выходных характеристик наблюдателя может быть хорошим инструментом, позволяющим осуществить выбор оптимальной глубины антенны. Путем оптимизации глубины антенны может быть существенно улучшен потенциал обнаружения. Для реализации такой технологии произ-

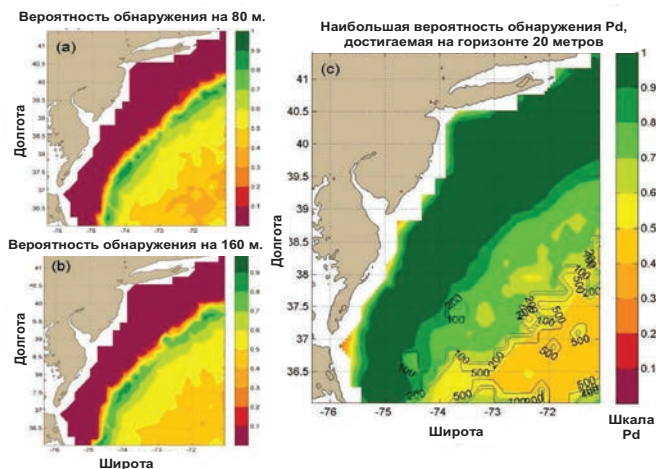


Рис. 4. Сравнение распределения вероятности обнаружения  $P_d$  по пространству при различных глубинах нахождения пассивного сенсора. При переборе по глубине использована метрика «лучшая глубина пассивного сенсора».

водится вычисление характеристики акустического сенсора для фиксированного положения цели по глубине и множества значений глубин погружения приемной антенны. Затем используется простой алгоритм выделения в каждой географической точке пространства наибольшего значения вероятности обнаружения цели ( $P_d$ ), достигаемого из анализа всей совокупности характеристик. Это поле вероятности обнаружения представляется в виде карты, на которой осуществляется оконтуривание по глубине, как это показано на рис. 4. Заметим, что буксирование пассивной приемной антенны на соответствующей контурам панели (с) (рис. 4) на глубине приводит к оптимальным характеристикам системы, лучшим, чем те, которые показаны на панелях (а) и (б). Нам осталось отметить, что та часть СПН, которая включает средства акустической подводной связи в известных нам примерах, характеризуется выходным показателем «достижимый уровень знаковых ошибок в пределах заданного расстояния». Технология выбора оптимального расположения элементов связи является такой же, что описана выше по отношению к задаче наблюдения, но картирование пространства осуществляется в названных выходных характеристиках. В изменчивой по пространству среде расположение элементов связи сетевой СПН будет согласно [3] существенно отличаться от равномерного. Большинство попыток найти схему оптимального расположения ячеек сети связи предпринималась

с учетом предположения, что каждая сенсорная ячейка имеет одинаковую дальность реагирования, что было бы оправданно в случае однородной среды. Однако на характеристики подводной связи оказывает значительное влияние временные и пространственные вариации океанической окружающей среды. Как следствие, расположенные в различных местах сенсоры будут иметь отличающиеся свойства. Подводная акустическая связь представляет собой значительную проблему, причина которой заключается в том, что акустический канал связи является изменяющимся во времени и по пространству многолучевым каналом. Становится очевидной необходимость разработки алгоритма оптимального развертывания ячеек сетевой связи, который был бы способен отражать изменчивость характеристик сенсорной сети из-за флуктуаций окружающей среды. Описанная технология является хорошей основой для этого. Объединение сетей наблюдения и связи в единую СПН является важной проблемой, выходящей за рамки настоящей работы.

Работа выполнена в рамках государственного задания для ИО РАН 0149-2020-0010.

### Литература

1. Коваленко В.В., Лучинин А.Г., Малеханов А.И., Мареев Е.А., Хилько А.И. Принципы мониторинга океана на основе интегрированной сетевой системы распределенных согласованных со средой сенсоров // Акустика океана. Труды школы-семинара ак. Л.М. Бреховских. М.: ГЕОС, 2013. С. 177–184.
2. Pamela McDowell. Environmental and Statistical Performance Mapping Model for Underwater Acoustic Detection Systems // University of New Orleans Thesis and Dissertation. 2010. Vol. 1157.
3. Sunhyo Kim and Jee Woong Choi. Optimal Deployment of Sensor Nodes Based on Performance Surface of Underwater Acoustic Communication // Sensors. 2017. Vol. 17. P. 2389. DOI: 10.3390/s17102389.

**V.V. Kovalenko**

### THE QUESTIONS OF OPTIMAL CHOOSING ACOUSTIC SURVEILLANCE SYSTEM ELEMENT POSITIONS IN OCEAN ENVIRONMENT

*Shirshov Institute of Oceanology, Russian Academy of Sciences  
Nakhimovskiy prospekt, 36, Moscow, Russia, 117997,  
Tel.: 8(499) 124-75-96; E-mail: hydrophys@mail.ru*

Several current technologies of choosing underwater surveillance and communication acoustic systems elements positions in inhomogeneous ocean

environment are considered in present article. The suite of metrics with its accordance is choosing elements position is putting. The procedures of now-cast and forecast ocean inhomogeneous estimates using is discussed. The questions of uncertainty capturing and transferring from ocean environmental state estimates to performances of acoustical receiver are touched.

**Keywords:** underwater surveillance systems, operational oceanography, underwater acoustic communication, uncertainty transferring

**Acknowledgment:** The work was performed within the framework of the state assignment for the IO RAS 0149-2020-0010.

### References

1. Kovalenko V.V., Luchinin A.G., Malekhanov A.I., Mareev E.A., and Khil'ko A.I. Ocean monitoring principles based on integrated netted systems of environment-matched sensors. Proceedings of the 14-th L.M. Brekhovskikh's conference, Moscow: GEOS, 2013, pp. 177–184.
2. Pamela McDowell. Environmental and Statistical Performance Mapping Model for Underwater Acoustic Detection Systems. University of New Orleans Thesis and Dissertation, 2010, Vol. 1157.
3. Sunhyo Kim and Jee Woong Choi. Optimal Deployment of Sensor Nodes Based on Performance Surface of Underwater Acoustic Communication. Sensors, 2017, Vol. 17, . 2389 p., doi: 10.3390/s17102389.

**О.С. Красулин<sup>1,2</sup>, А.С. Шуруп<sup>1,2,3</sup>**

## **ПРИМЕНЕНИЕ ФУНКЦИОНАЛЬНО-АНАЛИТИЧЕСКОГО АЛГОРИТМА ДЛЯ РЕШЕНИЯ ТРЕХМЕРНОЙ ЗАДАЧИ ТОМОГРАФИИ ОКЕАНА**

*<sup>1</sup>МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, кафедра акустики*

*Россия, 119992 ГСП-2, Москва, Ленинские горы, 1/2,*

*Тел. 8(495) 939-30-81, E-mail: krasulin.os15@physics.msu.ru*

*<sup>2</sup>Институт океанологии им. П.П. Ширшова РАН*

*Россия, 117218, Москва, Нахимовский пр., 36,*

*Тел. 8(495) 380-41-50, E-mail: zeljin2@gmail.com*

*<sup>3</sup>Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН*

*Россия, 123242, г. Москва, Б. Грузинская ул., 10/1,*

*Тел.: 8(499) 254-90-80, E-mail: shurup@physics.msu.ru*

Рассматривается численная реализация схемы модовой томографии океана, основанная на решении функционально-аналитического алгоритма Новикова–Сантацесариа. Рассматриваемый подход не требует построения матриц возмущений, организации итерационных процедур, а также применения регуляризирующих алгоритмов, что выгодно отличает его от известных подходов к решению задачи акустической томографии океана. Исследуется устойчивость рассматриваемого алгоритма к шумам при работе в многочастотном режиме.

**Ключевые слова:** модовая томография океана, обратные задачи рассеяния, функциональный алгоритм, адиабатическое приближение

Акустическая томография океана [1] позволяет восстанавливать пространственные распределения характеристик водного слоя по данным измерений на границе исследуемой области, что делает метод привлекательным для мониторинга обширных акваторий, а в некоторых случаях и незаменимым, например, в труднодоступных районах Арктики. В настоящей работе рассматривается решение задачи модовой томографии океана на основе функционально-аналитического алгоритма Новикова-Сантацесариа [2], изначально разработанного для решения обратных задач рассеяния в квантовой механике. Данный подход не требует ни линеаризации модели и построения матриц возмущений, ни итераций и привлечения дополнительных процедур регуляризации, что выгодно отличает его от используемых в настоящее время методов, а также делает перспективным исследование его возможностей в задачах

акустической томографии океана. Исследования возможностей различных функциональных алгоритмов в акустических приложениях имеют давнюю историю [3] и были изначально направлены на медицинские приложения. В большинстве случаев рассматривалось решение задач восстановления двумерных неоднородностей [4]. Возможности функциональных алгоритмов при восстановлении трехмерных рассеивателей в волноводах океанического типа рассматриваются сравнительно недавно [5]. Ранее была численно реализована схема, демонстрирующая восстановление трехмерных возмущений скорости звука в адиабатическом приближении [5]. При этом исходные данные рассеяния предполагались незашумленными. В настоящей работе исследуется помехоустойчивость разрабатываемой томографической схемы при наличии в исходных данных шумов. Для повышения точности получаемых оценок используется многочастотный режим зондирования. Многочастотное обобщение функционального алгоритма для решения обратной двумерной задачи рассеяния ранее было рассмотрено в [6].

Рассматривается уравнение Гельмгольца, которое в случае присутствия неоднородности скорости звука имеет вид:

$$\nabla^2 p(\mathbf{r}) + k_0^2(z)p(\mathbf{r}) = v(\mathbf{r})p(\mathbf{r}), \quad (1)$$

где  $\mathbf{r} = \{x, y, z\}$  – радиус-вектор в выбранной системе координат;  $v(\mathbf{r}, \omega_i) = \omega_i^2 \left( \frac{1}{c_0^2(z)} - \frac{1}{c^2(\mathbf{r})} \right)$  – функция рассеивателя, описывающая отклонение скорости звука  $c(\mathbf{r})$  от ее фонового значения  $c_0(\mathbf{r}) \equiv c_0(z)$ ; индекс  $i$  у циклической частоты  $\omega_i = 2\pi f_i$  подразумевает использование многочастотного режима зондирования;  $k_0 = \omega_i / c_0(z)$ . Решение (1) ищется в виде суммы мод  $p(\mathbf{r}) = \sum_{n=0}^{\infty} \Phi_n(x, y) \Psi_n(z)$  где  $\Phi_n(x, y)$  описывает решение уравнения Гельмгольца в горизонтальной плоскости  $(x, y)$ , а  $\Psi_n(z)$  – вертикальный профиль моды номера  $n$  в фоновом (невозмущенном) волноводе. В качестве фонового удобно рассматривать идеальный волновод глубины  $H$ , когда профили мод  $\Psi_n(z)$  имеют аналитическое выражение. В общем случае выбор фонового волновода для решения конкретной задачи определяется лишь возможностью привлечения априорной информации об исследуемом регионе. С учетом ортогональности профилей мод:  $\int_0^H \Psi_n(z) \Psi_m(z) dz = \delta_{nm}$ , уравнение (1) переписывается в виде:

$$\nabla_{x,y}^2 \Phi_m(x,y) + k_{0m}^2 \Phi_m(x,y) = S_{mm}(x,y) \Phi_m(x,y), \quad (2)$$

где оператор  $S_{mm}(x,y) \equiv \int_0^H \Psi_m(z) v(x,y,z) \Psi_m(z) dz$  описывает модовое взаимодействие,  $k_{0m}$  – горизонтальное волновое число  $m$ -ой моды в невозмущенном волноводе. Рассматриваемый функционально-аналитический алгоритм [2, 4] позволяет на основе рассеянных полей  $\Phi_n(x,y)$  оценить из (2) значения оператора  $S_{mm}$ . Далее, используя  $S_{mm}$ , восстановленные для различных номеров мод, проводится оценка трехмерных распределений скорости звука. Восстановление трехмерных неоднородностей может основываться на разложении по ортогональным эмпирическим функциям Карунена-Лоэва [5, 7]. На данном этапе исследований обратная задача решается для адиабатического приближения, когда  $S_{mm} \equiv 0$ , если  $n \neq m$ .

В любой ситуации, приближенной к условиям реального эксперимента, исходные данные для решения обратной задачи в виде рассеянных полей  $\Phi_n(x_\Gamma, y_\Gamma)$ , зарегистрированных в точках  $(x_\Gamma, y_\Gamma)$  на границе области томографирования, будут определены с конечной точностью. В использованной численной модели зашумление было реализовано следующим образом:  $\tilde{\Phi}_n(x_\Gamma, y_\Gamma) = \Phi_n(x_\Gamma, y_\Gamma) + \tilde{N} \Omega \bar{\Phi}$ , здесь  $N$  – коэффициент, задающий относительный уровень шума,  $\Omega$  – случайная нормально распределенная величина с нулевым средним и единичной амплитудой, а  $\bar{\Phi}$  – среднеквадратичная амплитуда сигнала. Зашумление данных рассеяния проводилось на каждой из рассматриваемых частот независимо. На рис. 1а представлены результаты восстановления  $\bar{S}_{11}^{\Delta f}$  оператора  $S_{11}(x,y)$  при использовании зашумленных данных ( $N = 0.2$ ) на 21 частоте в диапазоне  $\Delta f = 78 \div 82$  Гц.

Неоднородность представляла возмущение скорости звука, в горизонтальной плоскости которое имело форму, близкую к гауссовской (рис. 1а). При этом неоднородность выбиралась с небольшим пространственным размером, составляющим несколько длин волн, но с существенным контрастом  $\Delta c/c_0 \approx 0.53$ . Представленные на рис. 1 результаты восстановления характеризуют, в определенной мере, разрешающую способность метода, а также возможность восстановления сильноконтрастных, локализованных в пространстве, рассеивателей. На рис. 1б приведены сечения исходного распределения  $S_{11}$ , его многочастотной



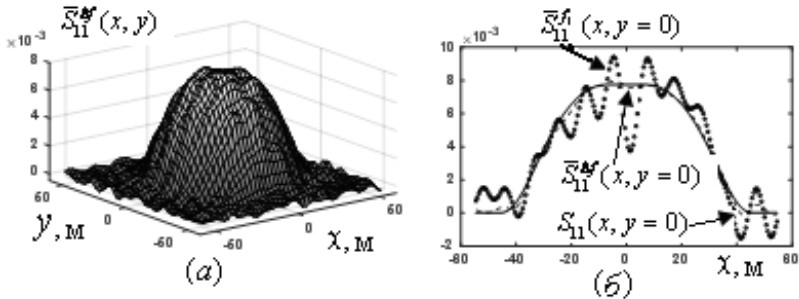


Рис. 1. Фрагмент области томографирования, содержащий многочастотную оценку  $\bar{S}_{11}^{\Delta f}(x, y)$ , полученную при уровне шума  $N = 0.2$  (а). Сечения исходного оператора  $S_{11}(x, y = 0)$  (сплошная линия) и результатов его восстановления в монохроматическом  $\bar{S}_{11}^{f_1}(x, y = 0)$  (линия в виде окружностей) и многочастотном  $\bar{S}_{11}^{\Delta f}(x, y = 0)$  (пунктирная линия) режимах зондирования (б).

оценки  $\bar{S}_{11}^{\Delta f}$ , а также результат восстановления  $\bar{S}_{11}^{f_1}$  на одной частоте  $f_1 = 80$  Гц. Как видно на рис. 1, при зашумлении исходных данных многочастотный режим зондирования позволяет получить приемлемые результаты восстановления с использованием рассматриваемого функционального алгоритма. Устойчивость рассматриваемого алгоритма решения обратной задачи к шумам указывает на возможность его успешного применения для решения практических задач в тех случаях, когда в эксперименте удастся получить данные рассеяния в достаточно широкой полосе частот.

Работа выполнена при финансовой поддержке грантов РФФИ № 20-51-15004 НЦНИ\_а, № 18-05-00737.

## Литература

1. Гончаров В.В., Зайцев В.Ю., Куртепов В.М., Нечаев А.Г., Хилько А.И. Акустическая томография океана. Н. Новгород: ИПФ РАН, 1997. 255 с.
2. Novikov R.G., Santacesaria M. Monochromatic reconstruction algorithms for two-dimensional multi-channel inverse problems // International Mathematics Research Notices. 2013. Vol. 2013. No. 6. P. 1205–1229.
3. Буров В.А., Румянцева О.Д. Решение двумерной обратной задачи акустического рассеяния на основе функционально-аналитических методов // Акустический журнал. 1992. Т. 38. № 3. С. 413–420.
4. Буров В.А., Шуруп А.С., Зотов Д.И., Румянцева О.Д. Моделирование функционального решения задачи акустической томографии по данным от квазиточечных преобразова-

- телей // Акустический журнал. 2013. Т. 59. № 3. С. 391–407.
5. Красулин О.С., Шуруп А.С. Численное решение трехмерной задачи адиабатической модовой томографии океана на основе функционально-аналитического алгоритма // Известия РАН. Серия физическая. 2020. Т. 84. № 2. С. 289–294.
  6. Буров В.А., Алексеенко Н.В., Румянцева О.Д. Многочастотное обобщение алгоритма Новикова для решения обратной двумерной задачи рассеяния // Акустический журнал. 2009. Т. 55. № 6. С. 784–798.
  7. Солодовников А.Ю., Платонов А.К. Исследование метода Карунена-Лозва. Препринты ИПМ им. М.В. Келдыша РАН. 2006. № 19. 29 с.

**O.S. Krasulin<sup>1,2</sup>, A.S. Shurup<sup>1,2,3</sup>**

## **APPLICATION OF A FUNCTIONAL ANALYTICAL ALGORITHM FOR SOLVING THE THREE-DIMENSIONAL PROBLEM OF OCEAN TOMOGRAPHY**

*<sup>1</sup>Faculty of Physics, M.V. Lomonosov Moscow State University  
Leninskie Gory, 1/2, Moscow, Russia, 119991,  
Tel.: 8(495) 939-30-81; E-mail: krasulin.os15@physics.msu.ru*

*<sup>2</sup>Shirshov Institute of Oceanology, Russian Academy of Sciences  
Nakhimovskiy prospekt, 36, Moscow, Russia, 117997,  
Tel.: 8(495) 380-41-50; E-mail: zeljin2@gmail.com*

*<sup>3</sup>Shmidt Institute of the Physics of the Earth, Russian Academy of Sciences  
Bolshaya Gruzinskaya str., 10-1, Moscow, Russia, 123242,  
Tel.: 8(499) 254-90-80, E-mail: shurup@physics.msu.ru*

A numerical implementation of the ocean mode tomography scheme is considered, based on the Novikov-Santatesaria functional-analytical algorithm. The approach under consideration does not require the construction of perturbation matrices, the organization of iterative procedures, and the use of regularization algorithms, which distinguishes it from the known approaches for solving the problem of ocean acoustic tomography. The noise stability of the considered algorithm is investigated in the multi-frequency regime.

**Keywords:** ocean mode tomography, inverse scattering problems, functional algorithm, adiabatic approximation

**Acknowledgment:** The work was carried out with the financial support of RFBR grants No. 20-51-15004 NTSNI\_a, No. 18-05-00737.

### **References**

1. Goncharov V.V., Zaitsev V.Yu., Kurteпов V.M., Nechaev A.G., and Khilko A.I. Acoustic tomography of the ocean. Nizhny Novgorod: IAP RAS, 1997, 255 p.

2. Novikov R.G. and Santacesaria M. Monochromatic reconstruction algorithms for two-dimensional multi-channel inverse problems. *International Mathematical Research Notices*, 2013, Vol. 2013, No. 6, pp. 1205–1229.
3. Burov V.A. and Rumyantseva O.D. Solution of two-dimensional acoustical inverse scattering problem on the basis of functional-analytical methods. *Soviet physics. Acoustics*, 1992, Vol. 38, No. 3, pp. 226–230.
4. Burov V.A., Shurup A.S., Zotov D.I., and Rumyantseva O.D. Simulation of a functional solution to the acoustic tomography problem for data from quasi-point transducers. *Acoustical Physics*, 2013, Vol. 59, No. 3, pp. 345–360.
5. Krasulin O.S. and Shurup A.S. Numerical solution of adiabatic 3D ocean tomography problem based on functional-analytical algorithm. *Bulletin of the Russian Academy of Sciences, Physics*, 2020, Vol. 84, No. 2, pp. 289–294, [in Russian].
6. Alekseenko N.V., Burov V.A., and Rumyantseva O.D. Solution of the three-dimensional acoustic inverse scattering problem. The modified Novikov algorithm. *Acoustical Physics*, 2008, Vol. 54, No. 3, pp. 407–419.
7. Solodovschikov A.Yu. and Platonov A.K. Investigation of the Karunen-Loev method. *Preprints of Keldysh Institute of Applied Mathematics RAS*, 2006, No. 19, 29 p., [in Russian].

Д.Г. Левченко, С.И. Бадулин

## ВОЗБУЖДЕНИЕ СЕЙСМОАКУСТИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ СОЛИТОНОПОДОБНЫМИ ГРУППАМИ МОРСКИХ ВОЛН

*Институт океанологии им. П.П. Ширшова РАН  
Россия, 117997, Москва, Нахимовский просп., 36,  
Тел.: 8(495)124-87-01, E-mail: levch35@mail.ru*

Рассматривается нелинейный (квадратичный) механизм возбуждения «первичных», «вторичных» микросейсм и инфра низкочастотного «морского гула» солитоноподобными группами морских волн в глубоком океане. Эти сейсмоакустические поля распространяются в океаническом волноводе и донном массиве на большие расстояния в виде гидроакустических шумов и сейсмических волн. Приводится теоретическое обоснование, а также численные оценки, сравнения с результатами экспериментов.

**Ключевые слова:** морские волны, солитоны, квадратичная нелинейность, микросейсм, гидроакустические шумы, океанический волновод

Морские гравитационные волны, как известно, возбуждают низкочастотные акустические поля трех видов: первичные, частота спектра которых совпадает с частотой морских волн (максимум спектра около 0.1 Гц), вторичные, спектр которых имеет удвоенную частоту (максимум около 0.2 Гц) и инфра низкочастотные (ниже 0.05 Гц), называемые иногда «морским гулом» [1–5]. Особенности этих полей, не нашедшими пока должного объяснения, являются: слабое затухание с глубиной в акваториях и при распространении в морской и земной среде, наличие устойчивых по частоте минимумов в спектрах («оконов») на частотах 0.05–0.1 Гц (низкочастотный) и около 10 Гц (высокочастотный) и устойчивого максимума на частоте около 0.2 Гц, абсолютное преобладание максимума удвоенной частоты при практически полном отсутствии других гармоник, преимущественное распространение в одном направлении [2, 4, 5].

Морское волнение можно представить в виде случайного ансамбля относительно долгоживущих групп волн (солитонов огибающей), сохраняющих определенную устойчивость при равновесии процессов дисперсионного расширения и нелинейного сжатия. Поскольку осцил-

лирующие колебания движутся с фазовой скоростью, а огибающая с групповой, волны в группе пульсируют во времени и в пространстве [3].

Под солитоноподобными подразумеваются группы морских волн, которые, как и в случае солитона огибающей, имеют достаточно узкие пространственный и частотно-временной спектры и характеризуются двумя временными и пространственными масштабами. Отличиями может быть другая форма огибающей и неполная взаимная компенсация дисперсионной и нелинейной зависимостей, что должно приводить к медленной эволюции цуга. Модель может быть представлена в виде произведения функций, одна из которых зависит только от времени. В общем случае выражение выглядит следующим образом:

$$\eta(t, x) = A(t) \cos(k_1 x) \operatorname{sech}(k(x - ct)), \quad (1)$$

где  $A(t)$  – переменная амплитуда,  $\operatorname{sech}(x - ct)$  – огибающая и  $\cos(k_1 x)$  – заполняющие колебания,  $c$  – групповая скорость.

Оценим характерные параметры волнового пакета, опираясь на экспериментальные данные. Обычно в пакете содержится от 5 до 20 волн. Примем их среднее количество равное 10. Длину морской волны (при средней скорости ветра около 15 м/с) примем равной 100 м и длину цуга – 1000 м. Пакет волн перемещается со скоростью огибающей  $c$  (около 10 м/с) и меняется во времени по амплитуде в соответствии с  $A(t)$ . Полагаем, что  $A(t)$  имеет узкий спектр без постоянной составляющей, сосредоточенный вокруг центральной частоты осцилляций и ограниченный на интервале  $[\omega_1, \omega_2]$ . Оценить ширину этого спектра можно по экспериментальной корреляционной функции морского волнения, которая представляет собой слабо затухающую косинусоиду, что говорит о значительной пространственной корреляции морских волн. Временной интервал корреляции составляет единицы минут, что при средней скорости волн около 10 м/с определяет радиус пространственной корреляции в единицы километров, что совпадает с принятой выше оценкой длины волновой группы.

Рассмотрим вопрос возбуждения микросейсм подобной группой волн в глубоком океане. Принимаем модель плоской волны в координатах  $x, z$ , а для сохранения объемной размерности в формулах считаем длину волны вдоль гребня по оси  $y$  в 1 м (рис. 1). Пренебрегаем сжимаемостью воды в верхнем турбулентном слое толщиной  $h$ , примерно равной длине волны (100 м) и не влияющей на волнение. Выделим участок морской поверхности  $L$ , равный эффективной длине группы волн и движущийся с групповой скоростью  $c$  вдоль оси  $x$ . Поскольку в группе

находится порядка 10 волн можно считать, что  $L \gg h$ . Объем и массу группы в среднем считаем постоянными, так как нет источников и стоков жидкости. Полагаем, что все функции в (1) дифференцируемые и квадратично интегрируемые.

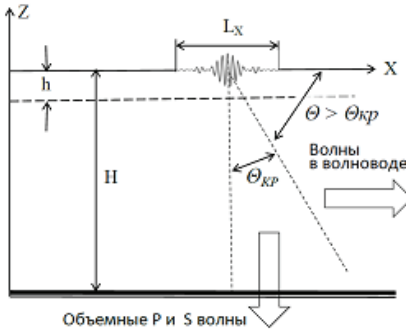


Рис. 1.

Акустическое поле в жидкости возбуждается переменным давлением, создаваемым волновым пакетом. Поскольку частота этого поля удваивается по отношению к частоте морских волн, естественно предположить наличие квадратичной зависимости между давлением и элементами движения гравитационной волны. Рассмотрим этот вопрос подробнее.

Выделим в водном массиве элемент массы  $dm = \rho dx dz \Delta y$ , где  $\rho$  – плотность воды,  $dx \Delta y = \Delta S$  – элементарная площадь основания, величину  $\Delta y$  можно положить равной единице измерения длины, поскольку по координате  $y$  волна не меняется. Вертикальная сила, действующая на частицу  $dm$ :

$$dF(z, x, t) = dm \left( g + \frac{\partial^2 z}{\partial t^2} \right) = \rho dz \Delta S \left( g + \frac{\partial^2 z}{\partial t^2} \right). \quad (2)$$

В (2) формально следует считать полную производную движения частиц, с учетом конвективной составляющей ускорения. Однако, поскольку в нашей модели нет источников и стоков и в дальнейшем мы рассматриваем давление на значительном расстоянии от поверхности (на основании взволнованного слоя), конвективная составляющая в этом случае равна нулю [2, 5]. Найдем элементарное давление  $p(x, t)$  на площадку  $\Delta S$ :

$$\begin{aligned} p(x, t) = F(x, t) / \Delta S &= \rho \int_0^{z_0} \left( g + \frac{\partial^2 z}{\partial t^2} \right) dz = \rho g z_0 + \rho \int_0^{z_0} \frac{\partial^2 z}{\partial t^2} dz = \\ &= \rho g z_0 + \rho \frac{\partial^2}{\partial t^2} \int_0^{z_0} z dz = \rho g z_0 + \frac{\rho}{2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} z_0^2. \end{aligned} \quad (3)$$

В (3) (третье равенство в правой части) изменен порядок дифференцирования по  $t$  и интегрирования по  $z$ . Из последнего равенства в выражении (3) следует, что переменная часть давления (второе слагаемое в

(3)) пропорционально производной от квадрата взволнованной поверхности. Эта квадратичная нелинейность приводит к появлению преобладающей второй гармоники в спектре штормовых микросейсм.

Найдем давление, оказываемое цугом волн на участке  $L$  на основании турбулентного слоя  $h$  (рис. 1). Подставляем в (3) вместо  $z_0$  выражение (1) и интегрируем по  $x$ . При этом первое слагаемое в (3) будет равно нулю вследствие симметричности графика (рис. 1) по отношению к оси  $x$ . Это обстоятельство отражает затухание высокой частоты волнения с глубиной. Интегрирование второго слагаемого в (3), содержащего квадрат  $z_0$ , должно давать положительную безразмерную величину, обозначим ее  $D$ . Тогда:

$$p_L(t) = \rho \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left[ \frac{A^2(t)}{L} \int_0^L \cos^2(k_1 x) \operatorname{sech}^2 k(x - ct) dx \right] = 2\rho D [A^2(t) + A(t)\ddot{A}(t)]. \quad (4)$$

В (4) точками обозначены производные по времени,  $\rho$ ,  $D$  – постоянные.

Найдем частотный спектр давления  $p(t)$  и сравним со спектром исходного сигнала  $A(t)$ . Полагаем, что частотный спектр  $\Phi[A(t)]$  имеет нижнюю и верхнюю границы  $\omega_1$  и  $\omega_2$ . Здесь и далее значком  $\Phi[\dots]$  обозначено преобразование Фурье. Из свойств преобразований Фурье:

$$\Phi[\dot{A}(t)] = j\omega\Phi[A(t)], \quad \Phi[\ddot{A}(t)] = -\omega^2\Phi[A(t)]. \quad (5)$$

Поскольку при умножении спектров на числа их границы не меняются, границы спектров производных совпадают с границами спектра самой функции. Так как спектр произведения функций равен свертке их спектров [6], получаем:

$$\Phi[p(t)] = -\frac{\rho}{2} \{ \omega\Phi[A(t)] \} \otimes \{ \omega\Phi[A(t)] \} - \frac{\rho}{2} \{ \Phi[A(t)] \} \otimes \{ \omega^2\Phi[\dot{A}(t)] \} \quad (6)$$

Границы спектра произведения функций согласно [6] определяются неравенствами:

$$\omega_1 + \omega_3 < \omega_{\text{np}} < \omega_2 + \omega_4 \quad \text{и} \quad \omega_3 - \omega_2 < \omega_{\text{np}} < \omega_4 - \omega_1, \quad (7)$$

где  $\omega_{\text{np}}$  – частота спектра произведения двух функций,  $\omega_1$ ,  $\omega_3$  и  $\omega_2$ ,  $\omega_4$  – соответственно минимальные и максимальные границы спектров сомножителей. Для первого слагаемого в (6) границы равны  $\omega_1 = \omega_3$  и  $\omega_2 = \omega_4$ , поэтому из неравенств (7) следует:

$$2\omega_1 < \omega_{\text{np}} < 2\omega_2 \quad \text{и} \quad \omega_1 - \omega_2 < \omega_{\text{np}} < \omega_2 - \omega_1. \quad (8)$$

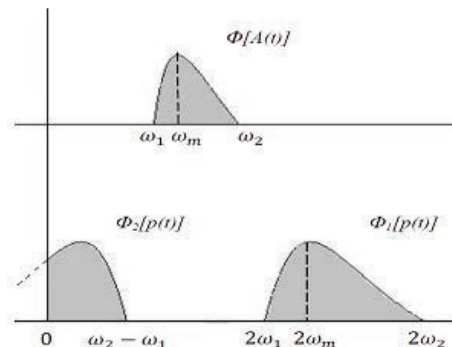


Рис. 2.

Аналогичное соотношение получается и для второго слагаемого в (6). Отсюда следует, что спектр давления  $p(t)$  занимает на оси частот две области: удвоенной частоты по отношению к исходному спектру частот  $A(t)$  и в районе нулевой частоты (рис. 2). Этот результат объясняет появление «вторичных» микросейсм и инфра низкочастотного «морского гула».

Первичные микросейсмсы с частотой морского волнения могут генерироваться на мелководье, вследствие прямого давления морских волн на дно.

### Литература

1. Бреховских Л.М. Звуковые волны под водой, обусловленные поверхностными волнами в океане // ФАО. 1966. Т. II. № 9. С. 970–980.
2. Longuet-Higgins M.S. A Theory of the Origin of Microseisms // Philos. Trans. Royal Soc. London. 1950. Vol. 243. No. 857. P. 1–35.
3. Badulin S.I., Zakharov V.E. Ocean swell within the kinetic equation. // Nonlin. Process. Geophys. 2017. Vol. 24. P. 237–253.
4. Arduhin F., Lavanant T., Obrebski M., Marie L., M. Howe Br., Lukas R., Aucan J. A numerical model for ocean ultra-low frequency noise: Wave-generated acoustic-gravity and Rayleigh modes. // J. Acoust. Soc. Am. 2013. Vol. 134 (4). Pt. 2. P. 3242–3259.
5. Левченко Д.Г. О возбуждении штормовых микросейсм прогрессивными морскими волнами с переменной амплитудой. Акустика океана // Докл. XIV школы им. акад. Л.М. Бреховских. 2013. С. 203–206.
6. Харкевич А.А. Спектры и анализ. М–Л.: ГИЗТТЛ, 1957. 236 с.



**D.G. Levchenko, S.I. Badulin**

**SEISMO-ACOUSTIC FIELDS GENERATION BY SOLITON-LIKE  
SEA WAVE GROUPS**

*Shirshov Institute of Oceanology Russian Academy of Sciences  
Nakhimovskiy prospekt, 36, Moscow, Russia, 117997,  
Tel.: 8(495)427-73-85, E-mail: levch35@mail.ru*

The nonlinear (quadratic) mechanism of excitation of the “primary”, “secondary” microseisms and infra-low-frequency “sea hum” by the soliton-like groups of sea waves in the deep ocean is considered. The seismic-acoustic fields propagate in the oceanic waveguide and in the bottom massif over long distances in the form of hydroacoustic noise and seismic waves. The theoretical basis and numerical estimates are given, comparison with experimental results.

**Keywords:** sea waves, solitons, quadratic nonlinearity, microseisms, hydroacoustic noises, ocean waveguide

**References**

1. Brekhovskikh L.M. Sound waves under water due to surface waves in the ocean. *Phys. Atm. Ok.*, 1966, Vol. II, No. 9, pp. 970–980.
2. Longuet-Higgins M.S. A Theory of the Origin of Microseisms. *Philos. Trans. Royal Soc. London*, 1950, Vol. 243, No. 857, pp. 1–35.
3. Badulin S.I. and Zakharov V.E. Oceans well within the kinetic equation. *Nonlin. Process. Geophys.*, 2017, Vol. 24, pp. 237–253.
4. Arduin F., Lavanant T., Obrebski M., Marie L., Howe Br., Lukas R., and Aucan J. A numerical model for ocean ultra-low frequency noise: Wave-generated acoustic-gravity and Rayleigh modes. *J. Acoust. Soc. Am.*, 2013, Vol. 134 (4), Part. 2, pp. 3242–3259.
5. Levchenko D.G. On the generation of storm microseisms by progressive sea waves with variable amplitude. *Acoustics of the ocean. Doc. XIV School L.M. Brekhovskiy*, 2013, pp. 203–206.
6. Kharkevich A.A. *Spectra and analysis*. Moscow–Leningrad: GIZTTL, 1967, 236 p.

**В.А. Лисютин<sup>1,2</sup>, О.Р. Ластовенко<sup>1</sup>, Ж.В. Маленко<sup>1,2</sup>,  
А.А. Ярошенко<sup>1,2</sup>**

**ОЦЕНКА МИКРОПАРАМЕТРОВ МЕЖГРАНУЛЯРНОГО  
ТРЕНИЯ И ЭФФЕКТИВНОГО РАЗМЕРА ПОР  
ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ ЗВУКОВОЙ ВОЛНЫ В  
НЕКОНСОЛИДИРОВАННЫХ МОРСКИХ ОСАДКАХ**

<sup>1</sup> Севастопольский государственный университет  
Россия, 299053, г. Севастополь, ул. Университетская, 33,  
<sup>2</sup> ФГМУ им. адм. Ф.Ф. Ушакова в г. Севастополе,  
Россия, 299001, г. Севастополь, ул. Героев Севастополя, 7, корп. 8/22,  
E-mail: vlisiutin@mail.ru; yaroshenko.575@yandex.ru

Важнейшим акустическим свойством морских осадков является скорость, коэффициент затухания звуковой волны и их частотные зависимости. Приводится дисперсионное уравнение GSEC теории распространения звука в неконсолидированных морских осадках. Анализируются результаты измерений скорости звука и затухания в различных типах морских осадков, опубликованные в открытой печати, и дается оценка входных параметров GSEC модели: модуля межгранулярной жесткости и показателя стресс-релаксации, эффективного радиуса пор. Показывается, что в рассмотренных осадках микропараметры межгранулярного трения одинаковы.

**Ключевые слова:** GSEC модель, звуковые волны, межгранулярное трение, неконсолидированные осадки, параметры волн, GS теория Букингема

В настоящее время в акустике морских осадков конкурируют две теории – межгранулярного трения М. Букингема [1] и Био-Столла, расширенная Н. Чотирисом и М. Кимуруй [2]. Теория Био-Столла основана на представлении об «упругом скелете» в неконсолидированных осадках, что противоречит фактам и показывает на высоких частотах затухание  $\sim \omega^{1/2}$ , что не соответствует измерениям.

Эксперименты убеждают, что в сухих песках коэффициент затухания  $\alpha_p = \alpha_{p0} f^l$ . Измерения в водонасыщенных средах обнаруживают отклонения от закона  $\sim f^l$ , что предполагает как минимум два механизма потерь: основной, присущий как сухим, так и насыщенным средам (“внутреннее трение”) и второй – вязкая диссипация при движении флюида.

GS теория М. Букингема объясняет распространение и затухание гармонических волн в осадках межгранулярным трением, которое придает материалу жесткость, но и в тоже время вызывает потери энергии [1]. В GS теории осадки рассматриваются как однофазная среда и вязкие потери не учитываются. Центральная идея GS теории – деформационное упрочнение гранул – нелинейное на микроскопическом уровне явление. Частотная зависимость затухания оказывается  $\sim \omega^1$ , что соответствует экспериментам только на высоких частотах. В VGS-теории вязкое трение симулируется подобным жидкости реологическим элементом, что не позволяет связывать акустические свойства звуковой волны и физические характеристики среды.

В работе [3] представлена усовершенствованная GS теория – GSEC, согласно которой, объемный модуль упругости среды полагается не постоянным, а зависящим от частоты. Квадратное дисперсионное уравнение GSEC для комплексной фазовой скорости имеет вид:

$$\rho_m \tilde{c}_p^4 - (K_m + \gamma D + 0,33\phi \rho_m K_m A F_C) \tilde{c}_p^2 + 0,33\phi K_m \gamma D A F_C = 0, \quad (1)$$

где  $K_m$  – объемный модуль упругости,  $\frac{1}{K_{m(gan)}} = \frac{P}{K_f} + \frac{1-P}{K_g}$ ,  $P$  – пористость,  $\rho_{f,g}$ ,  $K_{f,g}$  – плотности и упругости флюида и твердой фазы,  $\rho_m = P\rho_f + (1 - P)\rho_g$  – равновесная плотность среды,  $\gamma$  – композитный модуль межгранулярной жесткости,  $\text{Па}$ ,  $n$  – показатель стресс-релаксации,  $D = (i\omega)^n$  – дисперсионный член внутреннего трения,  $A = \frac{(\rho_g - \rho_f)}{i^{3/2} w J_0(i^{3/2} w)}$ . В (1)  $\phi$  – эффективная пористость,  $F_C(w) = 1 - \frac{2J_1(i^{3/2} w)}{i^{3/2} w J_0(i^{3/2} w)}$  – функция частотной коррекции, где  $w = \sqrt{\omega a^2 \rho_f / \eta}$ ,  $J_{0,1}$  – функции Бесселя,  $a$  – радиус пор.

Вещественные фазовые скорости  $c_p$  и коэффициенты затухания  $\alpha_p$  могут быть получены из комплексных фазовых скоростей как:

$$c_p = \left( \text{Re}(\tilde{c}_p^{-1}) \right)^{-1}, \quad \alpha_p = -\omega \text{Im}(\tilde{c}_p^{-1}), \quad \text{Нп/м}.$$

Согласно модели GSEC, механизм внутреннего трения и вязкой дисперсии и диссипации в неконсолидированной среде реализуется следующим образом. Внутреннее трение проявляется в самом широком диапазоне частот, его физическая природа обусловлена нелинейностью контакта между гранулами. Вязкое трение возникает вследствие движе-

ния флюида относительно гранул среды и проявляется в окрестности «переходной» частоты. Компрессия приводит к истечению флюида из мелких пор и щелей между гранулами сквозь крупные сквозные поры, что увеличивает сжимаемость среды на низких частотах. С ростом частоты характер течения в сквозных порах постепенно меняется, их проницаемость уменьшается, поры «запираются», гранулы и жидкость колеблются вместе. Флюиду, заключенному в щелях, деваться некуда, что приводит к возрастанию упругости среды и скорости звука. Так проявляется консервативное влияние жидкости. Вязкое трение дает вклад в диапазоне средних частот, когда флюид еще мобилен, но и вязкие силы уже достаточно велики.

Входные параметры модели GS+EC подразделяются на две категории: микропараметры трения –  $\gamma$  и  $n$ ; микропараметр пор –  $a$  и эффективная пористость  $\phi$  – внутренний параметр, связывающий акустические и физические характеристики среды. Величина  $\phi$  характеризует и состояние среды – чем меньше разница между статической пористостью  $P$  и эффективной  $\phi$  – тем ближе среда к суспензии. Эти параметры могут быть определены только путем инверсии экспериментальных данных. Обратим внимание, что величина  $\gamma$  влияет в основном на скорость, величина  $n$  – в основном на затухание.

Накопленный авторами опыт инверсий в рамках GS и GSEC моделей позволяет сделать следующий вывод. Кажущаяся изменчивость и уникальность микропараметров трения  $\gamma$  и  $n$  для каждого зернового набора является компенсатором неопределенности пористости и отсутствия возможности учитывать движение флюида.

Рассмотрим на рис. 1 результаты пяти измерений и в таблице 1 результаты шести инверсий в рамках GSEC модели. Данные взяты из [1, 4]. Как видно, скорость звука в этих точках разная, а коэффициенты затухания на высокой частоте, где проявляется только внутреннее трение, имеют значение  $(0.3 \pm 0.1)$  дБ/м/кГц.

Примем за основу результаты измерений SAX99 и будем считать здесь эту среду эталонной. Поскольку скорость звука в измерениях SAX99 наибольшая, возьмем наименьшее значение пористости – 0.372. Восстановленные по этим входным параметрам величины  $\gamma$  и  $n$  будем считать осредненными для дна, показывающего на высоких частотах типичную частотную зависимость затухания. Приведенные на рис. 1 графики построены, подбирая только 3 свободных параметра: объемную пористость  $P$ , размер пор  $a$ , эффективную пористость  $\phi$ .

Как видно из табл. 1 и рис. 1, возможно провести дисперсионно-диссипативные кривые через экспериментальные точки, соответству-

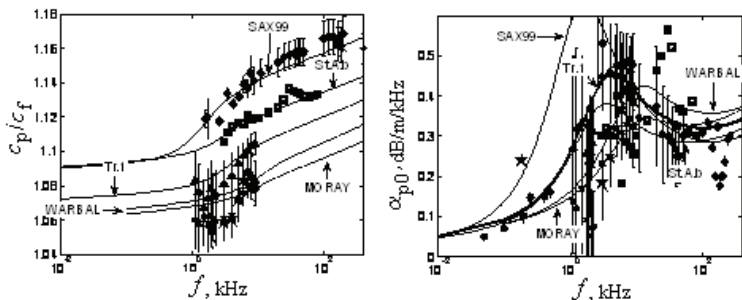


Рис. 1. Результаты измерений и восстановленные частотные зависимости скорости звука и приведенного коэффициента затухания в пяти локациях.

ющие различным локациям при одинаковых микропараметрах трения. Обратим внимание, что размеры гранул соответствуют диапазону от мелкого до крупного песка. Разброс размера пор и эффективной пористости для реальных морских осадков, представляющих смесь, оказывается невелик, устойчиво подтверждается значение  $a = d/15$ . Для осадков в виде чистого песка (SAX99) эффективная пористость больше, что отражает увеличенный вклад вязких сил.

Таблица 1. Результаты инверсий микропараметров трения, пористости и эффективного размера пор в шести локациях

Точка	$d$ , мм	$P$	$\phi$	$a$ , мкм	$\gamma$ , Па	$n$	$K_g$ , Па
SAX99	0.38	0.372	0.23	23.8	$2.36 \times 10^7$	0.192	$3.2 \times 10^{10}$
St.An.b	0.22	0.380	0.11	17			
Trans.1	0.4	0.40	0.14	15			
WARB.	0.4	0.42	0.10	14.8			
MORAY	0.2	0.42	0.11	13.3			
VLA2	0.2	0.425	0.07	13.3			

## Выводы

Если каждому зерновому набору соответствуют индивидуальные и уникальные микропараметры трения, тогда GS теорию, разработанную М. Букингом, следует считать бесполезной. Авторы доклада думают иначе. Реальным морским осадкам, в зависимости от состояния среды (уплотненное, суспензионное), присуща общность микропараметров трения. Различия в скоростях звука и коэффициентах поглощения объ-

ясняются различиями в локальных пористостях и разнообразием локальных течений порового флюида.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-42-920001.

## 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. Vol. 122. No. 3. P. 1486–1501.
2. Chotiros N.P. Acoustics of the Seabed as a Poroelastic Medium // *Springer Briefs in Oceanography*. 2017. 99 p.
3. Лисютин В.А. Обобщенная реологическая модель неконсолидированных морских осадков с внутренним трением и эффективной сжимаемостью // *Морской гидрофизический журнал*. 2019. Т. 35. № 1. С. 85–100.
4. Yang J., Tang D. Direct Measurement of Sediment Sound Speed and Attenuation in the Frequency Band of 2 – 8 kHz at the Target and Reverberation Experiment Site // *IEEE J. of Ocean. Eng.* 2017. Vol. 42. No. 4. P. 1102–1109.

**V.A. Lisyutin<sup>1,2</sup>, O.R. Lastovenko<sup>1</sup>, Zh.V. Malenko<sup>1,2</sup>,  
A.A. Yaroshenko<sup>1,2</sup>**

## **ESTIMATION OF MICROPARAMETERS OF INTER-GRANULAR FRICTION AND EFFECTIVE PORE SIZE DURING THE PROPAGATION OF A SOUND WAVE IN UNCONSOLIDATED MARINE SEDIMENTS**

*<sup>1</sup>Sevastopol State University*

*Universitetskaya str., 33, Sevastopol, Russia, 299053,*

*<sup>2</sup>FGMU n. af. adm. F.F. Ushakov's in Sevastopol, 7*

*Heroes of Sevastopol str., 8/22, Sevastopol, Russia, 299001,*

*E-mail: vlisyutin@mail.ru; yaroshenko.575@yandex.ru*

The most important acoustic property of marine sediments is the sound speed, sound wave attenuation coefficient and their frequency dependences. The GSEC dispersion equation for the theory of sound propagation in unconsolidated marine sediments is presented. The results of measurements of the speed of sound and attenuation in various types of marine sediments are analyzed, published in the open press and the input parameters of the GSEC model are evaluated: the modulus of intergranular rigidity and the stress relaxation exponent, effective pore size. It is shown that in the considered sediments the microparameters of intergranular friction are the same.

**Keywords:** GSEC model, sound waves, intergranular friction, unconsolidated precipitation, wave parameters, GS Buckingham theory

**Acknowledgment:** The work was carried out with the financial support of the Russian Foundation for Basic Research within the framework of the scientific project No. 18-42-920001.

### References

1. Buckingham M.J. On pore-fluid viscosity and the wave properties of saturated granular materials including marine sediments. *J. Acoust. Soc. Am.*, 2007, Vol. 122, No. 3, pp. 1486–1501.
2. Chotiros N.P. *Acoustics of the Seabed as a Poroelastic Medium*. Springer Briefs in Oceanography, 2017, 99 p.
3. Lisyutin V.A. Generalized rheological model of unconsolidated marine sediments with internal friction and effective compressibility. *Marine Hydrophysical Journal*, 2019, Vol. 35, No. 1, pp. 85–100.
4. Yang J. and Tang D. Direct Measurement of Sediment Sound Speed and Attenuation in the Frequency Band of 2–8 kHz at the Target and Reverberation Experiment Site. *IEEE J. of Ocean. Eng.*, 2017, Vol. 42, No. 4, pp. 1102–1109.

**В.А. Лисиутин, О.Р. Ластовенко, А.Д. Дегтяр, А.А. Ярошенко**

**ОЦЕНКА МИКРОПАРАМЕТРОВ МЕЖГРАНУЛЯРНОГО  
ТРЕНИЯ И ЭФФЕКТИВНОГО РАЗМЕРА ПОР ПРИ  
РАСПРОСТРАНЕНИИ СДВИГОВОЙ ВОЛНЫ В  
НЕКОНСОЛИДИРОВАННЫХ МОРСКИХ ОСАДКАХ**

*Севастопольский государственный университет,  
Россия, 299053, г. Севастополь, ул. Университетская, 33,  
E-mail: vlisiutin@mail.ru, yaroshenko.575@yandex.ru*

В докладе, в рамках GSED модели, анализируются результаты измерений скорости и затухания сдвиговой волны на различных частотах, взятые из открытых источников. Дается оценка величины межгранулярной жесткости, показателя стресс-релаксации, эффективного размера пор в осадках различного типа. Дается оценка степени взаимодействия фаз при распространении сдвиговой волны в неконсолидированных морских осадках.

**Ключевые слова:** межгранулярное трение, сдвиговые волны, морские осадки, неконсолидированные осадки, параметры трения

В неконсолидированных морских осадках могут распространяться также и поперечные волны. Связь между частичками твердой фазы при поперечном смещении возникает за счет межгранулярного трения. С другой стороны, трение вызывает и затухание упругих волн. Факторы, определяющие частотные зависимости скорости и затухания продольной и поперечной волн различны. Скорость продольной волны зависит в основном от упругости жидкости, то есть пористости, и в малой степени – от межгранулярного трения. Наоборот, скорость сдвиговой волны определяется только межгранулярным трением, затухание – межгранулярным и вязким трением.

Результаты измерений в сухих песках отмечают линейную частотную зависимость коэффициента затухания сдвиговой волны,  $\alpha_s = \alpha_{s0} \cdot f^1$ . Столл Р. [1], Кимура М. [2], обращают внимание на отклонения показателя от единицы в водонасыщенных средах. Вопрос о линейной или нелинейной частотной зависимости затухания, то есть о влиянии вязкого трения, является дискуссионным. Линейную точку зрения поддерживают Э. Гамильтон и М. Букингом [3], нелинейную – М. Кимура и Н. Чотирос [2, 4].



Ответ на вопрос о взаимодействии фаз при сдвиге позволяет выявить и источники дисперсии продольной волны – изменение сжимаемости среды, или изменение эффективной плотности среды, или и то, и другое, и в какой пропорции и на каких частотах.

Вязкое трение проявляется через изменение массовых свойств среды – изменение комплексной эффективной плотности. Дисперсионное уравнение для комплексной фазовой скорости GSEDs модели имеет вид [5]:

$$\tilde{c}_s = \sqrt{\frac{\gamma_s (i\omega t_0)^m}{\rho_{seff}}}, \quad (1)$$

где

$$\rho_{seff} = \rho_m - \phi \rho_f F_C(w) \quad (2)$$

– сдвиговая эффективная плотность. В формуле (1)  $\gamma_s$  – сдвиговая межгранулярная жесткость, Па,  $m$  – показатель стресс-релаксации,  $t_0 = 1$  с – константа. В формуле (2)  $\rho_m = P\rho_f + (1-P)\rho_g$  – равновесная плотность,  $P$  – пористость,  $\phi$  – эффективная пористость,

$F_C(w) = 1 - \frac{2J_1(i^{3/2}w)}{i^{3/2}wJ_0(i^{3/2}w)}$  – функция частотной коррекции,  $J_{0,1}$  – функции Бесселя:

$$w = \sqrt{\frac{a^2 \rho_f}{\eta}} \omega \quad (3)$$

$a$  – размер пор,  $\rho_f$  – плотность жидкости,  $\eta$  – вязкость жидкости, Па·с.

Вещественная часть второго слагаемого эффективной плотности (2) характеризует инерционное взаимодействие фаз и управляет дисперсией фазовой скорости, мнимая часть характеризует вязкие силы и управляет затуханием. Эффективная плотность имеет простое физическое истолкование. На низких частотах  $\text{Re}(F_C) \rightarrow 0$ ,  $\text{Im}(F_C) \rightarrow 0$ ,  $\rho_{seff} \approx \rho_m$ , практически вся жидкость увлекается колеблющимися гранулами, а вязкие силы пренебрежимо малы. На переходной частоте часть жидкости увлекается, часть проскальзывает, вязкие силы максимальны. На высоких частотах гранулы и запертая в порах жидкость колеблются вместе, поперечно-подвижная часть жидкости – проскальзывает.

Вещественная фазовая скорость  $c_s$  и коэффициент затухания  $\alpha_s$  могут быть получены из комплексной как:

$$c_s = \left( \text{Re}(\tilde{c}_s^{-1}) \right)^{-1}, \quad \alpha_s = -\omega \text{Im}(\tilde{c}_s^{-1}), \text{ Нп/м.}$$

Располагая экспериментальными данными измерений скорости и затухания сдвиговой волны, можно оценить параметры  $\gamma_s$ ,  $m$ ,  $a$ ,  $\phi$ .

Рассмотрим результаты экспериментов М. Кимуры [2]. В лаборатории измерялась скорость и затухание в сортированном песке с гранулами размерами:  $d = \{0.917, 0.545, 0.324, 0.193\}$  мм. Графики и точки приведены на рис. 1, инвертированные параметры – в таблице 1. Остальные входные параметры следующие:  $\rho_g = 2656$  кг/м<sup>3</sup>;  $P = \{0.389, 0.383, 0.38, 0.378\}$ ;  $\kappa = \{26.7, 14.6, 6.1, 1.94\} \times 10^{-11}$  м<sup>2</sup> – проницаемость. Следует обратить внимание на незначительные различия в пористостях, и большое (более, чем на порядок) различие в проницаемостях.

Таблица 1. Инвертированные микропараметры трения и микропараметры пористой среды

$d$ , мм	$\gamma_{GS} \times 10^7$ Па	$m_{GS}$	$\gamma_{GSED} \times 10^7$ Па	$m_{GSED}$	$\phi$	$a$ , МКМ
0.917	2.63	0.0356	2.74	0.0236	0.385	31.8
0.545	2.21	0.394	2.46	0.0222		20.4
0.324	1.81	0.472	2.22	0.0232		13.2
0.193	1.63	0.494	2.05	0.0237		11.5

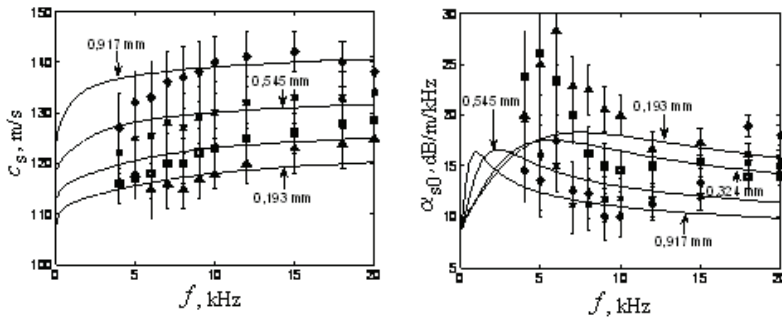


Рис. 1. Частотные зависимости фазовой скорости и коэффициента затухания по экспериментам М. Кимуры [2].

Как видно из рис. 1, все-таки приведенный коэффициент затухания в экспериментах М. Кимуры зависит от частоты, однако совсем не так, как для продольной волны. Во-первых: эффективная пористость для наилучшего соответствия везде взята максимальной, равной дренажной. Во-вторых: прослеживается однозначное соответствие – более крупным пескам соответствует меньшее затухание. Третье: размер пор лежит в диапазоне  $a = d/28$ , что примерно в 2 раза меньше, чем для продольной

волны. Чистые пески показывают высокую межгранулярную жесткость и низкий показатель деформационного упрочнения, что свидетельствует о практически упругом взаимодействии между гранулами.

На рис. 2 приведены графики зависимости межгранулярной жесткости и показателя деформационного упрочнения от диаметра гранул. Как видно, межгранулярная жесткость уменьшается вместе с размером гранул, что отражает корреляцию с фазовой скоростью. Показатель стресс-релаксации в рамках GSEDs модели слабо коррелирует с диаметром гранул и остается почти постоянным.

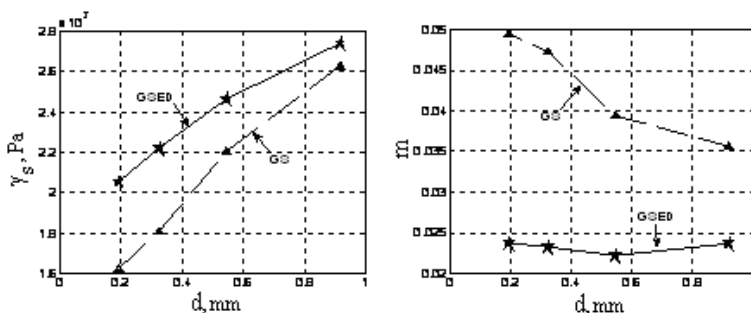


Рис. 2. Коэффициент межгранулярной жесткости и показатель стресс-релаксации в зависимости от диаметра гранул.

## Выводы

Межгранулярное взаимодействие в уплотненных, флюидонасыщенных песках при деформации сжатия и сдвига существенно различаются. При сжатии гранулы показывают существенно нелинейное взаимодействие, при сдвиге – практически линейное.

Различается и механика взаимодействия между гранулами и жидкостью. Переходная частота при сдвиговой деформации оказывается выше, чем при компрессии. Объяснить это можно так: при гармоническом сжатии среды крупные поры с большим объемом запираются на более низкой частоте. Жидкость в этих крупных порах препятствует дилатации жидкости из мелких пор, что увеличивает упругость среды. При сдвиге тонкий слой флюида, заключенного в межгранулярной щели, создает вязкое сопротивление. Таким образом, оценка размера пор при компрессии ( $a = d/15$ ) дает широкую, а при сдвиге – узкую часть порового пространства.

Работа выполнена в рамках внутреннего гранта СевГУ «Развитие теоретических моделей для физических методов исследования шельфа Черного моря», проект № 41/06-31.

## Литература

1. Stoll R.D. Sediment Acoustics. New York: Springer, 1989.
2. Kimura M. Grain-size dependence of shear wave speed dispersion and attenuation in granular marine sediments // J. Acoust. Soc. Am. 2014. Vol. 136. No. 1. P. EL53–EL59.
3. Buckingham M.J. Analysis of shear-wave attenuation in unconsolidated sands and glass beads // J. Acoust. Soc. Am. 2014. Vol. 136. No. 5. P. 2478–2488.
4. Chotiros N.P. Acoustics of the Seabed as a Poroelastic Medium // Springer Briefs in Oceanography. 2017. 99 p.
5. Лисютин В.А. Простая акустическая модель неконсолидированных морских осадков с внутренним и вязким трением // Экологический вестник научных центров ЧЭС. 2018. Т. 15. № 3. С. 39–51.

**V.A. Lisyutin, O.R. Lastovenko, A.D. Degtyar, A.A. Yaroshenko**

### **ESTIMATION OF MICROPARAMETERS OF INTER-GRANULAR FRICTION AND EFFECTIVE PORE SIZE DURING THE PROPAGATION OF A SHEAR WAVE IN UNCONSOLIDATED MARINE SEDIMENTS**

*Sevastopol State University  
Universitetskaya str., 33, Sevastopol, Russia, 299053,  
E-mail: vlisiutin@mail.ru, yaroshenko.575@yandex.ru*

The report, in the framework of the GSED model, analyzes the results of measurements of shear wave velocity and attenuation at various frequencies, taken from open sources. The magnitude of intergranular rigidity, stress relaxation exponent, and effective pore size in various types of sediments are estimated. The degree of phase interaction during shear wave propagation in unconsolidated marine sediments is estimated.

**Keywords:** intergranular friction, shear waves, marine sediments, unconsolidated sediments, friction parameters

**Acknowledgment:** The work was carried out within the framework of an internal grant from SevSU “Development of theoretical models for physical methods of studying the Black Sea shelf”, project No. 41 / 06-31.

## References

1. Stoll R.D. Sediment Acoustics. New York: Springer, 1989.
2. Kimura M. Grain-size dependence of shear wave speed dispersion and attenuation in granular marine sediments. J. Acoust. Soc. Am., 2014, Vol. 136, No. 1, pp. EL53–EL59.
3. Buckingham M.J. Analysis of shear-wave attenuation in unconsolidated sands and glass beads. J. Acoust. Soc. Am., 2014, Vol. 136, No. 5, pp. 2478–2488.
4. Chotiros N.P. Acoustics of the Seabed as a Poroelastic Medium. Springer Briefs in Oceanography, 2017, 99 p.
5. Lisyutin V.A. A simple acoustic model of unconsolidated marine sediments with internal and viscous friction. Ecological Bulletin of the BSEC Scientific Centers, 2018, Vol. 15, No. 3, pp. 39–51.

**Д.С. Манульчев**

**ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ГИДРОЛОГИИ НА  
РАСПРОСТРАНЕНИЕ ИМПУЛЬСНЫХ  
СИГНАЛОВ НА ШЕЛЬФЕ**

*Тихоокеанский океанологический институт им. В.И. Ильичева ДВО РАН  
Россия, 690041, Владивосток, ул. Балтийская, 43,  
Тел.: 8(423) 231-14-00, E-mail: manulchevds@gmail.com*

Приводятся результаты теоретического анализа влияния гидрологических условий на распространение энергии сейсморазведочных импульсных сигналов в геоакустических волноводах, характерных для северо-восточной части сахалинского шельфа. Распространение звука рассматривается в условиях однородной холодной и относительно теплой воды, а также в условиях выраженного сезонного термоклина. Приведена оценка влияния поверхностного прилива на потери при распространении звука.

**Ключевые слова:** сейсморазведка, распространение звука, скорость звука в воде, термоклин

Изучение влияния водного слоя на потери при распространении звука на северо-восточном шельфе о. Сахалин имеет важное значение для корректной оценки уровней антропогенных акустических полей [1], которые могут быть сформированы в прибрежных районах летне-осеннего нагула серых китов Охотско-корейской популяции, занесенной в Красную книгу РФ [2]. С помощью численного моделирования, опирающегося на результаты натуральных измерений, показана зависимость потерь при распространении низкочастотных акустических импульсов в характерных для шельфа о. Сахалин пространственных распределений поля скорости звука в водном слое. В качестве антропогенных сигналов рассматриваются сейсморазведочные импульсы.

На рис. 1 показана акустическая трасса, вдоль которой распространялся низкочастотный сейсморазведочный импульс. Акустические донные станции N-10 и N-20 [3] расположены на 10 и 20-метровых изобатах соответственно. Источник сигнала расположен в точке S1 на горизонте 5 м с глубиной моря 33 м. Трасса S1 – N-10 ориентирована перпендикулярно берегу и имеет протяженность 10.7 км.



Рис. 1. Карта района с указанием точки излучения сейсморазведочного импульса – S1 и точек акустического мониторинга N-10 и N-20.

Анализ многолетних гидрологических исследований позволяет выделить 3 типовые пространственные структуры поля скорости звука на данном шельфе, которые формируются апвеллингами – водный слой однородный холодный и соленый – будем называть его  $\alpha$ ; даунвеллингом – водный слой однородный теплый и распресненный –  $\gamma$  и третий тип воды с выраженным сезонным термоклином –  $\beta$  (рис. 2).



Рис. 2. Скорости звука в водном слое для трех типовых гидрологических условий.

Для численного моделирования распространения энергии импульсного акустического сигнала применяется 3D модовое параболическое уравнение в приближении трех нормальных не взаимодействующих мод в вертикальной плоскости и узкоугольного параболического уравнения в горизонтальной плоскости, а также «жидкого» дна [4]. Моделирование проведено в частотном диапазоне

10–200 Гц. Функция эквивалентного точечного источника построена по методике, представленной в работе [5], по опорному акустическому сигналу, измеренному в точке N-20. На рис. 3 показаны для сравнения результаты моделирования импульсных сигналов и потери их энергии ( $SEL$ ) при распространении в трех типовых гидрологических условиях, показанных на рис. 2.

На рис. 3 видно, что с наименьшими потерями сейсморазведочный импульс распространяется в холодной однородной воде со значением  $C_w = 1445$  м/с. Параметр  $SEL$  для  $\alpha$ -условия близок к экспериментальному значению. На значительных расстояниях (более 9 км) гидрологические условия оказывают влияние на распространение импульса во всем

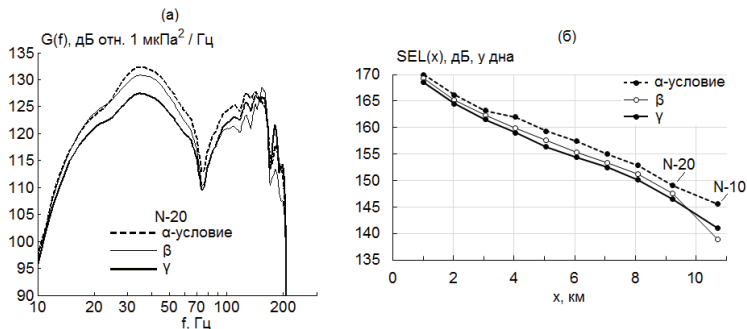


Рис. 3. Спектры модельных импульсных сигналов, рассчитанные в волноводах с различными гидрологическими условиями (см. рис. 2) – (а) и зависимость параметра  $SEL$  от расстояния вдоль акустической трассы для профилей  $C_w$ :  $\alpha$ ,  $\beta$  и  $\gamma$  – (б).

частотном диапазоне. Причем на частотах 10–70 Гц потери для  $\beta$ -условия меньше, чем для  $\gamma$ -условия, а для частот 70–200 Гц ситуация противоположная. Таким образом, наличие выраженного термоклина играет существенную роль для относительно высоких частот, в то время как для низких частот важную роль играет не форма профиля  $C_w$ , а средние значения.

Приливные явления. Физически понятно, что вариации гидрологических характеристик воды, вызываемые приливообразующими силами, влияют на потери при распространении звука в данной акватории и, прежде всего, за счет изменения толщины водного слоя. Оценим этот эффект с помощью численного моделирования распространения тональных акустических сигналов с частотами 20 и 100 Гц на трассе, ориентированной перпендикулярно берегу «S – N-10 – N-20», показанной на рис. 4. Штриховая линия дна соответствует уменьшению толщины водного слоя на 1 м.

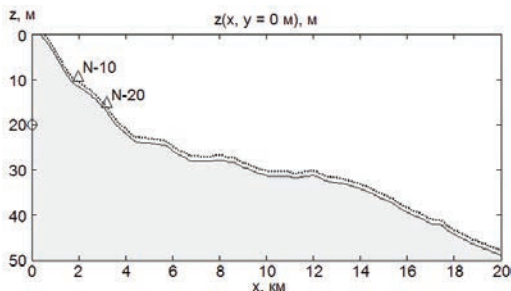


Рис. 4. Изменение уровня воды в районе Одорту, вызываемое приливом.

На рис. 5а, б показаны значения функции потерь ( $TL$ ) для геоакустических сигналов, генерируемых на берегу с частотами 20 и 100 Гц. Во время прилива – сплошная линия и отлива – штриховая линия.

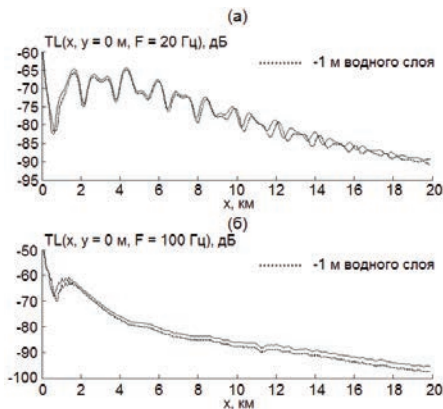


Рис. 5. Функция потерь  $TL(x)$  при распространении звука с частотой 20 Гц (а) и 100 Гц (б) во время отлива (пунктирная линия) и прилива (сплошная линия).

Согласно результатам моделирования, изменения уровня моря в пределах 1 м, вызванные приливными явлениями, не оказывают существенного влияния на потери звука при распространении с берега на частоте 20 Гц. С увеличением частоты звука прилив способствует увеличению потерь звука. Например, на частоте 100 Гц на расстоянии 20 км потери увеличиваются на 2 дБ.

Автор выражает благодарность компании Эксон Нефтегаз Лимитед за поддержку данных исследований.

## Литература

1. Рутенко А.Н. Влияние гидрологических условий на потери при распространении звука на шельфе // Акуст. журн. 2013. Т. 59. № 4. С. 469–474.
2. Владимиров В.А., Стародымов С.П., Афанасьев-Григорьев А.Г., Корниенко М.С. Распространение и численность серых китов охотско-корейской популяции в водах северо-восточного Сахалина // Исследования водных биологических ресурсов Камчатки и северо-западной части Тихого океана. 2010. № 19. С. 50–64.
3. Рутенко А.Н., Борисов С.В., Ковзель Д.Г., Гриценко В.А. Радиогидроакустическая станция для мониторинга параметров антропогенных импульсных и шумовых сигналов на шельфе // Акуст. журнал. 2015. Т. 61. № 4. С. 500–511.
4. 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. Vol. 58. P. 42–52.
5. Рутенко А.Н., Гаврилевский А.В., Путов В.Ф., Соловьев А.А., Манульчев Д.С. Мониторинг антропогенных шумов на шельфе о. Сахалин во время сейсморазведочных исследований // Акуст. журнал. 2016. Т. 62. № 3. С. 348–362.



**D.S. Manulchev**

**STUDY OF THE HYDROLOGY IMPACT ON THE PULSE  
PROPAGATION ON THE SHELF**

*Pacific Oceanological Institute of Far Eastern Branch of Russian Academy  
of Sciences of V.I. Il'ichev  
Baltiyskaya str., 43, Vladivostok, Russia, 690041,  
Tel.: 8(423)231-14-00, E-mail: [manulchevds@gmail.com](mailto:manulchevds@gmail.com)*

The work presents the results of a theoretical analysis of the influence of hydrological conditions on the energy distribution of seismic pulse signals in geoacoustic waveguides characteristic of the north-eastern part of the Sakhalin shelf. Sound propagation is considered in conditions of uniform cold and relatively warm water, as well as in conditions of pronounced seasonal thermocline. The influence of surface tide on losses during sound propagation is estimated.

**Keywords:** seismic survey, sound propagation, sound speed in water, thermocline

**Acknowledgment:** The author would like to thank Exxon Neftegas Limited for supporting these studies.

**References**

1. Rutenko A.N. Effect of hydrological conditions upon sound propagation losses on the shelf. *Acoust. Phys.*, 2013, Vol. 59, No. 4, pp. 469–474.
2. Vladimirov V.A., Starodymov S.P., Afanasiev-Grigoriev A.G., and Kornienko M.S. Distribution and abundance of Okhotsk-Korean gray whale population off Northeast Sakhalin. Research of the aquatic biological resources of Kamchatka and northwestern Pacific, 2010, No. 19, pp. 50–64.
3. Rutenko A.N., Borisov S.V., Kovzel D.G., and Gritsenko V.A. Radioacoustic station for offshore man-induced pulse and noise monitoring. *Acoust. Phys.*, 2015, Vol. 61, No. 4, pp. 500–511.
4. Trofimov M.Y., Kozitskiy S.B., and Zakharenko A.D. A mode parabolic equation method in the case of the resonant mode interaction. *Wave Motion*, 2015, Vol. 58, pp. 42–52.
5. Rutenko A.N., Gavrilevskiy A.V., Putov V.F., Solovyov A.A., and Manulchev D.S. Monitoring of man-induced noises on the Sakhalin Shelf during seismic acquisition operations. *Acoust. Phys.*, 2016, Vol. 62, No. 3, pp. 348–362.

**Н.П. Мельников, А.Н. Мельникова**

## **МЕЛКОМАСШТАБНАЯ ИЗМЕНЧИВОСТЬ КАВИТАЦИОННОЙ ПРОЧНОСТИ МОРСКОЙ ВОДЫ В ЭКВАТОРИАЛЬНОЙ ЧАСТИ ТИХОГО ОКЕАНА**

*Научно-исследовательский радиофизический институт Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского, Россия, 603950, г. Нижний Новгород, ул. Большая Печерская, 25/12а,  
Тел.: 8(920)077-43-52, E-mail: melnikov50@mail.ru*

В работе приводятся результаты измерений величины кавитационных порогов и щелочности морской воды на разрезе по 150°в.д. через экватор от 4°ю.ш. до 4°с.ш. Обнаружена значительная периодическая пространственная изменчивость с периодом около 1°. Ярко выраженная связь величины кавитационных порогов морской воды с временем суток отсутствует.

**Ключевые слова:** кавитационная прочность, кавитационный порог морской воды

Понижение давления в потоке жидкости приводит к возникновению явления, называемого гидродинамической кавитацией. Акустическая волна достаточной амплитуды порождает акустическую кавитацию. Это различие достаточно условное, так как физические процессы в жидкости при наличии как гидродинамической, так и акустической кавитации, имеют одну природу. При возникновении кавитации в жидкости появляются каверны и пузырьки, то есть возникают разрывы сплошности среды. Движение этих каверн и пузырьков в переменных полях давления порождает все физические процессы, присущие кавитации. Эти разрывы возникают при давлениях намного больших, чем при давлениях, обеспечивающих молекулярный разрыв жидкости. Такой физический процесс возможен только при наличии в жидкости некоторых «слабых мест», обычно называемых зародышами кавитации. Таким образом, невозмущенная жидкость имеет некую прочность на разрыв, называемую кавитационной прочностью жидкости. Но любое воздействие на жидкость приводит к изменению ее физических, химических и других свойств. Поэтому говорят о кавитационном пороге жидкости, который зависит не только от свойств невозмущенной жидкости, но и от способа

ее возмущения. Возникновение кавитации приводит к инициированию в жидкости различных физических процессов. Поэтому различают порог «выпрямленной диффузии», порог градиентной и Бьеркнесовской коагуляции, порог динамической устойчивости (порог «газовой кавитации»), порог статической устойчивости (порог «паровой» кавитации). Появление каждого процесса может быть зафиксировано экспериментальными методами. В нашей работе мы исследуем величину порога акустической кавитации при потере динамической устойчивости пузырьков, пульсирующих под воздействием акустического поля (порог «газовой» кавитации). Критерии возникновения кавитации и методика измерения порога кавитации описана в работах [1–3]. Многочисленные экспериментальные и теоретические работы, обзор которых приведен в [4], показывают, что величина кавитационных порогов зависит от концентрации и распределения по размерам зародышей кавитации. Обзор экспериментальных данных о неоднородностях различной физической природы, присутствующих в морской воде, приведены в работе [5]. В морской воде присутствуют различные включения: твердые смачиваемые и несмачиваемые взвеси, пузырьки, включения биологического происхождения – зоопланктон и фитопланктон, рыбы и другие биологические виды, продукты распада биологических систем и прочее.

Величина кавитационной прочности жидкости определяется концентрацией и распределением по размерам и по пространству зародышей кавитации. Следовательно, различные процессы в морской воде, которые влияют на этот параметр, так же влияют на величину кавитационной прочности морской воды.

Измерения кавитационных порогов морской воды в натуральных условиях проводятся следующим образом. Согласно программе экспедиции, научно-исследовательское судно двигалось по заданному маршруту. На станции в дрейфе с борта судна опускалась измерительная установка, состоящая из акустического концентратора цилиндрической формы и контрольного гидрофона. Измерения кавитационных порогов морской воды проводились на различных частотах (5, 10 и 15 кГц) и глубинах (от 2 м до 100 м). Кавитационная прочность жидкости является статистической величиной, которая распределена по нормальному закону, поэтому в каждой точке измерений (на каждой станции), на каждой глубине проводилось не менее 10 измерений кавитационных порогов для проведения статистической обработки. При этом установлено, что коэффициент вариации величины порога акустической кавитации, как правило, не превышает 5%. Из-за вертикальной качки судна объем воды внутри

акустического концентратора полностью обновлялся, поэтому результаты измерений можно считать полностью независимыми.

Систематические измерения кавитационных порогов морской воды по методике, приведенной в работе [3], проводились сотрудниками Сухумского филиала Акустического института АН СССР, а затем и сотрудниками Тихоокеанского океанологического институт ДВО ОН СССР с конца 1960 годов по 1989 год. Исследования включали изучение пространственной и временной изменчивости кавитационных порогов морской воды и выявление статистических взаимосвязей величины кавитационных порогов с физическими, химическими, гидрологическими и биологическими параметрами морской воды.

Пространственные изменения величины кавитационных порогов можно разделить на глобальную, мезомасштабную и мелкомасштабную изменчивость. Глобальная изменчивость величины кавитационных порогов обусловлена широтной изменчивостью основных параметров морской воды и обнаружена в Тихом, Атлантическом и Индийском океанах [6]. Исследования мезомасштабной и мелкомасштабной изменчивости величины кавитационных порогов морской воды проводились в динамически активных зонах Мирового океана [3, 7]. Эта изменчивость имеет сложный характер и обусловлена сложным пространственным распределением гидрологических, гидрофизических, гидрохимических и гидробиологических параметров морской воды.

Временная изменчивость величины кавитационных порогов морской воды в различных районах Мирового океана имеет сложный характер и связана с сезонными и суточными изменениями концентрации и распределения по размерам зародышей кавитации. Суточная изменчивость величины кавитационных порогов связана с наличием общего суточного ритма гидрологических, гидрофизических, гидрохимических и гидробиологических характеристик морской воды. Кроме того, существенное влияние на концентрацию и распределение по размерам зародышей кавитации в приповерхностном слое морской воды оказывают погодные условия. Одним из важнейших факторов, влияющих на многие процессы в приповерхностном слое океана, является карбонатная система морской воды. Состояние карбонатной системы влияет как на процессы неживой части океана (газообмен на границе морская вода/атмосфера, образование и растворение карбонатов и т.д.), так и на процессы, связанные с живой материей. В первую очередь, это процессы фотосинтеза, то есть выделение кислорода и поглощение углекислого газа, окисление органического вещества, то есть поглощение кислорода и выделение углекислого газа, растворение карбонатов и осаждение

карбонатов. Таким образом, элементы карбонатной системы, одним из которых является щелочность Alk, мг-экв/л, являются индикаторами присутствия в воде планктона и углекислого газа. Хорошо известна суточная миграция планктона по глубине. В темное время суток планктон находится в верхнем слое воды, с рассветом планктон начинает мигрировать вглубь, на расстояние около ста метров.

Настоящая работа посвящена изучению изменчивости кавитационных порогов морской воды в «спокойном» в гидрологическом смысле районе Мирового океана. В 11 рейсе НИС «Академик Александр Виноградов» был сделан разрез по 150° в.д. от 4° ю.ш. до 4° с.ш. На рис. 1 приведены изолинии величины кавитационных порогов в относительных единицах и изолинии щелочности Alk, мг-экв/л. Изменчивость температуры и солености по пространству и во времени в этом районе крайне незначительна. Изменчивость же кавитационной прочности существенна и составляет на глубине 25 м около 100%. Кроме того, эта изменчивость носит явный периодический по пространству характер. Изменчивость щелочности также имеет периодический характер в районе от 4° ю.ш. до 2° с.ш., севернее величина щелочности уменьшается и имеет «изрезанный» характер по широте и глубине (рис. 1, слева). Такое распределение величин кавитационных порогов и щелочности наводит на мысль о существенном влиянии на их величину временного фактора (времени суток).

Чтобы выяснить существование такой зависимости, были построены временные ряды величины кавитационных порогов и щелочности

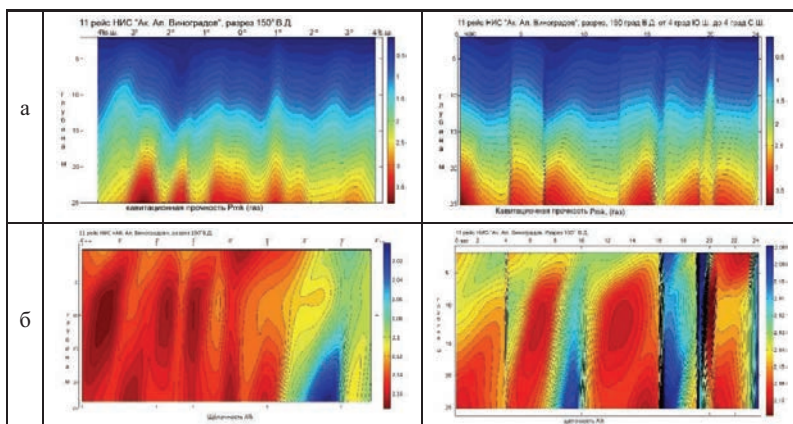


Рис. 1. Временные ряды величины кавитационной прочности и изменчивость щелочности.

в пределах от 00 часов до 24 часов. Эти зависимости приведены на рис. 1 справа. Изменчивость величины кавитационных порогов на разных глубинах имеет разный характер, но остается периодичной, с периодом приблизительно равным пяти часам. То же самое можно сказать об изменчивости щелочности. Ярко выраженной суточной зависимости этих параметров морской воды не наблюдается.

## Литература

1. Гуленко И.И., Корец В.Л., Мальков В.В. Некоторые вопросы методики измерения кавитационных порогов. В кн.: Симпозиум по физике акусто-гидродинамических явлений. Сухуми, 1975. С. 35–39.
2. Puyichev V.I., Koretz V.L., Melnikov N.P. Spectral characteristics of acoustic cavitation // Ultrasonics. 1989. Vol. 27. P. 357–361.
3. Мельников Н.П., Елистратов В.П. Мезомасштабная пространственная изменчивость кавитационных порогов морской воды // Акустический журнал. 2017. Т. 63. № 2. С. 187–195.
4. Перник А.Д. Проблемы кавитации. Л.: Судостроение, 1966. 1966.
5. Акуличев В.А., Буланов В.А. Акустические исследования мелкомасштабных неоднородностей в морской среде. Владивосток, 2017.
6. Ильичев В.И., Елистратов В.П., Корец В.Л., Мельников Н.П. Широкая изменчивость кавитационной прочности морской воды // Доклады РАН. 1992. Т. 324. № 5. С. 1108–1110.
7. Мельников Н.П., Елистратов В.П. Временная изменчивость кавитационных порогов морской воды // Ученые записки физического факультета Московского университета. 2014. № 6. 146340 (1–7).

**N.P. Melnikov, A.N. Melnikova**

## **SMALL-SCALE VARIABILITY OF CAVITATION STRENGTH SEAWATER IN THE EQUATORIAL PART OF PACIFIC OCEAN**

*Radiophysical Research Institute  
National Research Lobachevsky State University  
of Nizhny Novgorod (NIRFI UNN), Russia, 603950, Nizhny Novgorod,  
ul. Bolshaya Pecherskaya, 25/12a,  
Tel.: 8(920)077-43-52, E-mail: melnikov50@mail.ru*

The spatial variability of the cavitation strength of seawater and, accordingly, the value of cavitation thresholds can be divided into global, mesoscale and small-scale variability. The value of the cavitation threshold of any liquid is determined by the method of its measurement, as well as the concentration of “cavitation nuclear” of various nature, their distribution by size and space. Therefore, the variability of sea water cavitation thresholds at different spatial scales is also determined by the presence of “cavitation nuclear” in the water. The presence of small bubbles in the surface layer of sea water is influenced

by many factors: surface waves, the concentration of dissolved gases, the concentration of hydrophobic suspensions, the presence of plankton and its life activity, cosmic radiation and the concentration of radioactive elements, the presence of impurities that affect on the surface tension coefficient and water viscosity, and so on. It can be assumed that the small-scale variability of cavitation thresholds of seawater, especially in a “quiet” areas in the hydrological sense, is mainly associated with the presence and activity of plankton.

The paper presents the results of measurements of the value of cavitation thresholds and alkalinity of sea water in the section 150°E across the equator from 4°S to 4°N. A significant periodic spatial variability with a period of about 1° is found. There is no pronounced relationship between the value of sea water cavitation thresholds and the time of day.

**Keywords:** cavitation strength, cavitation strength of seawater

### References

1. Gulenko I.I., Korets V.L., and Malkov V.V. Some questions of the method of measuring cavitation thresholds. In the book.: Symposium on the physics of acoustic-hydrodynamic phenomena, Sukhumi, 1975, pp. 35–39.
2. Ilyichev V.I., Koretz V.L., and Melnikov N.P. Spectral characteristics of acoustic cavitation. *Ultrasonics*, 1989, Vol. 27, pp. 357–361.
3. Melnikov N.P. and Elistratov V.P. Mesoscale Spatial Variability in Seawater Cavitation Thresholds. *Acoustical Physics*, 2017, Vol. 63, No. 2, pp. 196–203.
4. Pernik D. Problems of cavitation. Leningrad: Shipbuilding, 1966.
5. Akulichev V.A. and Bulanov V.A. Acoustic studies of small-scale inhomogeneities in sea water. Vladivostok: POI FEB RAS, 2017, 411 p.
6. Ilichev V.I., Elistratov V.P., Korets V.L., and Melnikov N.P. Latitudinal variability of cavitation strength of sea water. *Doklady of RAS*, 1992, Vol. 324, No. 5, pp. 1108–1110.
7. Melnikov N.P. and Elistratov V.P. Time variability of cavitation thresholds of sea water. *Scientific notes of the faculty of physics of the Moscow University*, 2014, No. 6, 146340 (1–7).

**В.Е. Прохоров**

## **АКУСТИЧЕСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ПРИ СОУДАРЕНИИ КАПЛИ ПРОИЗВОЛЬНОЙ ФОРМЫ С ПОВЕРХНОСТЬЮ ВОДЫ**

*Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН  
Россия, 119526, Москва, пр-т Вернадского, 101/1,  
Тел.: 8(495) 434-60-63; 434-00-17, E-mail: prohorov@ipmnet.ru*

Рассматривается излучение высокочастотного звука в начальной стадии соударения капли с водной поверхностью в теоретической и экспериментальной постановке. Конечная формула ударного импульса содержит скорость соударения и текущие геометрические параметры донного сегмента, форма которого фиксируется на момент последнего перед столкновением видеокadra. Огибающая форма аппроксимируется непрерывной функцией, с помощью которой моделируется расширение горизонтального сечения донного сегмента с поверхностью и рассчитывается амплитуда ударного импульса. Результаты расчета удовлетворительно согласуются с данными акустических измерений.

**Ключевые слова:** капля, свободная поверхность, столкновение, звук, излучение, локальные параметры, моделирование, видеосъемка, гидрофон

При столкновении капли с водной поверхностью реализуются различные механизмы излучения звука: в начальной стадии доминирует ударная компонента, обусловленная сверхзвуковым расширением контактного контура, образуемым донным сегментом капли с поверхностью, а на последующих стадиях (десятки миллисекунд после контакта) – вступает в действие резонансное звучание воздушных пузырей, отрывающихся от подводных каверн [1, 2]. Резонансное излучение крайне нестабильно, размеры и количество отрывающихся пузырей заметно разнятся от опыта к опыту, и в результате сильно различаются параметры излучаемых звуковых пакетов – частота, амплитуда, длительность [3].

Ударный импульс устойчиво появляется при каждом столкновении, при условии, что конечная скорость капли превышает пороговое значение, определяемое поверхностным натяжением и вязкостью [4].

Аналитическое описание ударного излучения построено на основе заимствований из теории, разработанной для капли/твердой сферы, соударяющейся с твердой/жидкой поверхностью [5–7]. Подход осно-



ван на предположении о целостности капли в течение крайне короткой сверхзвуковой стадии сверхзвуковой стадии расширения.

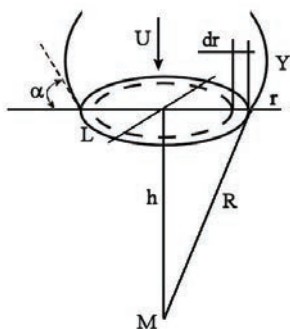
Поскольку рассматривается капля правильной формы – сферической [5], или сфероидальной [6], то конечные формулы расчета давления – радиус сферы или размеры полуосей сфероида.

Однако в реальности капля осциллирует по форме при падении. В серии повторяющихся опытов конечная форма меняется случайным образом, а сопутствующие ударные акустические импульсы столь же случайно меняются по амплитуде от опыта к опыту [8], без связи с известными теоретическими формулами.

В [4] показано, что теорию и эксперимент удастся в какой-то мере согласовать, если вместо идеальных характерных размеров подставить локальные значения скорости и линейного размера на момент контакта. Для получения достаточной точности требуется высокая степень дискретизации контактной зоны на временном интервале порядка 10 нс. Однако инструменты, способные обеспечить такое разрешение, пока отсутствуют.

В настоящей работе измеренная штатными средствами дискретная последовательность координат профиля капли аппроксимируется непрерывной функцией, посредством которой моделируется движение профиля донного сегмента капли, зафиксированного в последнем кадре перед столкновением. Использование непрерывной функции позволяет восстановить радиус и скорость расширяющегося контактного контура с достаточным для сверхзвуковой стадии временным разрешением и вычислить ударное давление. Степень соответствия расчетных и экспериментальных значений ударного импульса свидетельствует об адекватности физической модели, в основе которой – целостность капли.

Рассматривается случай с осевой симметрией, когда ударное излучение принимается в точке на продолжении линии падения капли



(рис. 1). Выбор простой геометрии позволяет провести экспериментальную проверку с помощью единственного гидрофона.

Рис. 1. Геометрия задачи при соударении капли с поверхностью.  $Y$  – свободная поверхность капли,  $L$  – контур сечения капли поверхностью жидкости,  $M$  – точка приема излучения.

Водяная капля свободно падает на поверхность воды и сталкивается с ней на скорости  $U$ . Донный сегмент капли не разрушается при ударе и сохраняет целостность в пределах конечного, хотя и крайне малого, временного интервала, в течение которого его нижняя оконечность продолжает движение вглубь жидкости с постоянной скоростью  $U$ . Форма нижнего сегмента капли принимается фиксированной на момент съемки последнего перед приводнением кадра. Излучение звука при радиальном расширении контура  $L$  со сверхзвуковой скоростью эквивалентно суммарному действию распределенных по контуру элементарных источников объемом  $dV$  и плотностью  $q$ , так что каждый из них характеризуется объемной скоростью  $dQ = q \cdot dV$ . В данных переменных уравнение распространения звука выглядит [9]:

$$\Delta p - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = -\rho \frac{\partial q}{\partial t},$$

стандартное решение которого:

$$p(R, t) = \rho \frac{\partial}{\partial t} \int_V \frac{dQ(\tau)}{4\pi R},$$

где  $\tau = t - R/c$ ,  $c$  – скорость звука в воде. При заданной геометрии (рис. 1):

$$dQ = U \cdot dS = U \cdot 2\pi r \cdot dr = 2\pi UR \cdot dR, \text{ и условиях } h = \text{const}, h \gg r$$

$$p(R, t) = \frac{\rho}{2} \frac{d}{dt} \int_0^{R(\tau)} U \cdot dR = \frac{\rho U}{2} \frac{dR(\tau)}{dt}. \quad (1)$$

Так как  $r \cdot \dot{r} = R \cdot \dot{R}$ , то  $\frac{dR(\tau)}{dt} = \frac{r}{R} \frac{dr}{d\tau} \frac{d\tau}{dt} \approx \frac{r\dot{r}(\tau)}{h} \left( 1 - \frac{1}{c} \frac{dR(\tau)}{dt} \right)$ , откуда

$$\frac{dR(\tau)}{dt} = \frac{\dot{r}}{h/r + \dot{r}/c} \text{ и } p(r, t) = \frac{\rho U \dot{r}}{2} \frac{1}{h/r + U_e/c}. \quad (2)$$

В диапазоне естественных скоростей соударения, о которых речь в данной работе, справедливо:

$$p(r, t) = \frac{\rho U \dot{r}}{2} \frac{r}{h} = \frac{\rho U^2 r}{2h} \text{ctg } \alpha, \quad (3)$$

учитывая очевидное соотношение:

$$r = U \operatorname{ctg} \alpha, \operatorname{ctg} \alpha = (dy/dr)^{-1},$$

где  $\alpha$  – угол между касательной к профилю вертикального сечения капли и осью  $r$  (рис. 1).

В отличие от известных представлений [5, 6], где форма капли принимается фиксированной и фигурирует в условиях задачи через радиус сферы или полуоси сфероида, конечное выражение (3) записано в терминах локальных переменных, учитывающих наряду со скоростью текущие показатели размера ( $r$ ) и формы донного сегмента капли ( $\operatorname{ctg} \alpha$ ).

Радиус контура  $y(t)$   $r(t)$ , ограничивающего окружность сечения капли поверхностью, определяется решением:  $y(t) - Ut = 0$ , где  $y(t)$  – контур вертикального сечения донного сегмента, являющийся частью огибающей  $Y(t)$  плоского изображения (видеокадра) капли. Огибающая  $Y$  получена с помощью специальной компьютерной обработки, выделяющей на видеокадре высокоградиентную границу изображения капли. В качестве  $y(t)$  выделялся небольшой участок огибающей, включающий точку контакта. Участок аппроксимировался аналитической функцией (полиномом 5-й степени), после чего моделировалось его движение вниз со скоростью  $U$  на временном интервале 0.1–10 нс с шагом 0.1 нс. Таким образом, было получено 100 значений радиуса  $r$  контактного контура, его временной производной  $r$  и  $\operatorname{ctg} \alpha$ . По начальным значениям  $r$ ,  $\operatorname{ctg} \alpha$  и скорости приведения  $U$  (определялась по видеокадрам) вычислялся ударный импульс (3). Расчетное значение сравнивалось с измеренным давлением.

Капля воды отрывалась под собственным весом от сопла диаметром 4 мм и падала на водную поверхность.

Видеосъемка производилась камерой «Optronis CR3000x2» на скорости 10000 к/с с пространственным разрешением 0.04 мм. Ударный импульс измерялся гидрофоном ГИ800, погруженным на глубину  $h$ .

Текущий линейный размер и угол  $\alpha$  заданы формой донного сегмента, которая уникальна в каждом опыте. В свою очередь, начальные значения  $r$  и  $\operatorname{ctg} \alpha$  вместе со скоростью столкновения  $U$  определяют амплитуду  $p_m$  ударного импульса (3). Последовательности форм, реализуемых в серии опытов, соответствует последовательность параметра:  $\chi = U^2 r \cdot \operatorname{ctg} \alpha$ .

В соответствии с (3), при неизменной (в каждом опыте) форме, экспериментальная зависимость ударного давления от  $\chi$  в серии опытов должна быть линейной.

На рис. 2 приведены амплитуды ударного давления, измеренные в повторяющихся опытах при падении капли с двух различающихся вы-

сот. Прямая 1 получена согласно (3) подстановкой измеренной скорости приводнения  $U$  и начальных значений  $r$  и  $\text{ctg}\alpha=(dy/dr)^{-1}$ , рассчитанных по профилю формы  $Y$ .

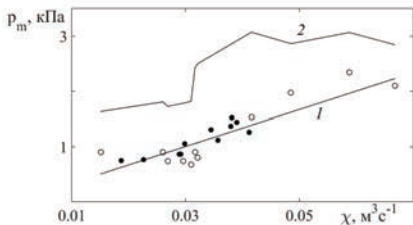


Рис. 2. Амплитуда  $p_m$  ударного давления в повторяющемся опыте при фиксированной высоте отрыва капли в зависимости от  $\chi = U^2 r \times \text{ctg}\alpha$ . Эксперимент:  $H = 112$  (точки) и  $122$  (кружки) см. 1 – теория [3], 2 – расчет по интегральным параметрам капли-сфероида [6].

Обе серии экспериментальных точек группируются вблизи теоретической зависимости (3), которая является линейной функцией аргумента  $\chi = U^2 r \times \text{ctg}\alpha$  (рис. 2, прямая 1).

Разброс значений вызван в основном случайными смещениями рабочей точки АЧХ гидрофона из-за нестабильности спектра ударного импульса и погрешностью при фиксации момента приводнения капли. Среднее значение отклонения экспериментальных данных  $p_e$  от прямой (3) составляет  $\mu = \langle |p_e - p| / p_e \rangle = 0.18$ .

Кривая 2 на рис. 2 – амплитуда  $P_s$  ударного давления, рассчитанная согласно  $P_s = \rho U^2 a^2 b / (2h)$  в приближении формы капли к правильным сфероидам [6], где  $a$  и  $b$  – горизонтальная и вертикальная полуоси капли, в качестве которых подставлены максимальные горизонтальный и вертикальный размеры, взятые из конечного видеокadra. Кривая 2 лежит значительно выше прямой 1 и реально измеренных данных, и это не только масштабное отличие – видно, что в поведении экспериментальных данных и кривой 2 мало подобия.

В экспериментах с изменяющейся высотой поведение скорости усложняется в еще большей степени (кривая 1, рис. 3а) – слабый рост скорости с высотой сопровождается колебаниями с размахом до 25% текущего значения. При этом скорость остается ниже гравитационной кривой  $\sqrt{2gH}$ .

Несмотря на сложный характер изменчивости скорости и формы капли, экспериментальные данные ударного давления хорошо группируются вдоль зависимости  $p(\chi)$  (прямая 1) со средней величиной отклонения  $\mu = 0.15$ . Нарастание амплитуды давления слабо коррелировано с ростом высоты отрыва  $H$  – как высокие, так и низкие амплитуды давления распределены во всем диапазоне высот. Расчет по интегральным параметрам капли-сфероида [6] дает кривую 2, резко отличающуюся по амплитуде и форме от экспериментальной кривой.

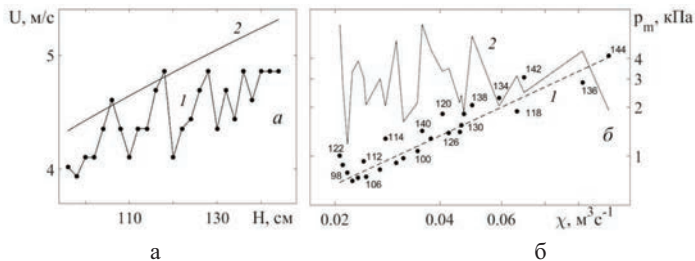


Рис. 3. а – Скорость приведения капли в диапазоне высоты отрыва  $H = 96\text{--}144$  см, 1 – расчет по видеокдрам, 2 –  $\sqrt{2gH}$ , б – зависимости амплитуды ударного импульса от  $\chi = U^2 r \times \text{ctg} \alpha$  (масштаб – двойной логарифмический). Точки – эксперимент (числа указывают выборочно высоту  $H$  отрыва капли), 1 – теория [3], 2 – расчет  $P_s$  по интегральным параметрам капли-сфероида [6].

Форма капли, приобретаемая при подлете к водной поверхности, от опыта к опыту меняется случайным образом, однако в каждом опыте на стадии ударного излучения она сохраняет постоянство – об этом свидетельствует согласие расчетных и измеренных акустических данных.

Эксперименты выполнены на Гидрофизическом комплексе для моделирования гидродинамических процессов в окружающей среде и их воздействия на подводные технические объекты, а также распространения примесей в океане и атмосфере (ГФК ИПМех РАН).

Работа поддержана грантом РФФИ №18-05-0087.

## Литература

1. Phillips S., Agarwal A., Jordan P. The Sound Produced by a Dripping Tap is Driven by Resonant Oscillations of an Entrapped Air Bubble // Sci Rep. 2018. Vol. 8. P. 9515.
2. Prosperetti A., Oguz H.N. The impact of drops on liquid surfaces and the underwater noise of rain // Annu. Rev. FluidMech. 1993. Vol. 25. P. 577–602.
3. Прохоров В.Е., Чашечкин Ю.Д. Излучение последовательности звуковых пакетов при падении капли на водную поверхность // ДАН. 2012. Т. 443. № 1. С. 48–52.
4. Прохоров В.Е. Влияние молекулярных эффектов на излучение звука при низкоскоростном столкновении капли с поверхностью воды // ЖЭТФ. 2018. Т. 153. № 4. С. 584–589.
5. Guo Y.P., Williams J.E. A theoretical study on drop impact sound and rain noise // J. Fluid Mech. 1991. Vol. 227. P. 345–355.
6. Howe M.S., Hagen N.A. On the impact noise of a drop falling on water // Journal of sound and vibration. 2011. Vol. 330. P. 625–635.
7. Field J.E. The physics of liquid impact, shock wave interactions with cavities, and the implications to shock wave lithotripsy // Phys. Med. Biol. 1991. Vol. 36. No. 1. P. 1475–1484.
8. Чашечкин Ю.Д., Прохоров В.Е. Структура первичного звукового сигнала при столкновении свободно падающей капли с поверхностью воды // ЖЭТФ. 2016. Т. 149. № 4. С. 864–875.
9. Morse P. Vibration and Sound. McGraw-Hill Book Company Inc., 1948.

**V.E. Prokhorov**

## **ACOUSTIC EMISSION IN THE COLLISION OF A DROP OF A RANDOM FORM WITH A WATER SURFACE**

*Ishlinsky Institute for Problems in Mechanics RAS  
Pr-ct Vernadskogo, 101/1, Moscow, Russia, 119526,  
Tel.: (495) 434-60-63; 434-00-17, E-mail: [prokhorov@ipmnet.ru](mailto:prokhorov@ipmnet.ru)*

Emission of high-frequency sound is considered in the initial stage of collision of a drop with a water surface in a theoretical and experimental setting. The final formula of the shock pulse contains the collision velocity and current geometric parameters of the bottom segment, the shape of which is fixed at the time of the last video frame before the collision. The envelope of the form is approximated by a continuous function, with the help of which the expansion of the horizontal section of the bottom segment by the surface is simulated and the amplitude of the shock pulse is calculated. The calculation results are in satisfactory agreement with the data of acoustic measurements.

**Keywords:** drop, free surface, collision, sound, radiation, local parameters, modeling, video filming, hydrophone

**Acknowledgment:** This work was supported by the RFBR grant No. 18-05-0087. The work was supported by the RFBR grant No. 18-05-0087.

### **References**

1. Phillips S., Agarwal A., and Jordan P. The Sound Produced by a Dripping Tap is Driven by Resonant Oscillations of an Entrapped Air Bubble. *Sci Rep.*, Vol. 8, 9515.
2. Prosperetti A. and Oguz H.N. The impact of drops on liquid surfaces and the underwater noise of rain. *Annu. Rev. FluidMech.*, 1993, Vol. 25, pp. 577–602.
3. Prokhorov V.E. and Chashechkin Yu.D. Emission of a sequence of sound packets when a drop falls on a water surface. *DAN*, 2012, Vol. 443, No. 1, pp. 48–52.
4. Prokhorov V.E. Influence of molecular effects on sound emission at low-speed collision of a drop with a water surface. *ZhETF*, 2018, Vol. 153, No. 4, pp. 584–589.
5. Guo Y.P. and Williams J.E. A theoretical study on drop impact sound and rain noise. *J. Fluid Mech.*, 1991, Vol. 227, pp. 345–355.
6. Howe M.S. and Hagen N.A. On the impact noise of a drop falling on water. *Journal of sound and vibration*, 2011, Vol. 330, pp. 625–635.
7. Field J.E. The physics of liquid impact, shock wave interactions with cavities, and the implications to shock wave lithotripsy. *Phys. Med. Biol.*, 1991, Vol. 36, No. 1, pp. 1475–1484.
8. Chashechkin Yu.D. and Prokhorov V.E. The structure of the primary sound signal when a freely falling drop collides with the water surface. *ZhETF*, 2016, Vol. 149, Vol. 4, pp. 864–875.
9. Morse P. *Vibration and Sound*. FFI, McGraw-Hill Book Company Inc., 1948.

**И.Р. Сабиров<sup>1</sup>, С.Н. Сергеев<sup>1,2</sup>, А.С. Шуруп<sup>1,2,3</sup>**

## **ВЫДЕЛЕНИЕ АКУСТИЧЕСКИХ МОД МЕТОДАМИ ШУМОВОЙ ИНТЕРФЕРОМЕТРИИ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ РАССТОЯНИЯ МЕЖДУ ПРИЕМНЫМИ ГИДРОФОНАМИ**

<sup>1</sup> МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, кафедра акустики Россия, 119992, ГСП-2 Москва, Ленинские горы, 1/2,

Тел. 8(495)939-30-81, E-mail: [sabirov.ir14@physics.msu.ru](mailto:sabirov.ir14@physics.msu.ru)

<sup>2</sup> Институт океанологии им. П.П. Ширшова РАН

Россия, 117218, Москва, Нахимовский пр., 36,

Тел. 8(495)380-41-50, E-mail: [sergeev@lanat.ru](mailto:sergeev@lanat.ru)

<sup>3</sup> Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН

Россия, 123242, г. Москва, Б. Грузинская ул., 10/1,

Тел.: 8(499) 254-90-80; E-mail: [shurup@physics.msu.ru](mailto:shurup@physics.msu.ru)

Рассматривается возможность выделения мод, то есть идентификации их номеров и оценки параметров, которые могут быть использованы для решения обратной задачи восстановления характеристик волновода, при различном расстоянии между одиночными гидрофонами. В качестве исходных данных рассматривается корреляция шумовых сигналов от естественных источников моря (шумовая интерферометрия). Когда волноводная дисперсия позволяет распространяющимся модам разделиться (большое расстояние между гидрофонами), происходит выделение отдельных мод из спектрограммы взаимной корреляционной функции шумов. В случае небольших расстояний между гидрофонами используется обнаруженная авторами возможность оценки критических частот мод на основе скачков фазы функции взаимной корреляции шумов.

**Ключевые слова:** выделение акустических мод, шумовая интерферометрия, шумы, гидрофоны, частоты мод, методы гидроакустики

Вызвавший большой интерес разных авторов в последнее время [1–2] метод шумовой интерферометрии в своем применении к задачам гидроакустики прошел стадии теоретического обоснования [3–4] и апробирование в виде отдельных экспериментов [5–6], в целом подтвердивших его принципиальную работоспособность. На следующей стадии возникают вопросы, касающиеся возможностей практического применения, например, выбор различных режимов в зависимости от конкретной задачи, решаемой рассматриваемым методом. Цель данной

работы – предложить практические схемы использования метода шумовой интерферометрии для выделения акустических мод (в целях последующего восстановления параметров водного слоя и дна) акваторий мелкого моря разных размеров.

Отличительной особенностью рассматриваемого подхода является выделение акустических мод по корреляции шумовых сигналов, принятых одиночными гидрофонами. Для выделения отдельных мод по данным с одиночных гидрофонов (без использования вертикальных антенн) изначально предполагалось использовать дисперсионное «разбегание» мод, если горизонтальное расстояние между приемными гидрофонами позволяет модам разделиться вследствие дисперсии, которая, как правило, тем больше, чем меньше глубина волновода.

Однако проведенное численное исследование особенностей спектрограммы функции взаимной корреляции шумов и сопоставление полученных результатов с данными натурных измерений продемонстрировало [7], что дисперсионные кривые, наблюдаемые в спектрограмме, в случае больших расстояний между гидрофонами, при уменьшении этого расстояния трансформируются в отдельные максимумы, локализованные как по частоте, так и по временной задержке. Для численного моделирования бралась модель Пекериса с параметрами, близкими к эксперименту [5–6]. Скорость звука в водном слое считалась постоянной и равной 1538 м/с, в дне – 1770 м/с, глубина моря бралась 100 м, отношение плотностей в дне и воде – 1.8, рассматривалось распространение первых четырех мод, которые наблюдались в эксперименте [6].

На рис. 1 показана эволюция спектрограммы корреляционной функции сигналов с двух гидрофонов, разнесенных на расстояния 1 км (рис. 1а), 5 км (рис. 1б) и 500 км (рис. 1в). Из серии рисунков хорошо видно, что на расстоянии  $\approx 1$  км моды еще не разделились: спектрограмма представляет собой набор локализованных по частоте и времени максимумов – «пятен».

Численное моделирование показало [7], что причиной возникновения подобных «пятен» может быть как межмодовая (в области частот, где поле формируется несколькими модами), так и внутримодовая интерференция. В последнем случае за счет наличия минимума групповых скоростей, а также в областях, где дисперсионная кривая достаточно пологая, мода одного номера на разных частотах может распространяться с примерно одинаковой скоростью, т.е. разные частоты могут присутствовать в одно и то же время в одной и той же пространственной области и, как следствие, могут конструктивно интерферировать, формируя тем самым локальные максимумы поля. Также «пятна» в спек-



программе могут соответствовать точке стационарной фазы в области минимума групповых скоростей мод [7], формирующей волну Эйри. Наиболее ярко влияние минимума групповой скорости проявляется в частотной области, где присутствует только низшая мода. В этом случае межмодовая интерференция отсутствует, а внутримодовая оказывается незначительной по сравнению с вкладом волны Эйри. В итоге, «пятно» в спектрограмме соответствует минимуму групповой скорости низшей моды, что позволяет оценить значение этой частоты, а также минимальную групповую скорость первой моды.

При увеличении расстояния между гидрофонами вид спектрограммы функции взаимной корреляции шумов изменяется. На расстоянии  $\approx 5$  км (соответствует поставленному во Флоридском проливе эксперименту [5–6]) моды уже разделяются на спектрограмме (для выделения мод в этом случае из экспериментальных данных могут применяться «скручивающие» операторы [1, 6]), однако моды еще не могут быть выделены во времени (рис. 1г). На больших расстояниях ( $\approx 500$  км) моды разделены и на спектрограмме корреляционной функции (рис. 1в), и во времени, что и следовало ожидать.

Таким образом, при небольших расстояниях, на которых моды еще не сильно разделились из-за дисперсии, использование метода шумовой интерферометрии требует дополнительных усилий. В этом случае, как показал анализ модельных и экспериментальных данных, работа с сигналом в полосе частот, где заведомо возбуждена только низшая гидроакустическая мода, обладает рядом преимуществ [4, 7]. Во-первых, в этом случае удается однозначно интерпретировать наблюдаемый максимум спектрограммы (он всегда соответствует точке стационарной фазы – минимуму групповой скорости – ввиду того, что межмодовая интерференция исключена в этом случае), что дает дополнительную информацию для решения обратной задачи; во-вторых, подтверждено, что время накопления шумового сигнала, требуемое для достижения приемлемого (для оценки времен распространений) значения отношения «сигнал/помеха», существенно уменьшается при рассмотрении именно этого частотного диапазона (где поле формируется только первой модой), что соответствует полученным ранее теоретическим результатам о преимуществе одномодовой корреляционной обработки шумового поля [4]. Также в этом случае возможна идентификация выраженных скачков фазы функции взаимной корреляции шумов, соответствующих критическим частотам гидроакустических мод [8]. Получаемая экспериментальная оценка критических частот мод разных номеров также может использоваться в качестве исходной информации для решения обратной задачи.

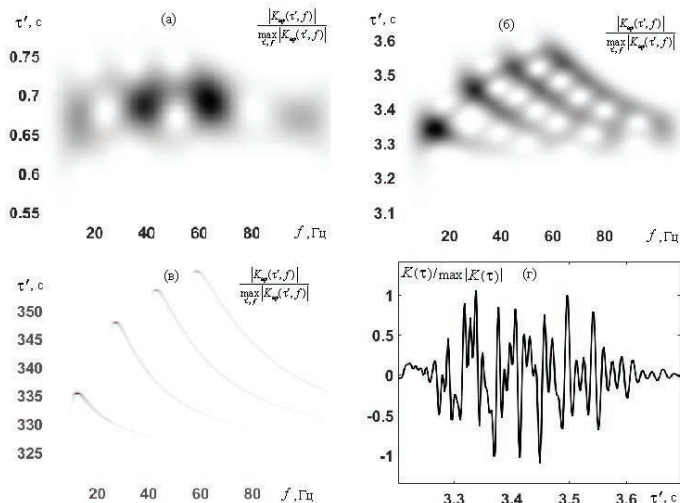


Рис. 1. Эволюция нормированной спектрограммы корреляционной функции при увеличении расстояния между гидрофонами: 1 км (а), 5 км (б), 500 км (в). Разделение мод во времени: расстояние между гидрофонами 5 км – моды не разделимы во времени (г), но разделимы на спектрограмме (б).

Таким образом, можно сделать вывод о возможности выделения отдельных мод в пассивной схеме при использовании двух пространственно разнесенных гидрофонов: 1) в том случае, когда расстояние между гидрофонами достаточно для того, чтобы можно было выделить моды по результатам их дисперсионного «разбегания», моды выделяются по соответствующим им отдельным корреляционным пикам (или отдельным полосам на спектрограмме); 2) в том случае, когда расстояние между отдельными гидрофонами мало и моды дисперсионно не разбегаются, необходимо работать в частотной полосе, соответствующей первым модам и выделять моды по фазовым скачкам, проявляющимся на критических частотах отдельных мод.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант 18-05-00737, а также гранта Президента РФ для научных школ № НШ 5545.2018.5.

### Литература

1. Tan T.W., Godin O.A., Brown M.G., Zaboltn, N.A. Characterizing the seabed in the Straits of Florida by using acoustic noise interferometry and time warping // J. Acoust. Soc. Am. 2019. Vol. 146. No. 4. P. 2321–2334.

2. Li F., Yang X., Zhang Y., Luo W., Gan W. Passive ocean acoustic tomography in shallow water // *J. Acoust. Soc. Am.* 2019. Vol. 145. No. 5. P. 2823–2830.
3. Godin O.A. Recovering the acoustic Green's function from ambient noise cross-correlation in an inhomogeneous moving medium // *Phys. Rev. Lett.* 2006. Vol. 97. No. 5. P. 054301.
4. Бузов В.А., Сергеев С.Н., Шуруп А.С. Использование в пассивной томографии океана низкочастотных шумов // *Акустический журнал.* 2008. Т. 54. № 1. С. 51–61.
5. Гончаров В.В., Шуруп А.С., Годин О.А., Заботин Н.А., Веденев А.И., Сергеев С.Н., Brown M.G., Шатравин А.В. Томографическая инверсия измеренных функций взаимной корреляции шумов океана в мелкой воде с использованием лучевой теории // *Акустический журнал.* 2016. Т. 62. № 4. С. 431–411.
6. Сергеев С.Н., Шуруп А.С., Годин О.А., Веденев А.И., Гончаров В.В., Муханов П.Ю., Заботин Н.А., Brown M.G. Выделение акустических мод во Флоридском проливе методом шумовой интерферометрии // *Акустический журнал.* 2017. Т. 63. № 1. С. 73–83.
7. Гринюк А.В., Кравченко В.Н., Муханов П.Ю., Сабиров И.Р., Сергеев С.Н., Шуруп А.С. Исследование особенностей спектрально-корреляционных характеристик низкочастотных шумов мелкого моря для целей пассивной томографии // *Ученые записки физического факультета Московского университета.* 2017. № 5. 1750113.
8. Сабиров И.Р., Шуруп А.С. Исследование фазы функции взаимной корреляции шумового поля океанического волновода // *Известия РАН. Серия физическая.* 2020. Т. 84. № 1. С. 106–109.

**I.R. Sabirov<sup>1</sup>, S.N. Sergeev<sup>1,2</sup>, A.S. Shurup<sup>1,2,3</sup>**

## **SEPARATION OF ACOUSTIC MODES BY NOISE INTERFEROMETRY METHODS DEPENDING ON THE DISTANCE BETWEEN RECEIVING HYDROPHONES**

*<sup>1</sup>Faculty of Physics, M.V. Lomonosov Moscow State University  
Leninskie Gory, 1/2, Moscow, Russia, 119991,*

*Tel.: 8(495)939-30-81, E-mail: sabirov.ir14@physics.msu.ru*

*<sup>2</sup>Shirshov Institute of Oceanology, Russian Academy of Sciences  
Nakhimovskiy prospekt, 36, Moscow, Russia 117997,*

*Tel.: 8(495)380-41-50, E-mail: sergeev@lanat.ru*

*<sup>3</sup>Shmidt Institute of the Physics of the Earth, Russian Academy of Sciences  
Bolshaya Gruzinskaya str., 10/1, Moscow, Russia, 123242,*

*Tel.: 8(499)254-90-80, E-mail: shurup@physics.msu.ru*

The possibility of modes separation, i.e. identifying their numbers and estimating parameters that can be used to solve the inverse problem of a waveguide characteristics reconstruction, at different distances between single hydrophones is considered. As the initial data, we consider the correlation of ambient noise signals (noise interferometry). When waveguide dispersion allows propagating modes to separate (large distance between hydrophones), individual modes are extracted from the spectrogram of the mutual noise correlation function. In the case of small distances between hydrophones, the authors use the opportunity to estimate the critical frequency of modes based on phase jumps of the noise cross-correlation function.

**Keywords:** selection of acoustic modes, noise interferometry, noise, hydrophones, mode frequencies, hydroacoustic methods

**Acknowledgment:** This work was supported by the Russian Foundation for Basic Research, grant 18-05-00737, as well as by the grant of the President of the Russian Federation for scientific schools No. NSh 5545.2018.5.

## References

1. Tan T.W., Godin O.A., Brown M.G., and Zabolin N.A. Characterizing the seabed in the Straits of Florida by using acoustic noise interferometry and time warping. *J. Acoust. Soc. Am.*, 2019, Vol. 146, No. 4, pp. 2321–2334.
2. Li F., Yang X., Zhang Y., Luo W., and Gan W. Passive ocean acoustic tomography in shallow water. *J. Acoust. Soc. Am.*, 2019, Vol. 145, No. 5, pp. 2823–2830.
3. Godin O.A. Recovering the acoustic Green's function from ambient noise cross-correlation in an inhomogeneous moving medium. *Phys. Rev. Lett.*, 2006, Vol. 97, No. 5, pp. 054301.
4. Burov V.A., Sergeev S.N., and Shurup A.S. The use of low-frequency noise in passive ocean tomography. *Acoustic Journal*, 2008, Vol. 54, No. 1, pp. 51–61.
5. Goncharov V.V., Shurup A.S., Godin O.A., Zabolin N.A., Vedenev A.I., Sergeev S.N., Brown M.G., and Shatravin A.V. Tomographic inversion of the measured cross-correlation functions of ocean noise in shallow water using ray theory. *Akust.*, 2016, Vol. 62, No. 4, pp. 431–411.
6. Sergeev S.N., Shurup A.S., Godin O.A., Vedenev A.I., Goncharov V.V., Mukhanov P.Yu., Zabolin N.A., and Brown M.G. Isolation of acoustic modes in the Florida Strait by the method of noise interferometry. *Acoustic journal*, 2017, Vol. 63, No. 1, pp. 73–83.
7. Grinyuk A.V., Kravchenko V.N., Mukhanov P.Yu., Sabirov I.R., Sergeev S.N., and Shurup A.S. Investigation of the peculiarities of the spectral-correlation characteristics of low-frequency noises of the shallow sea for the purpose of passive tomography. *Scientific notes of the Faculty of Physics of Moscow University*, 2017, No. 5, 1750113.
8. Sabirov I.R. and Shurup A.S. Investigation of the phase of the cross-correlation function of the noise field of the oceanic waveguide. *Izvestiya RAN. Physical series*, 2020, Vol. 84, No. 1, pp. 106–109.

**А.Н. Серебряный<sup>1,2</sup>, Н.Р. Рао<sup>3</sup>, Л.Л. Тарасов<sup>2</sup>**

**ВНУТРИТЕРМОКЛИННАЯ ЛИНЗА НА ШЕЛЬФЕ:  
ЕЕ АКУСТИЧЕСКОЕ ВИДЕНИЕ И ПРОХОЖДЕНИЕ ЧЕРЕЗ НЕЕ  
ВНУТРЕННИХ ВОЛН**

*<sup>1</sup>Институт океанологии им. П.П. Шириова РАН  
Россия, 117997, г. Москва, Нахимовский проспект, 36,  
Тел.: 8(499)124-59-96, E-mail: [serebryany@hotmail.com](mailto:serebryany@hotmail.com)*

*<sup>2</sup>АО «Акустический институт им. акад. Н.Н. Андреева»  
Россия, 117036, г. Москва, ул. Шверника, 4,  
Тел.: 8(499)723-63-00*

*<sup>3</sup>Catholic University of America, Washington, DC, USA*

Обсуждаются наблюдения линз теплых и соленых вод на шельфе Японского моря, осуществленные с помощью ADCP, а также традиционными методами. Представлены параметры наблюдавшихся линз, а также данные об их взаимодействии с внутренними волнами. Приводятся результаты численного моделирования прохождения внутренней волны через линзу.

**Ключевые слова:** внутритермоклинная линза, Японское море, внутренние волны, моделирование, зондирование ADCP, линзы теплых и соленых вод

### **Введение**

Одной из характерных особенностей гидрологической структуры в области шельфа, близкой к точке свала глубин, в Японском море являются линзы теплых и соленых вод, которые по своим размерам относятся к субмезомасштабным образованиям. Были проведены детальные долговременные наблюдения со стоящего на якоре судна за весь цикл прохождения линзы через точку наблюдения [1]. Был зарегистрирован интересный эффект прохождения внутренних волн через линзу, когда проходящие волны не только вызывают вертикальные смещения, но и создают попеременно зоны сжатия и утолщения тела линзы. Позже проведенные измерения с помощью акустического зондирования морской толщи доплеровским акустическим профилометром (ADCP) в заливе Петра Великого подтвердили существование линз в области над шельфом, примыкающей к материковому склону. В докладе обсуждается

один из примеров линзы, зарегистрированной ADCP, а также приводятся результаты моделирования прохождения внутренней волны через линзу.

**Акустическое наблюдение линзы.** При исследованиях на шельфе Японского моря с помощью ADCP в сентябре 2004 г. нами несколько раз пересекались акустически видимые линзы, по своим параметрам напоминавшие линзу, описанную в [1]. На рис. 1 приведена запись картины эхолокационных контрастов, полученная с помощью ADCP “RioGrande 600 kHz” на разрезе через линзу. Линза была акустически хорошо видна из-за усиленного обратного рассеяния звука, присущего ее телу (коэффициент обратного рассеяния более 60 дБ), по сравнению с окружающими водами (55 дБ). Она имела характерный горизонтальный размер 3 км и толщину в центральной части 4 м. Линза располагалась выше горизонта 29 м при глубине места 60 м. На записи ADCP также были видны вертикальные колебания тела линзы из-за прохождения короткопериодных внутренних волн.

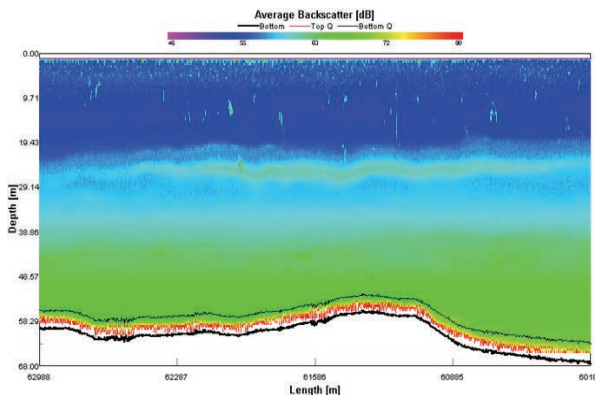


Рис. 1. Акустическое изображение внутритермоклинной линзы по данным измерения ADCP “RioGrande 600 kHz”.

Было проведено специальное исследование воздействия внутренних волн на линзу на основе численного моделирования. Для моделирования использовались параметры линзы и внутренних волн, взятые из вышеупомянутых наблюдений [1]. Наблюдение за линзой в том эксперименте проводилось с заякоренного судна в течение всего времени распространения линзы через точку наблюдения на шельфе. Линза имела диаметр около 6 км. Ее тело было наполнено более теплой и соленой водой по сравнению с окружающими водами. Инверсия температуры в теле линзы достигала почти  $1^{\circ}\text{C}$ , а перепад солёности –  $0.6\text{‰}$ . Толщина

линзы в ее центральной части – 7 м. На рис. 2 представлена эволюция температурной структуры толщи моря и толщины линзы за весь 35-часовой период наблюдения.

#### Моделирование прохождения внутренней волны через линзу.

Нами было проведено численное моделирование прохождения уединенной внутренней волны через акваторию шельфа, где располагалась линза. Решалась полная система уравнений Навье-Стокса и уравнения диффузии с помощью алгоритма, разработанного в Католическом Университете Америки [2, 3].

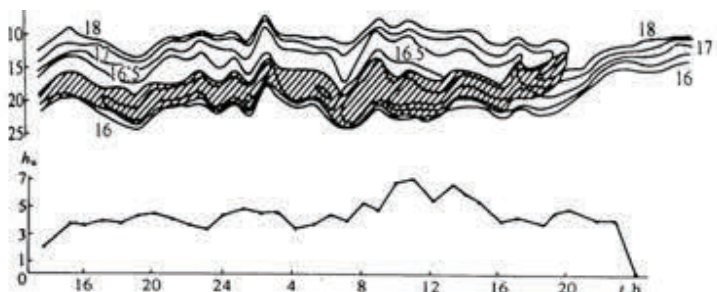


Рис. 2. Эволюция температурной структуры толщи моря (вверху) и изменение во времени толщины линзы, проходящей через точку измерения [1].

Рассматривались уравнения движения для несжимаемой, двумерной, вязкой жидкости. Задаваемые параметры линзы, внутренних волн и топографии дна были взяты из реальных данных наблюдений. Результаты моделирования представлены на рис. 3. Изначально уединенная внутренняя волна высотой 10 м, имеющая форму волны-углубления, движется по глубоководной части шельфа к берегу (рис. 3а). Достигает области шельфа, где находится линза и проходит через нее (рис. 3б), при этом область линзы (область температурной инверсии) разрушается. Далее уединенная волна подходит к прибрежной части шельфа, где происходит уменьшение глубины. В этой области находится зона смены полярности амплитуд внутренней волны. До смены полярности у волны-углубления укручивается задний фронт и уплощается передний. Это известная особенность волн, испытывающих увеличение влияния нелинейности [4]. Далее волна распадается на цуг из двух волн, который движется к берегу уже как цуг волн-возвышений (рис. 3в). Основным результатом моделирования можно считать вывод, что энергии внутренней волны оказывается достаточно для полного перемешивания инверсионной области термоклина, и, таким образом, полного разрушения линзы теплых соленых вод. Волна также передает энергию на фоновые колебания малых амплитуд в шельфовой зоне.

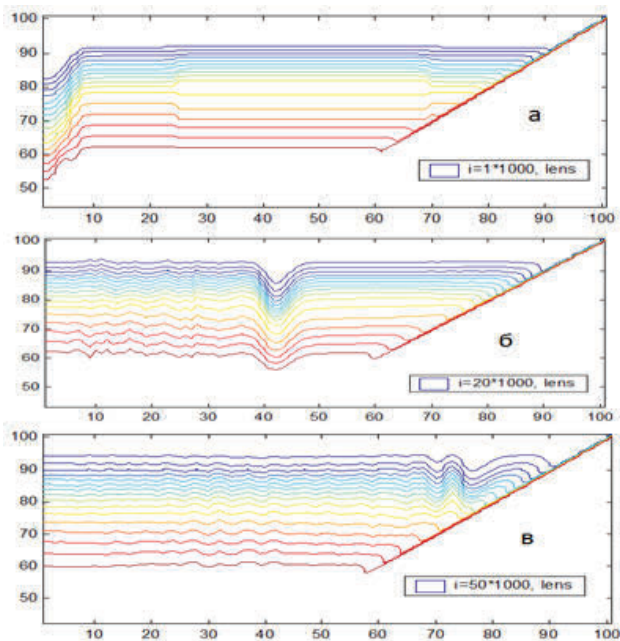


Рис. 3. Результаты численного моделирования прохождения уединенной внутренней волны через линзу.

### Заключение

Представлены экспериментальные доказательства существования на шельфе субмезомасштабных вихревых образований – внутритермоклинных линз. Показана возможность их обнаружения и регистрации акустическим методом с помощью ADCP. Численным моделированием продемонстрировано, что прохождение интенсивной уединенной внутренней волны через тело линзы ведет к ее разрушению.

Работа частично поддержана грантом РФФИ №19-05-00715.

### Литература

1. Серебряный А.Н. Долгоживущая инверсия температуры и внутренние волны на шельфе // *Океанология*. 1995. Т. 35. № 4. С. 497–504.
2. Saffarinia K., Kao T.W. A numerical study of the breaking of an internal soliton and interaction with a slope // *Dyn. Atmos. Oceans*. 1996. Vol. 23. P. 379–391.
3. Pao H.P., Serebryany A.N. Studies of intense internal gravity waves: field measurements and numerical modeling // *Advances in Engineering Mechanics Reflections and Outlooks*,



In Honor of Theodore T-Y Wu. Eds.: Chuang, Teng and Valentine. New Jersey: World Scientific, 2005. P. 286–296.

4. Серебряный А.Н., Пao К.П. Прохождение нелинейной внутренней волны через точку переворота на шельфе // ДАН. 2008. Т. 420. № 4. С. 543–547.

**A.N. Serebryany<sup>1,2</sup>, H.P. Pao<sup>3</sup>, L.L. Tarasov<sup>2</sup>**

**INTERTHERMOCLINE LENS ON THE SHELF:  
ITS ACOUSTICAL VISION AND PASSAGE OF INTERNAL  
WAVES THROUGH IT**

<sup>1</sup>*Shirshov Institute of Oceanology, Russian Academy of Sciences*

*Nakhimovskiy Prosp., 36, Moscow, Russia, 117997,*

*Tel.: 8(499)124-59-96, E-mail: serebryany@hotmail.com*

<sup>2</sup>*Andreyev Acoustics Institute*

*Shvernik Str, 4, Moscow, Russia, 117036, Tel.: 8(499)723-63-00,*

<sup>3</sup>*Catholic University of America, Washington, DC, USA*

Observations of lenses of warm and salty water on the shelf of the Sea of Japan, carried out using ADCP and traditional methods are discussed. The parameters of the observed lenses are presented, as well as data on their interaction with internal waves. The results of numerical simulation of the passage of an internal wave through a lens are presented.

**Keywords:** intrathermocline lens, Sea of Japan, inland waves, modeling, ADCP sounding, warm and salt water lenses intrathermocline lens, Sea of Japan, inland waves, modeling, ADCP sounding, warm and salt water lenses

**Acknowledgment:** This work was partially supported by the RFBR grant No. 19-05-00715.

**References**

1. Serebryany A.N. Long-lived temperature inversion and internal waves on the shelf. *Oceanology*, 1995, Vol. 35, No. 4, pp. 497–504.
2. Saffarinia K. and Kao T.W. A numerical study of the breaking of an internal soliton and interaction with a slope. *Dyn. Atmos. Oceans*, 1996, Vol. 23, pp. 379–391.
3. Pao H.P. and Serebryany A.N. Studies of intense internal gravity waves: field measurements and numerical modeling. *Advances in Engineering Mechanics Reflections and Outlooks*, In Honor of Theodore T-Y Wu, Eds.: Chuang, Teng and Valentine, New Jersey: World Scientific, 2005, pp. 286–296.
4. Serebryany A.N. and Pao K.P. Passage of a nonlinear internal wave through a turning point on the shelf. *DAN*, 2008, Vol. 420, No. 4, pp. 543–547.

**А.Н. Серебряный<sup>1,2</sup>, С-Т. Liu<sup>3</sup>, А.А. Аредов<sup>2</sup>**

## **ГЕНЕРАЦИЯ ПОДВОДНОГО ШУМА ВНУТРЕННЕЙ ВОЛНОЙ 2-ОЙ МОДЫ В ЮЖНО-КИТАЙСКОМ МОРЕ**

*<sup>1</sup>Институт океанологии им. П.П. Шириова РАН  
Россия, 117997, г. Москва, Нахимовский проспект, 36,  
Тел.: 8(499)124-59-96; E-mail: serebryany@hotmail.com*

*<sup>2</sup>АО «Акустический институт им. акад. Н.Н. Андреева»  
Россия, 117036, г. Москва, ул. Шверника, д. 4, Тел.: 8(499)723-63-00;*

*<sup>3</sup>Institute of Oceanography, National Taiwan University,  
Taipei, Taiwan, E-mail: ctliu@ntu.edu.tw*

Представлены наблюдения большой уединенной внутренней волны 2-ой моды, зарегистрированной в Южно-Китайском море, и результаты измерения, сгенерированного ею подводного шума.

**Ключевые слова:** подводный шум, Южно-Китайское море, сулой, уединенная внутренняя волна, внутренняя волна 2-ой моды, ADCP

### **Введение**

Важная роль, которую занимают внутренние волны в акустике океана, давно признана, но ее, как правило, связывают с влиянием внутренних волн на распространение звука в океане. В то же время внутренние волны могут быть источниками подводных акустических шумов. Это происходит тогда, когда внутренние волны имеют большие амплитуды и, взаимодействуя с морской поверхностью, генерируют сулой – области обрушивающихся поверхностных волн, излучающих акустические шумы в воду и в атмосферу. При исследованиях, проводимых в проливе Лусон на северо-востоке Южно-Китайского моря (ЮКМ), в мае 2006 г., была встречена уединенная внутренняя волна высотой 50 м. Она породила сулой, излучаемый подводный шум, который нам удалось зарегистрировать. Подобные наблюдения до сих пор редки. Результаты этих наблюдений представлены в докладе.

**Методика эксперимента и используемые средства.** Южно-Китайское море известно присутствием внутренних волн больших амплитуд, проявления которых в виде сликовых и сулойных полос хорошо различимы на водной поверхности [1]. В проливе Лусон НИС “Ocean Reseacher 1” проводил детальную гидрологическую съемку с 20 по 27 мая

2006 г. По договоренности с капитаном при ожидаемой встрече с цугом внутренних волн судно должно было лечь в дрейф для проведения эксперимента по регистрации подводного шума, генерируемого внутренней волной. Такой случай произошел 23 мая. При встрече с внутренней волной, зарегистрированной на экране судового радиолокатора, судно сначала прошло над ней, а затем развернулось и, уйдя на расстояние в 1 милю, легло в дрейф, ожидая подхода волны. В дрейфе была развернута применяемая система измерений, показанная на рис. 1. Главной деталью измерительной системы была капсула нейтральной плавучести на глубине 70 м с помещенным в нее ненаправленным гидрофоном. Через изолированный провод гидрофон соединялся с регистрирующей аппаратурой на борту судна. Судно было оснащено необходимыми приборами для регистрации параметров внутренних волн: ADCP “WorkHorse 150 kHz”, CTD-зонд, эхолот EK 500, радиолокатор с сохранением изображений морской поверхности каждые 5 мин. Измерения в дрейфе продолжались в течение 25 мин. За это время внутренняя волна приблизилась к судну и прошла под ним, при этом все вышеперечисленные приборы вели регистрацию.

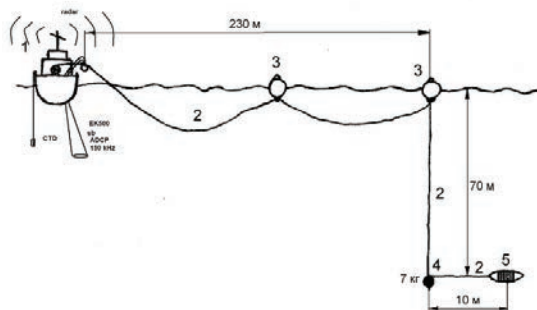


Рис. 1. Измерительная система для регистрации подводного шума с дрейфующего судна (1). Капсула нейтральной плавучести с гидрофоном (5), изолированный провод (2), буи (3), груз (4).

**Внутренняя волна 2-ой моды и ее характеристики.** Волна двигалась в северо-западном направлении со стороны подводного хребта Хен-Чун, перегораживающего пролив Лусон с севера на юг. Глубина моря в месте встречи с волной составляла 2910 м. Прохождение внутренней волны было при штилевой погоде. Волна сопровождалась уединенной полосой суоя на поверхности моря, состоящей из коротких обрушивающихся поверхностных волн, хорошо видимых на экране радиолокатора (рис. 2).



Рис. 2. Вид поверхности моря в момент прохождения внутренней волны (слева) и его радиолокационное изображение (справа).

Ширина полосы суоя в поперечнике составляла порядка 900 м. Профиль волны в верхнем 500-метровом слое моря был прослежен на записи эхолота по смещениям звукорассеивающих слоев (рис. 3). При проходе волны верхняя часть водной толщи (выше горизонта 200 м) смещалась вверх, а нижняя – вниз, что указывало на ее принадлежность ко 2-ой моде. Амплитуда волны была 50 м. По данным ADCP орбитальные течения в это время достигали 0.52 м/с. Горизонтальное течение во внутренней волне дважды меняло свою направленность на противоположную в зависимости от глубины (рис. 3), что полностью соответствует теоретическим представлениям о внутренних волнах 2-ой моды.

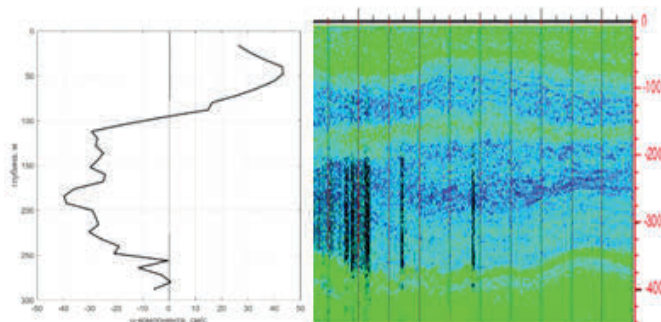


Рис. 3. Вертикальный профиль широтной компоненты течения до глубины 300 м, измеренный ADCP (слева), и запись эхолота на частоте 38 кГц при прохождении внутренней волны под судном (справа).

**Подводный шум.** Измерения при прохождении внутренней волны, проведенные гидрофоном на глубине 70 м, выявили усиление подводного шума. На рис. 4 представлена запись изменения уровня шума (после 1/3 октавной фильтрации на частоте 1 кГц) за все время прохождения

уединенной внутренней волны. Хорошо видно, что уровень шума сначала резко повышается на 5–8 дБ, а затем постепенно в течение 10 мин. спадает до фонового. Усиление подводного шума происходит при прохождении полосы сулоя, положение которой совпадает с фазой гребня внутренней волны 2-ой моды. Аналогичный эффект уже регистрировался ранее у внутренних волн больших амплитуд в Индийском океане [2, 3], но в отличие от данного случая, там источником шума были внутренние волны 1-ой моды.

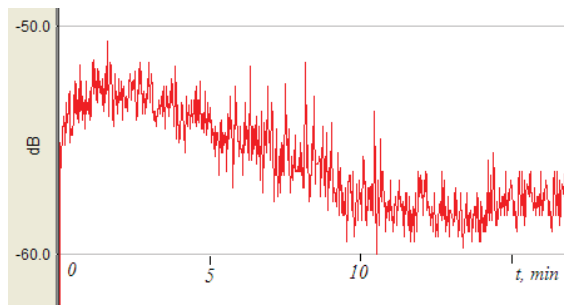


Рис. 4. Изменение уровня подводного шума на частоте 1 кГц во время прохода уединенной внутренней волны.

### Заключение

Сгенерированные в проливе Лусон внутренние волны больших амплитуд распространяются на запад, пересекают ЮКМ и выходят на шельф. При встрече с шельфом происходит эффект смены полярности амплитуд внутренних волн [4], нередко с распадом на цуги солитонов. Уединенные волны 2-ой моды, как показано в [5], также подвержены эффекту смены полярности. Во всех случаях внутренние волны в ЮКМ сопровождаются подводным шумом, имеющим характеристики близкие к рассмотренным в докладе. Регулярность появления подводных шумов этой природы в ЮКМ можно прогнозировать с полусуточной периодичностью.

Экспериментальное оборудование для измерения подводных шумов было подготовлено Н.Н. Охрименко. Работа была поддержана ONR, а также грантами РФФИ №19-05-00715 и № 20-55-S52005.

## Литература

1. Серебряный А.Н. Сlick- и suloeobrazuyushchie yavleniya v more: vnutrennie volny // Современныe проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса. 2012. Т. 9. № 2. С. 275–286.
2. Серебряный А.Н., Фурдуев А.В., Аредов А.А., Охрименко Н.Н. Шум внутренней волны большой амплитуды в океане // Доклады АН. 2005. Т. 402. № 4. С. 543–547.
3. Serebryany A., Aredov A., Okhrimenko N. Ambient noise induced by large-amplitude internal waves in the ocean // Hydroacoustics. Annual Journal. Vol. 12. Gdansk, 2009. P. 209–216.
4. Серебряный А.Н., Пао Кс. Прохождение нелинейной внутренней волны через точку переворота на шельфе // Доклады АН. 2008. Т. 420. № 4. С. 543–547.
5. Белогорцев А.С., Рыбак С.А., Серебряный А.Н. Нелинейные внутренние волны второй моды над наклонным дном // Акустический журнал. 2013. Т. 59. № 1. С. 70–76.

A.N. Serebryany<sup>1,2</sup>, C-T. Liu<sup>3</sup>, A.A. Aredov<sup>2</sup>

### UNDERWATER NOISE GENERATION BY 2<sup>nd</sup> MODE INTERNAL WAVE IN THE SOUTH CHINA SEA

<sup>1</sup>*Shirshov Institute of Oceanology, Russian Academy of Sciences*

*Nakhimovskiy pr-ct, 36, Moscow, Russia, 117997,*

*Tel.: 8(499)124-59-96, E-mail: serebryany@hotmail.com*

<sup>2</sup>*Andreyev Acoustic Institute*

*Shvernik str., 4, Moscow, Russia, 117036,*

*Tel.: 8(499)723-63-00, E-mail: serebryany@akin.ru*

<sup>3</sup>*Institute of Oceanography, National Taiwan University*

*Taipei, Taiwan, E-mail: ctliu@ntu.edu.tw*

Observations of large-amplitude solitary internal wave of mode 2 recorded in the South China Sea, and the results of measurements of underwater noise generated by it are presented.

**Keywords:** underwater noise, South China Sea, choppy waves, solitary internal wave, mode 2 internal wave, ADCP

**Acknowledgment:** Experimental equipment for measuring underwater noise was prepared by N.N. Okhrimenko. This work was supported by ONR, as well as by the Russian Foundation for Basic Research (Grant No. 19-05-00715 and No. 20-55-S52005).

## References

1. Serebryany A.N. Slick- I suloeobrazuyushchie yavleniya v more: vnutrennie volny (Slick- and suloy generating processes in the sea. Internal waves). Sovremennyye problemy distantsionnogo zondirovaniya Zemli iz kosmosa, 2012, Vol. 9, No. 2, pp. 275–286.

2. Serebryany A.N., Furduev A.V., Aredov A.A., and Okhrimenko N.N. Shum vnutrennei volny bol'shoi amplitudy v okeane (Ambient noise generated by large-amplitude internal waves in the ocean). Doklady AN, 2005, Vol. 402, No. 4, pp. 543–547.
3. Serebryany A., Aredov A., and Okhrimenko N. Ambient noise induced by large-amplitude internal waves in the ocean. Hydroacoustics, Annual Journal, Vol. 12, Gdansk, 2009, pp. 209–216.
4. Serebryany A.N. and Pao Ks. Prokhozhdenie nelineinoi vnutrennei volny cherez tochku perevorota na shel'fe (Transition of a nonlinear internal wave through an overturning point on a shelf). Doklady AN, 2008, Vol. 420, No. 4, pp. 543–547.
5. Belogortsev A.S., Rybak S.A., and Serebryany A.N. Nelineinye vnutrennie volny vtoroi mody nad naklonnym dnom (Second-mode nonlinear internal waves over a sloping bottom). Akusticheskii zhurnal, 2013, Vol. 59, No. 1, pp. 70–76.

**А.Н. Серебряный<sup>1,2</sup>, Д.М. Денисов<sup>2</sup>, Е.Е. Химченко<sup>1</sup>, О.Е. Попов<sup>3</sup>**

## **НОВАЯ ЖИЗНЬ РАСПРЕДЕЛЕННЫХ ДАТЧИКОВ-ИЗМЕРИТЕЛЕЙ ВНУТРЕННИХ ВОЛН В МОРСКОЙ СРЕДЕ**

*<sup>1</sup>Институт океанологии им. П.П. Шириова РАН  
Россия, 117997, г. Москва, Нахимовский проспект, 36,  
Тел.: 8(499)124-59-96, E-mail: serebryany@hotmail.com*

*<sup>2</sup>АО «Акустический институт им. акад. Н.Н. Андреева»  
Россия, 117036, г. Москва, ул. Шверника, 4,  
Тел.: 8(499)723-63-00*

*<sup>3</sup>Институт физики атмосферы им. А.М. Обухова РАН  
Россия, 119017, г. Москва, Пыжевский переулок, 3*

Дается описание нового измерителя внутренних волн на основе распределенного датчика температуры, основными преимуществами которого являются автономность, компактность и возможность накопления большого количества информации. Представлены примеры измерений внутренних волн этим прибором на шельфе Черного моря и показаны его возможности в составе пространственных антенн.

**Ключевые слова:** измерители, датчики-измерители, внутренние волны, измерители внутренних волн, шельф Черного моря, антенны РДТ

### **Введение**

Леонид Максимович Бреховских глубоко понимал важность явления «внутренние волны» для акустики океана [1]. В связи с этим под его руководством в Акустическом институте было начато активное изучение внутренних волн, как с точки зрения теоретических изысканий, так и экспериментальных исследований. К.Д. Сабинин и К.В. Коняев предложили распределенный датчик температуры (РДТ) в качестве средства измерений внутренних волн [2], который стал базовым элементом в экспериментальных исследованиях в океане и морях. Методика измерений внутренних волн с помощью РДТ была признана международным научным сообществом [3]. С помощью пространственных антенн РДТ были получены многие важные характеристики поля внутренних волн, и в целом, произведен прорыв в экспериментальных исследованиях внутренних волн в океане. Измерения внутренних волн проводились про-



странственными антеннами РДТ в режиме дрейфа и буксировок в океане [4], а также на шельфах морей со стационарных платформ [5]. Это дало возможность измерять все основные характеристики внутренних волн, включая их пространственные спектры. С внедрением дистанционных методов изучения внутренних волн применение контактных методов в последнее время не стало уж таким необходимым, как раньше. В то же время, благодаря достижениям электронной техники последних десятилетий, появилась возможность усовершенствовать измерители внутренних волн на основе РДТ, создавая их с большими возможностями по накоплению информации, более удобными в эксплуатации и компактными, а также полностью автономными.



Рис. 1. Автономный измеритель внутренних волн (записывающее устройство – 1, распределенный датчик температуры РДТ длиной 20 м – 2).

Измерения можно устанавливать в пределах от 2 до 60 с. Время автономной работы при дискретности 20 с не менее 6 месяцев. Абсолютная погрешность измерения температуры –  $0.1^{\circ}\text{C}$ , разрешающая способность не хуже  $0.03^{\circ}\text{C}$ .

**Сопоставление синхронных измерений автономным РДТ и термогирляндой.** Первая партия нескольких новых датчиков была изготовлена, и пробные измерения были проведены в Черном море с эстакады Института экологии АН Абхазии 15–17 июня 2018 г. Параллельно с измерениями РДТ проводились измерения гирляндой из 5 точечных

### Автономный измеритель внутренних волн.

Недавно был разработан автономный измеритель внутренних волн, внешний вид которого представлен на рис. 1, а техническое описание дано в [6]. Он конструктивно состоит из РДТ длиной 20 м и записывающего устройства. РДТ выполнен из сталебронного провода, защищенного от воды изоляционным покрытием. Погонное сопротивление провода –  $5 \text{ Ом/м}$ , температурный коэффициент сопротивления –  $0.36 \text{ Ом/К}$ , постоянная времени – 20 с. Записывающее устройство предназначено для периодической регистрации значений температуры, получаемых от РДТ. Дискретность измерений

датчиков температуры. На рис. 2 приведены полученные ряды 45-часовой записи РДТ и осредненного сигнала всех датчиков термогирлянды. Простое визуальное сопоставление двух полученных рядов показывает их подобие. Оба ряда демонстрируют синхронные колебания термоклина с вертикальным размахом до 2–3 м. Расчет частотных спектров показал, что преобладающие периоды колебаний были в пределах от единиц минут (4 мин) и нескольких десятков минут (20–40 мин) до 2 ч. Для перевода сигнала РДТ в колебания, выраженные в метрах, дважды применялась тарировка датчика путем его подъема на 1 м с последующим опусканием в исходное положение. Моменты тарировки на записи обведены штриховой линией.

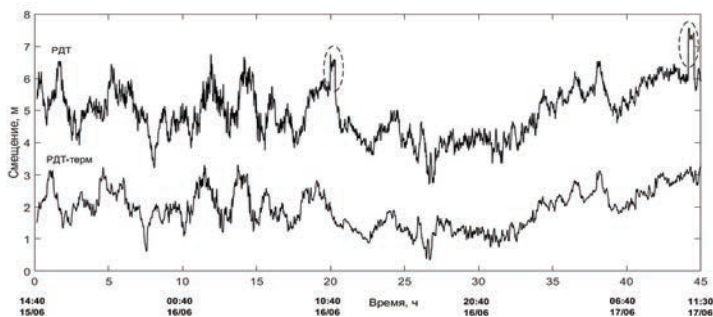


Рис. 2. Сравнение записи РДТ (вверху) и осредненного сигнала термогирлянды из пяти точечных датчиков температуры (внизу).

**Измерение пространственной антенной РДТ на шельфе.** В октябре 2019 г. с помощью пространственной антенны РДТ нами были проведены успешные измерения характеристик внутренних волн на узком крутом шельфе Черного моря в районе мыса Сухумский. Антенна состояла из 3 РДТ длиной 10 м, расположенных в углах треугольника со сторонами 115, 50 и 70 м и помещенных в слой термоклина. Глубина моря в месте постановки антенны была в пределах 56–86 м. Измерения проводились в течение 10 суток. Записи РДТ зарегистрировали почти регулярные вертикальные колебания термоклина с периодичностью 17 ч, вызванные подходящими в прибрежную зону инерционными внутренними волнами с амплитудами до 10–15 м. К гребням длинных волн были привязаны пакеты короткопериодных внутренних волн с периодами 3–8 мин. На рис. 3 показана запись одного из датчиков РДТ и рассчитанная по ней спектрограмма (текущий спектр). Проведенный анализ записей антенны РДТ выявил основное направление прихода внутренних волн с юго-восточной стороны открытого моря. Полный результат анализа характеристик внутренних волн и их особенностей представлен в [6].

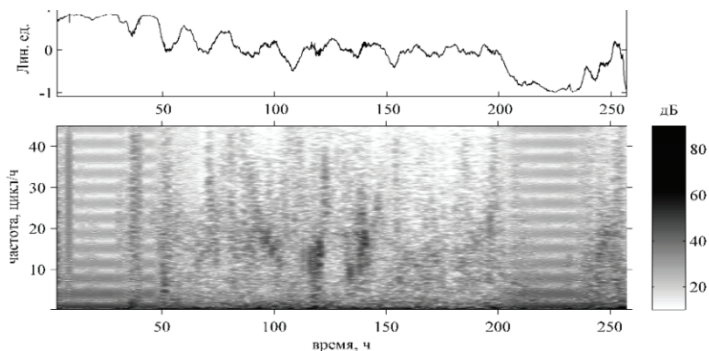


Рис. 3. Запись РДТ (вверху) и спектрограмма, показывающая привязку цугов коротких волн к гребням длинных инерционных внутренних волн.

Нами была показана способность нового автономного РДТ измерять важные характеристики внутренних волн. Использование пространственных антенн на его основе, вместе с дистанционными методами мониторинга, открывает обнадеживающие перспективы дальнейшего изучения внутренних волн морской среды.

Работа поддержана грантом РФФИ №19-52-40007.

### Литература

1. Бреховских Л.М. О некоторых проблемах акустики океана // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1968. Т. 12. С. 1291–1304.
2. Коняев К.В., Сабинин К.Д. Новые данные о внутренних волнах в море, полученные с помощью распределенных датчиков температуры // Докл. АН СССР. 1973. Т. 209. № 1. С. 86–89.
3. Филлипс О.М. Динамика верхнего слоя океана. Л.: Гидрометеиздат, 1980. 319 с.
3. Сабинин К.Д., Назаров А.А., Серебряный А.Н. Короткопериодные внутренние волны и течения в океане // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1990. Т. 26. № 8. С. 847–853.
4. Иванов В.А., Серебряный А.Н. Внутренние волны на мелководном шельфе бесприливного моря // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1983. Т. 19. № 6. С. 661–664.
5. Денисов Д.М., Серебряный А.Н. Автономный измеритель внутренних волн на основе распределенного датчика температуры // Приборы и техника эксперимента. 2019. № 2. С. 159–160.
6. Serebryany A., Popov O., Khimchenko E., Denisov D., Kenigsberger G. Internal Waves Study on Narrow Steep Shelf of the Black Sea Using Spatial Antenna of Line Temperature Sensors // Journal of Marine Science and Engineering. 2020. (в печати).

**A.N. Serebryany<sup>1,2</sup>, D.M. Denisov<sup>2</sup>, E.E. Khimchenko<sup>1</sup>, O.E. Popov<sup>3</sup>**

## **NEW LIFE OF LINE SENSORS – MEASURING INSTRUMENT OF INTERNAL WAVES IN THE MARINE ENVIRONMENT**

<sup>1</sup>*Shirshov Institute of Oceanology, Russian Academy of Sciences*

*Nakhimovskiy pr-ct, 36, Moscow, Russia, 117997,*

*Tel.: 8(499)124-59-96, E-mail: [serebryany@hotmail.com](mailto:serebryany@hotmail.com)*

<sup>2</sup>*Andreyev Acoustics Institute*

*Shvernik str., 4, Moscow, Russia, 117036,*

*Tel.: 8(499)723-63-00*

<sup>3</sup>*Obukhov Institute of Atmospheric Physics RAS*

*Pyzhevskiy Side str., 3, Russia, Moscow, 119017*

A description is given of a new internal wave meter based on a line temperature sensor, the main advantages of which are autonomy, compactness and the possibility of accumulating a large amount of information. Examples of measurements of internal waves by this device on the shelf of the Black Sea are presented and its capabilities in spatial antennas are shown.

**Keywords:** meters, gauge-meters, internal waves, internal wave meters, Black Sea shelf, RTD antennas

**Acknowledgment:** This work was supported by the RFBR grant No. 19-52-40007. This work was supported by the RFBR grant No. 19-52-40007.

### **References**

1. Brekhovskikh L.M. On some problems of ocean acoustics. *Izv. Academy of Sciences of the USSR. Physics of the atmosphere and ocean*, 1968, Vol. 12, pp. 1291–1304.
2. Konyayev K.V. and Sabinin K.D. New data on internal waves in the sea obtained using distributed temperature sensors. *Dokl. Academy of Sciences of the USSR*, 1973, Vol. 209, No. 1, pp. 86–89.
3. Phillips O.M. *Dynamics of the upper layer of the ocean*. Leningrad: Gidrometeoizdat, 1980, 319 p.
3. Sabinin K.D., Nazarov A.A., and Serebryany A.N. Short-period internal waves and currents in the ocean. *Izv. Academy of Sciences of the USSR. Physics of the atmosphere and ocean*, 1990, Vol. 26, No. 8, pp. 847–853.
4. Ivanov V.A. and Serebryany A.N. Internal waves on the shallow shelf of a tidal sea. *Izv. Academy of Sciences of the USSR. Physics of the atmosphere and ocean*, 1983, Vol. 19, No. 6, pp. 661–664.
5. Denisov D.M. and Serebryany A.N. Autonomous meter of internal waves based on a distributed temperature sensor. *Instruments and experimental techniques*, 2019, No. 2, pp. 159–160.
6. Serebryany A., Popov O., Khimchenko E., Denisov D., and Kenigsberger G. Internal Waves Study on Narrow Steep Shelf of the Black Sea Using Spatial Antenna of Line Temperature Sensors. *Journal of Marine Science and Engineering*, 2020, (in press).

**А.Н. Серебряный<sup>1,2</sup>, Г.В. Кенигсбергер<sup>3</sup>, Е.Е. Химченко<sup>1</sup>,  
О.Е. Попов<sup>4</sup>, Д.М. Денисов<sup>2</sup>, Л.Л. Тарасов<sup>2</sup>,  
В.В. Медведовский<sup>3</sup>, В.Н. Чекайда<sup>2</sup>**

## **АКУСТИЧЕСКАЯ ДИАГНОСТИКА ПРОЦЕССОВ НА ШЕЛЬФЕ АБХАЗИИ: РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ ПОСЛЕДНИХ ЛЕТ**

<sup>1</sup>*Институт океанологии им. П.П. Шириова РАН  
Россия, 117997, г. Москва, Нахимовский проспект, 36,  
Тел.: 8(499)124-59-96, E-mail: serebryany@hotmail.com*  
<sup>2</sup>*АО «Акустический институт им. акад. Н.Н. Андреева»  
Россия, 117036, г. Москва, ул. Шверника, 4; Тел.: 8(499)723-6300*  
<sup>3</sup>*Институт экологии Академии наук Абхазии  
Абхазия, 117036, г. Сухум, ул. Красномаяцкая, 67,  
Тел.: 8(840)223-53-88, E-mail: kenigsberg@mail.ru*  
<sup>4</sup>*Институт физики атмосферы им. А.М. Обухова РАН  
Россия, 119017, г. Москва, Пыжевский переулок, 3,  
E-mail: olegp@mail.ru*

Представлен обзор экспериментальных исследований по акустической диагностике процессов на черноморском шельфе Абхазии, проводимых в рамках проекта российско-абхазского сотрудничества за период 2017–2019 г. Выявлены особенности прибрежного вдольберегового течения на шельфе с крутым дном во время весенней стратификации – наличие сдвигового течения и возможность в нем триггер-эффекта. Показано влияние реки Кодор на систему прибрежных течений и ее изменчивость в зависимости от силы стока реки. Изучен вброс взвешенного вещества рекой в шельфовую зону моря. Представлены новые данные о внутренних волнах на крутом шельфе, полученные с помощью пространственной антенны автономных распределенных датчиков температуры.

**Ключевые слова:** акустическая диагностика, ADCP, Черное море, шельф, течения, внутренние волны

### **Введение**

Нами продолжают экспериментальные исследования по акустической диагностике процессов на черноморском шельфе Абхазии, проводимые в рамках проекта российско-абхазского сотрудничества, которые были начаты в 2013 г. В докладе будут представлены основные результа-

ты, полученные в 2017–2019 гг. В перечень изучаемых процессов входят исследования особенностей прибрежных течений и внутренних волн на шельфе с крутым дном, а также исследование динамики вод моря вблизи места впадения крупных рек (на примере реки Кодор).

**Особенности прибрежных течений у берега с крутым уклоном дна.** Ранее уже отмечались особенности, связанные с усилением прибрежных вдольбереговых течений до максимальных величин (1 м/с и более), связанные с близким подходом в прибрежную зону стрежня Основного Черноморского течения (ОЧТ). Так, в сентябре 2016 г. наблюдалось периодическое появление сильного с-з течения до 0.8 м/с, обусловленное действием инерционных движений, сдвигающих ОЧТ к берегу. Сейчас мы хотим обратить внимание на другую важную особенность прибрежных течений, выявленную в последние годы, напрямую связанную с сезонностью. Течения здесь всегда преимущественно имеют вдольбереговую северо-западную направленность. Так, в июне 2018 г. течения наблюдались в 78% времени, а в июне 2019 г. – в 74%. Также характерно, что по направленности течение в летне-осенний период однородно по глубине. Однако в весеннее время (май–июнь) возникают периоды, когда течение становится двухслойным сдвиговым, как представлено на рис. 1, для 18 июня 2019 г., где видно, что придонное течение направлено на северо-запад, а в поверхностной части водной толщи (выше горизонта 5–6 м при глубине места 13 м) – на юго-восток, т.е. в противоположном направлении. Глубина смены знака течений совпадает с положением термоклина, а двухслойный характер течения можно объяснить динамикой подходящих в прибрежную зону инерционных внутренних волн.

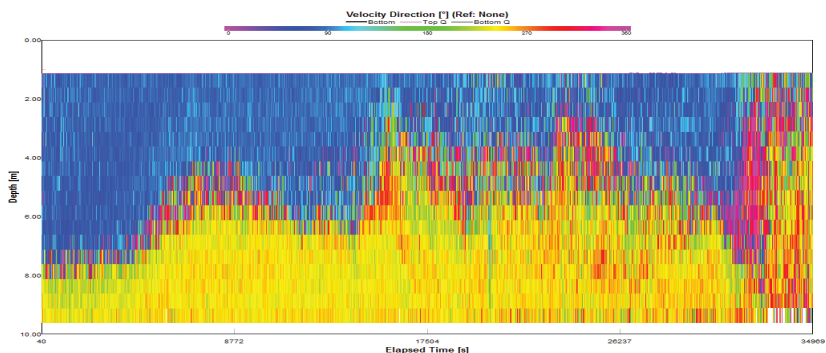


Рис. 1. Направление течений по данным ADCP для участка записи от 18 июня 2019 г. с 06:23 до 16:05. Характерное прибрежное сдвиговое течение: западное – в придонной области, восточное – в приповерхностной.

Весной 2018 г. также наблюдалось наличие сильного сдвигового течения, охватывающего всю 13-метровую водную толщу. Верхний 6-метровый слой двигался на восток, а нижний слой – в противоположном направлении, на запад. Более того, наблюдалось кардинальное изменение в течение часа системы течений – верхний слой стал двигаться на запад, а нижний – на восток (рис. 2). Произошел своего рода «триггер-эффект» – переключение направленности двухслойного сдвигового течения. При этом западное течение сохраняло большую интенсивность по сравнению с восточным на протяжении всего времени наблюдения, не зависимо от того, находилось оно в верхнем или нижнем слое моря. Происхождение этого эффекта пока не понятно. Оно требует дальнейшего изучения.

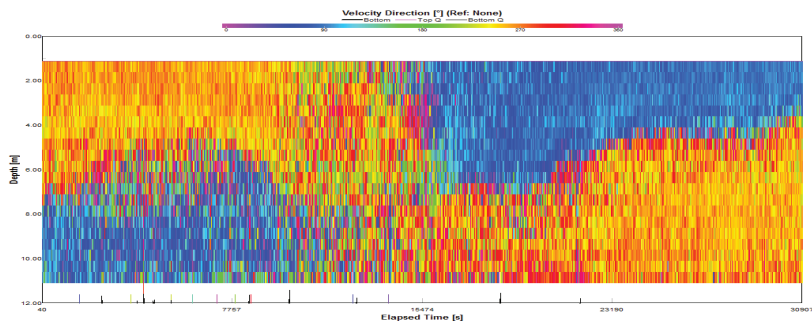


Рис. 2. Направление течений по данным ADCP для участка записи от 20 июня 2018 г. с 06:52 до 15:27. Наблюдаемый «триггер-эффект» в прибрежных течениях.

**Особенности динамики прибрежных вод у места впадения большой реки.** Было проведено обобщение собранных данных об особенностях структуры вод и течений, прилегающих к месту впадения в море реки Кодор, по результатам проведенных измерений с малого моторного судна, оснащенного ADCP “RioGrande 600 kHz”. Особенность гидрологической структуры исследованной акватории – присутствие плюма распресненных вод, несущих с собой в море большое количество взвешенного вещества. Выброс речных вод в море хорошо просматривается на спутниковых изображениях оптического диапазона. Спутниковые снимки дают информацию о распространении речных вод над шельфом в поверхностном слое моря, но остается вопрос о том, что происходит с речными водами в глубине. Измерения с помощью ADCP позволяют дать ответ на этот вопрос и зарегистрировать характерные особенности распространения взвешенного вещества в водной толще. Были проведе-



ны измерения как в случае сильного, так и слабого стока речных вод в море [1]. Съёмки делались в приустьевом участке моря путем прохождения вдоль побережья по набору сечений, ориентированных по нормали к берегу. В результате были получены разрезы, на которых измерены течения и характеристики коэффициента обратного акустического рассеяния от поверхности до дна моря в пределах глубин менее 100 м. Объединение данных всех разрезов дало возможность построить пространственные картины течений и поверхностной температуры на полигоне, а также пространственного распределения взвешенного вещества. На рис. 3 приведены примеры пространственного распределения коэффициента рассеяния в случае слабого и сильного речного стока. При сильном стоке выделяются области выноса взвешенного вещества напротив места впадения реки в море.

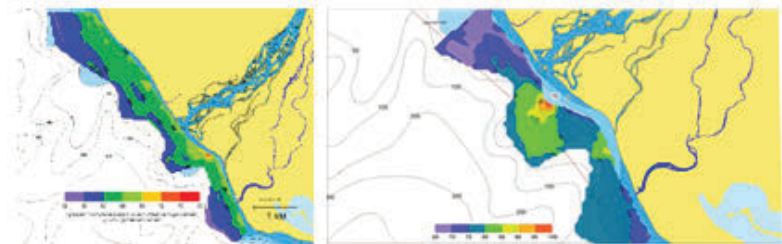


Рис. 3. Пространственное распределение коэффициента акустического рассеяния в прибрежной зоне по результатам съемки ADCP при слабом (слева) и сильном (справа) стоке Кодора.

Проведенное сопоставление измеренных характеристик при сильном и слабом стоке речных вод выявило следующие основные черты динамики прибрежных вод. Воды Кодора образуют плюм в море площадью в среднем около  $1 \times 2$  км, от которого распространяются шлейфы распресненных вод. Шлейфы в зависимости от фонового вдольберегового течения могут распространяться в море на десятки километров как в западном, так и в юго-восточном направлении. Они сопровождаются движущимися локальными гидрологическими фронтами, генерирующими цуги интенсивных короткопериодных внутренних волн, аналогично процессу генерации внутренних волн интрузией распресненных поверхностных вод, описанному в [2]. Характер течений в прибрежной зоне при условиях интенсивного речного стока очень неоднородный как по величине, так и по направлению. Главной чертой системы прибрежных течений в это время является узкая область сильного течения от берега напротив места впадения реки. Она проявляется присутствием



развитого сулоя – области усиленного поверхностного волнения с обрушивающимися гребнями волн, прохождение которого, особенно в весеннее время на малом судне, представляет сложную задачу. Для водной толщи этой области характерно наличие интенсивных короткопериодных волн с амплитудами до 3–5 м и длинами 40–50 м. Все вышеназванные особенности типичны для режима интенсивного стока речных вод, который наблюдается после сильных дождей или в паводковый период. При слабом стоке влияние реки на течения существенно меньше и ограничивается узкой прибрежной зоной. В это время не наблюдаются ни сулои на поверхности моря на траверсе впадения реки, ни внутренние волны в прилегающей приповерхностной толще моря. При этом в динамике прибрежных вод доминируют фоновые вдольбереговые течения, на характер которых оказывает большое влияние меандрирование ОЧТ и прохождение субмезомасштабных топографических вихрей.

**Внутренние волны на шельфе с крутым уклоном дна.** В октябре 2019 г. был проведен специализированный эксперимент по исследованию внутренних волн, особенностью которого было использование наряду с другими средствами измерений, обычно применяемых в нашей практике, пространственной антенны распределенных датчиков температуры (РДТ). Антенна состояла из 3 автономных РДТ [3] длиной 10 м, расположенных в углах треугольника со сторонами 115, 50 и 70 м и помещенных в слой термоклина. Глубина моря в месте постановки антенны была в пределах 56–86 м. Измерения проводились в течение 10 суток. Записи РДТ зарегистрировали почти регулярные вертикальные колебания термоклина с периодичностью 17 ч, вызванные подходящими в прибрежную зону инерционными внутренними вол-

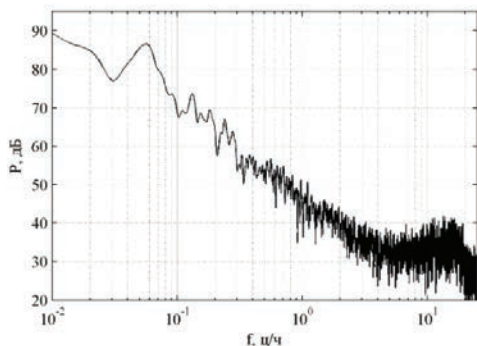


Рис. 4. Частотный спектр внутренних волн по данным РДТ.

нами с амплитудами до 5–8 м. К гребням длинных волн были привязаны пакеты короткопериодных внутренних волн с периодами 3–8 мин. На рис. 4 приведен частотный спектр, рассчитанный по длительной записи РДТ. На спектре выделяются пики инерционных и короткопериодных внутренних волн. Проведенный анализ записей антенны РДТ выявил основное на-

правление прихода коротких внутренних волн с юго-восточной стороны открытого моря. Полный результат анализа характеристик внутренних волн и их особенностей представлен в [4].

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ (тема государственного задания № 0149-2019-0011), а также РФФИ (проекты №19-52-40007 и № 19-05-0715).

## Литература

1. Серебряный А.Н., Тарасов Л.Л., Кенигсбергер Г.В. Вброс взвешенного вещества рекой Кодор на шельф Черного моря по данным ADCP // Геология морей и океанов: Материалы XXIII Международной научной конференции (Школы) по морской геологии. Т. III. М.: ИО РАН, 2019. С. 85–89.
2. Иванов В.А., Серебряный А.Н. Внутренние волны на мелководном шельфе бесприливного моря // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1983. Т. 19. № 6. С. 661–665.
3. Денисов Д.М., Серебряный А.Н. Автономный измеритель внутренних волн на основе распределенного датчика температуры // Приборы и техника эксперимента. 2019. № 2. С. 159–160.
4. Serebryany A., Popov O., Khimchenko E., Denisov D., Tarasov L., Kenigsberger G. Internal Waves Study on Narrow Steep Shelf of the Black Sea Using Spatial Antenna of Line Temperature Sensors // Journal of Marine Science and Engineering. 2020. (в печати).

**A.N. Serebryany<sup>1,2</sup>, G.V. Kenigsberger<sup>3</sup>, E.E. Khimchenko<sup>1</sup>,  
O.E. Popov<sup>4</sup>, D.M. Denisov<sup>2</sup>, L.L. Tarasov<sup>2</sup>,  
V.V. Medvedovskiy<sup>3</sup>, V.N. Chekida<sup>2</sup>**

## ACOUSTIC DIAGNOSTICS OF PROCESSES ON THE SHELF OF ABKHAZIA: RESULTS OF RECENT STUDIES

*<sup>1</sup>Shirshov Institute of Oceanology RAS  
Nakhimovskiy pr-ct, 36, Moscow, Russia, 117997,  
Tel.: 8(499)124-59-96, E-mail: serebryany@hotmail.com*

*<sup>2</sup>Andreyev Acoustic Institute  
Shverniki str., 4, Moscow, Russia, 117036,  
Tel.: 8(499)723-63-00, E-mail: serebryany@akin.ru*

*<sup>3</sup>Institute of Ecology, Academy of Sciences of Abkhazia  
Krasnomayatskaya str., 67, Sukhum, Abkhazia, 384900,  
Tel.: 8(840)223-53-88, E-mail: kenigsberger@mail.ru*

*<sup>4</sup>Obukhov Institute of Atmospheric Physics RAS  
Puzhevskiy per., 3, Moscow, Russia, 119017,  
E-mail: olegp@mail.ru*

A review of experimental studies on the acoustic diagnostics of processes on the Black Sea shelf of Abkhazia carried out as part of the Russian-Abkhazian cooperation project for the period 2017–2019 is presented. The features of the coastal alongshore flow on a steep-bottom shelf during spring stratification

are revealed – the presence of a shear flow and its possibility to have a trigger effect. The influence of the Kodor river on the system of coastal currents and its variability depending on the strength of the river flow is shown. The injection of suspended matter by the river into the shelf zone of the sea was studied. New data on internal waves on a steep shelf, obtained using a spatial antenna of autonomous distributed temperature sensors, are presented.

**Keywords:** acoustic diagnostics, ADCP, Black Sea, shelf, currents, internal waves

**Acknowledgment:** This work was supported by the Ministry of Education and Science of the Russian Federation (subject of the state assignment No. 0149-2019-0011), as well as the RFBR (projects No. 19-52-40007 and No. 19-05-0715).

## References

1. Serebryany A.N., Tarasov L.L., and Kenigsberger G.V. Vbros vzveshennogo veshchestva rekoj Kodor na shel'f Chernogo morya po dannym ADCP (Discharge of suspended matter by the Kodor River to the Black Sea shelf according to ADCP data). Geology of seas and oceans. Proceedings of XXIII International Conference on Marine Geology, Vol. III, Moscow: IO RAS, 2019, pp. 85–89.
2. Ivanov V.A. and Serebryany A.N. Vnutrennie volny na melkovodnom shel'fe besprilivnogo morya (Internal waves on shallow shelf of non-tidal sea). Izv. AN SSSR. Fizika atmosfery i okeana, 1983, Vol. 19, No. 6, pp. 661–665.
3. Denisov D.M. and Serebryany A.N. Avtonomnyi izmeritel' vnutrennikh voln na osnove raspredelenного datchika temperatury (Stand-alone internal wave meter based on a line temperature sensor). Pribory i tekhnika eksperimenta, 2019, No. 2, pp. 159–160.
4. Serebryany A., Popov O., Khimchenko E., Denisov D., Tarasov L., Kenigsberger G. Internal Waves Study on Narrow Steep Shelf of the Black Sea Using Spatial Antenna of Line Temperature Sensors. Journal of Marine Science and Engineering, 2020, (in press).

**Е.Е. Химченко, А.Г. Островский, В.В. Гончаров**

**ИССЛЕДОВАНИЕ ВНУТРЕННИХ ВОЛН НА  
КОНТИНЕНТАЛЬНОМ СКЛОНЕ ЧЕРНОГО МОРЯ В ПЕРИОД  
ЗИМНЕЙ СТРАТИФИКАЦИИ**

*Институт океанологии им. П.П. Ширшова РАН  
Россия, 117997, г. Москва, Нахимовский проспект, 36,  
Тел.: 8(499)124-59-96, E-mail: ekhym@ocean.ru*

В работе анализируются внутренние волны, зарегистрированные на континентальном склоне Черного моря в январе–марте 2016 г. Данные получены при помощи профилографа «Аквалог». Проведено сравнение внутренних волн, зарегистрированных во время зимней стратификации, с их аналогами, наблюдаемыми в период летней стратификации вод при ярко выраженном сезонном пикноклине.

**Ключевые слова:** внутренние волны, Черное море, профилограф «Аквалог»

Внутренние волны являются одной из главных причин пространственно-временной изменчивости среды распространения акустических сигналов в шельфовой зоне морей. Внутренние волны также ответственны за ряд акустических эффектов, исследованию которых посвящено много работ [1, 2]. Отдельное внимание уделяется наблюдениям флуктуаций скорости звука, вызванных внутренними волнами в океане и на шельфе [3]. Влияние интенсивных внутренних волн на изменчивость профиля скорости звука в шельфовых водах Черного моря рассматривается в [4].

Наблюдения за внутренними волнами в черноморском бассейне особенно интенсивно проводятся на шельфе в летне-осеннее время в условиях развитого сезонного термоклина. До сих пор накоплено мало данных о внутренних волнах Черного моря, зарегистрированных на континентальном склоне, что связано с затруднениями в постройках приборов. Также немногочисленны данные о внутренних волнах, наблюдаемых в условиях зимней стратификации. Применение заякоренного профилографа позволяет вести измерения в течение длительного срока независимо от времени года и района наблюдений. В работе анализируются данные, полученные с помощью профилографа «Аквалог»

в районе континентального склона Черного моря в январе–марте 2016 г. Прибор ведет регистрацию вертикальных распределений температуры, солёности, плотности и содержания кислорода в морской воде, а также скорости течений. Подробное описание прибора представлено в [5]. Во время измерений в 2016 г. профилограф был установлен на северо-восточной окраине Черного моря за кромкой шельфа, на изобате 220 м, в верхней части континентального склона мористее Геленджикской бухты.

За весь период наблюдений в слое основного пикноклина наблюдались характерные вертикальные колебания с периодом, близким к локальному инерционному, который в месте наблюдений составляет 17.15 ч. Эти смещения проявились как в данных вертикальных профилей плотности, так температуры и солёности. Наиболее интенсивные флуктуации были зарегистрированы в январе (рис. 1), что, вероятно, вызвано большим перепадом температур (и соответственно, большим градиентом плотности) между верхним и нижним слоями вод.

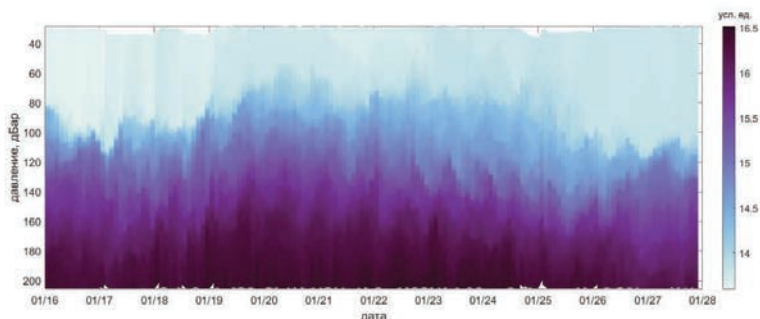


Рис. 1. Временная изменчивость условной плотности в январе 2016 г. по данным профилографа «Аквалог».

Квазиинерционные внутренние волны на континентальном склоне проявлялись и в данных скорости течений, в отличие от шельфовой зоны моря, где по этим данным они не всегда хорошо регистрируются, так как подвергаются сильному влиянию вдольбереговых течений и проходящих вихрей. На рис. 2 представлен разрез вертикальной структуры северной компоненты течений 20–21 января, во время прохождения квазиинерционной внутренней волны. На записи видно, что при прохождении внутренней волны, в области слоя скачка плотности происходит смена направления течения на противоположное, что характерно для внутренних волн первой моды. Тонкими линиями показаны смещения изопикн. От 00 ч 20 января виден подъем пикноклина, а после 17 ч – заглубление, значения температуры при этом на горизонтах изме-

нялись в пределах  $2^{\circ}\text{C}$ . Подобные синхронные смещения пикноклина были вызваны прохождением инерционных внутренних волн 1 моды. Высоты наблюдавшихся внутренних волн достигали 30 м.

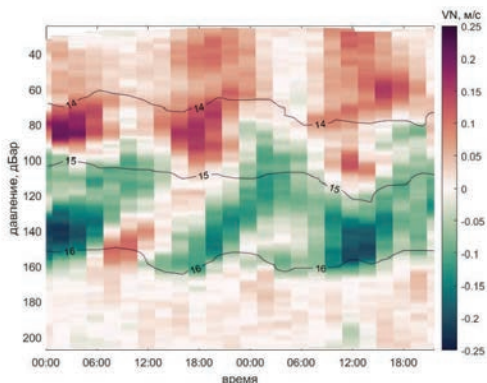


Рис. 2. Временной разрез по данным северной компоненты течений 20–21 января 2016 г. Тонкими линиями отмечены изоцикны.

По измеренным профилям STD был проведен расчет дисперсионных соотношений для внутренних волн 1 моды в шельфовой и склоновой частях Черного моря в районе Геленджика (рис. 3). Расчет проводился путем численного решения уравнения внутренних волн, где в качестве исходных данных задается послойно невозмущенный вертикальный профиль плотности среды. Исходя из дисперсионных соотношений, длина квазиинерционной волны с периодом близким к 17 ч, распространяющаяся на континентальном склоне, составляет порядка 400 км и имеет групповую скорость 0.14 м/с. Аналогичная внутренняя волна на шельфе имеет следующие параметры – 137 км и 0.07 м/с.

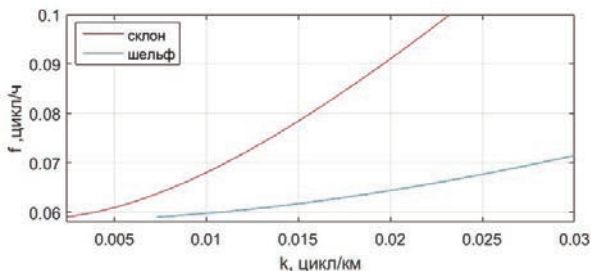


Рис. 3. Дисперсионные соотношения для внутренних волн 1 моды, рассчитанные для континентального склона и шельфовой области близ Геленджика.

Работа выполнена в рамках государственного задания ФАНО России (тема № 0149-2019-0011), а также при частичной поддержке проекта РФФИ №19-05-00459.

### Литература

1. Lynch J.F., Lin Y.T., Duda T.F., Newhall A.E. Acoustic ducting, reflection, refraction, and dispersion by curved nonlinear internal waves in shallow water // IEEE Journal of Oceanic Engineering. 2010. Vol. 35. No. 1. P. 12–27.
2. Кацнельсон Б.Г., Переселков С.А., Петников В.Г., Сабинин К.Д., Серебряный А.Н. Акустические эффекты, обусловленные интенсивными внутренними волнами на шельфе // Акустический журнал. 2001. Т. 47. № 4. С. 494–500.
3. Colosi J.A., Duda T.F., Lin Y.T., Lynch J.F., Newhall A.E., Cornuelle B.D. Observations of sound-speed fluctuations on the New Jersey continental shelf in the summer of 2006 // The Journal of the Acoustical Society of America. 2012. Vol. 131. No. 2. P. 1733–1748.
4. Серебряный А.Н., Химченко Е.Е. Сильная изменчивость скорости звука в шельфовой зоне Черного моря, вызванная инерционными внутренними волнами // Акустический журнал. 2018. Т. 64. № 5. С. 580–590.
5. Ostrovskii A.G., Zatsepin A.G. Intense ventilation of the Black Sea pycnocline due to vertical turbulent exchange in the Rim Current area // Deep-Sea Res. I. 2016. Vol. 116. P. 1–13.

**E.E. Khimchenko, A.G. Ostrovskii, V.V. Goncharov**

### INVESTIGATION OF INTERNAL WAVES ON THE CONTINENTAL SLOPE OF THE BLACK SEA DURING WINTER STRATIFICATION

*Shirshov Institute of Oceanology, Russian Academy of Sciences  
Nakhimovskiy prospekt, 36, Moscow, Russia, 117997,  
Tel.: 8(499)124-59-96, E-mail: ekhym@ocean.ru*

An analysis of internal waves recorded on the continental slope of the Black Sea from January to March 2016 is presented. The data obtained using the “Aqualog” profiler. The internal waves recorded during the winter stratification are compared with their analogs observed during the summer stratification of waters with a pronounced seasonal pycnocline.

**Keywords:** internal waves, The Black Sea, “Aqualog” profiler

**Acknowledgment:** The work was carried out within the framework of the state assignment of the Federal Agency for Scientific Organizations of Russia (topic No. 0149-2019-0011), as well as with partial support of the RFBR project No. 19-05-00459.

## References

1. Lynch J.F., Lin Y.T., Duda T.F., and Newhall A.E. Acoustic ducting, reflection, refraction, and dispersion by curved nonlinear internal waves in shallow water. *IEEE Journal of Oceanic Engineering*, 2010, Vol. 35, No. 1, pp. 12–27.
2. Kacnel'son B.G., Pereselkov S.A., Petnikov V.G., Sabinin K.D., and Serebryany A.N. Akusticheskie jeffekty, obuslovlennye intensivnymi vnutrennimi volnami na shel'fe. *Akusticheskij zhurnal*, 2001, Vol. 47, No. 4, pp. 494–500.
3. Colosi J.A., Duda T.F., Lin Y.T., Lynch J.F., Newhall A.E., and Cornuelle B.D. Observations of sound-speed fluctuations on the New Jersey continental shelf in the summer of 2006. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 2012, Vol. 131, No. 2, pp. 1733–1748.
4. Serebryany A.N. and Himchenko E.E. Sil'naja izmenchivost' skorosti zvuka v shel'fovoj zone Chernogo morja, vyzvannaja inercionnymi vnutrennimi volnami. *Akusticheskij zhurnal*, 2018, Vol. 64, No. 5, pp. 580–590.
5. Ostrovskii A.G. and Zatsepin A.G. Intense ventilation of the Black Sea pycnocline due to vertical turbulent exchange in the Rim Current area. *Deep-Sea Res. I.*, 2016, Vol. 116, pp. 1–13.



**Ю.Д. Чашечкин**

## **ЛИГАМЕНТЫ И ВОЛНЫ В ПЕРИОДИЧЕСКИХ ТЕЧЕНИЯХ**

*Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН  
Россия, 119526, Москва, проспект Вернадского, 101/1,  
Тел.: 8(495)434-00-17, E-mail: ipmnet@ipmnet.ru*

Представлены результаты теоретических и лабораторных исследований динамики и структуры периодических течений – капиллярных и акустических волн импакта капли на основе системы фундаментальных уравнений механики жидкостей. Система включает уравнения состояния для потенциала Гиббса и его производных – термодинамических параметров, а также уравнения переноса вещества, импульса, энергии. Решение строится методами теории сингулярных возмущений с учетом условия совместности. Приведены полные решения задач распространения линейных акустических, внутренних и гибридных волн. Впервые рассмотрены и регулярные (волновые), и сингулярные решения, характеризующие лигаменты – тонкие волокна и прослойки. Прослежены процессы формирования структур двумерных и трехмерных периодических и присоединенных внутренних волн. В течениях, порождаемых в жидкости свободно падающими каплями, прослежена связь капиллярных волн с процессами излучения звуковых пакетов.

**Ключевые слова:** лигаменты, волны, динамика и структура течений, внутренние волны

### **Введение**

Исследования волн – периодических течений, в которых параметры мгновенной пространственной структуры переменных физических полей (волновое число  $\mathbf{k}$ ) связаны с локальными характеристиками временной изменчивости (частотой  $\omega$ ) функциональным (дисперсионным) соотношением  $\omega = \omega\mathbf{k}$ , активно проводятся во многих областях науки и техники. Распространенные в природе виды волн – гравитационные (поверхностные и внутренние), акустические, капиллярные, инерциальные, гибридные и другие – обычно описываются специализированными моделями («волновыми уравнениями»), полученными в приближениях идеальной или вязкой жидкостей [1]. В последние годы на основе анализа полной системы фундаментальных уравнений механики жид-

костей методами теории сингулярных возмущений в линейном и слабо нелинейном приближениях развивается новая теория периодических течений [2].

**Классификация компонентов периодических течений.** Ранг полной нелинейной системы, порядок ее линеаризованной версии и степень алгебраического (дисперсионного) соотношения, задаваемые условиями взаимности, зависят от полноты учета физических свойств среды – эффектов стратификации, сжимаемости и диссипации (вязкости, диффузии и температуропроводности), определяют число (минимальное для нелинейных систем) независимых функций, составляющих полное решение. При этом регулярные решения характеризуют волны, а семейства сингулярно возмущенных решений – лигаменты – математические образы тонких прослоек и отдельных волокон, формирующих собственную тонкую структуры среды. Оценки поперечных масштабов компонентов, периодических течений различных типов – гравитационных, акустических, инерциальных и гибридных – приведены в [3]. Их длина определяется условиями задачи и диссипативными свойствами сред.

Проведенный анализ показал, что системы фундаментальных уравнений, учитывающие эффекты стратификации (расслоения сред, неоднородных по температуре и/или по концентрации в поле массовых сил) и диссипации корректно поставлены и разрешимы [2]. В приближении постоянной плотности жидкости разрешимы только двумерные модели, трехмерные задачи переопределены и для сжимаемых, и для несжимаемых сред.

Все течения, динамика которых описывается полным набором решений системы фундаментальных уравнений, включающих функции с несоизмеримыми пространственными и временными масштабами, структурированы и нестационарны. Традиционные волновые уравнения – редуцированные версии фундаментальной системы – не позволяют рассчитывать тонкую структуру возмущений исследуемых полей, формулировать обоснованные метрологические требования к методам лабораторных и натуральных измерений.

Системы фундаментальных уравнений механики жидкостей позволяют решать задачи генерации, распространения, отражения от твердых стенок и свободной поверхности и распада различных типов волн с физически обоснованными начальными и граничными условиями. Расчет задачи генерации периодических внутренних волн вертикально осциллирующим диском выполнен в [4].

Численный анализ аналитического решения показал, что как источник, так и пучок бегущих внутренних волн, оконтурены лигамен-

тами – семействами тонких оболочек, степень компактности и геометрия которых синхронно меняются с фазой волны. Поперечный масштаб лигаментов, который определяется частотой волны  $\omega$  и величиной диссипативных коэффициентов, кинематической вязкости  $\nu$ , температуропроводности  $\kappa_T$  и диффузии  $\kappa_S$ , – составляет  $\delta_\omega^v = \sqrt{\nu/\omega}$  в полях скорости,  $\delta_\omega^{\kappa_T} = \sqrt{\kappa_T/\omega}$  – температуры и  $\delta_\omega^{\kappa_S} = \sqrt{\kappa_S/\omega}$  – солёности.

Следует отметить, что лигаменты – волокна и прослойки – наиболее распространенные и универсальные компоненты течений, которые появляются с началом действия возмущающих факторов и связывают атомно-молекулярные и макроскопические процессы. Соответственно, в режиме установления их толщина растёт со временем от размеров атомно-молекулярных кластеров до масштабов наблюдаемых макроскопических компонентов, равных  $\delta_{\Delta t}^v = \sqrt{\nu \cdot \Delta t}$  в полях скорости,

$\delta_{\Delta t}^{\kappa_T} = \sqrt{\kappa_T \cdot \Delta t}$  – температуры и  $\delta_{\Delta t}^{\kappa_S} = \sqrt{\kappa_S \cdot \Delta t}$  – солёности. Расчет полей внутренних волн и лигаментов, образующихся при периодическом движении кольца по поверхности вертикального цилиндра, установленного в стратифицированном океане или атмосфере, проведен в [5].

В слабонелинейном приближении все компоненты течений начинают взаимодействовать между собой и порождать новые волны и сопутствующие лигаменты. При этом взаимодействующие пучки внутренних волн, как и взаимодействующие лигаменты, порождают все структурные компоненты – и крупные (новые ан- и субграмонические волны), и тонкие прослойки – лигаменты, и вихри [6]. Степень выраженности определенных структурных компонентов определяется геометрией и энергетикой изучаемого течения. Процессы формирования прослоек в непрерывно стратифицированной жидкости наблюдались как в областях пересечения одночастотных пучков от разных концов одного источника [7], так и разночастотных, генерируемых независимыми источниками [8] и в других работах. Учет в задаче распространения пучка внутренних волн тонкоструктурных компонентов позволяет рассчитывать амплитуды волн в жидкости с произвольным распределением плотности, в частности, при отражении от критического уровня, на котором совпадают частоты волны и локального значения периода плавучести [9]. Различия в рассчитанных и независимо измеренных позднее значениях скорости не превышают нескольких процентов [9, 10].

Собственные масштабы структурных компонентов течений, определяющие требования к программам расчета и методикам лабораторного моделирования природных процессов, были учтены при создании ком-

плекса Уникальных исследовательских установок «ГФК ИПМех РАН» и методик моделирования широкого круга стратифицированных течений, волн, вихрей, процессов генерации, рассеяния и отражения звука [11]. Размеры области наблюдения, чувствительность и разрешающая способность оптических инструментов (включающих теневые приборы типа ИАБ-458), акустических и контактных приборов позволяют изучать широкий класс гравитационных (поверхностных и внутренних), капиллярных, звуковых волн, процессов генерации и взаимодействия между собой, а также с течениями, следами и вихрями. В серии проведенных опытов изучалось рассеяние высокочастотных звуковых пакетов с частотой заполнения 1 МГц с путными следами за буксируемыми телами или бегущими вихрями, а также процессы генерации звуковых пакетов свободно падающими в жидкость каплями.

При изучении процессов переноса вещества выяснилось, что лигаменты играют важную роль в капельных течениях, где наблюдается дискретное распределение вещества равномерно окрашенной капли в форме тонких волокон по непрерывной поверхности каверны и венца [12]. Научный и прикладной интерес представляет изучение роли тонких компонентов в капиллярных и акустических явлениях, где сопутствующие лигаменты играют важную роль в образовании и разрывах газовых полостей, сопровождающихся излучением звуковых пакетов [13].

**Акустика импакта капли.** Для уточнения механизмов генерации звука в данных опытах одновременно с регистрацией звуковых сигналов микрофоном и гидрофоном проводилась высокоскоростная видео- и высокоразрешающая фото регистрация картины течений.

На рис. 1 приведены типичные синхронно регистрируемые фонограммы гидрофона и микрофона, сопровождающие падение в бассейн с частично дегазированной водой одиночной капли воды диаметром  $D = 0.5$  см, со скоростью  $U = 4.0$  м/с (числа  $Re = UD/\nu$ , Фруда  $Fr_d = U^2/gD = 330$ ; Бонда  $Bo = gD^2/\gamma = 3.4$ ; Онезорге  $Oh = \nu/\sqrt{\gamma D} = 0.0016$ ; Вебера  $We = U^2 D/\gamma = 1100$ ,  $g$  – ускорение свободного падения,  $\gamma$  – коэффициент поверхностного натяжения, нормированный на плотность воды). В сигнале гидрофона (кривая 1) выражен ударный импульс I, последующий спад и подъем с возвышением венца. После продолжительной паузы в момент  $t = 146.8$  мс наблюдается группа гидродинамических возмущений давления, в конце которой регистрируется звуковой пакет II ( $t = 165$  мс). Пакет III появляется при  $t = 200.4$  мс.

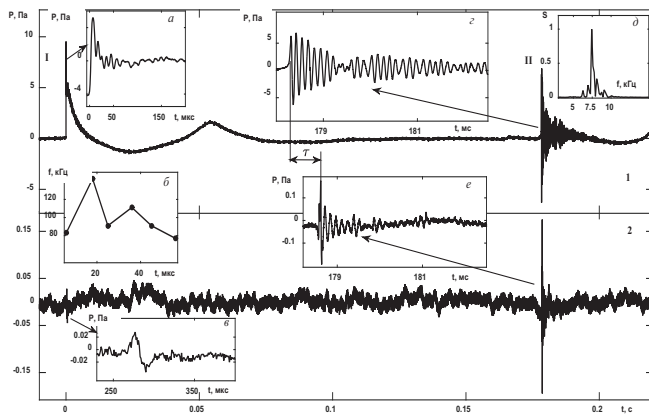


Рис. 1. Фонограммы акустических пакетов импакта капли:  
1 – гидрофона, 2 – микрофона.

В развертке сигнала гидрофона I на вставке а выражен начальный импульс и высокочастотные затухающие осцилляции на спадающем участке. Максимум спектра сигнала быстро сдвигается с частоты  $f = 140$  кГц к  $f = 80$  кГц  $\tau = 27$  мс (вставка б). Основной сигнал гидрофона II (развертка на вставке г) начинается с резкого нарастания, которое переходит в немонотонно спадающие осцилляции с частотой  $f = 7.5$  кГц (спектр на вставке д). Здесь к основному максимуму примыкают боковые лепестки на частотах  $f = 6.8$  и  $8.2$  кГц.

В сигнале микрофона (рис. 1, кривая 2) начальный импульс представлен менее контрастно, фактически одной полуволной, показанной на врезке в. Шумовая дорожка здесь более выражена, чем в сигнале с гидрофона в силу большего значения коэффициента усиления и акустического фона лаборатории. Запаздывание  $\tau$  сигнала с микрофона (врезка е) соответствует времени прохождения по воздушной трассе от источника к микрофону. Спектральные максимумы сигналов с гидрофона и микрофона совпадают, что подтверждает единство источника звука в обеих средах.

При неизменных условиях характер излучения и параметры акустических пакетов значительно менялись от опыта к опыту. Одной из вероятных причин наблюдаемой нестационарности сигнала являются вариации формы капли. Эксперименты показали, что при отрыве возбуждаются и собственные колебания капли, и короткие капиллярные волны на ее поверхности, активно влияющие на взаимодействие с потоком воздуха и форму в момент контакта с принимающей жидкостью.

Детальный анализ видеogramм показал, что генерация первичного акустического пакета происходит одновременно с касанием жидкости каплей и выбросом тонкой кольцевой пелены. На утолщенной внешней кромке пелены располагаются тонкие радиальные струйки – спайки, с вершин которых выбрасываются последовательности мелких капелек. Далее в жидкости начинает формироваться каверна с выступающим кольцевым венцом на краю. На верхней кромке венца – шевроне – располагаются заостренные зубья, к вершинам которых примыкают собственные тонкие струйки, также выбрасывающие капельки с вершин. Со временем угол наклона траекторий струек к горизонту растет, как и диаметры капелек.

Образование первичной кольцевой пелены и спаек связано с освобождением доступной потенциальной поверхностной энергии – части потенциала Гиббса, обусловленной анизотропией действия атомно-молекулярных сил в областях с большими градиентами плотности и концентрации компонентов. Поверхностная энергия заключена в тонком приповерхностном слое толщиной порядка размера молекулярного кластера  $\delta \sim 10^{-6}$  см. При скорости падения порядка  $U \sim 10^2$  см/с слияние слоев под действием атомно-молекулярных процессов происходит за время  $\tau_{\sigma} \sim 10^{-8}$  с. Полностью капля сливается достаточно долго – за время, превышающее  $\tau_d = D/U \sim 10^{-3}$  с.

Освобожденная энергия, привязанная к веществу, остается «замороженной» в первичном лигаменте – тонком «двойном» слое в окрестности уничтоженных свободных поверхностей, где формируются большие возмущения температуры, давления и скорости течений. Именно на внешней кромке «двойного» слоя, выходящей из общего течения, образуются спайки. Вследствие вязкого вовлечения и формирования поперечных маленьких вихрей, толщина двойного слоя быстрого течения постепенно растет, что проявляется и в росте толщины пелены, и в размерах вылетающих брызг. Более детально анализ перестройки картины распределения потенциала Гиббса и образования лигаментов проведен в [13].

С полным погружением капли прекращается рост глубины каверны и высоты венца. Начинается фаза схлопывания каверны и расплывания венца – продолжение роста его диаметра при уменьшении высоты. При этом поверхность жидкости сглаживается. Вокруг венца образуется пакет гравитационно-капиллярных волн и семейство лигаментов, формирующих совместно с остатком двойного слоя сложную картину тонких течений. Лигаменты деформируют стенки каверны, отрывают и перемещают газовые пузырьки.

Резкое усложнение структуры поверхности наблюдается в фазе образования всплеска, поверхность которого деформируют тонкие шипы, разделенные глубокими впадинами. Далее на вершине всплеска формируется капля с выглаженной поверхностью, опирающаяся на цилиндрический столбик, переходящий в коническое основание, окруженное группой коротких капиллярных волн. Со временем, когда капля отрывается от вершины, к основанию всплеска бежит группа капиллярных волн. Погружающийся всплеск формирует новую каверну конической формы, боковые поверхности которой покрыты короткими капиллярными волнами.

Падающая капля, которая вначале касается вершин гребней, перекрывает выход для сохраняющихся во впадинах воздушных прослоек, которые частично сливаются и образуют полости сложной формы. Газовые полости отрываются от остатка каверны и разрываются на фрагменты тонкими приповерхностными течениями. В некоторых случаях полости начинают осциллировать и генерировать основную группу резонансных звуковых пакетов с несущей частотой в диапазоне от 7 до 22 кГц.

Погружение первичной капли заканчивается формированием каверны конической формы, при схлопывании которой в воздух выбрасывается сравнительно тонкая и быстрая струйка (стример), распадающаяся на несколько капелек. Скорости капелек сравнительно быстро падают с уменьшением их номера в расположении в последовательности вылета. Образование стримера, как и его погружение, также сопровождается генерацией очередной группы капиллярных волн и дополняющих лигаментов.

Новые группы кольцевых капиллярных волн образуются при падении капелек, ранее выброшенных с вершины стримера. Все группы капиллярных волн дополняются быстрыми лигаментами. Тонкие течения дополнительно ускоряются флуктуациями давления в двойных энергетически насыщенных слоях, возникающих при уничтожении свободной поверхности возвращающихся капелек. Поскольку скорость их контакта меньше, чем у первичной капли, меньше и предельные значения скорости и больше толщины возникающих течений, отрывающих газовые полости от каверн и разрывающих их на фрагменты. Именно в момент разрыва тонкого газового мостика, соединяющего отрывающийся пузырек от полости или другого пузырька, формируется звуковой пакет. Частоты излучаемого звука и первой резонансной моды возникающего сферического пузырька обычно совпадают. Длительность звучания определяется временем перестройки формы

угловатой газовой полости в сфероидальную на последней стадии звучания. Излучаются и монотонно затухающие моночастотные, и промодулированные, и многочастотные звуковые пакеты.

Теоретический и практический интерес представляет детальное изучение свойств лигаментов – сингулярных компонентов акустических волн, учет которых позволит адекватно решать задачи распространения звука в сложных гидрологиях, отражения от твердых границ или свободной поверхности, более точно оценивать эффекты диссипации.

### **Заключение**

Полные решения системы фундаментальных уравнений описывают волны и дополняющие семейства лигаментов, определяющих тонкую структуру течений. Продуктами нелинейных взаимодействий всех компонентов полного решения являются новые семейства лигаментов, субили ангармонических волн и вихрей.

Лигаменты образуют структуры всех видов течений – нестационарных, периодических, установившихся. В приближении однородной жидкости система уравнений вырождается и для сжимаемых, и для несжимаемых сред. Лигаменты играют важную роль в процессах формирования акустических пакетов импакта капли, генерации, распространения, отражения и затухания звуковых волн.

Методики численного и лабораторного моделирования на основе системы фундаментальных уравнений обеспечивают возможность полного сравнения расчетов и экспериментальных данных.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 18-05-00870). Опыты проведены на стендах Уникальной исследовательской установки «ГФК ИПМех РАН».

### **Литература**

1. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Гидродинамика. Теоретическая физика: Т. VI. М.: Наука, 1986. 736 с.
2. Chashechkin Yu.D. Singularly perturbed components of flows – linear precursors of shock waves // *Math. Model. Nat. Phenom.* 2018. Vol. 13. No. 2. P. 1–29.
3. Чашечкин Ю.Д., Кистович А.В. Классификация трехмерных периодических течений в жидкости // *Доклады АН.* 2004. Т. 395. №. 1. С. 55–58.
4. Бардаков Р.Н., Васильев А.Ю., Чашечкин Ю.Д. Расчет и измерения конических пучков трехмерных периодических внутренних волн, возбуждаемых вертикально осциллирующим поршнем // *Известия РАН. Механика жидкости и газа.* 2007. № 4. С. 117–133.
5. Кистович А.В. и Чашечкин Ю.Д. Тонкая структура конического пучка периодических внутренних волн в стратифицированном океане и атмосфере // *Известия РАН. Физика*



- атмосферы и океана. 2014. Т. 50. №. 1. С. 117–125.
6. Кистович Ю.В., Чашечкин Ю.Д. Новый механизм нелинейной генерации внутренних волн // Доклады АН. 2002. Т. 382, № 6. С. 772–776.
  7. Chashechkin Yu.D. Visualization of singular components of periodic motions in a continuously stratified fluid // J. of Visualization. 2007. Vol. 10. No. 1. P. 17–20.
  8. Teoh S.G., Ivey G., Imberger J. Laboratory study of the interaction between two internal wave rays // J. Fluid Mech. 1997. Vol. 336. P. 91–122.
  9. Kistovich Yu.V., Chashechkin Yu.D. Linear theory of beams internal wave propagation an arbitrarily stratified liquid // J. Appl. Mech. Tech. Phys. 1998. Vol. 39, No. 5. P. 302–309.
  10. Paoletti M.S., Swinney H.L. Propagating and evanescent internal waves in a deep ocean model // J. Fluid Mechanics. 2012. Vol. 706. P. 571–583. DOI: 10.1017/jfm.2012.284.
  11. УИУ «ГФК ИПМех РАН): Гидрофизический комплекс для моделирования гидродинамических процессов в окружающей среде и их воздействия на подводные технические объекты, а также распространения примесей в океане и атмосфере. <http://www.ipmnet.ru/uniquequip/gfk/#equip>.
  12. Чашечкин Ю.Д. Эволюция тонкоструктурного распределение вещества свободно падающей капли в смешивающихся жидкостях // Известия РАН. Физика атмосферы и океана. 2019. Т. 55. № 3. С. 285–284.
  13. Чашечкин Ю.Д., Прохоров В.Е. Эволюция структуры акустических сигналов, вызванных ударом падающей капли о жидкость // Акустический журнал. 2020. Т. 66. № 4. С. 377–390.

**Yu.D. Chashechkin**

## **LIGAMENTS AND WAVES IN PERIODIC CURRENTS**

*Institute for Problems in Mechanics. A.Yu. Ishlinsky RAS  
Vernadsky prospect, 101/1, Moscow, Russia, 119526,  
Tel.: 8(495)434-00-17, E-mail: [ipmnet@ipmnet.ru](mailto:ipmnet@ipmnet.ru)*

The results of theoretical and laboratory studies of the dynamics and structure of periodic flows – capillary and acoustic waves of a drop impact on the basis of a system of fundamental equations of fluid mechanics are presented. The system includes equations of state for the Gibbs potential and its derivatives – thermodynamic parameters, as well as equations for the transfer of matter, momentum, and energy. The solution is constructed by the methods of the theory of singular perturbations taking into account the compatibility condition. Complete solutions of the problems of propagation of linear acoustic, internal and hybrid waves are presented. For the first time, both regular (wave) and singular solutions characterizing ligaments – thin fibers and interlayers – are considered. The processes of formation of structures of two-dimensional and three-dimensional periodic and associated internal waves are traced. In flows generated in a liquid by freely falling drops, the connection of capillary waves with the processes of emission of sound packets is traced.

**Keywords:** ligaments, waves, dynamics and structure of flows, internal waves

**Acknowledgment:** This work was supported by the Russian Foundation for Basic Research (grant 18-05-00870). The experiments were carried out at the stands of the Unique research facility “GFK IPMech RAS”.

## References

1. Landau L.D., Lifshitz E.M. Hydrodynamics. Theoretical physics, Vol. VI, Moscow: Science, 1986, 736 p.
2. Chashechkin Yu.D. Singularly perturbed components of flows – linear precursors of shock waves. *Math. Model. Nat. Phenom*, 2018, Vol. 13, No. 2, pp. 1–29.
3. Chashechkin Y.D. and Kistovich A.V. Classification of three-dimensional periodic flows in a fluid. *Dokl. AN*, 2004, Vol. 395, No. 1., pp. 55–58.
4. Bardakov R.N., Vasiliev A.Yu., and Chashechkin Yu.D. Calculation and measurement of conical beams of three-dimensional periodic internal waves excited by a vertically oscillating piston. *Izvestiya RAN. Mechanics of liquid and gas*, 2007, No. 4, pp. 117–133.
5. Kistovich A.V. and Chashechkin Yu.D. Fine structure of a conical beam of periodic internal waves in a stratified ocean and atmosphere. *Izvestiya RAN. Physics of the atmosphere and ocean*, 2014, Vol. 50, No. 1, pp. 117–125.
6. Kistovich Yu.V. and Chashechkin Yu.D. A new mechanism of nonlinear generation of internal waves. *Dokl. AN*, 2002, Vol. 382, No. 6, pp. 772–776.
7. Chashechkin Yu.D. Visualization of singular components of periodic motions in a continuously stratified fluid. *J. of Visualization*, 2007, Vol. 10, No. 1, pp. 17–20.
8. Teoh S.G., Ivey G., and Imberger J. Laboratory study of the interaction between two internal wave rays. *J. Fluid Mech*, 1997, Vol. 336, pp. 91–92.
9. Kistovich Yu.V. and Chashechkin Yu.D. Linear theory of beams internal wave propagation an arbitrarily strati fi ed liquid. *J. Appl. Mech. Tech. Phys*, 1998, Vol. 39, No. 5, pp. 302–309.
10. Paoletti M.S. and Swinney H.L. Propagating and evanescent internal waves in a deep ocean model. *J. Fluid Mechanics*, 2012, Vol. 706, pp. 571–583, doi: 10.1017 / jfm.2012.284.
11. UIU «GFK IPMech RAS»: Hydrophysical complex for modeling hydrodynamic processes in the environment and their impact on underwater technical objects, as well as the spread of impurities in the ocean and atmosphere, <http://www.ipmnet.ru/uniquequip/gfk/#equip>.
12. Chashechkin Yu.D. Evolution of the fine-structured distribution of the substance of a freely falling drop in miscible liquids. *Izvestiya RAN. Physics of the atmosphere and ocean*, 2019, Vol. 55, No. 3, pp. 285–284.
13. Chashechkin Yu.D. and Prokhorov V.E. Evolution of the structure of acoustic signals caused by the impact of a falling drop on a liquid. *Acoustic journal*, 2020, Vol. 66, No. 4, pp. 377–390.

**А.В. Шатравин**

**ОЦЕНКА ЭФФЕКТИВНОСТИ ПОДВОДНОЙ АКУСТИЧЕСКОЙ СВЯЗИ НА АРКТИЧЕСКОМ ШЕЛЬФЕ НА ОСНОВЕ КЛИМАТИЧЕСКИХ И ИЗМЕРЕННЫХ ПРОФИЛЕЙ СКОРОСТИ ЗВУКА**

*Институт океанологии им. П.П. Ширшова РАН  
Россия, 117997, Москва, Нахимовский проспект, 36,  
Тел.: 8(499)124-59-96, E-mail: ashatravin@ocean.ru*

Представлены результаты численного моделирования подводной акустической связи на основе климатических и измеренных вертикальных профилей скорости звука на мелководном шельфе российской Арктики. Показано, что уровень ошибки декодирования для измеренных профилей может отличаться от прогнозируемого на основе климатических данных более, чем на 6 дБ. Доля битовых ошибок декодирования для измеренных профилей выше в среднем на 0.031.

**Ключевые слова:** подводная акустическая связь, арктический шельф, климатические профили, лучевая модель

Подводная акустическая связь (ПАС) во многих случаях оказывается оптимальным способом передачи цифровой информации между находящимися под водой объектами, например, автономными аппаратами и океанологическими измерительными комплексами. Существует множество методов ПАС. Выбор протоколов, алгоритмов и их параметров для каждой конкретной задачи зависит от предъявляемых требований к скорости и надежности связи. При этом условия распространения звука в океане так сильно зависят от меняющихся во времени условий среды, что даже для фиксированных источников и приемников один и тот же подход может безошибочно работать в один день и оказаться совершенно бесполезным в другой [1]. Правильно выбрать методы кодирования сигнала, частотный диапазон, скорость передачи информации, мощность источника и т.д. может помочь моделирование связи на основе доступных данных о характерных для региона работ вертикальных профилях скорости звука. Одним из общедоступных источников такого рода данных является климатический атлас World Ocean Atlas (WOA) [2]. В представленной работе сравниваются результаты моделирования ПАС

для климатических и реально зарегистрированных на мелководном шельфе Арктики профилей скорости звука, и таким образом оценивается снизу ошибка прогнозирования эффективности связи, обусловленная обобщенным характером климатических данных.

Набор измеренных профилей температуры и солёности был сформирован из представленных в базе World Ocean Database (WOD) [3] профилей с географическими координатами от  $70^\circ$  до  $80^\circ$  с.ш. и от  $60^\circ$  до  $180^\circ$  в.д., глубиной от 30 м до 350 м и удовлетворяющих некоторым простым критериям качества измерений. Всего было отобрано 237 профилей, преимущественно в Карском море. Для каждого из измеренных профилей был построен соответствующий климатический профиль путем интерполяции по глубине профиля из атласа WOA для тех же координат и месяца измерений. Скорость звука рассчитывалась по формуле Дель-Гроссо. Географические координаты и распределение глубин и месяцев измерений для составленного набора профилей представлены на рис. 1.

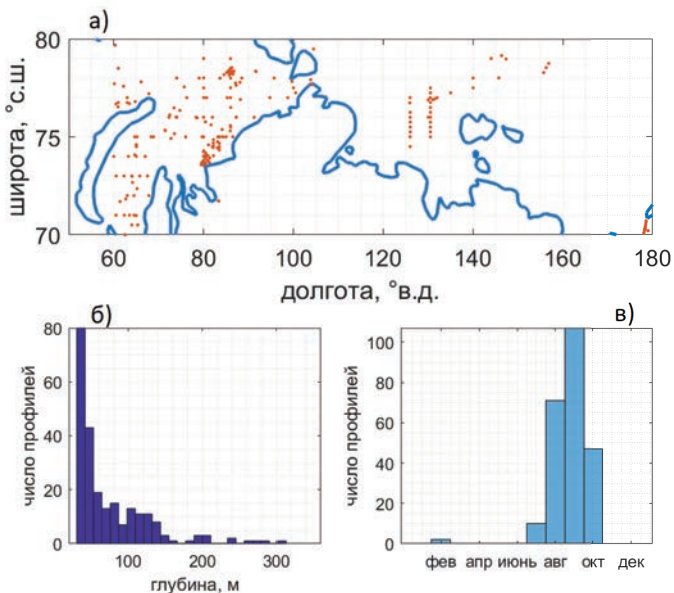


Рис. 1. Географические координаты профилей (а), гистограммы глубин (б) и месяцев измерений (в).

Моделирование распространения сигналов связи выполнялось с использованием лучевой программы Bellhop [4]. Принятый сигнал форми-

ровался методом когерентного суммирования по приходам собственных лучей. Среда предполагалась плоскостистой и постоянной в течение передачи сигнала связи. Излученный сигнал представлял собой преамбулу в виде  $m$ -последовательности и следующую за ней случайную информационную последовательность, модулирующие методом двоичной фазовой манипуляции несущий сигнал на частоте 10 кГц. Скорость передачи информации составляла 2000 бит/с (5 периодов несущей на символ). Расстояние между придонными (1 м от дна) одиночными приемником и источником составляло 1 км. Для большинства профилей длина трассы составила более 10 глубин волновода. Скорость звука в дне полагалась равной 1400 или 1600 м/с (для каждого профиля расчеты проводились при обоих значениях), коэффициент затухания в дне – 0.5 дБ на длину волны, плотность дна – 1.8 г/см<sup>3</sup>.

Эффективность связи оценивалась по уровню среднеквадратичной ошибки мягкого решения декодирования с применением эквалайзера с обратной связью MMSE-DFE [5]. Оценка импульсного отклика для подбора параметров эквалайзера и построения коэффициентов фильтров прямой и обратной связи осуществлялась по кросс-корреляционной функции принятой и излученной преамбулы. В отсутствие аддитивного шума, получаемая таким образом оценка эффективности связи соответствует уровню остаточной межсимвольной интерференции после применения эквалайзера. Результаты декодирования представлены на рис. 2. Стандартное отклонение разности уровней ошибки декодирования для измеренных и климатических профилей составило 6.2 дБ при среднем 1.3 дБ. Это означает, что в реальных условиях граничные значения мощности аддитивного фонового шума, позволяющие достигать приемлемого уровня битовых ошибок декодирования, в зависимости от гидрофизических условий, могут в разы отличаться от спрогнозированных на основе климатических данных. Таким образом, при планировании ПАС на основе анализа климатических данных, необходимо закладывать многократный запас по мощности излучения.

В качестве примера была рассмотрена дополнительная помеха в виде аддитивного белого гауссовского шума (АБГШ). Принятые сигналы связи суммировались с реализациями АБГШ одинакового для всех профилей уровня и декодировались с применением эквалайзера MMSE-DFE. Среди пар климатических профилей и значений скорости звука в дне были выбраны те, для которых доля битовых ошибок декодирования (BER) составила менее 0.1 (таких моделей среды оказалось 303), и проведено сравнение полученных для них значений BER со значениями BER для измеренных профилей (рис. 3).

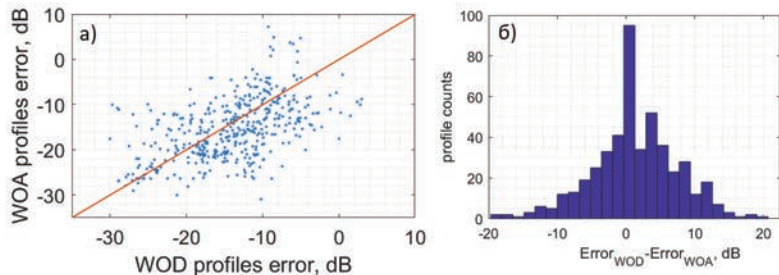


Рис. 2. а) уровень ошибки декодирования для измеренных профилей (по горизонтальной оси) и климатических профилей (по вертикальной оси); б) гистограмма разности уровня ошибки декодирования (положительные значения означают более высокий уровень ошибки для измеренного профиля, чем для климатического).

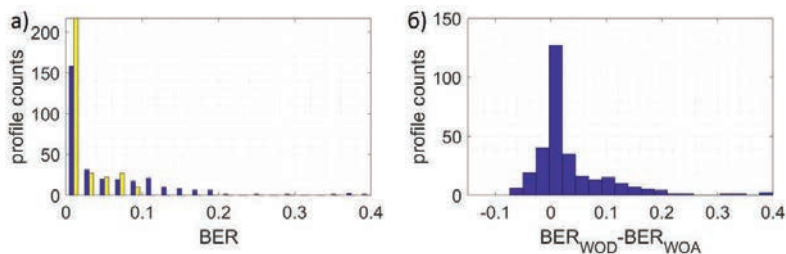


Рис. 3. а) гистограмма доли битовых ошибок декодирования для климатических (желтые столбики) и измеренных (синие столбики) профилей при фоновом АБГШ; б) гистограммаразности доли битовых ошибок декодирования для измеренных и климатических профилей при фоновом АБГШ.

Для измеренных профилей BER оказалась выше в среднем на 0.031 при стандартном отклонении 0.067. Такие отличия можно считать весьма существенными для приложений, требующих высокой точности декодирования, т.к. во многих случаях несколько процентов дополнительных ошибок могут означать невозможность устойчивой безошибочной передачи данных с приемлемой скоростью даже с помощью применения кодов, исправляющих ошибки [5].

Работа выполнена при поддержке государственного задания ИО РАН (тема 0149-2019-0011).

### Литература

1. Rouseff D. Counterintuitive Results in Underwater Acoustic Communications. In: Zhou L., Xu W., Cheng Q., Zhao H. (eds) Underwater Acoustics and Ocean Dynamics. Singapore: Springer, 2016.

2. Antonov J.I., Seidov D. et al. World Ocean Atlas 2009: Vol. 2: Salinity. S. Levitus / Ed. NOAA Atlas NESDIS 69. U.S. Government Printing Office. Washington: D.C., 2010. 184 p.
3. Boyer T.P., Antonov J.I. et al. World Ocean Database 2013. NOAA Atlas NESDIS 72. S. Levitus / Ed. A. Mishonov. Technical Ed. MD: Silver Spring, 2013. 209 p.
4. Porter M.B. The bellhop manual and user's guide: Preliminary draft. Heat, Light, and Sound Research Inc., La Jolla. CA, USA: Tech. Rep. 2011.
5. Proakis J. Digital Communications. NY USA: McGraw-Hill, 2001.

**A.V. Shatravin**

**EVALUATION OF UNDERWATER ACOUSTIC COMMUNICATIONS PERFORMANCE BASED ON CLIMATOLOGICAL AND MEASURED SOUND SPEED PROFILES ON THE ARCTIC SHELF**

*Shirshov Institute of Oceanology, Russian Academy of Sciences,  
Nakhimovskiy pr-kt, 36, Moscow, Russia, 117997,  
Tel.: 8(499)124-59-96, E-mail: ashatravin@ocean.ru*

We present results of numerical modeling of underwater acoustic communications based on climatological and measured vertical sound speed profiles on the shallow Arctic shelf of Russia. It is shown that the error level for measured profiles can be more than 6 dB higher than that for climatological profiles. Bit error rate for measured profiles is on average higher by 0.031.

**Keywords:** underwater acoustic communications, Arctic shelf, climatological profiles, ray tracing

**Acknowledgment:** This work was supported by the state assignment of the IO RAS (topic 0149-2019-0011).

**References**

1. Rouseff D. Counterintuitive Results in Underwater Acoustic Communications. In: Zhou L., Xu W., Cheng Q., Zhao H. (eds) Underwater Acoustics and Ocean Dynamics. Springer, Singapore, 2016.
2. Antonov J.I. and Seidov D. et al. World Ocean Atlas 2009, Vol. 2: Salinity. S. Levitus, Ed. NOAA Atlas NESDIS 69, U.S. Government Printing Office, Washington, D.C., 2010, 184 p.
3. Boyer T.P. and Antonov J.I. et al. World Ocean Database 2013, NOAA Atlas NESDIS 72, S. Levitus, Ed., A. Mishonov, Technical Ed., Silver Spring, MD, 2013, 209 p.
4. Porter M.B. The bellhop manual and user's guide: Preliminary draft. Heat, Light, and Sound Research, Inc., La Jolla, CA, USA: Tech. Rep., 2011.
5. Proakis J. Digital Communications. NY USA: McGraw-Hill, 2001.

# ТЕХНИЧЕСКИЕ СРЕДСТВА, ОБРАБОТКА СИГНАЛОВ

УДК 534.867

DOI: 10.29006/978-5-9901449-5-8-33

А.Л. Бреховских<sup>1</sup>, Е.Р. Вольтер<sup>2</sup>, А.С. Зверев<sup>3</sup>, М.С. Ключев<sup>1</sup>,  
И.Я. Ракитин<sup>1</sup>, А.Э. Сажнева<sup>1</sup>, А.А. Шрейдер<sup>1</sup>

## О НЕКОТОРЫХ ОСОБЕННОСТЯХ СЕЙСМОАКУСТИЧЕСКОГО ОБНАРУЖЕНИЯ И ИЗУЧЕНИЯ ПАЛЕОСТРУКТУР МОРСКОГО ДНА В ПРИБРЕЖНОЙ ЗОНЕ

<sup>1</sup>Институт океанологии им. П.П. Ширшова РАН  
Россия, 117997, г. Москва, Нахимовский пр., д. 36,  
Тел.: +7(495)380-41-50, E-mail: [mklyuev@mail.ru](mailto:mklyuev@mail.ru)

<sup>2</sup>Институт экологии Академии Наук Абхазии  
Республика Абхазия, г. Сухум, ул. Красномаяцкая, д. 67,  
Тел. +7 (940) 921-22-65, E-mail: [ervolter@mail.ru](mailto:ervolter@mail.ru)

<sup>3</sup>Институт геохимии и аналитической химии им. В.И. Вернадского РАН  
Россия, 119991, г. Москва, ул. Косыгина, д.19,  
Тел. +7(499) 137-14-84, E-mail: [sparker1@yandex.ru](mailto:sparker1@yandex.ru)

Рассматриваются некоторые особенности сейсмоакустического обнаружения и изучения палеоструктур морского дна в прибрежной зоне.

**Ключевые слова:** палеоструктуры морского дна, сейсмоакустическое обнаружение

Палеоструктуры прибрежной морской зоны являются уникальными объектами морской геологии, которые возникают при затоплении дельт и русел рек, вследствие повышения уровня моря или опускания прибрежной суши и дальнейшей их эволюции в морских условиях.

Как показали натурные исследования [1], для обнаружения и изучения донных палеоструктур в прибрежной зоне эффективно совместное использование сейсмоакустических средств широкого частотного диапазона  $f$  (200 кГц–300 Гц) с комбинированными диаграммами направленности  $\theta$  (узкой от 4° и широкой до 180°), а также применение высокоточной GPS навигации. Используются приборы:



- высокочастотный узколучевой эхолот ( $f \sim$  сотен килогерц,  $\theta \sim$  порядка единиц градусов), определяющий профиль морского дна;
- высокочастотный узколучевой профилограф ( $f \sim$  десятка кГц,  $\theta \sim$  единиц градусов), определяющий тип и структуру верхнего осадочного слоя;
- среднечастотный сейсмоакустический профилограф с электромеханическим излучателем типа «бумер» ( $f \sim$  единиц килогерц,  $\theta \sim$  десятков градусов), определяющий более глубокую донную структуру;
- низкочастотный сейсмоакустический профилограф с электроисковым излучателем типа «спаркер» ( $f \sim$  сотен герц,  $\theta \sim$  десятков градусов), определяющий еще более глубокие донные структуры.

Применение высокоточной GPS навигации позволяет определять детальное пространственное строение палеоструктур и выполнять их подробное картографирование, что повышает достоверность их идентификации и точность определения их параметров.

Ключевым вопросом в обнаружении палеоструктур являются критерии и классификационные признаки их наличия. В результате натурных исследований и аналитической проработки были определены основные критерии и классификационные признаки их наличия:

1. Наличие «коробчатого» профиля на батиметрии морского дна и его плавное трансляционное повторение в пространстве.
2. Наличие «коробчатого» профиля, заполненного осадками, на сейсмоакустической структуре морского дна и его плавное трансляционное повторение в пространстве.
3. Наличие изрезанной и расчлененной геоморфологии, не подвергавшейся воздействию водного потока. Это говорит об отсутствии палеоруслу в данном месте.
4. Соответствие положения палеоруслу современным речным структурам суши – руслу, берегам, долине, каньону, дельте.
5. Возможное наличие палеопритоков и палеодельт, распознаваемых согласно тем же критериям палеорусла.
6. Наличие газовых факелов, во многих случаях сопутствующих палеоруслу.

Под «коробчатым» профилем здесь понимается профиль в виде чаши с выраженными береговыми склонами и уплощенным дном. Он должен плавно трансляционно повторяться в пространстве, очерчивая канал палеорусла. Эта чаша, как правило, заполнена слабо консолидированными донными осадками с ровной поверхностью, поскольку она является локальным глубинным максимумом и туда сваливается весь осадочный материал. Наличие изрезанной и расчлененной геоморфологии (скаль-

ных осадочных пород, мергелевых гребней и т.п.), не подвергавшейся воздействию водного потока, говорит об отсутствии палеорусла в данном месте. Как правило, палеорусло является продолжением современного сухопутного речного русла или его дельты. В палеорусле могут впадать палеопритоки, образуя места их слияния, а также оно может разделяться на разветвления в виде палеodelты. Палеруслу зачастую сопутствуют газовые факелы, поскольку оно может быть приурочено к геологическим разломам, а заполняющие его осадки менее консолидированы и более прозрачны для выхода донных газов.

Таким образом, принципы обнаружения палеоструктур в прибрежной зоне заключаются в следующем:

1. Использование широкополосного сейсмоакустического зондирования морского дна при комбинированных диаграммах направленности.
2. Обеспечение высокоточной морской GPS навигации.
3. Применение критериев и классификационных признаков наличия палеоструктур.

В качестве иллюстрации этих принципов рассмотрим результаты изучения палеоструктур реки Ашамба в Голубой бухте вблизи г. Геленджик [1]. В этих исследованиях использовался комплекс гидроакустического профилирования донной поверхности и верхнего слоя осадков разработки ИО РАН и сейсмоакустический комплекс «Геонт-шельф» производства ООО «Спектр-геофизика» [1].

На рис. 1 представлен поперечный профиль палеорусла реки Ашамба в Голубой бухте вблизи г. Геленджик по данным эхолота (частота 200 кГц, диаграмма направленности 4°). Из рисунка видно, что поперечное сечение палеорусла имеет «коробчатую» форму шириной около 120 м с крутыми береговыми склонами высотой до 6 м и ровным,

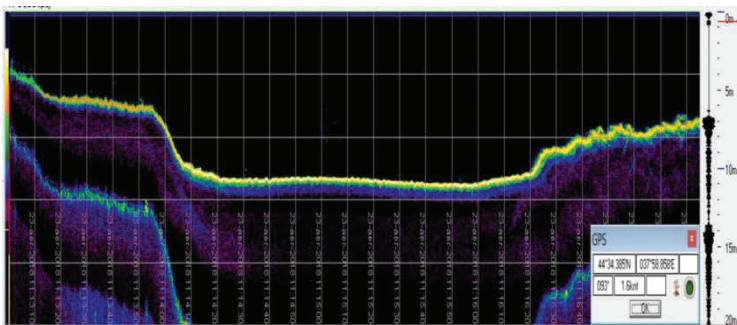


Рис. 1. Поперечный профиль палеорусла реки Ашамба в Голубой бухте вблизи г. Геленджик (эхолот  $f = 200$  кГц,  $\theta = 4^\circ$ ).

по-видимому, осадочным заполнением на глубине около 11 м. Можно предположить, что палеоруло представляет собой канал, вырезанный древними потоками в скальном осадочном основании. Канал частично заполнен современными осадками до практически ровной поверхности.

На рис. 2 представлен поперечный профиль палеорула реки Ашамба в Голубой бухте вблизи г. Геленджик по данным высокочастотного параметрического профилографа (частота 20 кГц, диаграмма направленности  $4.5^\circ$ ) в той же точке, что и на рис. 1. Из рисунка видно, что зондирующий импульс практически не проникает в береговые склоны палеорула, что говорит об их возможном скальном осадочном составе, и проникает на глубину около 1 м вглубь грунта, заполняющего чашу палеорула, что говорит о его возможном неуплотненном осадочном составе. Из рисунка следует, что скальные берега уходят под неуплотненные осадки, заполняющие чашу палеорула.

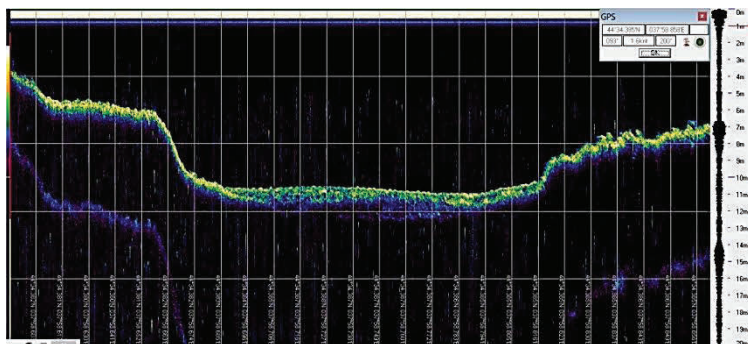


Рис. 2. Поперечный профиль палеорула реки Ашамба в Голубой бухте вблизи г. Геленджик (параметрический профилограф  $f = 20$  кГц,  $\theta = 4.5^\circ$ ).

На рис. 3 представлен поперечный профиль палеорула реки Ашамба в Голубой бухте вблизи г. Геленджик по данным среднечастотного профилографа с излучателем типа «бумер» (частота 1–2 кГц, широконаправленный) в той же точке, что и на рис. 1. Из рисунка видно, что зондирующий импульс по-прежнему практически не проникает в береговые склоны палеорула, что дополнительно подтверждает их возможный скальный осадочный состав, но проникает на глубину около 4 м вглубь заполняющего чашу палеорула грунта, что подтверждает его возможный неуплотненный осадочный состав. На рисунке отчетливо видна форма дна палеорула с максимальной глубиной около 4 м относительно поверхности заполняющих его осадков, которое, по-видимому, состоит из скального осадочного грунта.

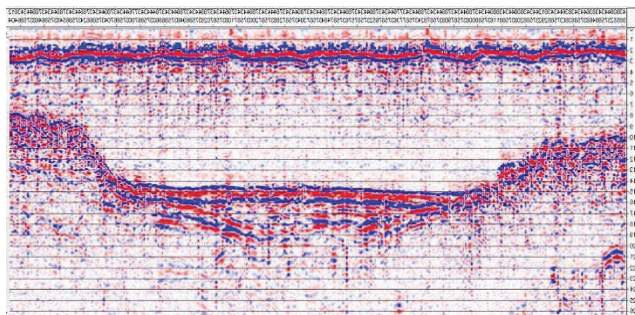


Рис. 3. Среднечастотный широконаправленный профилограф 1–2 кГц с излучателем типа «бумер».

Данная работа выполнена в рамках темы Государственного задания № 0149-2019-0005 ИО РАН и гранта РФФИ № А 20-05-00089.

### Литература

1. Клюев М.С., Шрейдер А.А., Бреховских А.Л., Ракитин И.Я., Зверев А.С., Вольтер Е.Р., Ольховский С.В., Гринберг О.В., Евсенко Е.И., Сажнева А.Э. Палеодолина реки Ашамба в геоморфологии дна Голубой бухты вблизи г. Геленджик по данным параметрического профилографа со спутниковой навигацией // Физическое и математическое моделирование процессов в геосредах: Пятая международная школа молодых ученых, Москва: Материалы конференции. М.: ИПМех РАН, 2019. С. 81–83.

**A.L. Brekhovskikh<sup>1</sup>, E.R. Voltaire<sup>2</sup>, A.S. Zverev<sup>3</sup>, M.S. Klyuev<sup>1</sup>,  
I.Ya. Rakitin<sup>1</sup>, A.E. Sazhneva<sup>1</sup>, A.A. Schrader<sup>1</sup>**

**ABOUT SOME PECULIARITIES OF SEISMOACOUSTIC  
DETECTION AND STUDY OF PALOESTRUCTURES OF THE SEA  
BOTTOM IN THE COASTAL ZONE**

<sup>1</sup>*Shirshov Institute of Oceanology, Russian Academy of Sciences  
36 Nakhimovskiy prospekt, Moscow, 117997, Russia,  
Tel.: +7(495)380-41-50, E-mail: mklyuev@mail.ru*

<sup>2</sup>*Institute of Ecology of the Academy of Sciences of Abkhazia  
Republic of Abkhazia, Sukhum, st. Krasnomayatskaya, 67,  
Tel. +7 (940) 921-22-65, E-mail: ervolter@mail.ru*

<sup>3</sup>*Institute of Geochemistry and Analytical Chemistry Vernadsky RAS  
Russia, 119991, Moscow, st. Kosygina, 19,  
Tel. +7(499) 137-14-84, E-mail: sparker1@yandex.ru*

Some features of seismic-acoustic detection and study of seabed paleo-structures in the coastal zone are considered.

**Keywords:** paleostructures of the seabed, seismoacoustic detection

**Acknowledgment:** This work was carried out within the framework of the State Assignment No. 0149-2019-0005 IO RAS and RFBR grant No. A 20-05-00089.

## References

1. Klyuev M.S., Shrejder A.A., Brekhovskikh A.L., Rakitin I.Ja., Zverev A.S., Vol'ter E.R., Ol'hovskij S.V., Grinberg O.V., Evsenko E.I., and Sazhneva A.Je. Paleodolina reki Ashamba v geomorfologii dna Goluboj buhty vblizi g. Gelendzhik po dannym parametriceskogo profilografa so sputnikovoj navigacii. Fizicheskoe i matematicheskoe modelirovanie processov v geosredah: Pjataja mezhdunarodnaja shkola molodyh uchenyh, Moscow, Materialy konferencii, Moscow: IPMeh RAN, 2019, pp. 81–83.

**А.К. Бритенков, В.А. Фарфель, Б.Н. Боголюбов**

## **СРАВНЕНИЕ И АНАЛИЗ ЭЛЕКТРОАКУСТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК НИЗКОЧАСТОТНЫХ ГИДРОАКУСТИЧЕСКИХ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ ВЫСОКОЙ УДЕЛЬНОЙ МОЩНОСТИ**

*Институт прикладной физики Российской академии наук  
Россия, 603950, Нижний Новгород, ул. Ульянова, д. 46,  
Тел.: +7-(831) 416-47-64,  
E-mail: britenkov@ipfran.ru, vicfar@ipfran.ru, boris@ipfran.ru*

Конструктивные и физические ограничения затрудняют возможности разработки компактных низкочастотных гидроакустических излучателей с полосой более 30% от резонансной частоты и высоким КПД. Вследствие этого анализ и сопоставление электроакустических характеристик преобразователей разных типов позволяет определить направление конструкторского поиска и технические решения для преодоления противоречий между компактными размерами, шириной полосы, чувствительностью, низкой резонансной частотой и КПД гидроакустического излучателя. В работе приведены характерные особенности и различия электроакустических характеристик и импедансных спектров компактных низкочастотных гидроакустических пьезоэлектрических излучателей высокой удельной мощности продольно-изгибного, встречно-поршневого и инерционно-изгибного типов.

**Ключевые слова:** звукоподводная связь, гидроакустический модем, электромеханический трансформатор, низкочастотный гидроакустический излучатель, пьезоэлектрический преобразователь, электрический импеданс

Компактные и малогабаритные гидроакустические преобразователи размером менее 60 см имеют особую сложность для расчетов и изготовления. КПД излучателя и его рабочая частота напрямую зависят от волнового размера НЧИ [1], что определяется как габаритами преобразователя, так и его конструктивным устройством. Совокупность механических и электрических цепей НЧИ, в которых происходит преобразование электрической энергии в механические колебания окружающей среды [2], приводит к различиям в характере электрического импеданса

и других электроакустических характеристик [3]. Зависимость КПД излучателя и его рабочей частоты от размера излучающей поверхности осложняет разработку компактных НЧИ с полосой более 40% и КПД более 60%. Габаритные размеры накладывают конструктивные ограничения и на возможность совмещения резонансов активного элемента и механической колебательной системы [3]. Анализ особенностей НЧИ высокой удельной мощности разных типов позволяет оптимизировать конструктивные решения при их разработке и изготовлении.

**НЧИ высокой удельной мощности.** Для частот ниже 100 Гц преобразователи с электромагнитными активными элементами [1] имеют ряд преимуществ по сравнению с НЧИ, использующими другие принципы трансформации энергии в излучение.



Рис. 1. НЧИ с электромагнитным преобразователем, разработанный ИПФ РАН для акустической термометрии океанского климата [4].

При совпадении собственных частот механической колебательной системы и электромеханического преобразователя, КПД излучателя достигает 90% и более, что наряду с ресурсом является важнейшим параметром для автономных излучающих систем. Магниты на основе редкоземельных металлов и магнитомягких материалов при низкой себестоимости обеспечивают акустическую мощность излучения на уровне 250 Вт и более (рис. 1). КПД подобных НЧИ достигает 95%, а ресурс составляет  $10^8$ – $10^9$  циклов.

Зависимость электроакустических параметров электромагнитных НЧИ от стабильности зазора между подвижной системой (катушкой) и магнитами, большой вес и габариты электромагнитных НЧИ ограничивает глубокое использование преобразователей этого типа.

Баланс между размерами преобразователя и его КПД, полосой излучаемых частот и акустической мощностью достигается использованием в НЧИ пьезокерамических активных элементов.





Рис. 2. Малогабаритный НЧИ типа БиконТМ.

Для НЧИ размером около 1 м оптимальным решением является БиконТМ – разработанный в ИПФ монополь встречно-поршневого типа с конусообразным излучающим корпусом. БиконТМ (рис. 2) имеет КПД до 70–80%, развивая акустическое давление  $10 \text{ кПа} \times \text{м}$  при ресурсе до 1012 циклов. НЧИ БиконТМ можно использовать без компенсатора гидростатического давления на глубинах до 300–400 м.

Уменьшение габаритных размеров НЧИ подобного типа (менее 0.2 м) ведет к падению чувствительности преобразователя по напряжению из-за уменьшения длины активного элемента и снижения амплитуды колебаний излучающей оболочки. Миниатюрный БиконТМ будет иметь невысокую удельную мощность, поэтому излучатели встречно-поршневого типа целесообразно использовать при размерах корпуса НЧИ не менее 0.2–0.5 м.

**Компактные и малогабаритные гидроакустические преобразователи.** Наибольшей эффективностью и технологичностью изготовления при ограниченных размерах (0.6 м и менее) обладают преобразователи **продольно-изгибного типа** (рис. 3). Параметры преобразователя такой конструкции существенно зависят от формы и герметизирующего покрытия излучающей оболочки [2, 5].



Рис. 3. Компактный НЧИ продольно-изгибного типа с пьезоэлектрическим активным элементом.



Проблемой таких преобразователей является герметизация щелей, выполняемых для снижения рабочей частоты, определяемой жесткостью корпуса. Эффективным способом снижения поперечной жесткости корпуса НЧИ является гофрирование излучающей оболочки (рис. 4). «3D НЧИ» устойчив к циклическим нагрузкам (ресурс более  $10^{10}$  циклов), имеет очевидные преимущества и малый разброс параметров при серийном изготовлении.



Рис. 4. НЧИ продольно-изгибного типа с излучающей оболочкой сложной формы («3D НЧИ»).

Связанные колебательные системы в конструкции малогабаритных излучателей являются одним из способов повышения эффективности НЧИ.

Примером НЧИ с подобным конструктивным решением является преобразователь инерционно-изгибного типа с пьезокерамическим активным элементом (рис. 5). Работа излучателя этого типа основана на передаче изгибных колебаний пластин с вклеенными пьезокерамическими кольцами на излучающие мембраны. Активный элемент этого излучателя имеет поперечную поляризацию, изменяя диаметр при подаче электрического напряжения.



Рис. 5. НЧИ инерционно-изгибного типа с пьезоэлементом.

В таком НЧИ гидростатическое давление не влияет на активный элемент.

**Сравнение параметров компактных пьезоэлектрических НЧИ.** Измерение электроакустических характеристик (ЭАХ) НЧИ проведено

на глубинах от 5 до 70 м по изложенной в работе [5] методике. Глубина места составляла более 10–15 длин излучаемых звуковых волн. Ввиду малой длины кабеля связи измерения выполнялись без учета его влияния [6].

Результаты измерений ЭАХ НЧИ различных типов приведены в таблице 1.

Таблица 1. Сравнение компактных НЧИ с пьезоэлектрическими активными элементами

Тип НЧИ	Встречно-поршневой «Би-конТМ»	Продольно-изгибный	Инерционно-изгибный	Продольно-изгибный «3D НЧИ»
Параметр				
Максимальные габариты (длина×диаметр), мм	450×380	139×52	170×80	118×86
Активный элемент (длина×диаметр), мм	400×100	114×36.5	14×100	76.6×36.5
Снаряженная масса в воздухе, кг	40	1	3.3	0.98
Максимальная глубина, м	350	250	300	250
Частота основного резонанса в воздухе, кГц	1.6	3.5	4.5	4
Частота основного резонанса в воде, кГц	1.4	1.5	3.5	1.7
Ширина рабочей полосы частот, %	30	13	11	27
Дрейф частоты по глубине, Гц/м	0.28	0.35	менее 0.1	0.6
Чувствительность по напряжению на резонансе, Па×м/В	24	1.5	3.0	0.9
Рабочее напряжение, В	600	500	700	700
Развиваемая акустическая мощность, Вт	1700	5	30	3
КПД, %	70	25	50	28
Статическая емкость активного элемента, нФ	520	94.1	18.4	53.6
Реальная часть импеданса на резонансе, кОм	0.18	0.42	0.04	1.75

Для основного резонанса в диапазоне частот от 1.2 до 2.2 кГц электромеханический резонанс, за исключением НЧИ инерционно-изгибного типа, обусловлен собственными частотами механической колебательной системы излучателя и активного элемента и практически не связан с электрическим резонансом. Все излучатели предназначены для работы в одинаковом диапазоне глубин, при этом отрицательный градиент дрейфа частоты с глубиной наблюдается только у НЧИ типа БиконТМ. Почти все рассмотренные излучатели показали прямую зависимость излучаемой акустической мощности от размеров активного элемента. Характерно, что КПД излучателя существенно зависит от конструкции НЧИ, т.е. от акустического оформления активного элемента. Механический трансформатор, используемый в малогабаритных НЧИ продольно-изгибного типа, увеличивает влияние присоединенной массы воды, повышая отдачу преобразователя. С другой стороны, именно это обстоятельство приводит к дрейфу частоты с глубиной погружения НЧИ, что в некоторых случаях требует компенсатора гидроакустического давления. Однако во многих приложениях гидроакустики с использованием малогабаритных излучателей продольно-изгибного типа [2, 5] с рабочей полосой частот более 20–25 %, дрейф частоты не критичен, поскольку не превышает нескольких десятков Гц во всем диапазоне глубин.

**Выводы.** Представленные компактные НЧИ, разработанные в ИПФ РАН, не смотря на сходный частотный диапазон, существенно различаются по характеристикам: чувствительность – от 0,9 до 24 Па×м/В, ширина полосы – от 11 до 30%, КПД – от 25 до 70%, вес – от 1 до 40 кг. Интегральное сравнение преобразователей показывает, что наибольшую удельную мощность имеют НЧИ встречно-поршневого и инерционно-изгибного типа – более 8 кВт/м<sup>3</sup>, наивысшей стабильностью частоты по глубине обладает преобразователь инерционно-изгибного типа (менее 2%), а наибольшую эффективность на единицу массы (более 28%/кг) продемонстрировал НЧИ продольно-изгибного типа со сложной формой излучающей оболочки «3D НЧИ».

## Литература

1. Woollet R. Sonar Transducer Fundamentals. Newport – New London: Naval Underwater Systems Center, 1986. 102 p.
2. Андреев М.Я., Боголюбов Б.Н., Ключин В.В., Рубанов И.Л. Низкочастотный малогабаритный продольно-изгибный электроакустический преобразователь // Датчики и системы. 2010. № 12. С. 51–55.
3. Mosca F., Matte G., Shimura T. Low frequency source for very long-range underwater communication // Journal of the Acoustical Society of America. 2013. Vol. 133 (1). P. EL61–EL67.

4. Козубская Г.И., Кудряшов В.М., Сабинин К.Д. О возможности акустической галинометрии Арктического бассейна // Акустический журнал. 1999. Т. 45. № 2. С. 250–257.
5. Бритенков А.К., Боголюбов Б.Н., Дерябин М.С., Фарфель В.А. Измерение электромеханических характеристик компактного низкочастотного гидроакустического излучателя сложной формы // Труды МАИ. 2019. № 105. С. 1–24.
6. Бритенков А.К., Канаков О.И. Влияние первичных параметров соединительного кабеля на точность измерений электроакустических характеристик мощных низкочастотных гидроакустических излучателей // Ученые записки физического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова. 2020. № 1. С. 2010303–12010303-4.

**A.K. Britenkov, V.A. Farfel, B.N. Bogolyubov**

## **COMPARISON AND ANALYSIS OF ELECTROACOUSTIC CHARACTERISTICS HIGH POWER DENSITY LOW FREQUENCY HYDROACOUSTIC TRANSDUCERS**

*Institute of Applied Physics of the Russian Academy of Sciences  
Ul'yanov Street, 46, Nizhny Novgorod, 603950, Russia,  
Tel: +7-(831) 416-47-64,  
E-mail: britenkov@ipfran.ru, vicfar@ipfran.ru, boris@ipfran*

Structural and physical constraints make it difficult to develop compact low-frequency hydroacoustic emitters with a bandwidth of more than 30 % of the resonant frequency and high efficiency. As a result, the analysis and comparison of electroacoustic characteristics of transducers of different types makes it possible to determine the direction of the design search and technical solutions to overcome the contradictions between compact dimensions, bandwidth, sensitivity, low resonance frequency and efficiency of the hydroacoustic emitter. The paper presents the characteristic features and differences in the electroacoustic characteristics and impedance spectra of compact low-frequency hydroacoustic piezoelectric emitters of high specific power of the longitudinal-bending, counter-piston and inertial-bending types obtained during field tests.

**Keywords:** underwater communication, hydroacoustic modem, electro mechanical transformer, low-frequency hydroacoustic radiator, piezoelectric transducer, electrical impedance.

### **References**

1. Woollet R. Sonar Transducer Fundamentals. Newport – New London: Naval Underwater Systems Center, 1986, 102 p.
2. Andreev M.Y., Bogolyubov B.N., Rkyshin V.V., and Rubanov I.L. Low-frequency small-sized longitudinal-bending electroacoustics transducer. Datchiki & Systemi (Sensors & Systems), 2010, Vol. 12, pp. 51–55.2.

3. Mosca F., Matte G., and Shimura T. Low-frequency source for very long-range underwater communication. *Journal of the Acoustical Society of America*, 2013, Vol. 133, No. 1, pp. EL61–EL67.
4. Kozubskaya G.I., Kudryashov V.M., and Sabinin K.D. On the Possibility of Acoustic Galinometry of the Arctic Basin. *Acoustic Journal*, 1999, Vol. 45, No. 2, pp. 250–257.
5. Britenkov A.K., Bogolyubov B.N., Deryabin M.S., and Farfel V.A. Electromechanical characteristics of a compact low-frequency hydroacoustics transducer with complex radiator's shape. *Trudi MAI*, 2019, No. 105, pp. 1–24.
6. Britenkov A.K. and Kanakov O.I. Influence of feeder cable parameters upon accuracy in measurements of characteristics of powerful low-frequency underwater electroacoustic transducers. *Uchenye zapiski fizicheskogo fakul'teta moskovskogo universiteta*, 2020, No. 1, pp. 2010303-12010303-4.

Д.Г. Ковзель, В.А. Гриценко, А.Н. Рутенко,

## НАТУРНЫЕ ИСПЫТАНИЯ АВТОНОМНОЙ ВЕРТИКАЛЬНОЙ АКУСТИКО-ГИДРОФИЗИЧЕСКОЙ ИЗМЕРИТЕЛЬНОЙ СИСТЕМЫ МОЛЛЮСК-19

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

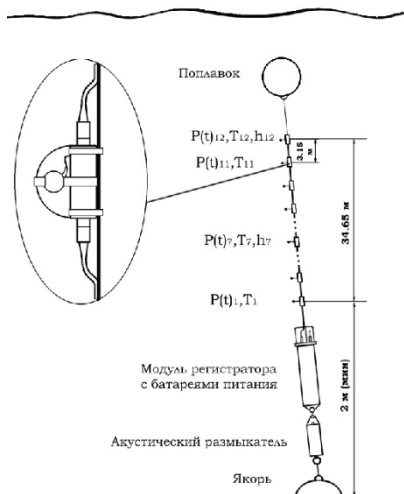
Приводится описание вертикальной автономной акустико-гидрофизической измерительной системы Моллюск-19, разработанной и изготовленной в ТОИ ДВО РАН и предназначенной для мониторинга вертикальной структуры акустических и внутриволновых полей на шельфе. Работоспособность Моллюска-19 и его программного обеспечения иллюстрируются на примерах натуральных измерений.

**Ключевые слова:** сейсморазведка, распространение звука, акустико-гидрофизическая измерительная система

Вертикальная акустико-гидрофизическая система Моллюск-19 продолжила ряд разработанных и изготовленных в ТОИ ДВО РАН многоканальных измерительных систем Моллюск [1, 2]. Система вошла в состав измерительного комплекса Шельф-14 [3]. Все устройства, входящие в данный измерительно-регистрационный комплекс, аппаратно и программно унифицированы. Аналого-цифровое преобразование измеряемых величин производится в модулях датчиков (МД), и результаты передаются в регистратор по шине в цифровой форме. Такая организация системы исключает межканальное проникновение, снижает шумы электроники и наводки.

Схема постановки Моллюска-19 в море показана на рис. 1.

Рис. 1. Схема постановки Моллюска-19.



Конструктивно система представляет собой 12 измерительных модулей, распределенных по несущему тросу и соединенных отрезками кабеля между собой и с регистратором. Модули и кабели взаимозаменяемы и могут соединяться в любом порядке и любом необходимом количестве, что позволяет легко конфигурировать систему под задачи конкретного эксперимента. Два модуля оснащены датчиками глубины. Они размещены в верхней точке (12 по рис. 1) и в середине (7) измерительной линии.

Модуль регистратора, размещенный внизу измерительной линии, представляет собой донную станцию Шельф-14 [3], в которой модуль АЦП заменен submodule сопряжения с кабельной линией. Фиксация системы в точке постановки осуществляется якорем (рис. 1). При подъеме якорь сбрасывается при помощи акустического размыкателя.

Работу Моллюска-19 рассмотрим по функциональной схеме, представленной на рис. 2. Питание всей системы осуществляется от двух батарейных блоков по 40 батареек типоразмера D, размещенных в модуле регистратора. Работой всех частей регистратора управляет микроконтроллер PIC32MX795F512H. После включения питания этот контроллер начинает вырабатывать сигнал, синхронизирующий работу модулей

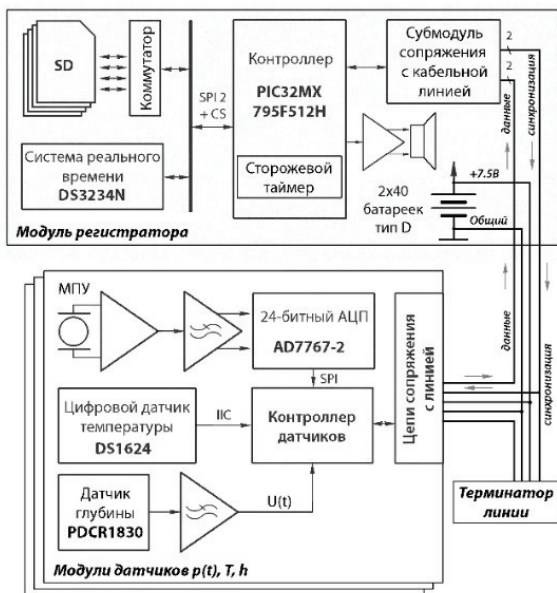


Рис. 2. Функциональная схема работы Моллюска-19.

датчиков. Этот сигнал подается на все МД параллельно. Результаты измерений в цифровой форме от МД продвигаются по измерительной линии к регистратору последовательно, ретранслируясь в каждом МД. Такое решение радикально снижает энергозатраты на передачу данных до регистратора.

Каждый МД имеет свой микроконтроллер (PIC32MX150F128B), управляющий работой датчиков измеряемых величин, АЦП и других узлов МД.

В качестве датчика акустического давления используется гидрофон МПУ, для аналого-цифрового преобразования применена микросхема AD7767-2 (как в станциях Шельф-14). Температура измеряется 13-разрядным цифровым термометром DS1624 с разрешением  $0.03^{\circ}\text{C}$ . В диапазоне температур  $0-70^{\circ}\text{C}$  погрешность не превышает  $\pm 0.5^{\circ}\text{C}$  и может быть повышена калибровкой. Для измерения глубины использованы прецизионные аналоговые датчики PDCR-1830 и встроенное в микроконтроллер 10-разрядное АЦП, что обеспечивает точность измерения глубины 10 см. Частота взятия отсчетов НЧ каналов (температура, глубина, напряжение питания, поступающее на схему МД с линии) равна 5 Гц. К НЧ информации добавляется также индивидуальный номер МД, записанный в идентификационную память контроллера. Наличие этого номера, однозначно связанного с аппаратной частью МД, позволяет идентифицировать его независимо от положения в измерительной линии. Все эти данные организуются в единый, нераздельный при передаче и записи, цифровой поток. Такая структура данных обеспечивает однозначность и надежность их распознавания при последующей обработке записей регистратора. Частота дискретизации акустического сигнала ограничивается скоростью записи на карту памяти по интерфейсу SPI – приблизительно 500 кБ/с. При 24-разрядном кодировании и 12-ти МД в составе системы частота дискретизации по каждому каналу не может превышать 14 кГц. В постановках 2019 г. использовалась частота дискретизации 5053 Гц. Чувствительность гидрофонов с предварительными усилителями по результатам кросс-калибровки составила 2.1–2.65 мВ/Па, что при размахе сигналов на входе АЦП  $\pm 5\text{В}$  дает предельную амплитуду акустического давления, равную 1.9–2.4 кПа. Потребляемая мощность при частоте дискретизации 5053 Гц равна 2.6 Вт. Время автономной работы определяется батареями питания и для 2-х блоков по 40 солевых батареек типа D составляет 23–28 суток.

Для мониторинга акустико-гидрофизических параметров во время сейсморазведки на Аркутун-Дагинском лицензионном участке Моллюск-2019 был установлен в точке Аркутун-Даги-62. Глубина моря в



этой точке была равна 62 м. Верхний 12 модуль с гидрофоном P.12, датчиком температуры T.12 и датчиком глубины D.2 оказался на горизонте примерно 6 м. На рис. 3 показаны вариации температуры, вызванные распространением нелинейных внутренних волн, амплитуда которых достигала 30 м. На рис. 3б приведены графики значений глубины, измеренные двумя датчиками гидростатического давления, расположенными в 7 и 12 МД. Эти измерения позволяют контролировать поверхностный прилив и отклонения Моллюск-2019 от вертикали, вызываемые приливными течениями и орбитальным движением частиц воды в распространяющихся внутренних волнах. Рис. 3в дает визуальное представление о профиле распространяющихся внутренних волн.

Акустические импульсы, представленные на рис. 3г, показывают распределение энергии сейсморазведочного сигнала переносимой водными модами в зависимости от горизонта и временного интервала.

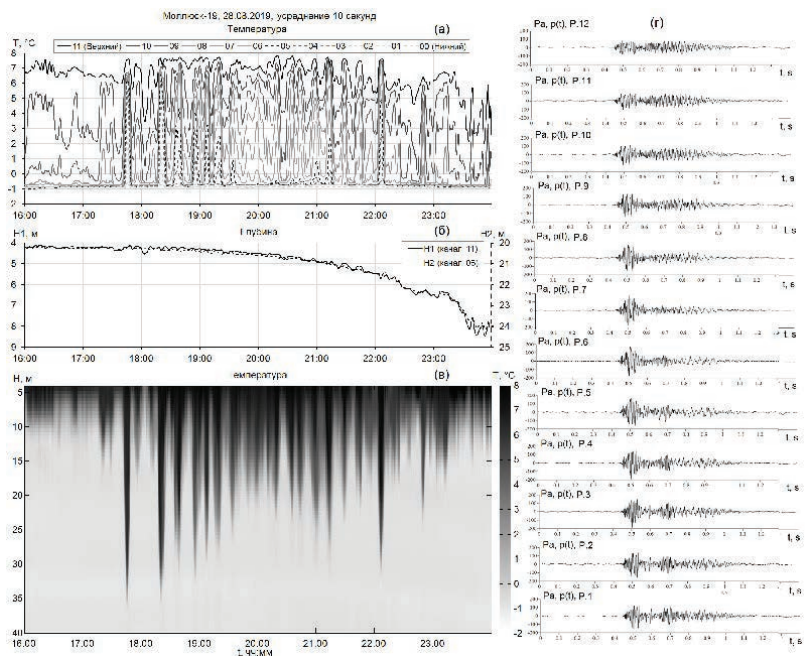


Рис. 3. Вариации температуры воды, измеренные на 12 горизонтах – (а), изменения глубины, измеренные двумя датчиками гидростатического давления – (б), вариации температуры воды, рассчитанные по показаниям 12 датчиков температуры – (в) и акустические сейсморазведочные сигналы, измеренные на 12 горизонтах – (г).

В заключении авторы выражают благодарность компании Эксон Нефтегаз Лимитед за поддержку данной работы.

### Литература

1. Рутенко А.Н. Вертикальная акустико-гидрофизическая антенна «Моллюск-97» // Приборы и техника эксперимента. 1998. № 5. С. 141–144.
2. Ковзель Д.Г., Рутенко А.Н., Ушиповский В.Г. Автономная вертикальная акустико-гидрофизическая измерительная система «Моллюск-07» // Приборы и техника эксперимента. 2008.
3. Рутенко А.Н., Борисов С.В., Ковзель Д.Г., Гриценко В.А. Радиогидроакустическая станция для мониторинга параметров антропогенных импульсных и шумовых сигналов на шельфе // Акуст. журн. 2015. Т. 61. № 4. С. 500–511.

**D.G. Kovzel, V.A. Gritsenko, A.N. Rutenko**

### FIELD TRIALS OF SELF-CONTAINED VERTICAL ACOUSTIC-AND-HYDROPHYSICAL MEASUREMENT SYSTEM MOLLUSK-19

*Pacific Oceanological Institute Named After V.I. Ilyichov  
Russian Academy of Sciences Far Eastern Branch  
Baltiyskaya Street, 43, Vladivostok, 690041, Russia  
Tel.: 8 (4232) 31-21-20, E-mail: [rutenko@poi.dvo.ru](mailto:rutenko@poi.dvo.ru)*

Described is the vertical self-contained acoustic-and-hydrophysical measurement system Mollusk-19 developed and manufactured at the Pacific Oceanological Institute Named After V.I. Ilyichov, Russian Academy of Sciences Far Eastern Branch (TOI DVO RAN) and designed for monitoring vertical structure of acoustic and intra-wave fields on the shelf. Performance capability of Mollusk-19 and its software are illustrated through examples of on-site measurements.

**Keywords:** seismic survey, sound propagation, acoustic hydrophysical measuring system

**Acknowledgment:** In conclusion, the authors would like to thank Exxon Neftegas Limited for their support of this work.

## References

1. Rutenko A.N. Vertical acoustic-and-hydrophysical antenna Mollusk-97. Pribory i tekhnika eksperimenta. 1998, No. 5, pp. 141–144.
2. Kovzel D.G., Rutenko A.N., and Uschipovskiy V.G. Self-contained vertical acoustic-and-hydrophysical measurement system Mollusk-07. Pribory i tekhnika eksperimenta, 2008.
3. Rutenko A.N., Borisov S.V., Kovzel D.G., and Gritsenko V.A. Radio hydroacoustic station for monitoring parameters of maninduced impulse and noise signals on the shelf. Akusticheskiy zhurnal, 2015, Vol. 61, No. 4, pp. 500–511.

**П.Н. Кравчун**

**О ПРОБЛЕМАХ СОЗДАНИЯ МНОГОЧАСТОТНЫХ  
РЕЗОНАНСНЫХ ПОДВОДНЫХ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ МАЛЫХ  
ВОЛНОВЫХ РАЗМЕРОВ**

*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова  
Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, МГУ, д. 1/2,  
Тел.: 8 (495) 939-38-44, E-mail: gedackt@mail.ru*

Рассматриваются основные вопросы создания многочастотных резонансных излучателей малых волновых размеров. Уменьшение волновых размеров излучателя достигается использованием пьезоактивных элементов в качестве инерционных элементов колебательной системы излучателя, в то время как применение их в качестве упругих элементов ограничивает возможности минимизации размеров и массы излучателя, хотя эффективность электромеханического преобразования во втором случае, как правило, выше. Многочастотность достигается использованием многоэлементных структур, представимых как неоднородные активные дискретные структуры.

**Ключевые слова:** гидроакустический резонансный излучатель, малые волновые размеры, многочастотные излучатели

Одна из основных трудностей в создании низкочастотных подводных преобразователей заключается в том, что традиционные их типы имеют размеры, сравнимые с длиной волны на рабочей частоте, что приводит к неприемлемым для практики габаритам. Это делает актуальной задачу создания подводных преобразователей, имеющих малые волновые размеры. Интерес к этому виду преобразователей связан и с тем, что увеличение дальности передачи информации в океане обеспечивается, прежде всего, снижением частоты сигнала.

Целесообразно создавать низкочастотные излучатели на основе резонансных систем, поскольку наибольшая эффективность преобразователей достигается, как известно, на резонансных частотах. Кроме того, помехоустойчивость узкополосных систем обычно выше, чем у широкополосных. При этом особый интерес представляют многочастотные преобразователи, поскольку многочастотные сигналы позволяют свести к минимуму влияние амплитудных и фазовых флуктуаций сигналов и

повысить дальность действия системы (эффективное использование многочастотного сигнала возможно лишь в случае независимости сигналов различных частот, т.е. при достаточно большом разnose их частот) [1].

Эти обстоятельства свидетельствуют о целесообразности решения рассматриваемой задачи в классе резонансных преобразователей малых волновых размеров, способных работать в многочастотных режимах. Поскольку распределенные резонансные системы не удовлетворяют требованиям малогабаритности, имеет смысл создавать колебательные системы малых волновых размеров на основе структур с сосредоточенными параметрами. У таких структур нет однозначной связи между линейными размерами и резонансными частотами.

Рассмотрим весьма общую модель преобразователя на основе пьезоактивных дискретных структур – неоднородную активную структуру, состоящую из  $N$  электромеханических 6-полосников, соединенных механическими сторонами в цепочку (рис. 1).

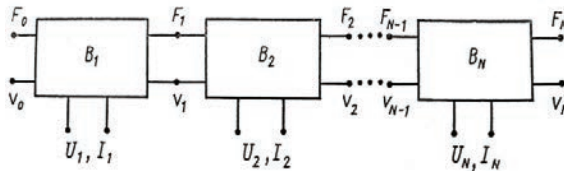


Рис. 1. Общая схема структуры.

Электрические стороны 6-полосников могут быть использованы для подвода или отбора энергии. Каждый из 6-полосников будем описывать характеристической матрицей  $[B]$ , связывающей динамические переменные на его сторонах:

$$F_j = b_{11}F_{j-1} + b_{12}v_{j-1} + b_{13}U_j,$$

$$v_j = b_{21}F_{j-1} + b_{22}v_{j-1} + b_{23}U_j, \quad I_j = b_{31}F_{j-1} + b_{32}v_{j-1} + b_{33}U_j,$$

где  $F_j, v_j$  – комплексные амплитуды силы и колебательной скорости в  $j$ -м соединении структуры,  $U_j$  и  $I_j$  – амплитуды напряжения и тока на электрической стороне  $j$ -го 6-полосника (предполагается, что преобразователь работает в гармоническом режиме).

Пусть  $F_0$  и  $v_0$  – амплитуды силы и скорости на механическом входе в структуру. Можно показать, что для динамических переменных, описывающих волновой процесс в  $j$ -м соединении структуры и на электрической стороне  $j$ -го 6-полосника, справедливы следующие выражения:

$$\begin{pmatrix} F_j \\ v_j \end{pmatrix} = \left[ \prod_{q=j}^1 (B_q) \right] \cdot \begin{pmatrix} F_0 \\ v_0 \end{pmatrix} + \sum_{n=1}^j \left\{ \left[ \prod_{q=j}^{n+1} (B_q) \right] \cdot \begin{pmatrix} b_{13}^{(n)} \\ b_{23}^{(n)} \end{pmatrix} \cdot U_n \right\} \quad (1)$$

$$I_j = \begin{pmatrix} b_{31}^{(j)} & b_{32}^{(j)} \end{pmatrix} \left\{ \left[ \prod_{q=j-1}^1 (B_q) \right] \cdot \begin{pmatrix} F_0 \\ v_0 \end{pmatrix} + \sum_{n=1}^{j-1} \left[ \prod_{q=j-1}^{n+1} (B_q) \right] \cdot \begin{pmatrix} b_{13}^{(n)} \\ b_{23}^{(n)} \end{pmatrix} \cdot U_n \right\} + b_{33}^{(j)} U_j, \quad (2)$$

где  $(B_q)$  матрица размерности  $(2 \times 2)$ , полученная из характеристической матрицы  $[B_q]$  вычеркиванием третьих строки и столбца,  $b_{qj}^n$  – элементы матрицы  $[B_n]$ . В случае пассивной структуры соотношение (1) переходит в известное классическое решение для цепочки 4-полюсников [2].

Формулы (1)–(2) являются основой для исследования волновых процессов в активных дискретных структурах рассматриваемого типа. Используя их, можно проанализировать различные режимы работы структуры и характеристики волнового процесса в ней. В данной работе дана лишь краткая сводка основных соотношений для режима излучения.

Будем считать, что на электрические клеммы структуры подаются напряжения  $U_j$  ( $j = 1, 2, \dots, N$ ), а механические выходы ( $j = 0$  и  $j = N$ ) нагружены на механические импедансы  $Z_0 = F_0/v_0$  и  $Z_S = F_N/v_N$ , где  $Z_S$  – импеданс излучения рабочей поверхности преобразователя. Мощность акустического излучения преобразователя определяется соотношением:

$$W_S = \frac{1}{2} \cdot \operatorname{Re} \left[ \frac{1}{Z_S} \right] \cdot \left| \frac{\sum_{j=1}^N (a_j - c_j Z_S) U_j}{Z_S \left( \frac{\beta_{21}^{(N)} Z_0 + \beta_{22}^{(N)}}{\beta_{11}^{(N)} Z_0 + \beta_{21}^{(N)}} \right) - 1} + \sum_{j=1}^N a_j U_j \right|, \quad (3)$$

$$\text{где } a_j = (1 \ 0) \cdot \left[ \prod_{q=N}^{j+1} (B_q) \right] \begin{pmatrix} b_{13}^j \\ b_{23}^j \end{pmatrix}, \quad c_j = (0 \ 1) \cdot \left[ \prod_{q=N}^{j+1} (B_q) \right] \begin{pmatrix} b_{13}^j \\ b_{23}^j \end{pmatrix},$$

$$\beta_{jq}^{(n)} \text{ – элементы матрицы } \left( \beta^{(n)} \right) = \prod_{j=n}^1 (B_j).$$

Важной особенностью рассматриваемой структуры является «интерференционное» взаимодействие звеньев структуры (не обязательно соседних), описываемое в формуле членами вида  $\varepsilon_{ij} U_j U_q^*$  (\* – знак комплексного сопряжения) и приводящее к возможности как увеличения, так и уменьшения излучаемой мощности за счет взаимодействия звеньев. Такое взаимодействие не имеет аналога в цепочках 4-полюсников, оно дает возможность управления входными электрическими импедансами каких-либо звеньев путем выбора напряжений, подаваемых на другие («согласующие») звенья.

Оптимальные фазовые сдвиги между электрическими напряжениями на звеньях структуры, обеспечивающие максимум излучаемой мощности, определяются из условия максимума выражения:

$$\sum_{q=2}^N \sum_{j=1(j < q)}^{N-1} \xi_q \xi_j \cos(\Delta\theta_{qj} - \Delta\phi_{qj}), \text{ где } \xi_j = \left| \frac{a_j - c_j Z_s}{Z_s \left( \frac{\beta_{21}^{(N)} Z_0 + \beta_{22}^{(N)}}{\beta_{11}^{(N)} Z_0 + \beta_{21}^{(N)}} \right) - 1} + a_j \right|, \quad (4)$$

где  $\Delta\theta_{qj} = \arg \xi_q - \arg \xi_j$ ;  $\Delta\phi_{qj} = \arg U_q - \arg U_j$ . Отсюда следует важный практический вывод: оптимальная фазировка звеньев определяется лишь внутренними параметрами преобразователя и его акустической нагрузкой и не зависит от амплитуд напряжений, подаваемых на звенья.

Соотношения (1)–(4) могут служить основой для расчета преобразователей на базе активных дискретных структур. Для их использования необходимо конкретизировать вид элементарного звена. Для преобразователей малых волновых размеров интерес представляют структуры с пьезоактивными инерционными и пассивными упругими элементами, размеры которых существенно меньше длины волны на рабочих частотах (рис. 2). У таких систем снижение резонансной частоты достигается простым уменьшением сосредоточенной упругости (пружины) и не связано с увеличением габаритов и веса, как в традиционных распределенных системах. Другой возможностью является использование структур, в которых пьезоэлемент играет роль упругости, а пассивная накладка на его излучающем торце – роль массы (рис. 3).

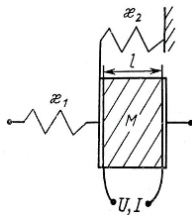


Рис. 2. Элементарное звено преобразователя.

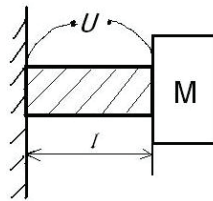


Рис. 3. Излучатель с пьезоактивной упругостью.

Снижение резонансной частоты такого излучателя может быть достигнуто либо уменьшением сечения пьезоэлемента (что снижает мощность излучения), либо удлинением пьезоэлемента и увеличением пассивной накладки (что вступает в противоречие с требованием уменьшения габаритов). Однако эффективность электромеханического преобразования во втором случае выше, чем в первом. Действительно, из выражений для матрицы импедансов, осуществляющей преобразование

$U = z_{11}I + z_{12}V$ ,  $F = z_{21}I + z_{22}V$ , получаем для второго типа звена  $z_{12} = -h/(i\omega)$  ( $h$  – пьезоконстанта,  $i$  – мнимая единица,  $\omega$  – циклическая частота), а для первого типа  $z_{12} = h[1 - \cos(kl)]/(i\omega)$ , где  $k = \omega/c$ ,  $c$  – скорость звука в материале пьезоэлектрика,  $l$  – длина пьезоэлемента. Учитывая, что при малых волновых размерах преобразователя  $kl \ll 1$ , получаем, что абсолютная величина элемента матрицы  $z_{12}$ , характеризующего электромеханическое взаимодействие, для первого типа звена в  $1/(kl)^2$  раз меньше, чем для второго. Однако, это компенсируется тем, что пределы механической и электрической прочности для первого типа звена, в отличие от второго, достигаются почти одновременно. Натурные испытания одно- и трехчастотных излучателей рассматриваемого типа были проведены в природных водоемах (Черное море, Ладожское озеро). В излучателях использованы пьезокерамики ЦТС-19 и ЦТБС-3. Резонансные частоты излучателей лежали в диапазоне 140 Гц–2 кГц при их максимальных линейных размерах от 10 до 38 см, чувствительность – до 2 Па·м/В, к.п.д. – до 70%.

### Литература

1. Вишин Г.М. Многочастотная радиолокация. М.: Воениздат, 1973. 92 с.
2. Бриллюэн Л., Пароди М. Распространение волн в периодических структурах. М.: Иностранная литература, 1959. 457 с.

**P.N. Kravchun**

### PROBLEMS OF CREATING SMALL WAVE SIZE MULTI-FREQUENCY RESONANCE UNDERWATER TRANSDUCERS

*Lomonosov Moscow State University, Faculty of Physics  
Leninskiye Gory, 1/2, Moscow, GSP-1, Russia, 119991,  
Tel.: 8(495)939-38-44, E-mail: gedacki@mail.ru*

The main problems of creation of multi-frequency resonance transducers of small wave sizes are considered. The reduction of the wave dimensions of the transducer is achieved by using piezoactive elements as inertial elements of the vibrating system, while the use of them as elastic elements limits the ability to minimize the size and mass of the transducer, although the efficiency of electromechanical transformation in the second case is generally higher. Multi-frequency is achieved by using multi-element structures, represented as non-uniform active discrete structures.

**Keywords:** Hydroacoustic resonance radiator, small wave dimensions, multi-frequency transducers

### References

1. Vishin G.M. Multifrequency radar-location. Moscow: Voenizdat, 1973, 92 p.
2. Brillouin L. and Parodi M. Wave Propagation in Periodic Structures. Moscow: Inostrannaya Literatura, 1959, 457 p.



**Е.Б. Кудашев, Л.Р. Яблоник**

## **ТЕМПЕРАТУРНАЯ ПОМЕХА ПРИ ИЗМЕРЕНИИ ШУМОВ ОБТЕКАНИЯ В ГЛУБОКОМ МОРЕ**

*Институт космических исследований РАН  
Россия, 117997, Москва, ул. Профсоюзная, 84/32,  
Тел.: 8(495)333-1234,  
E-mail: kudashhev@iki.rssi.ru; yablonik@gmail.com*

Рассматривается формирование отклика пьезокерамических приемников пульсаций давления в температурно-стратифицированной среде при воздействии на чувствительный элемент датчиков пульсаций температуры рабочей среды. Выполнено численное исследование ослабления температурного сигнала приемника давления в турбулентном пограничном слое. Исследован эффект искажения спектральных уровней пульсаций давления, регистрируемых приемником звука в поле температурных неоднородностей. Также исследовано влияние температурной помехи на измерение шумов обтекания на всплывающем устройстве на примере измерений турбулентных пульсаций давления в пограничном слое при вертикальном всплытии устройства в глубоком море.

**Ключевые слова:** шумы обтекания, турбулентные пульсации давления, влияние температурной неоднородности

При регистрации турбулентных пульсаций давления в водной среде в основном используются пьезокерамические преобразователи давления. Пьезокерамика, из которой обычно изготавливают чувствительные элементы приемников пульсаций давления, обладает также пьезоэлектрическими свойствами. Пьезоэлектрический эффект состоит в генерации электрического поля в кристаллах при изменении их температуры. В силу этого эффекта изменение температуры приводит к генерированию дополнительного электрического сигнала на выходе преобразователя пульсаций давления.

Специальные исследования термочувствительности приемников турбулентных пульсаций давления до настоящего времени не проводились. Согласно имеющимся данным [1–3] соотношение между чувствительностью приемников к температуре ( $\gamma_T$ , В/К) и давлению ( $\gamma_p$ , В/Па) может быть оценено величиной:  $2 \times 10^6$  Па/К, что примерно со-

ответствует произведению коэффициента линейного теплового расширения на модуль Юнга пьезокерамики. Данная величина соответствует полному прогреву приемника, который в условиях измерений турбулентных пульсаций в температурно-неоднородной среде никогда не достигается. При этом для определения реального влияния температурного фактора на работу приемника пристеночных турбулентных давлений следует, прежде всего, оценить, в какой степени пульсации температуры прогревают корпус пьезоэлемента.

Согласно модели, развитой в [1], приемник, непосредственно контактирующий с обтекающей средой, характеризуемой граничным температурным полем  $T_0(\mathbf{k}, \omega)$  ( $\mathbf{k}$  – двумерный волновой вектор,  $\omega$  – угловая частота), формирует в силу пирозффекта электрический сигнал с амплитудой:  $e_T(\mathbf{k}, \omega)$ . Среднеквадратичное значение этого сигнала для приемника, встроенного в обтекаемое тело, определяется равенством:

$$\overline{e_T^2(\mathbf{k}, \omega)} = \gamma_T^2 \frac{1 - 2e^{-\alpha} \cos \beta + e^{-2\alpha}}{R} \overline{T_0^2(\mathbf{k}, \omega)}, \quad (1)$$

в котором

$$R = h^2 \sqrt{\mathbf{k}^4 + (\omega/\chi)^2}; \quad \varphi = \arctg(\omega/\chi\mathbf{k}^2); \quad (2)$$

$$\alpha = \sqrt{R} \cdot \cos(\varphi/2); \quad \beta = \sqrt{R} \cdot \sin(\varphi/2);$$

параметры  $\chi$  и  $h$  представляют собой соответственно температуропроводность и протяженность приемника в направлении нормали к стенке. Применительно к воздействию случайного однородного стационарного температурного поля, соотношение (1) представляется в виде:

$$\Phi_{SS}^T = \gamma_T^2 \int_{-\infty}^{\infty} S_T(\mathbf{k}, \omega) E_{TT}(\mathbf{k}, \omega) d\mathbf{k} \quad (3)$$

В последнем равенстве  $\Phi_{SS}^T(\omega)$  – частотный спектр температурного сигнала,  $E_{TT}(\omega)$  – частотно-волновой спектр пристеночных пульсаций температуры;  $S_T(\mathbf{k}, \omega)$  – волновая температурная характеристика приемника, определяемая, ввиду (1), равенством:

$$S_T(\mathbf{k}, \omega) = (1 - 2e^{-\alpha} \cos \beta + e^{-2\alpha})/R. \quad (4)$$

Далее рассмотрим влияние температурных неоднородностей среды на конкретном примере исследования шумов обтекания, создаваемых турбулентными пульсациями давления в пограничном слое на теле всплывающего устройства. Подобный тип экспериментальных устано-

вок для исследования псевдозвука получил широкое распространение при экспериментальных исследованиях физики акустико-гидродинамических явлений [4–6].

В рамках модели «замороженности» спектральный частотно-волновой спектр и температурная неравномерность среды связаны простым соотношением:

$$E_{TT}(\mathbf{\kappa}, \omega) = P_{TT}(\mathbf{\kappa})\delta(\mathbf{\kappa} - \omega/U), \quad (5)$$

где  $P_{TT}(\mathbf{\kappa})$  – спектр вертикальной температурной неоднородности в зоне всплывающего устройства. Соответственно, выражение (3) для частотного спектра температурного сигнала приобретает вид:

$$\Phi_{SS}^T(\omega) = \gamma_T^2 S_T(\omega/U, \omega) P_{TT}(\omega/U), \quad (6)$$

Расчеты показывают, что при умеренных скоростях обтекания, превышающих 1–2 м/с, частотная зависимость температурной характеристики  $S_T$  определяется лишь характерной «тепловой» частотой:

$$\Omega_\chi = \chi/h^2. \quad (7)$$

При этом волновая характеристика практически перестает зависеть от скорости, так что:

$$S_T \approx \Omega_\chi/\omega. \quad (8)$$

Параметр  $\Omega_\chi$  практически определяется лишь геометрией используемого преобразователя, его величина может изменяться в довольно широких пределах. В частности, в экспериментах [6] использовались два типа приемников, значения  $\Omega_\chi$  для которых оцениваются значениями 0.073 с<sup>-1</sup> и 0.55 с<sup>-1</sup>.

Степень влияния температурного сигнала определяется отношением

$$\frac{\Phi_{SS}^T(\omega)}{\Phi_{SS}^p(\omega)} = \frac{\gamma_T^2 S_T(\omega/U, \omega) P_{TT}(\omega/U)}{\gamma_p^2 \Phi_{pp}(\omega)} \quad (9)$$

температурной характеристики (6) к частотному спектру  $\Phi_{SS}^p(\omega)$  «полезного» сигнала, обусловленного пульсациями пристеночного давления со спектром  $\Phi_{pp}(\omega)$ .

Для конкретных оценок воспользуемся приведенными в [7, рис.10.8] данными [8] постспектральной плотности температурной неоднородности в Балтийском море. В соответствии с этими данными, модельная зависимость спектральной плотности температуры, К<sup>2</sup>×м, от волнового числа  $\kappa$ , м<sup>-1</sup>, может быть приближенно представлена в виде:

$$P_{TT}(\kappa) = \begin{cases} 10^{-4}(\kappa/2\pi)^{-5} & \text{при } \kappa/2\pi \leq 1 \text{ м}^{-1} \\ 10^{-4}(\kappa/2\pi)^{-2} & \text{при } \kappa/2\pi > 1 \text{ м}^{-1} \end{cases} \quad (10)$$

Частотный спектр турбулентных давлений оценивается по модели [9]:

$$\Phi_{pp}(\omega) = \frac{(\rho U_\tau^2)^2 \delta}{U} \frac{3(\omega\delta/U)^2}{[(\omega\delta/U)^{0.75} + 0.5]^{3.7} + [(1,1R_T^{-0.57})\omega\delta/U]^7}. \quad (11)$$

Здесь  $R_T = U_\tau^2 \delta / \nu$ ;  $\rho$  и  $\nu$  – соответственно плотность и кинематическая вязкость обтекающей жидкости;  $\delta$  – толщина пограничного слоя;  $U_\tau = \sqrt{\tau/\rho}$ , где  $\tau$  – касательное напряжение на стенке.

Модельные представления (10, 11), конкретизирующие форму спектральных характеристик, входящих в соотношение (9), позволяют определить относительную роль пульсаций температуры в формирование сигнала приемника турбулентных давлений при заданном режиме течения. Такие расчеты были проведены применительно к всплывающему устройству [6] в диапазоне скоростей 5–25 м/с (соответствующие значения  $U_\tau$  в зонах расположения приемников составляли от 0.16 до 0.69 м/с, толщины пограничного слоя  $\delta$  – от 30 до 50 мм).

Результаты расчетов показывают, что в зоне значимого влияния температурной неоднородности величина отношения:  $\Phi_{SS}^T(\omega)/\Phi_{SS}^p(\omega)$  быстро уменьшается с ростом частоты, при этом сама зависимость в решающей мере определяется «тепловой» частотой  $\Omega_\chi$  приемника. В частности, параметры обтекания и размеры приемника практически не влияют на значения пороговой критической частоты  $f_{cr}$ , при которой отношение (9) становится равным единице. Соответственно, ниже этой частоты, определяемой величиной  $\Omega_\chi$  температурный сигнал становится выше «полезного».

Полученные расчетные зависимости  $f_{cr}(\Omega_\chi)$  в широком диапазоне значений «тепловой» частоты от  $10^{-4} \text{ с}^{-1}$  до  $10 \text{ с}^{-1}$  могут быть аппроксимированы единой формулой:

$$f_{cr}(\text{Гц}) \approx 250 \times \Omega_\chi^{0.25}, \quad (12)$$

которая обоснована для характеристики (10) температурной неоднородности, исходящей из конкретных данных [7, 8]. Применение данной зависимости к оценке измерений на всплывающем устройстве [6] показывает, что в рассматриваемых условиях температурная неоднородность оказывает существенное влияние на сигналы двух используемых типов приемников турбулентных пульсаций давления на частотах ниже 130 Гц и 215 Гц.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 20-02-00181.

## Литература

1. Кудашев Е.Б., Яблоник Л.Р. Приемник турбулентных пульсаций давления в температурно-стратифицированной среде // Акуст. журн. 2018. Т. 64. № 1. С. 94–99.
2. Бугулавская С.Н., Романенко Е.В., Холод Л.И. Использование пьезоэлектрического эффекта в акустических измерениях // Акуст. журн. 1971. Т. 17. № 2. С. 210–216.
3. Паньков А.А. Пьезоэлектрические свойства пористого титаната бария // Журнал радиоэлектроники / Гл. ред. акад. Гуляев Ю.В. ZhRE. 11. 2014.
4. Haddle G. and Skudrzyk E. The Physics of Flow Noise. Journ. Acoust. Soc. Amer. 1969. Vol. 46. P. 130–157.
5. Кудашев Е.Б. Экспериментальные исследования шумов обтекания на всплывающем устройстве // Акуст. журн. 2005. Т. 51. № 4. С. 488–499.
6. Кудашев Е.Б., Кольшиницын В.А., Маршов В.П., Ткаченко В.М., Цветков А.М. Экспериментальное моделирование гидродинамических шумов обтекания на Автономной морской лаборатории // Акуст. журн. 2013. Т. 59. № 2. С. 211–221.
7. Монин А.С., Озмидов Р.В. Океанская турбулентность. Л.: Гидрометеониздат, 1981. 320 с.
8. Лозовацкий И.Д. Исследование мелкомасштабных температурных неоднородностей в южной части Балтийского моря // Океанология. 1977. Т. 17. № 2. С. 214–220.
9. Goody M. Empirical spectral model of surface pressure fluctuations // AIAA J. 2004. Vol. 42 (9). pp. 1788–1794.

**E.B. Kudashev, L.R. Yablonik**

## **INFLUENCE OF TEMPERATURE INTERFERENCE IN MEASURING FLOW NOISE IN DEEP SEA**

*Space Research Institute, Russian Academy of Sciences  
Profsovnaya Str., 84/32, Moscow, 117997, Russia.*

*Tel.: 8(495) 333-12-34, E-mail: kudashev@iki.rssi.ru, yablonik@gmail.com*

Pressure fluctuations in a turbulent boundary layer are one of the most important dynamic characteristics of a flow and attract the attention of researchers when studying problems of turbulence and sound generation by a turbulent flow. The purpose of this paper is to study the measurement of near-wall pressure fluctuations under conditions of temperature interference. The operation of an acoustic transducer in a temperature-stratified medium is investigated. The formation of a response of piezoceramic transducers of pressure fluctuations under the action of temperature fluctuations in a working medium on the sensor element is considered. The attenuation of the temperature signal of a pressure transducer in a turbulent boundary layer is calculated numerically. The effect of distortions of the spectral levels of pressure fluctuations detected by a sound transducer in the field of temperature

inhomogeneity is investigated for the example of measurements of turbulent pressure fluctuations in a boundary layer during vertical ascent of the device to the surface from a specified depth in a deep sea. The reported study was funded by RFBR, project number 20-02-00181.

**Keywords:** wall-pressure fluctuations, temperature interference, measurements in a deep sea

**Acknowledgment:** The study was carried out with the financial support of the Russian Foundation for Basic Research within the framework of scientific project No. 20-02-00181.

## References

1. Kudashev E.B. and Jablonik L.R. Priemnik turbulentnyh pul'sacij davlenija v temperaturno-stratificirovannoj srede. *Akust. Zhurn.*, 2018, Vol. 64, No. 1, pp. 94–99.
2. Buguslavskaja S.N., Romanenko E.V., and Holod L.I. Ispol'zovanie pirojelek-tricheskogo effekta v akusticheskikh izmerenijah. *Akust. Zhurn.*, 1971, Vol. 17, No. 2, pp. 210–216.
3. Pan'kov A.A. Pirojelektricheskie svojstva poristogo titanata barija. *Zhurnal radioelektroniki, Glavnyj redaktor akad. Guljaev Ju.V., ZhRE*, Vol. 11, 2014.
4. Haddle G. and Skudrzyk E. *The Physics of Flow Noise*. *Journ. Acoust. Soc. Amer.*, 1969, Vol. 46, pp. 130–157.
5. Kudashev E.B. Jeksperimental'nye issledovanija шумов обтекания на vsplyvajushhem ustrojstve. *Akust. Zhurn.*, 2005, Vol. 51, No. 4, pp. 488–499.
6. Kudashev E.B., Kolyshnicyn V.A., Marshov V.P., Tkachenko V.M., and Cvetkov A.M. Jeksperimental'noe modelirovanie gidrodinamicheskikh шумов обтекания на Avtonomnoj morskoy laboratorii. *Akust. Zhurn.*, 2013, Vol. 59, Vol. 2, pp. 211–221.
7. Monin A.S. and Ozmidov R.V. *Okeanskaja turbulentnost'*. Leningrad: Gidrometeoizdat, 1981, 320 p.
8. Lozovackij I.D. Issledovanie melkomasshtabnyh temperaturnyh neodnorodnostej v juzhnoj chasti Baltijskogo morja. *Okeanologija*, 1977, Vol. 17, No. 2, pp. 214–220.
9. Goody M. Empirical spectral model of surface pressure fluctuations. *AIAA J.*, 2004, Vol. 42 (9), pp. 1788–1794.

**С.В. Леньков, В.А. Широков**

## **ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕСТ-ОБЪЕКТОВ И ГИДРОАКУСТИЧЕСКИХ ДАТЧИКОВ УЛЬТРАЗВУКОВОГО ДИАПАЗОНА В ОДНОМЕРНОМ ГИДРОАКУСТИЧЕСКОМ ВОЛНОВОДЕ**

*Удмуртский федеральный исследовательский Центр УрО РАН,  
Физико-технический институт  
Россия, 426067, г. Ижевск, ул. им. Татьяны Барамзиной, д. 34,  
Тел.: (3412) 50-79-02, E-mail: shirokovva@udman.ru, emp@udman.ru*

Представлены результаты теоретических и экспериментальных исследований ультразвуковых гидроакустических пьезодатчиков и распространения волн в цилиндрическом волноводе с неоднородностями.

**Ключевые слова:** гидроакустические датчики, частотные характеристики, одномерный гидроакустический волновод, лабораторный бассейн, аппаратно-программный измерительный комплекс

Актуальность работы заключается в необходимости создания средств исследования тест-объектов и калибровки ультразвуковых гидроакустических датчиков в лабораторных условиях.

Для решения этой задачи был создан аппаратно-программный измерительный лабораторный комплекс, включающий протяженный одномерный гидроакустический волновод.

Комплекс позволяет производить измерение и регистрацию гидроакустических сигналов, передаваемых от излучателя к приемнику (включая сигналы многократных переотражений от торцевых заглушек и помещенных в волновод объектов), а также АЧХ системы излучатель–волновод–приемник и АЧХ модуля сопротивления датчика.

Электронный тракт комплекса включает многоканальные схемы генерации сигналов заданной конфигурации и усиления/фильтрации/оцифровки сигналов датчиков. Для визуализации и анализа особенностей генерации и распространения волновых гидроакустических пакетов использовалась цифровая регистрация и обработка сигналов в ПО WinПОС.

Состав комплекса: генератор сигналов, мостовой усилитель мощности для возбуждения датчиков, предварительный усилитель с диф-

ференциальным входом, масштабный усилитель, измеритель средней амплитуды сигнала, цифровой осциллограф, цилиндрический гидроволновод, датчики (излучатель и приемник), поглощающие элементы.

Параметры комплекса: диапазон частот от 1 КГц до 1 МГц, АЦП (LCardE20-10) – 14 бит, частота оцифровки до 10 МГц, длина гидроволновода – 3 м, внутренний диаметр – 100 мм. Расположение датчиков – в торцах и/или в наблюдательных окнах (5 окон равномерно по длине трубы). Динамический диапазон комплекса 110 дБ в полосе частот от 1 КГц до 1 МГц и может быть увеличен частотной или согласованной фильтрацией сигнала.

Для исследования возможностей и разработки методов и средств акустического наблюдения неоднородностей в жидкой среде необходимо развитие физических и численных моделей, описывающих особенности возбуждения, распространения и рассеяния гидроакустических полей [1, 2, 3]. Простейшим методом исследования этих процессов является использование волноводной имитационной модели акустического наблюдения [4, 5], а простейшими волноводами являются прямоугольный и цилиндрический волновод. Достоинством цилиндрического волновода является гладкая геометрия и то, что описать распространение волн в нем можно системой двух собственных чисел.

Проведено теоретическое и численное моделирование условий распространения волн в цилиндрических волноводах и их взаимодействия с исследуемыми датчиками и тест-объектами при различных конфигурациях расположения датчиков и тест-объектов в волноводе.

Будем считать, что возмущения поля, вызванные присутствием неоднородностей в волноводе относительно малы, так что выполняются условия приближения малых возмущений. Следовательно, можно считать, что спектральная компонента потенциала скорости смещения акустического поля  $\Phi(r, z, \omega)$  в цилиндрическом волноводе удовлетворяет волновому уравнению [1, 3]:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial}{\partial r} \Phi \right) + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \Phi + k^2 \Phi = F(r, z, \omega), \quad k = \frac{\omega}{c}, \quad (1)$$

где  $c$  – скорость звука в жидкости,  $\omega$  – круговая частота сигнала,  $F(r, z, \omega)$  – правая часть, которая учитывает влияние неоднородностей в жидкости на распределение акустического поля.

Условия на границах волновода со следующим краевым условием на боковой поверхности трубы при  $r = R$ :



$$\alpha_1 \Phi(R, z) + \beta_1 \frac{\partial}{\partial r} \Phi(R, z) = 0. \quad (2)$$

На левом торце при  $z=0$  задано известное распределение давления:

$$j\omega r \Phi(r, 0, t) = P(r, t), \quad (3)$$

а на правом торце при  $z = L$  условие:

$$\alpha_2 \Phi(r, L) + \beta_2 \frac{\partial}{\partial r} \Phi(r, L) = 0, \quad (4)$$

где  $L$  – длина волновода,  $\alpha$ ,  $\beta$  – коэффициенты, определяющие свойства границ волновода,  $\rho$  – плотность. Для упрощения модели можно считать стенки волновода либо абсолютно жесткими, либо абсолютно мягкими. Для выполнения предположения о том, что стенки являются, например, абсолютно жесткими, необходимо в граничных условиях:  $\alpha = 0$ ,  $\beta = 1$ .

Измеряемые характеристики поля, в частности, его амплитуда, фаза, интенсивность и уровень могут быть определены из потенциала скорости смещения  $\Phi(r, z, \omega) \exp(j\omega t)$  для скалярного гармонического акустического поля [1, 3].

Решение однородного уравнения (1) при  $F(r, z, \omega) = 0$  строится в виде ряда по собственным функциям краевой задачи (2),(3),(4):

$$\Phi_0(r, z) = \sum_{n=1}^{\infty} J_0(v_n r) (A_n \exp(j\gamma_n z) + B_n \exp(-j\gamma_n z)), \quad (5)$$

где  $\gamma_n^2 = k^2 - v_n^2$ ,  $J_0(vr)$  – функция Бесселя первого рода,  $v_n = \eta_n / R$ ,  $\eta_n$  – корни уравнения  $\alpha_1 J_1(\eta_n) - \beta_1 \eta_n J_1(\eta_n) / R = 0$ ,  $A_n, B_n$  – постоянные интегрирования и числа  $\gamma_n$  определяются из краевых условий (3), (4) при выбранном типе излучателя.

Для решения неоднородного уравнения (1) была построена функция Грина с нулевыми краевыми условиями, методика построения которой взята из [6]:

$$G(r, z, \xi, \zeta) = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{4J_0(v_m r / R)J_0(v_m \xi / R)\sin(\lambda_n z)\sin(\lambda_n \zeta)}{J_0(\eta_n)^2 R^2 L((v_m / R)^2 + \lambda_n^2 + k^2)},$$

$$G(r, 0, \xi, \zeta) = 0, \quad \alpha_1 G(R, z, \xi, \zeta) + \beta_1 \frac{\partial}{\partial r} G(R, z, \xi, \zeta) = 0, \quad (6)$$

$$\alpha_2 G(r, L, \xi, \zeta) + \beta_2 \frac{\partial}{\partial z} G(r, L, \xi, \zeta) = 0,$$

где  $\lambda_n$  – корни уравнения  $\alpha_2 \sin(\lambda_n L) + \beta_2 \lambda_n \cos(\lambda_n L) = 0$ .

Решение исходной задачи имеет вид:

$$O(r, z, \omega) = O_0(r, z) + \int_0^R \int_0^L F(\xi, \zeta) G(r, z, \xi, \zeta) d\xi d\zeta. \quad (7)$$

Используя соотношения (5), (6) и (7), были рассчитаны АЧХ цилиндрического канала с жесткими стенками без неоднородности и с тестовой неоднородностью (шар).

Проведено экспериментальное исследование частотных характеристик чувствительности нескольких типов пьезодатчиков в диапазоне частот от 1 до 1000 кГц, в том числе – системы из двух разнотипных датчиков. Исследование подтвердило возможность многочастотного использования датчиков. Как и ожидалось, АЧХ системы является мультипликативной суперпозицией АЧХ каждого из датчиков.

Измерение частотной характеристики модуля сопротивления датчика в ненагруженном состоянии (в воздухе) выявляет дополнительно большое число частот резонанса (локальные минимумы сопротивления) и антирезонанса (локальные максимумы). Эти частоты обусловлены наличием мод колебаний пластины датчика, как показано в работе [7]. Они могут быть потенциально полезны для использования в прикладных задачах, требующих мультимодового зондирования водной среды [8]. Нагружение датчика на водную среду значительно сглаживает АЧХ.

Проведено измерение скорости звука при разных частотах заполнения радиоимпульсов и результирующей АЧХ волновода с двумя типами гидроакустических датчиков, расположенных в боковых торцах волновода, а так же влияние тестовой неоднородности на АЧХ канала. По экспериментальным измерениям величины скорости звука и АЧХ волновода проведена подгонка параметров  $\alpha$  и  $\beta$  модели, позволяющая учитывать влияние упругих свойств стенок волновода на распространение звуковых волн.

Разработанный комплекс аппаратуры и адаптивная имитационная модель позволяют проводить исследование распространения сигналов в элементах реальных гидроакустических каналов (скважинах).

### Литература

1. Бреховских Л.М., Лысанов Ю.П. Теоретические основы акустики океана. Л.: Гидрометеоиздат, 1982. 264 с.
2. Бреховских Л.М. Волны в слоистых средах. М.: Наука, 1973. 343 с.
3. Шендеров Е.Л. Излучение и рассеяние звука. Л.: Судостроение, 1989. 304 с.
4. Панкова Ю.И. Звуковое поле в гидроакустическом волноводе с неровным жестким дном // Акустический журнал. 2017. Т. 63. № 1. С. 50–56.
5. Смирнов И.П., Хилько А.А., Хилько А.И. Моделирование высоко-частотных акустических полей, рассеянных на телах в рефракционных волноводах // Известия Вуз. Радиофизика. 2004. Т. 47. № 2. С. 111–128.
6. Полянин А.Д. Справочник. Линейные дифференциальные уравнения математической физики. М.: Физматлит, 2001. С. 315.
7. Afolayan M.O., Yawas D.S., Fodayan S.O., Aku1 S.Y. Modal Analysis of 27 mm Piezo Electric Plate for Small-Scale Underwater Sonar-Based Navigation. Hindawi Limited Adam House, Third Floor 1 Fitzroy Square London W1T 5HF. UnitedKingdom. <https://www.hindawi.com/journals/je/2013/549865/>.
8. Буланов В.А., Корсков И.В., Соседко С.Н., Стороженко А.В. Система многочастотного акустического зондирования для исследования акустических характеристик верхнего слоя моря // Приборы и техника эксперимента. 2020. № 3. С. 131–136.

**S.V. Lenkov, V.A. Shirokov**

### **RESEARCH OF TEST OBJECTS AND HYDROACOUSTIC SENSORS OF ULTRASONIC RANGE IN A ONE-DIMENSIONAL HYDROACOUSTIC WAVEGUIDE**

*Udmurt Federal Research Center, Ural Branch of the Russian Academy of Sciences,  
Physics and Technology Institute  
ul. them. Tatyana Baramzina, 34, Izhevsk, Russia, 426067,  
Tel.: 8 (3412) 50-79-02, E-mail: [shirokovva@udman.ru](mailto:shirokovva@udman.ru)*

The results of theoretical and experimental studies of ultrasonic hydroacoustic piezoelectric sensors and wave propagation in a cylindrical waveguide with inhomogeneities are presented.

**Keywords:** sonar sensors, frequency characteristics, one-dimensional sonar waveguide, laboratory pool, hardware-software measuring complex

## References

1. Brekhovskikh L.M. and Lysanov Yu.P. Theoretical foundations of ocean acoustics. Leningrad: Gidrometeoizdat, 1982, 264 p.
2. Brekhovskiy L.M. Waves in layered media. Moscow: Nauka, 1973, 343 p.
3. Shenderov E.L. Radiation and scattering of sound. Leningrad: Shipbuilding, 1989, 304 p.
4. Pankova Yu.I. Sound field in a hydroacoustic waveguide with an uneven hard bottom. *Acoustic Journal*, 2017, Vol. 63, No. 1, pp. 50–56.
5. Smirnov I.P., Khilko A.A., and Khilko A.I. Modeling of high-frequency acoustic fields scattered on bodies in refractive waveguides. *News University, Radiophysics*, 2004, Vol. 47, No. 2, pp. 111–128.
6. Glade A.D. Directory. Linear differential equations of mathematical physics, Moscow: Fizmatlit, 2001, pp. 315.
7. Afolayan M.O., Yawas D.S., Folyan C.O., and Aku1 S.Y. Modal Analysis of 27 mm Piezo Electric Plate for Small-Scale Underwater Sonar-Based Navigation. Hindawi Limited Adam House, Third Floor 1 Fitzroy Square London W1T 5HF, United Kingdom, <https://www.hindawi.com/journals/je/2013/549865/>
8. Bulanov V.A., Korskov I.V., Sosedko S.N., and Storozhenko A.V. A system of high-frequency acoustic sounding for studying the acoustic characteristics of the upper layer of the sea. *Instruments and experimental equipment*, 2020, No. 3, pp. 131–136.

**Е.Б. Либенсон, Т.Б. Стреленко**

**ОШИБКИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ГЛУБИНЫ ОТРАЖАТЕЛЯ  
АКТИВНЫМ ГИДРОЛОКАТОРОМ ДЛЯ  
ГИДРОАКУСТИЧЕСКИХ УСЛОВИЙ МЕЛКОГО МОРЯ**

*АО «Концерн Океанприбор»  
Россия, 117036, Санкт-Петербург, Чкаловский пр., 46,  
Тел.: (812) 320-80-40, E-mail: mail@oceanpribor.ru*

Представлены результаты оценки ошибок определения глубины отражателя активным гидролокатором в многолучевом канале. Исследования проведены на программном макете для условий мелкого моря, Белое море, зима. Получены оценки ошибок при разных величинах разрешающей способности гидролокатора по времени, при использовании сложных зондирующих сигналов.

**Ключевые слова:** гидролокатор, глубина отражателя, интерференция в многолучевом канале, сложный сигнал, согласованная фильтрация

Одной из задач, рассматриваемых в прикладной гидроакустике, является задача определения глубины отражателя, обнаруженного гидролокатором [1, 2].

В статье [3] получены зависимости величин ошибок определения глубины отражателя от дистанции в среде с рефракцией при различных величинах ошибок оценки параметров эхосигналов: (угла прихода (УП) эхосигнала в вертикальной плоскости (ВП) и времени прихода эхосигнала относительно момента излучения зондирующего сигнала) для максимального по интенсивности сигнала, без учета явления интерференции сигналов в многолучевом канале. Показано, в частности, что для гидролокаторов с высокой разрешающей способностью по времени – сложных сигналов – влияние ошибок оценки УП эхосигнала в ВП на точность определения глубины отражателя значительно выше, чем ошибок оценки времени прихода эхосигнала относительно момента излучения зондирующего сигнала.

Целью данной работы является получение количественных оценок случайных ошибок определения глубины отражателя в многолучевом канале, с учетом интерференции, в широком диапазоне дистанций в мелком море на основе имитационного моделирования при использовании сложных сигналов.

Программный макет, применяемый при моделировании, тот же, что и в [4]. Реализован в среде MATLAB, включает в себя формирование многолучевых частотно-модулированных (ЧМ) сигналов, согласованную (с зондирующим сигналом) фильтрацию многолучевых сигналов, определение на основе моноимпульсного метода пеленгования УП многолучевого эхосигнала в ВП. В этом случае производится измерение уровней откликов (соответствующих отдельным лучам многолучевой структуры) в смежных каналах веера ХН. С помощью системы определения глубины для каждой пары значений УП эхосигнала в ВП и времени прихода эхо-сигнала определяется глубина объекта. Затем выполняется расчет статистических характеристик оценок случайных ошибок определения глубины отражателя и УП эхосигнала в ВП на различных дистанциях до объекта. Исходные данные по параметрам лучей для различных дистанций до объекта рассчитывались с помощью программы расчета поля RAY001 Акустического института. Усреднение ошибок определения глубины отражателя для заданной дистанции выполнялось по выборке, полученной при 100 случайных начальных фазах эхосигналов для каждого из лучей.

При проверке работы программного макета на однолучевом сигнале получены ошибки определения УП эхосигнала в ВП – до  $0.02^\circ$ , ошибки определения глубины отражателя до 0.06 м.

При моделировании ширина полосы ЧМ сигнала составила 200 Гц и 800 Гц. Это соответствует разрешающей способности гидролокатора по времени ( $\Delta t$ ) 5 мс и 1.25 мс. Гидроакустические условия – Белое море (глубина моря – 200 м), зима. Грунт – ил, глина, скорость ветра – 8.2 м/с.

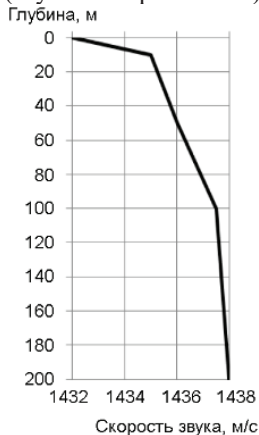


Рис. 1. ВРСЗ для Белого моря, зима.

На рис. 1 изображен график вертикального разреза скорости звука (ВРСЗ). Ширина диаграммы направленности на уровне – 3 дБ от максимума характеристики направленности излучателя в вертикальной плоскости –  $80^\circ$ , приемник – ширина характеристик направленности в ВП  $3^\circ$  с учетом амплитудного распределения, веер характеристик направленности с осями  $-6^\circ$ ,  $-3^\circ$ ,  $0^\circ$ ,  $3^\circ$ ,  $6^\circ$ . Глубина приемо-излучающей антенны – 150 м, глубина отражателя – 10 м, 50 м, 100 м. Диапазон анализируемых дистанций: 5–25 км, с шагом 0.5 км.

Далее приведены результаты модельных экспериментов. На рис. 2–4 представлены случайные ошибки определения УП эхосиг-

нала в ВП ( $\sigma_\gamma$ ) и ошибки определения глубины отражателя ( $\sigma_z$ ) от дистанции (Д) при различных величинах разрешающей способности гидролокатора по времени.

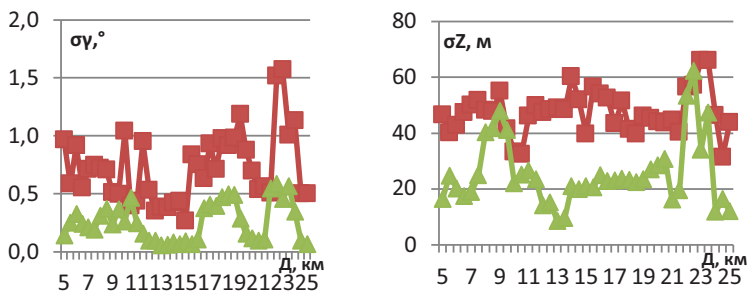


Рис. 2. Ошибки  $\sigma_\gamma$  и  $\sigma_z$  при глубине отражателя 10 м.

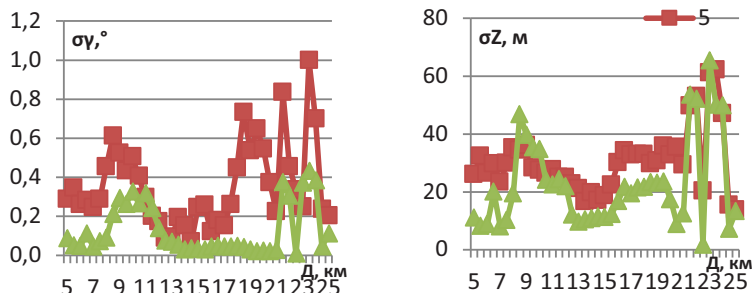


Рис. 3. Ошибки  $\sigma_\gamma$  и  $\sigma_z$  при глубине отражателя 50 м.

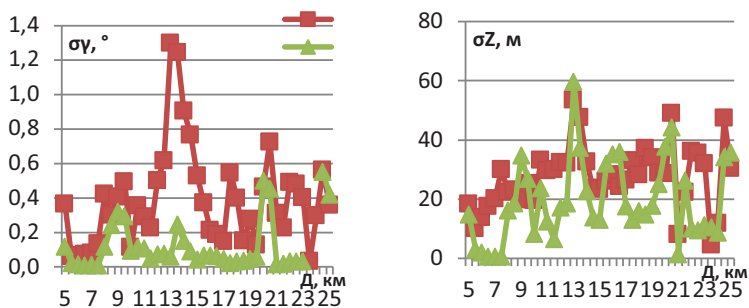


Рис. 4. Ошибки  $\sigma_\gamma$  и  $\sigma_z$  при глубине отражателя 100 м.

## Анализ результатов

1. Можно видеть, что ошибки определения глубины отражателя составляют в среднем: при  $\Delta\tau_p = 5$  мс –  $\sigma_z = 27 - 47$  м, а при  $\Delta\tau_p = 1.25$  мс –  $\sigma_z = 19 - 25$  м, т.е. повышение разрешающей способности гидролокатора по времени приводит к уменьшению ошибок определения глубины отражателя.

2. Ход зависимостей случайных ошибок определения УП эхосигнала в ВП и глубины отражателя от дистанции аналогичен, это определяется изменением параметров многолучевых структур при изменении дистанции [4].

Естественно, по этой же причине отличаются и зависимости ошибок оценки угла прихода эхосигнала в вертикальной плоскости и глубины отражателя от дистанции для разных глубин отражателя, в частности, при глубине отражателя 10 м, уменьшение величины разрешающей способности гидролокатора по времени приводит к существенному уменьшению ошибок определения глубины отражателя.

**Заключение.** В работе для гидроакустических условий Белого моря (зима) получены зависимости величин случайных ошибок определения глубины отражателя от дистанции (до 25 км) в многолучевом канале при различных величинах разрешающей способности гидролокатора по времени. Исследовано влияние разрешающей способности гидролокатора по времени на величину ошибок.

Результаты работы могут использоваться при проектировании гидроакустических систем при различных условиях распространения сигналов.

## Литература

1. Сташкевич А.П. Акустика моря. Л.: Судостроение, 1966. 354 с.
2. Комляков В.А. Корабельные средства измерения скорости звука и моделирование полей в океане. СПб: Наука, 2003. 356 с.
3. Либенсон Е.Б., Стреленко Т.Б. О влиянии ошибок оценки параметров эхо-сигналов в различных гидроакустических условиях на ошибки определения глубины объекта // Научно-технический сборник. Гидроакустика (Hydroacoustics). Вып. 17 (1). СПб, 2013. С. 46.
4. Либенсон Е.Б., Стреленко Т.Б. Ошибки определения угла прихода эхосигнала в вертикальной плоскости для многолучевого канала в мелком море // Сборник трудов XXXII сессии Российского акустического общества. М.: ГЕОС, 2019. С. 437.



**E.B. Libenson, T.B. Strelenko**

**ERRORS IN DETERMINATION THE DEPTH OF THE  
REFLECTOR BY SONAR FOR HYDROACOUSTIC CONDITIONS  
OF THE SHALLOW SEA**

*JSC Okeanpribor Concern  
Chkalovskiy Ave., 46, St. Petersburg, Russia, 117036,  
Tel.: 8(812)320-80-40, E-mail: mail@oceanpribor.ru*

The results of the evaluation of errors in determining the depth of the reflector with sonar in a multipath channel are presented. Studies are performed on a simulation software for the condition of the shallow sea, White Sea, Winter. Error evaluation are obtained for different values of the sonar time resolution, when using complex signals.

**Keywords:** the sonar, the depth of the reflector, the interference in the multipath channel, the complex signal, matched filtering

**References**

1. Stashkevich A.P. Acoustics of the sea. Leningrad: Shipbuilding, 1966, 354 p.
2. Komlyakov V.A. Ship facilities of speed of the sound and modeling of fields in the ocean. St. Petersburg: Science, 2003, 356 p.
3. Libenson E.B. and Strelenko T.B. About influence of errors of the evolution of parameters of echo signals in different hydroacoustic conditions on errors of determination of depth of the reflector. The Scientific and technical collection. Hydroacoustics. Issue 17 (1), 2013, pp. 46.
4. Libenson E.B. and Strelenko T.B. Errors of definition of the angle of arrival of the echo signal in the vertical plane for the multibeam channel in shallow sea. The collection of works XXXII of session of the Russian acoustic society, Moscow: GEOS, 2019, pp. 437.

**Г.И. Лосев, В.Н. Некрасов**

## **ИЗМЕРЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ГИДРОАКУСТИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ НА ФОНЕ НЕБЛАГОПРИЯТНЫХ ПОГОДНЫХ УСЛОВИЙ В АКВАТОРИИ С ПОМОЩЬЮ КОМБИНИРОВАННОГО ГИДРОАКУСТИЧЕСКОГО (ВЕКТОРНОГО) ПРИЕМНИКА**

*ФГУП ВНИИ Физико-технических и радиотехнических измерений  
141570, Россия, Московская область, Солнечногорский район, п/о Менделеево,  
E-mail: [nvn@vniiftri.ru](mailto:nvn@vniiftri.ru)*

Приводятся результаты измерений с помощью КГП и анализ влияния на них погодных условий. Показано, что применение КГП и алгоритмов векторно-фазовой обработки сигналов, основанных на одновременной регистрации поля давления, трех взаимно ортогональных компонент вектора колебательной скорости и расчета по ним проекций потоков акустической мощности на заданные направления, позволяют снизить величину флуктуаций уровней шумового поля и получить дополнительный выигрыш при выделении сигнала на фоне шумов, не реализуемый при регистрации сигнала одиночным гидрофоном.

**Ключевые слова:** гидроакустические поля, векторно-фазовые методы, поток акустической мощности

Измерение параметров гидроакустических полей морских объектов (МО) во многих случаях является трудоемкой или даже невыполнимой задачей. В первую очередь, это связано с тем, что искомым сигналом исследуемых МО во многих случаях обладает тем же уровнем и лежит в той же спектральной области, что и шум источников естественного происхождения, а точность направленных гидроакустических приемников не является достаточной для выполнения этих задач. Для минимизации этих помех необходимы благоприятные погодные условия, что требует больших затрат времени. Кроме того, излучаемый гидроакустический сигнал имеет сильные потери мощности при увеличении расстояния до приемного устройства. Разделение полезного сигнала и шумов акватории при неблагоприятных погодных условиях, а также разработка методики измерений для изучения в отдельности их спектральных и пространственных характеристик, является одной из основных задач гидроакустики.

Разработанные и введенные в практику алгоритмы энергетически согласованной обработки (ЭСО) и энергетически согласованной траекторной обработки (ЭТО) показали свою эффективность при измерении сигналов от источников, уровень излучения которых ниже уровня излучения источников шумоизлучения на 5–10 дБ [1]. Другим методом решения этих задач является применение векторно-фазовых методов измерений параметров гидроакустических полей, которые, за счет более полного извлечения информации из каждой точки поля, позволяют увеличить потенциальную дальность приемных систем и точность определения малозумных источников шумоизлучения исследуемых морских объектов (МО), по сравнению с аналогичными измерительными системами на базе одиночных гидрофонов [2]. В настоящем докладе приведены результаты применения методов векторно-фазовой обработки сигналов для выделения полезного сигнала на фоне шумов акватории.

Рассмотрим результаты прямых измерений уровней излучения МО, полученные с применением комбинированного гидроакустического приемника (КГП). Измерения проводились в следующих условиях: запись сигнала получена с приемного модуля, содержащего комбинированный гидроакустический приемник КГП-1, во время шторма с ветром, дующим с северо-северо-запада порывами до 10–14 м/с. На рисунке 1 изображен узкополосный спектр сигналов с канала акустического давления  $P$ , каналов проекций потоков акустической мощности  $W_i$  на направления координатных осей  $i = x, y, z$  и полного (суммарного) потока акустической мощности  $W_p$ , единичная полоса анализа – 0.78 Гц, время осреднения – 1300 с. По отсутствию ярко выраженных дискрет по каналу акустического давления можно сделать вывод об отсутствии движения судов во время эксперимента. Полный поток акустической мощности  $W$  во время эксперимента во всем представленном диапазоне частот от 10 до 1000 Гц практически полностью совпадал с уровнями шумов, зарегистрированных гидрофоном  $P$ , что свидетельствует об адекватности результатов измерений мощности звукового давления, выполненных с помощью преобразователей различного типа. Рис. 1 и сонограммы узкополосных спектров шумов, зарегистрированных гидрофоном (рис. 2а) и приемником потока акустической мощности (ПАМ), измерительная ось которого была ориентирована вертикально вверх (рис. 2б), являются хорошей иллюстрацией степени шумоподавления шумов, некоррелированных с источниками полезного излучения.

На рис. 1 на частоте 363.28 Гц можно наблюдать дискретный сигнал, уровень которого в каналах  $W_x$  и  $W_y$  превышает средний уровень сигнала на 10 дБ (отн. 20 мкПа), в то время как по каналу гидроакусти-

ческого давления уровень сигнала превышает средний уровень на 2 дБ (отн. 20 мкПа). Это свидетельствует о том, что в анализируемый момент времени в акватории присутствовали посторонние источники шумов.

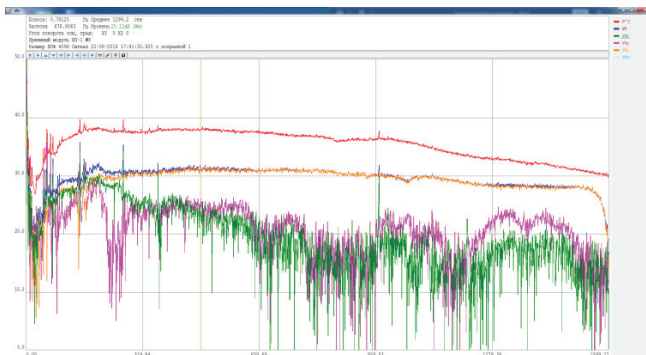


Рис. 1. Узкополосные спектры сигналов, полученные с каналов приемника акустического давления  $P$  и приемников вертикальной компоненты вектора колебательной скорости  $V_{КГП\ 1}$ .

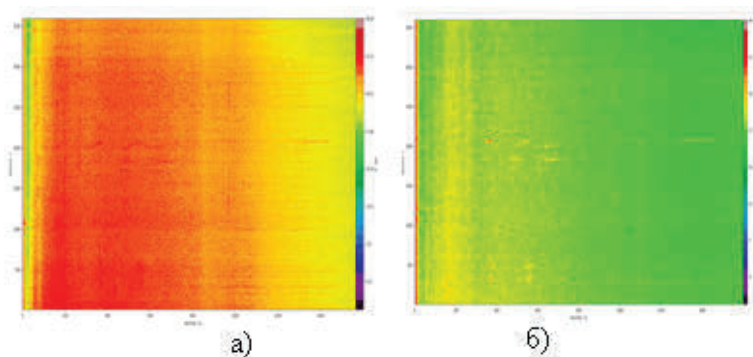


Рис. 2. Сонограммы сигналов, полученный с каналов а) приемника акустического давления  $P$ , б) приемников вертикальной компоненты вектора колебательной скорости  $V_{КГП\ 1}$ .

При использовании совместных данных о поле давления и колебательных скоростях, информация о местоположении источников звука уже содержится в векторно-фазовых характеристиках поля в точке. Таким образом, становится возможным рассчитать азимутальный угол  $\phi$  и полярный угол  $\theta$  направления на заданный источник. Полученные значения азимутальных и полярных углов прихода сигналов и интенсивность этого сигнала позволяют построить график пространственной

анизотропии гидроакустических полей акватории, который можно рассматривать как квазипространственный спектр акустического сигнала по потоку акустической мощности в заданной полосе частот в горизонтальной плоскости, который, в случае отсутствия мощных локализованных источников на акватории, в первом (грубом) приближении может быть близок к пространственному спектру, получаемому с помощью горизонтальной линейной антенны. Разбиение по пространству интегрального значения ПАМ позволяет значительно снизить отношение сигнал/шум (порог обнаружения) уже на выходе измерительного устройства с КГП вплоть до значений  $S/N = -(20...25)$  дБ по сравнению с одиночным гидрофоном. Эту величину следует, по-видимому, рассматривать как предельную для помехоустойчивости КГП, регистрирующего поток акустической мощности тонального сигнала. Однако для широкополосного локализованного источника, теоретически, предел выделения его на фоне шумов может быть существенно выше и значения  $S/N = -(30...40)$  дБ могут быть вполне допустимы при определенных условиях.

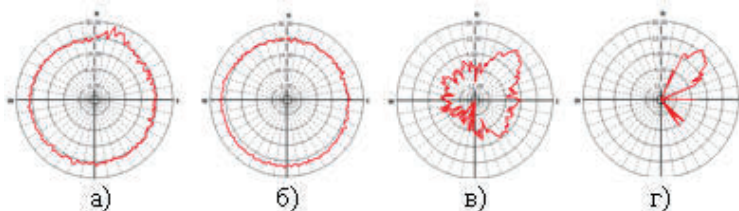


Рис. 3. Диаграммы анизотропии ПАМ: а) для полосы частот 350–370 Гц, б) для полосы частот 320–350 Гц, в) в единичной полосе 363.63–363.69 Гц, г) в единичной полосе 363.63 – 363.69 Гц с применением алгоритмов выделения полезного сигнала.

Результаты построения диаграммы пространственной анизотропии ПАМ представлены на рис. 3. При рассмотрении диаграммы ПАМ, рассчитанной по алгоритмам векторно-фазовой обработки сигналов, для полосы частот 350–370 Гц, содержащей дискретный источник, исходя из рис. 1, с полосой анализа в 0.39 Гц и накоплением в 1000 с (рис. 3а), было обнаружено несоответствие ее диаграмме ПАМ для полосы частот 320–350 Гц (рис. 3б). Поскольку уровень фоновых шумов в полосе анализа рис. 3а сопоставим с уровнем дискретного сигнала, распределение ПАМ не имеет ярко выраженного направления. Их результирующий вектор, который участвует в расчете диаграммы ПАМ, в каждый расчетный момент времени является суммой вектора на источник сигнала и

вектора на случайное направление, зависящее от распределения ПАМ шумов акватории. Для получения более точного направления на сигнал была построена диаграмма ПАМ с увеличенным частотным разрешением в 0.024 Гц в единичной полосе частот в 363.63–363.69 Гц и усреднением в 1000 с (рис. 3в). Таким образом, был обнаружен источник шума в угловом секторе 20–60°. Столь значительный сектор обусловлен колебаниями приемной системы и большим временем осреднения. Применения дополнительных алгоритмов обработки векторно-фазовых измерений, предназначенных для выделения сигналов на уровне шумов, позволило исключить из диаграммы их сектора с сохранением уровня сигнала дискретного стационарного сигнала в заданной полосе частот.

Представленные результаты измерений потоков акустической мощности и рассчитанные с их помощью пространственные спектры распределения акустического поля демонстрируют, что КГП, реализующий векторно-фазовый методы измерения, обладает шумоподавлением вплоть до значений  $S/N = -(20+25)$  дБ, по сравнению с одиночным гидрофоном, и позволяет однозначно выделять и указывать направление даже на слабые, но стационарные источники излучения при неблагоприятных погодных условиях.

## Литература

1. Иванов В.С., Краснописцев Н.В., Некрасов В.Н., Кукушкин Д.Г., Чернышов В.А. Поиск и оценка мощности излучения источников шума с помощью одиночного комбинированного гидроакустического приемника. // 6-я Всероссийская научно-техническая конференция «Технические проблемы освоения Мирового океана». г. Владивосток. 2015.
2. Гордиенко В.А. Векторно-фазовые методы в акустике. М.: Физматлит, 2007. 480 с. С. 179–191.

**G.I. Losev, V.N. Nekrasov**

## **MEASUREMENTS OF HYDROACOUSTIC FIELD PARAMETERS ON THE BACKGROUND OF AN UNFAVORABLE WEATHER CONDITIONS WITH THE USE OF THE COMBINED HYDROACOUSTIC (VECTOR) RECEIVER**

*FGUPVNII Physical-technical and radio-technical measurements  
141570, Russia, Moscow region, Solnechnogorsk district, Mendeleevo,  
E-mail: [nvn@vniiftri.ru](mailto:nvn@vniiftri.ru)*

The results of measurements using CGP and analysis of the influence of weather conditions on them are presented. It is shown that the use of QGP

and vector-phase signal processing algorithms based on the simultaneous registration of the pressure field, three mutually orthogonal components of the vibrational velocity vector and calculation of the projections of the acoustic power fluxes to given directions from them, make it possible to reduce the value of fluctuations of the noise field levels and get an additional gain when a signal is highlighted against a background of noise, not realized when a signal is recorded by a single hydrophone

**Keywords:** sonar fields, vector-phase methods, acoustic power flow

### References

1. Ivanov V.S., Krasnopistsev N.V., Nekrasov V.N., Kukushkin D.G., and Chernyshov V.A. Search and evaluation of the radiation power of noise sources using a single combined sonar receiver. 6th All-Russian Scientific and Technical Conference “Technical Problems of the Development of the World Ocean”, Vladivostok, 2015.
2. Gordienko V.A. Vector-phase methods in acoustics. Moscow: Fizmatlit, 2007, 480 p., pp. 179–191.

**А.И. Малеханов, А.В. Смирнов**

**МОДЕЛИРОВАНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА УСИЛЕНИЯ  
ВЕРТИКАЛЬНОЙ АНТЕННЫ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ЕЕ  
ПОЛОЖЕНИЯ В СЛУЧАЙНО-НЕОДНОРОДНОМ  
ПОДВОДНОМ ЗВУКОВОМ КАНАЛЕ**

*Институт прикладной физики Российской академии наук  
Россия, 603950, Нижний Новгород, ул. Ульянова, д. 46,  
Тел.: 8 (831) 416-4752, E-mail: lexsmial@ipfran.ru*

Проведено численное моделирование коэффициента усиления (выигрыша) вертикальной антенной решетки, размещенной в подводном звуковом канале и принимающей частично-когерентный многомодовый сигнал удаленного источника на фоне анизотропных шумов моря. Показано, что положение отдельных элементов и антенны как целого является фактором, существенно влияющим на величину достигаемого выигрыша, что указывает на возможность специального выбора положения антенны для повышения эффективности пространственной обработки принимаемых сигналов. Результаты численного моделирования продемонстрированы на примере канала мелкого моря.

**Ключевые слова:** подводный звуковой канал, антенная решетка

Эффективность работы протяженной антенной решетки (АР) с обработкой сигналов в реальном океаническом волноводе зависит от целого ряда факторов, требующих своего анализа. Один из важных вопросов, специфических для вертикального размещения АР, – вопрос о влиянии положения антенны по глубине канала. Если такое влияние оказывается существенным, то это явно указывает на возможность дополнительного (к выбору метода самой обработки) повышения эффективности обработки путем специального выбора положения элементов АР в канале.

В данной работе продолжено рассмотрение этого вопроса, начатое ранее в [1, 2]. Предполагается, что вертикальная АР принимает частично-когерентный сигнал дискретного модового спектра, характеризующийся определенным набором мод и некоторым заданным (конечным) масштабом взаимных корреляций модовых амплитуд, на фоне собственных шумов открытого океана, описываемых моделью [3]. В качестве методов пространственной обработки сигналов в каналах АР выбраны следующие: простейший метод с равномерным по элементам весовым



вектором AP; метод согласованной модовой фильтрации, при котором весовой вектор AP задается в точном соответствии с амплитудным распределением модовой функции на элементах AP (с последовательной перестройкой по номеру моды, т.е. со «сканированием» AP в модовом пространстве); оптимальный метод в классе линейной обработки; оптимальный метод квадратичной обработки [4, 5]. Сравнение методов обработки при различном числе и размещении элементов AP в канале проводится путем расчета коэффициента усиления (выигрыша) AP по величине отношения сигнал/шум (ОСШ) – величин  $G_{const}$ ,  $G_m$ ,  $G_{lin}$  и  $G_{opt}$ , соответственно.

Пространственные распределения полезного сигнала  $\mathbf{s}$  и шумов  $\mathbf{n}$  на входе AP формируются конечным числом  $M$  мод дискретного спектра:

$$\mathbf{s} = \sum_{m=1}^M a_m \mathbf{u}_m \quad \mathbf{n} = \mathbf{n}_0 + \sum_{m=1}^M b_m \mathbf{u}_m, \quad (1)$$

где векторы  $\mathbf{u}_m$  – регулярные модовые векторы,  $a_m$  и  $b_m$  – случайные модовые амплитуды сигнала и шумов, соответственно;  $\mathbf{n}_0$  – компонента пространственно-белого шума единичной мощности. Особый интерес представляют ситуации, когда сигнал и модовые шумы формируются достаточно большим количеством мод, но распределения их интенсивностей по модам (модовые спектры) существенно различны. В этой ситуации выигрыш AP может быть значительным при «правильной» пространственной фильтрации сигнальных мод на фоне шумовых, даже в случае частичной когерентности полезного сигнала, обусловленной его многократным рассеянием на случайных неоднородностях канала [4, 5].

Опуская промежуточные преобразования, приведем выражения для интересующих нас величин в терминах модовой фильтрации сигналов:

$$G_{const} = \frac{\mathbf{1}^+ \mathbf{R}_S \mathbf{1}}{N + \mathbf{1}^+ \mathbf{R}_N \mathbf{1}} \times \frac{Sp(\mathbf{R}_{Noise})}{Sp(\mathbf{R}_S)}, \quad G_m = \frac{(\mathbf{Q} \mathbf{M}_S \mathbf{Q})_{mm}}{(\mathbf{Q} \mathbf{M}_N \mathbf{Q})_{mm} + \mathbf{Q}_{mm}} \times \frac{\langle \mathbf{b}^+ \mathbf{Q} \mathbf{b} \rangle + N}{\langle \mathbf{a}^+ \mathbf{Q} \mathbf{a} \rangle},$$

$$G_{lin} = \frac{\lambda_l Sp(\mathbf{R}_{Noise})}{Sp(\mathbf{R}_S)}, \quad G_{opt} = \frac{Sp^{1/2} \left( \left( \mathbf{R}_{Noise}^{-1} \mathbf{R}_S \right)^2 \right) Sp(\mathbf{R}_{Noise})}{Sp(\mathbf{R}_S)}. \quad (2)$$

Здесь  $\mathbf{R}_S$ ,  $\mathbf{R}_N$ ,  $\mathbf{R}_{Noise}$  – матрицы пространственных корреляций (когерентности) сигнала, модовых шумов и полного шума, соответственно;  $\mathbf{M}_S = \langle \mathbf{a} \mathbf{a}^+ \rangle$  и  $\mathbf{M}_N = \langle \mathbf{b} \mathbf{b}^+ \rangle$  – матрицы взаимных корреляций модовых амплитуд (межмодовых корреляций) сигнала и помех, соответственно;  $\mathbf{Q}$  – матрица ортогональности модовых векторов на входе AP, которую можно интерпретировать как матрицу разрешающей способности AP в модо-

вом пространстве ( $\mathbf{Q} = \mathbf{U}^+\mathbf{U}$ , где  $\mathbf{U}$  – матрица модовой структуры, состоящая из  $M$  векторов-столбцов  $\mathbf{u}_m$ );  $\mathbf{1}$  – единичный весовой вектор (все элементы которого равны единице);  $\lambda_1$  – максимальное собственное значение матрицы  $\mathbf{R}_{Noise}^{-1}\mathbf{R}_S$ ;  $\text{Sp}(\cdot)$  – след матрицы; “+” – знак эрмитова сопряжения. В предельном случае, когда достаточно плотная АР перекрывает весь канал, матрица  $\mathbf{Q}$  становится диагональной, что означает полную ортогональность модовых векторов, но в общем случае они имеют различные ортогональные свойства, что и оказывает влияние на достигаемый выигрыш АР.

Когерентные свойства полезного сигнала моделируются нами на основе использованной ранее эвристической модели матрицы межмодовых корреляций  $\mathbf{M}_S$ , содержащей некоторый внутренний масштаб – число мод, коррелированных с данной [1, 2]. Предельный случай диагональной матрицы  $\mathbf{M}_S$  физически отвечает сверхдальному распространению сигнала, когда все межмодовые корреляции ослабли практически до нуля, либо пространственному усреднению по интерференционной структуре сигнала, что позволяет «принудительно» избавиться от существенно неравномерной зависимости интенсивности сигнала на входе АР от ее удаления от источника и учитывать только модовые интенсивности  $\langle |a_m|^2 \rangle$ . Модовый спектр  $\langle |b_m|^2 \rangle$  и матрица когерентности  $\mathbf{R}_N$  шумов океана рассчитываются нами согласно известной модели [3]. Моделирование проведено для волновода с линейным профилем скорости звука:  $c(0) = 1490$  м/с,  $c(H) = 1500$  м/с, глубина канала  $H = 200$  м; осадочное дно моделируется жидким полупространством с параметрами:  $\rho = 2$  г/см<sup>3</sup>,  $c = 1800$  м/с. Частота сигнала выбрана  $f_0 = 150$  Гц (длина волны  $\lambda = 10$  м, полное число мод  $M = 22$ ). Входное ОСШ задавалось в предположении практически наиболее интересного случая слабого сигнала: отношение его интенсивности (на элементе АР) к интенсивности модового шума составляет  $-20$  дБ, а к интенсивности белого шума –  $+5$  дБ. Модовые функции и волновые числа рассчитывались с помощью программы TheKrakenNormalModeProgram.

На рис. 1 показано сравнение величин выигрыша АР (2) при следующих вариантах размещения АР: полное перекрытие канала (длина АР  $L = 200$  м,  $N = 16$ ), частичное (примерно на треть) перекрытие канала ( $L = 67$  м,  $N = 6$ ) с перемещением антенны как целого по глубине – в верхней части, в центре, в придонной области. Межэлементное расстояние  $d \approx 1.4\lambda$  оптимизировано численно в рамках заданной модели сигнала и помех (по зависимости потерь усиления при оптимальной квадратичной обработке  $G_{opt}/N$  от числа элементов АР при полном перекрытии канала). Величина  $G_m$  показана в своей существенной зависи-

мости от номера моды  $m$ , остальные величины выигрыша имеют постоянные (при заданном выборе размещения АР) значения. Видно, что при погружении короткой антенны наиболее эффективными модами при их согласованной фильтрации (по сравнению величин  $G_m$  и  $G_{const}$ ) сначала являются самые первые моды с номерами 1, 2, затем моды 3 и 4, что связано с изменением ортогональных свойств модовых векторов по мере перемещения АР. При размещении АР в центральной области канала выигрыш  $G_m$  ожидаемо имеет примерно такую же зависимость, что и для длинной АР, перекрывающей весь канал. Что же касается оптимальных методов обработки, то с их помощью может быть достигнут дополнительный, хотя не столь значительный для максимальной величины  $G_m$ , выигрыш: около 1 дБ для линейной обработки и еще 1.5 дБ для квадратичной обработки. Резкий спад эффективности метода модовой фильтрации с ростом номера моды обусловлен присутствием в высоких модах интенсивных шумов, возбуждаемых с морской поверхности.

Таким образом, размещение вертикальной АР в подводном канале

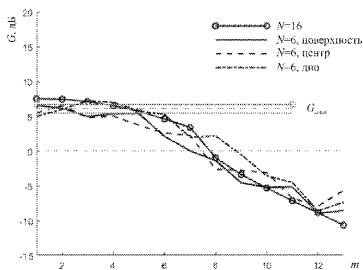


Рис. 1. Зависимость выигрыша  $G_m$  от номера моды  $m$  для различных вариантах размещения АР (пояснения в тексте) в сравнении с величинами  $G_{const}$  (показаны горизонтальными линиями).

является фактором, способным оказать существенное влияние на результирующую эффективность пространственной обработки сигналов. Конкретные значения изменчивости выигрыша АР в зависимости от ее размещения зависят как от выбранного метода обработки, так и от модовых спектров интенсивностей полезного сигнала и шумов на входе АР.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 20-19-00383.

## Литература

1. Labutina M.S., Malekhanov A.I., Smirnov A.V. Estimation of the efficiency of vertical antenna arrays in underwater sound channels // Physics of Wave Phenomena. 2016. Vol. 24. No. 2. P. 161–167.
2. Лабутина М.С., Малеханов А.И., Смирнов А.В. О влиянии размещения элементов вертикальной антенны в океаническом волноводе на эффективность многомодового сигнала на фоне модовых помех // Труды XXXII сессии Российского акустического общества. 2019. С. 430–436.

3. Kuperman W.A., Ingenito F. Spatial correlation of surface generated noise in a stratified ocean // J. Acoust. Soc. Am. 1980. Vol. 67. No. 6. pp. 1988–1996.
4. Малеханов А.И., Таланов В.И. Об оптимальном приеме сигналов в многомодовых волноводах // Акуст. журн. 1990. Т. 36. № 5. С. 891–897.
5. Вдовичева Н.К., Городецкая Е.Ю., Малеханов А.И., Сазонтов А.Г. Коэффициент усиления вертикальной антенны в случайно-неоднородном океаническом волноводе // Акуст. журн. 1997. Vol. 43. № 6. С. 769–776.

**A.I. Malekhanov, A.V. Smirnov**

## **MODELLING OF THE VERTICAL ARRAY GAIN IN DEPENDENCE ON THE ARRAY ARRANGEMENT IN AN RANDOMLY INHOMOGENEOUS UNDERWATER SOUND CHANNEL**

*Institute of Applied Physics of the Russian Academy of Sciences*

*Russia, 603950, Nizhny Novgorod, st. Ulyanov, 46,*

*Tel. : 8 (831) 416-4752, E-mail: lexsmial@ipfran.ru*

The array gain performance for the vertical antenna array arranged in a randomly inhomogeneous underwater sound channel and receiving coherence-degraded multimode signal against the ambient sea noise background is numerically simulated. It is shown that the total number and positions of the array elements are both the factors that affect the array gain essentially. The numerical results are demonstrated for a typical shallow-water channel.

**Keywords:** underwater sound channel, antenna array

**Acknowledgment:** This work was supported by the Russian Science Foundation grant No. 20-19-00383.

### **References**

1. Labutina M.S., Malekhanov A.I., and Smirnov A.V. Estimation of the efficiency of vertical antenna arrays in underwater sound channels. Physics of Wave Phenomena, 2016, Vol. 24, No. 2, pp. 161–167.
2. Labutina M.S., Malekhanov A.I., and Smirnov A.V. O vliyanii razmeshhenija jelementov vertikal'noj anteny v okeanicheskom volnovode na jeffektivnost' mnogomodovogo signala na fone modovyh pomeh. Trudy XXXII sessii Rossijskogo akusticheskogo obshhestva, 2019, pp. 430–436.
3. Kuperman W.A. and Ingenito F. Spatial correlation of surface generated noise in a stratified ocean. J. Acoust. Soc. Am., 1980, Vol. 67, No. 6, pp. 1988–1996.
4. Malekhanov A.I. and Talanov V.I. Ob optimal'nom prieme signalov v mnogomodovyh volnovodah. Akust. zhurn., 1990, Vol. 36, No. 5, pp. 891–897.
5. Vdovicheva N.K., Gorodeckaja E.Ju., Malekhanov A.I., and Sazonov A.G. Kojefficient usilenija vertikal'noj anteny v sluchajno-neodnorodnom okeanicheskom volnovode. Akust. zhurn., 1997, Vol. 43, No. 6, pp. 769–776.

**В.Е. Нечаюк<sup>1</sup>, М.Р. Jenkerson<sup>1</sup>, Д.Г. Ковзель<sup>2</sup>, В.А. Гриценко<sup>2</sup>**

**СКАЛЯРНО-ВЕКТОРНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ  
АКУСТИЧЕСКИХ СЕЙСМОРАЗВЕДОЧНЫХ СИГНАЛОВ,  
ИЗМЕРЕННЫХ АВТОНОМНОЙ СТАНЦИЕЙ КРАБ-19 НА  
СЕВЕРО-ВОСТОЧНОМ ШЕЛЬФЕ О. САХАЛИН**

<sup>1</sup>*ExxonMobil, Huston, USA*

*E-mail: vladimir.nechayuk@exxonmobil.com*

<sup>2</sup>*Тихоокеанский океанологический институт им. В.И. Ильичева*

*ДВО РАН. Россия, 690041, Владивосток, ул. Балтийская, 43,*

*Тел.: (4232) 312120, E-mail: dgk@mail.ru*

Донная автономная акустическая станция со скалярно-векторным приемником Краб-19 содержит 3-осевой электромагнитный приемник колебательной скорости MiniSeis Monitor производства Geospace Technologies, 6-осевой компасный модуль НМС6343 от Honeywell, приемник акустического давления и плату электроники. Проведенные с применением Краб-19 натурные измерения скалярно-векторных характеристик сейсморазведочных сигналов на шельфе о. Сахалин могут быть использованы для оценки возможного их влияния на миграцию лососевых.

**Ключевые слова:** сейсморазведка, распространение звука, скалярно-векторный приемник

Сейсморазведочные работы и другая антропогенная деятельность на Сахалинском шельфе проводится в непосредственной близости от путей миграции анадромных видов рыб, включая промысловые виды лососевых. Также в районах разработки месторождений нефти и газа находятся зоны прибрежного промысла других видов водных биологических ресурсов. До настоящего времени оценка потенциального воздействия на них проводилась с использованием результатов измерений вариаций акустического давления и результатов численного моделирования полей акустического давления путем сопоставления с биологическими эмпирическими данными. Однако известно, что ихтиофауна обладает чувствительностью и к колебательной скорости. Некоторые виды рыб без плавательного пузыря воспринимают компоненты колебательной скорости лучше, чем давление акустического поля. С учетом последних публикаций в научной литературе [1, 2] о важности учета колебатель-

ной скорости при оценке воздействия антропогенной деятельности на водные биологические ресурсы, было принято решение о разработке, изготовлении и испытаниях скалярно-векторного приемника, позволяющего проводить длительные автономные измерения колебательной скорости в условиях мелководья на шельфе о. Сахалин.

При разработке новой автономной измерительной системы учитывался опыт изготовления и эксплуатации многоканальных автономных цифровых акустических станций «Отклик», оснащенных скалярно-векторными приемниками [3, 4]. Донная автономная акустическая станция со скалярно-векторным приемником Краб-19 вошла в состав измерительного комплекса Шельф-14 [5]. Конструктивно и функционально станция состоит из модуля датчиков (МД) и модуля регистратора, установленных в пирамидальной раме. Внешний вид МД показан на рис. 1б. В цилиндрическом титановом корпусе размещен 3-осевой сейсмометр MiniSeisMonitor производства Geospace Technologies, 6-осевой компасный модуль НМС6343 от Honeywell (3-осевые акселерометры и магнитные датчики) и плата электроники. Сверху и снизу корпуса МД расположены гидрофоны, образующие приемный преобразователь акустического давления. К сожалению, магнитный компас, входящий в состав модуля ориентации, оказался не работоспособен из-за сильного влияния магнитных полей датчиков колебательной скорости. По этой причине при обработке записей станции были использованы только данные акселерометров (для компенсации наклона МД), а ориентация МД в горизонтальной плоскости в ходе экспедиции определялась по акустическим сигналам от известных источников. МД крепится на резиновых амортизаторах в специальной раме, которая закрывается двумя полусферами

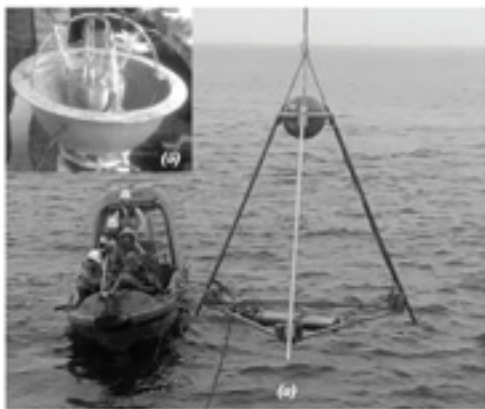


Рис. 1.

рами стекло-пластикового обтекателя. Этот узел размещается в верхней части пирамиды. Модуль регистратора с блоками питания крепится внизу, своим весом обеспечивая остойчивость пирамиды (рис. 1а).

С той же целью по ее нижним углам размещены дополнительные грузы. При постановке пирамиды вывешивается за борт

судна и отпускается. Грузы и «воздушный шар» обтекателя МД (вода замещает воздух в течении 10–20 с) обеспечивают правильную ориентацию пирамиды. От одного из углов пирамиды растягивается фал, оконеченный поплавком с акустическим размыкателем и якорем. При подъеме станции якорь сбрасывается и станция поднимается за всплывший конец фала. Функциональная схема станции показана на рис. 2. Аналого-цифровое преобразование измеряемых величин производится в МД, в непосредственной близости от первичных преобразователей, что снижает межканальное проникновение и наводки. В цифровой форме данные 4-х акустических каналов ( $V_x$ ,  $V_y$ ,  $V_z$ ,  $P$ ) и 9-ти каналов ориентации (трехканальные акселерометр и магнитометр, расчетные значения курса, наклона и крена) поступают в контроллер МД, где из них формируются пакеты, передающиеся в регистратор по последовательной шине. Подключение МД к регистратору производится по 4-проводной линии, включая питание. Малое число проводов дает возможность выполнить участок кабеля от МД до рамы обтекателя тонким гибким проводом, обеспечивая свободное смещение МД под воздействием акустической волны. Следует заметить, что МД является функционально законченным устройством. Последовательность вырабатываемых им пакетов данных совместима с форматом данных кабельных измерительных акустических систем серии DRT-08, разработанных и используемых в ТОИ ДВО РАН.

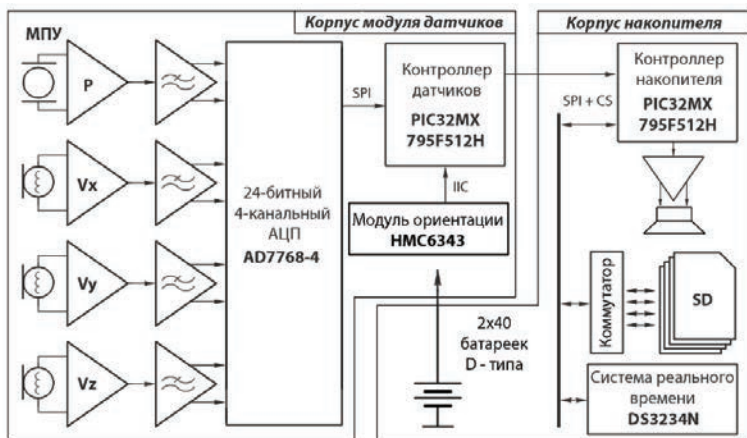


Рис. 2. Функциональная схема станции Краб-19.

Таким образом, МД может работать не только на регистратор Краб-19, но и на кабельную линию в режиме реального времени.

Модуль регистратора (см. рис. 2) аппаратно унифицирован с донной станцией Шельф-14. Процесс записи данных на карты памяти и структура файлов также подобны. Запись ведется в предварительно размеченные файлы, содержащие заголовки с дополнительной информацией – дата и время начала записи в файл, напряжение батарей, частота дискретизации, разрядность данных и т.д. Для электропитания Краб-19 используются два батарейных блока по 40 батареек типоразмера D, что обеспечивает время автономной работы до 5 месяцев. Точность измерения углов наклона модуля датчиков –  $1^\circ$ , разрешение  $0.1^\circ$ . Частота дискретизации по акустическим каналам в экспедиции 2019 г. была установлена 3600 Гц.

Проиллюстрируем работоспособность Краба-19 на натуральных данных, полученных в 2019 г. во время сейсморазведки, проведенной компанией Эксон Нефтегаз Лимитед на прибрежном Одопгинском месторождении. На рис. 3 приведена карта с указанием точки постановки –  $PV_{z,x,y}$  приемника на северо-восточном шельфе о. Сахалин и акустического профиля, по которому прошло сейсморазведочное судно. На профиле указано время для привязки результатов анализа параметров, измеренных станцией Краб-19 акустических импульсов к точкам их излучения. На этом рисунке видно, что на траверсе точки приема расстояние между судном и станцией было равно 2.6 км, и поскольку значения  $SEL$  у сигнала  $V_x = V_y$ , то эти ортогональные каналы ориентированы под  $45^\circ$  к линии, соединяющей Краб-19 с сейсморазведочным судном.

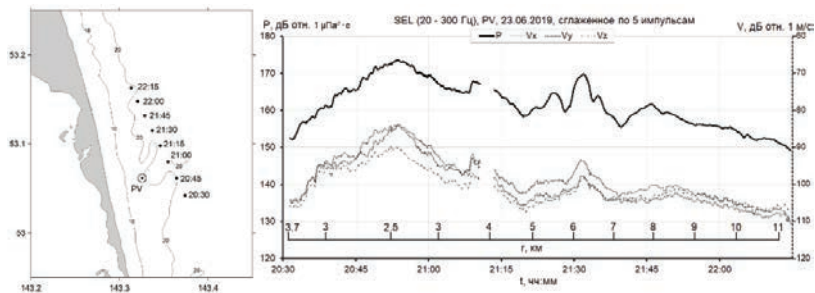


Рис. 3. Карта района натуральных измерений с указанием геоакустического профиля, по которому прошло сейсморазведочное судно, и результаты анализа энергетического параметра  $SEL$ , определяющего величину антропогенного акустического воздействия сейсморазведочного сигнала на среду в точке приема.

Авторы выражают благодарность компании «Эксон Нефтегаз Лимитед» за поддержку данной работы.



## Литература

1. Popper A.N., Hawkins A.D. The importance of particle motion to fishes and invertebrates // J. Acoust. Soc. Am. Vol. 143 (1), January, 2018.
2. Slabbekoorn, et. al. Population-level consequences of seismic surveys on fishes: An interdisciplinary challenge // Fish and Fisheries. 2019. 20:653–685.
3. Бондарь Л.Ф., Захаров В.А., Ковзель Д.Г., Рутенко А.Н. Автономные цифровые приемные системы и некоторые результаты их применения в исследованиях пространственной структуры полей прямых и рассеянных гидроакустических сигналов // Акуст. журн. 1991. Т. 37. № 6. С. 1098–1105.
4. Бондарь Л.Ф., Гриценко А.В., Захаров В.А., Ковзель Д.Г., Рутенко А.Н. Цифровая радиотелеметрическая система сбора и обработки гидроакустических сигналов и результаты ее применения в исследованиях характеристик морской реверберации // Акуст. журн. 1993. Т. 39. № 2. С. 223–229.
5. Рутенко А.Н., Борисов С.В., Ковзель Д.Г., Гриценко В.А. Радиогидроакустическая станция для мониторинга параметров антропогенных импульсных и шумовых сигналов на шельфе // Акуст. журн. 2015. Т. 61. № 4. С. 500–511.

V.E. Nechayuk<sup>1</sup>, M.R. Jenkerson<sup>1</sup>, D.G. Kovzel<sup>2</sup>, V.A. Gritsenko<sup>2</sup>

## SCALAR-VECTOR CHARACTERISTICS OF ACOUSTIC SEISMIC SIGNALS MEASURED BY SELF-CONTAINED MEASURING STATION KRAB-19 ON THE NORTHEASTERN SAKHALIN SHELF

<sup>1</sup>*ExxonMobil, Houston, USA*

*E-mail: vladimir.nechayuk@exxonmobil.com*

*Pacific Oceanological Institute Named After V.I. Ilyichov of the Russian*

*Academy of Sciences Far Eastern Branch*

*Baltiyskaya Street, 43, Vladivostok, Russia, 690041,*

*Tel.: 8 (4232) 312120, E-mail: dgk@mail.ru*

The bottom self-contained acoustic station with a scalar-vector receiver Krab-19 contains a 3-axial electromagnetic receiver of particle velocity Mini SeisMonitor of Geospace Technologies manufacture, a 6-axial compass module HMC6343 of Honeywell, an acoustic pressure receiver, and an electronic board. The on-site measurements of scalar-vector characteristics of seismic signal characteristics conducted with the use of the Krab-19 on the Sakhalin Shelf can be used for evaluating their possible impact on migration of salmon.

**Keywords:** seismic survey, sound propagation, scalar-vector receiver

**Acknowledgments:** The authors would like to thank Exxon Neftegas Limited for their support of this work

## References

1. Popper A.N. and Hawkins A.D. The importance of particle motion to fishes and invertebrates. *J. Acoust. Soc. Am.*, 143 (1), January, 2018.
2. Slabbekoorn et. al. Population-level consequences of seismic surveys on fishes: An interdisciplinary challenge. *Fish and Fisheries*, 2019, 20:653–685.
3. Bondar L.F., Zakharov V.A., Kovzel D.G., and Rutenko A.N. Autonomous digital acquisition systems and some results of their application in studying spatial structure of direct and dissipated hydroacoustic signals. *Akusticheskiy zhurnal*, 1991, Vol. 37, No. 6, pp. 1098–1105.
4. Bondar L.F., Gritsenko A.V., Zakharov V.A., Kovzel D.G., and Rutenko A.N. Digital radio-linked telemetry system for acquisition and processing of geoacoustic signals and results of its application in studying characteristics of sea reverberation. *Akusticheskiy zhurnal*, 1993, Vol. 39, No. 2, pp. 223–229.
5. Rutenko A.N., Borisov S.V., Kovzel D.G., and Gritsenko V.A. Radio-linked hydroacoustic station for monitoring parameters of man-induced impulse and noise signals on the shelf. *Akusticheskiy zhurnal*, 2015, Vol. 61, No. 4, pp. 500–511.

**С.А. Переселков<sup>1</sup>, В.М. Кузькин<sup>2</sup>, Е.С. Казначеева<sup>1</sup>,  
С.А. Ткаченко<sup>1</sup>**

## **ОБНАРУЖЕНИЕ ШУМОВОГО ИСТОЧНИКА**

*<sup>1</sup>Воронежский государственный университет  
Россия, 394006, Воронеж, Университетская пл., 1,  
Тел.: 8 (8950) 770-86-79, E-mail: pereselkov@yandex.ru  
<sup>2</sup>Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН  
Россия, 119991, Москва, ул. Вавилова, 38,  
Тел.: (499) 503-8726, E-mail: kumiov@yandex.ru*

Оценена помехоустойчивость интерферометрической обработки. На основе критерия Неймана–Пирсона рассмотрено обнаружение сигнала шумового источника.

**Ключевые слова:** акустическая интерферометрия, обнаружение, шумовой источник, правильное обнаружение, ложная тревога

Интерферометрический метод локализации шумового источника основан на двукратном преобразовании Фурье формируемой им интерферограммы [1]. На выходе интегрального преобразования спектральная плотность, которую условно можно назвать голограммой Фурье, концентрируется в пределах узкой полосы в форме фокальных пятен, обусловленных интерференцией мод различных номеров.

В интерферометрической обработке на статистических характеристиках реконструированных параметров источника можно выделить сигнальную область входных отношений сигнал/помеха (с/п)  $q_0 \geq q_{\text{lim}}$ , когда реализуется когерентное накопление спектральных максимумов поля вдоль локализованных полос, что обеспечивает устойчивое обнаружение и оценки пеленга, радиальной скорости, удаления и глубины, близки реальным. Для шумового сигнала, если внешняя помеха изотропная,  $q_{\text{lim}} \approx 1.5/J^2$  [1], где  $J = \Delta t / (T + \delta T)$  – число временных интервалов (отсчетов). Здесь  $\Delta t$  – время наблюдения,  $T$  – длительность шумовой реализации;  $\delta T$  – интервал между отсчетами. Решение задачи обнаружения рассмотрим применительно к сигнальной области значений  $q_0$ , представляющей практический интерес.

Пусть спектры шумового сигнала и помехи сосредоточены в полосе  $\Delta\omega_1$ . Сигнал и помеха являются взаимонезависимыми гауссовскими

случайными процессами с нулевыми математическими ожиданиями. Положим, что ширина локализованных полос  $\Delta\omega_2$  и контрастность интерферограммы равна единице. Под отношением с/п  $q_0$  на входе одностороннего приемника в начальный момент времени  $t = 0$  понимается величина:

$$q_0 = \overline{E_s}(0) / \overline{E_n}(0), \quad (1)$$

где  $\overline{E_s}(0)$  и  $\overline{E_n}(0)$  – средние энергии сигнала и помехи. Черта сверху означает усреднение по ансамблю реализаций. На выходе траекторного когерентного накопления на  $J$  интервалах времени за время  $\Delta t$  отношение с/п  $q_1 = \overline{E_s}(\Delta t) / \overline{E_n}(\Delta t)$ , согласно [2], равно:

$$q_1 = Jq_0. \quad (2)$$

Двукратное преобразование Фурье интерферограммы локализует двумерную спектральную плотность шумового сигнала в пределах узкой полосы голограммы, площадь которой можно оценить как:

$$S_s = \tau_1 / \Delta t, \quad (3)$$

Здесь  $\tau_1$  – положение главного максимума фокального пятна на оси времени, обусловленного интерференцией между крайними модами [1]. Вне этой полосы спектральная плотность практически подавлена. Спектральная плотность помехи распределена во всей области голограммы, площадь которой равна:

$$S_n = |v_1| \tau_1, \quad (4)$$

где  $v_1 = -w h_{1M}(\omega_1)$  – положение главного максимума фокального пятна на оси частоты [1]. Здесь  $h_{1M} = h_1 - h_M$ ,  $h_m$  – горизонтальное волновое число  $m$ -ой моды,  $M$  – число мод;  $\omega_1$  – средняя частота полосы  $\Delta\omega_1$ ;  $w$  – радиальная скорость источника. Если мощность помехи равномерна распределена в области голограммы, то выходное отношение с/п  $q_2$  на выходе интерферометрической обработки составит:

$$q_2 = J\gamma q_0, \quad (5)$$

где коэффициент  $\gamma = |v_{M-1}| \Delta t$ . При неподвижном источнике величина  $|v_{M-1}|$  заменяется шириной спектра  $\Delta v$  в области голограммы.

Для мелководных акваторий в низкочастотном диапазоне (несколько сот герц) и скоростей источника  $w \approx 1 - 10$  м/с величина  $|v_1| \approx 0.07 - 0.7$  Гц [1]. Задавая время накопления  $\Delta t = 100$  с, получаем оценку  $\gamma = 7 - 70$ .

Уменьшение входного отношения с/п  $q_0$  влечет за собой увеличение отсчетов  $J$ , которое при фиксированном времени наблюдения  $\Delta t$  сверху ограничено минимальной длительностью  $T_{\min}$  шумовой реализации. Минимальная длительность шумового сигнала оценивается как [2]:

$$T_{\min} = 4r \left| dh_{1M}(\omega_1) / d\omega \right|, \quad (6)$$

так что с увеличением расстояния  $r$  между источником и приемником и средней частоты  $\omega_1$  минимальное время регистрации шумового сигнала возрастает и уменьшается соответственно. В результате максимальное число отсчетов, согласно (6), полагая  $\delta T \ll T$ , равно:

$$J_{\max} = \Delta t / 4r \left| dh_{1M}(\omega_1) / d\omega \right|, \quad (7)$$

при этом минимальное предельное входное отношение с/п оценивается как:

$$q_{\lim(\min)} = 24r^2 \left| dh_{1M}(\omega_1) / d\omega \right|^2 / (\Delta t)^2, \quad (8)$$

По критерию Неймана–Пирсона при большом числе слагаемых  $J$  вероятности ложной тревоги  $p_2$  (вероятность превышения помехой порогового уровня  $g$ ) и правильного обнаружения  $p_1$  (превышение порога при наличии сигнала), согласно [2], равны:

$$p_2 = 1 - 0.5 \left[ \Phi(\kappa_n - 0.5) + \Phi(\kappa_n + 0.5) \right], \quad (9)$$

$$p_1 = 1 - 0.5 \left[ \Phi(\eta_1) + \Phi(\eta_2) \right], \quad (10)$$

Здесь 
$$\Phi(x) = \left( 2/\sqrt{\pi} \right) \int_0^x \exp(-t^2) dt, \quad (11)$$

$$\kappa_n = g/2 M_n(\Delta t), \quad M_n(\Delta t) = \pi J \overline{E_n}(0) / \Delta \omega_2, \quad (12)$$

$$\eta_1 = (2\kappa_n - 1 - q_2) / 2(1 + q_2), \quad \eta_2 = (2\kappa_n + 1 + q_2) / 2(1 + q_2), \quad (13)$$

По заданной вероятности ложной тревоги  $p_2$  однозначно определяется уровень  $g$ , а зная его, вычисляется вероятность правильного обнаружения  $p_1$ . Таким образом, можно рассчитать кривые обнаружения шумового сигнала, представляющие собой зависимость вероятности

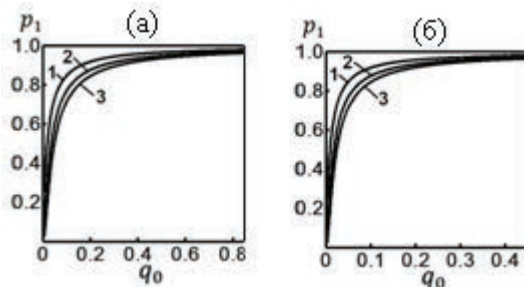


Рис. 1. Зависимость вероятности правильного обнаружения  $p_1$  от входного отношения с/п  $q_0$  для разных значений вероятности ложной тревоги  $p_2$ : (а)  $J = 10$ ; (б)  $J = 20$ . Кривая 1  $-p_2 = 10^{-1}$ , кривая 2  $-p_2 = 10^{-2}$ , кривая 3  $-p_2 = 10^{-3}$ .

правильного обнаружения от выходного (или входного) отношения с/п при фиксированной вероятности ложной тревоги.

На рис. 1 приведены кривые обнаружения шумового сигнала в зависимости от входного отношения с/п  $q_0$  для коэффициента концентрации  $\gamma=7$ .

Вероятность ложной тревоги  $p_2 = 10^{-1}, 10^{-2}, 10^{-3}$ . Отсчетам  $J = 10, 20$ , соответствуют предельные входные отношения  $q_{\text{lim}} = 0.015, 0.00375$ . С уменьшением вероятности ложной тревоги при заданном входном отношении с/п, вероятность правильного обнаружения уменьшается. С увеличением отсчетов эффективность обнаружения источника возрастает.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ (проекты № 19-08-00941, № 19-29-06075). Научно-исследовательская работа Казначеевой Е.С. поддержана грантом РФФИ №19-38-90326.

## Литература

1. Казначеев И.В., Кузнецов Г.Н., Кузькин В.М., Переселков С.А. Интерферометрический метод обнаружения движущегося источника звука векторно-скалярным приемником // Акуст. журн. 2018. Т. 64. № 1. С. 33–45.
2. Кузькин В.М., Переселков С.А., Матвиенко Ю.В., Ткаченко С.А. Обнаружение источника в диспергирующих средах // РЭНСИТ. 2019. Т. 11. № 3. С. 337–344.

**S.A. Pereselkov<sup>1</sup>, V.M. Kuzkin<sup>2</sup>, E.S. Kaznacheeva<sup>1</sup>,  
S.A. Tkachenko<sup>1</sup>**

## **NOISE SOURCE DETECTING**

<sup>1</sup>*Voronezh State University*

*Universitetskaya pl.,1, Voronezh, Russia, 394006,*

*Tel.: 8 (8950) 770-86-79, E-mail: [pereselkov@yandex.ru](mailto:pereselkov@yandex.ru)*

<sup>2</sup>*General Physics Institute A.M. Prokhorov RAS*

*ul. Vavilova, 38, Moscow, Russia, 119991,*

*Tel.:8 (499) 503-8726, E-mail: [kumiov@yandex.ru](mailto:kumiov@yandex.ru)*

Noise immunity of interferometric processing is analyzed. Based on the Neumann–Pearson criterion, the detection of a noise source signal is considered.

**Keywords:** acoustic interferometry, detection, noise source, true detection, false alarm

**Acknowledgment:** The work was supported by grants from the Russian Foundation for Basic Research (projects No. 19-08-00941, No. 19-29-06075). Scientific research work of E.S. Kaznacheeva supported by the RFBR grant No. 19-38-90326.

## **References**

1. Kaznacheev I.V., Kuznetsov G.N., Kuzkin V.M., and Pereselkov S.A. Interferometric method for detecting a moving sound source by a vector-scalar receiver. *Akust. Zhurn.*, 2018, Vol. 64, No. 1, pp. 33–45.
2. Kuz'kin V.M., Pereselkov S.A., Matvienko Yu.V., and Tkachenko S.A. Source Detection in dispersive media. *RENSIT*, 2019, Vol. 11, No. 3, pp. 337–344.

С.А. Переселков<sup>1</sup>, Е.С. Казначеева<sup>1</sup>, В.М. Кузькин<sup>2</sup>,  
С.А. Ткаченко<sup>1</sup>

## АДАПТИВНЫЕ МЕТОДЫ ИНТЕРФЕРОМЕТРИЧЕСКОЙ ОБРАБОТКИ

<sup>1</sup>Воронежский государственный университет  
Россия, 394006, Воронеж, Университетская пл., 1,  
Тел.: 8 (4732) 789-748, E-mail: pereselkov@yandex.ru  
<sup>2</sup>Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН,  
Россия, 119991, Москва, ул. Вавилова, 38,  
Тел.: 8 (499) 503-8726, E-mail: kumiov@yandex.ru

Предложены два адаптивных варианта интерферометрической обработки для определения параметров шумового источника. Получена оценка максимальной дальности применимости обработки. Приведены результаты моделирования по апробации адаптивных алгоритмов.

**Ключевые слова:** акустическая интерферометрия, обнаружение, шумовой источник, адаптивный метод

Интерферометрическая обработка основана на двукратном преобразовании Фурье интерферограммы [1]. На выходе интегрального преобразования спектральная плотность, которую условно можно назвать голограммой Фурье, концентрируется в пределах узкой полосы в форме фокальных пятен, обусловленных интерференцией мод различных номеров. Она содержит  $(M - 1)$  основных максимумов с координатами  $(\tau_\mu, \nu_\mu)$ , где  $M$  – число мод,  $\mu = 1, (M - 1)$  – номер фокального пятна,  $\tau$  и  $\nu$  – время и частота голограммы. Восстановление интерферограммы, очищенной от помехи, достигается фильтрацией спектральной плотности с последующим применением к ней двукратного обратного преобразования Фурье.

Положения основных максимумов фокальных пятен связаны с радиальной скоростью  $w$  и удалением  $r$  источника соотношениями [1]:

$$\dot{w} = -2\pi\kappa_{\nu\mu} \nu_\mu, \quad \dot{r} + \dot{w}t_* = \kappa_{r\mu} \tau_\mu, \quad (1)$$

$$\kappa_{\nu\mu} = \left[ \overline{h_{m(m+\mu)}(\omega_0)} \right]^{-1}, \quad \kappa_{r\mu} = \left[ \overline{dh_{m(m+\mu)}(\omega_0)/d\omega} \right]^{-1}, \quad (2)$$



где коэффициенты, определяющие пространственные и частотные масштабы изменчивости передаточной функции волновода. Здесь  $t_*$  – выделенный момент времени на интервале наблюдения  $\Delta t$ ,  $0 < t_* \leq \Delta t$ ,  $h_{mm} = h_m - h_n$ ,  $h_m$  – горизонтальное волновое число  $m$ -й моды;  $\omega_0$  – средняя частота ширины  $\Delta\omega$  спектра источника. Оценки параметров источника, получаемые в результате обработки данных, обозначены точкой сверху. Черта сверху означает усреднение по номерам мод.

В работе [2] предложены два варианта алгоритма адаптации. Под адаптацией обработки понимается возможность определения радиальной скорости и удаления источника посредством измерения связанных с ними величин или с коэффициентами (2) на фоне малого входного отношения сигнал/помеха в отсутствие знания о передаточной функции волновода. Такими величинами являются пеленг  $\theta$  [3] и частотный сдвиг  $\Omega$  [4] интерференционных максимумов поля для разнесенных на горизонтальное расстояние  $d$  приемников  $Q_{1,2}$  (рис. 1). Полагается  $r_{1,2} \gg d$ ,  $r_{1,2} \gg w\Delta t$ .

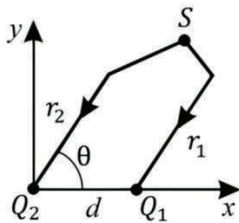


Рис. 1. Схема расположения источника S и приемников  $Q_{1,2}$ .

Согласно первому алгоритму,  $\kappa_{r\mu}$  и  $\kappa_{w\mu}$  оцениваются как:

$$\kappa_{w\mu} = -d \cos\theta / \Omega_0 \tau_{\mu 1}, \quad \kappa_{r\mu} = d \cos\theta / \Delta\tau_{\mu}, \quad (3)$$

где  $\Delta\tau_{\mu} = \tau_{\mu 1} - \tau_{\mu 2}$  и  $\Omega_0$  – разность положений основного максимума  $\mu$ -го фокального пятна и частотный сдвиг в момент времени  $t = 0$  между точками приема. Алгоритм применим, если:  $2\pi|\Omega_0| \leq \Delta\omega$ ,  $|\Delta\tau_{\mu}| \Delta\omega \geq 2\pi$ .

Второй алгоритм позволяет оценивать удаление и радиальную скорость источника, не прибегая к определению коэффициентов (2):

$$\dot{r}_1 = \left| \Omega_1 d \cos\theta / \Delta\Omega_{\Delta t} \right|, \quad |\dot{w}| = \left| \Omega_1 \Delta\Omega d \cos\theta / \Omega_0 \Delta\Omega_{\Delta t} \Delta t \right|, \quad (4)$$

Здесь  $\Delta\Omega = \Omega_0 - \Omega_{\Delta t}$ ,  $\Delta\Omega_{\Delta t} = \Omega_1 - \Omega_2$ , где  $\Omega_{\Delta t}$  – частотный сдвиг за время наблюдения  $\Delta t$  между точками наблюдения,  $\Omega_1$  и  $\Omega_2$  – частотные сдвиги за время наблюдения в точках наблюдения  $Q_1$  и  $Q_2$ . Условия применимости алгоритма адаптации сводятся к требованию разрешения частотных смещений  $\Omega_0$ ,  $\Omega_{\Delta t}$  и  $\Omega_1$ ,  $\Omega_2$ .

Частотные смещения вычислялись корреляционным методом, что предполагает определение положения максимального пика взаимокорреляционной функции спектров шумового источника между точками приема  $Q_{1,2}$  для моментов времени  $t = 0, \Delta t$  и взаимокорреляционной функции спектров шумового источника в точках приема  $Q_{1,2}$  за время наблюдения  $\Delta t$ .

При моделировании рассматривался мелководный волновод. Глубина  $H = 53$  м, скорость звука  $c = 1470$  м/с, жидкое поглощающее дно: комплексный показатель преломления  $n = 0.89 (1 + i0.01)$ , отношение плотности грунта и воды  $\rho = 1.8$ . Шумовой источник  $S$  на глубине  $z_s = 47$  м с радиальной скоростью  $w = -3$  м/с приближался к приемникам  $Q_{1,2}$ , расположенным на глубине  $z_q = 12.5$  м. Пеленг  $\theta = 0$ . Полоса источника  $\Delta f_2 = 200\text{--}220$  Гц, число мод  $M = 7$ . В первом варианте адаптации приемники разнесены на горизонтальное расстояние  $d_2 = 0.5$  км и удалены на расстояния  $r_1 = 2.5$  км и  $r_2 = 3$  км; время наблюдения  $\Delta t_1 = 100$  с. Во втором варианте приемники разнесены на горизонтальное расстояние  $d_2 = 0.1$  км и удалены на расстояния  $r_1 = 2.5$  км и  $r_2 = 2.6$  км; время наблюдения  $\Delta t_2 = 30$  с.

В первом варианте адаптации перекрытие шести фокальных пятен приводит к образованию двух выраженных фокальных пятен (рис. 2).

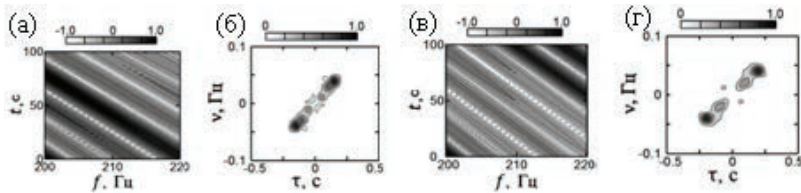


Рис. 2. Нормированные интерферограммы (а, в) и голограммы (б, г). Приемник  $Q_1$ (а, б), приемник  $Q_2$ (в, г).

Координаты максимального пика (второе фокальное пятно) приемника  $Q_1$  равны  $\tau_2 = 1.74 \times 10^{-1}$  с,  $v_2 = 4.12$  Гц. Разность координат основного максимума второго фокального пятна:  $\Delta \tau_2 = 4.17 \times 10^{-2}$  с. Согласно (3),  $\kappa_{r_2} = 1.20 \times 10^4$  м/с. Используя (1), получаем:  $r_1 = 2.09$  км. По данным моделирования частотный сдвиг  $\Omega_0 = -39.67$  Гц. Из (3) и (1) находим  $\kappa_{w_2} = 11.53$  м и  $\dot{w} = -2.98$  м/с. Во втором варианте адаптации перекрытие шести фокальных пятен приводит к формированию двух фокальных пятен, которые расплываются в полосу (интерферограмма и голограмма не приводятся). По результатам моделирования частотные смещения:  $\Omega_0 = -4.17$  Гц,  $\Omega_{\Delta t} = -4.34$  Гц,  $\Omega_1 = -3.92$  Гц,  $\Omega_2 = -3.77$  Гц. Из (4) получаем оценки:  $r_1 = 2.09$  км,  $\dot{w} = -3.55$  м/с.

Как видно, алгоритмы адаптации позволяют в отсутствие информации о передаточной функции среды получать оценки радиальной скорости и удаления близкие к модельным значениям.

Для входного отношения с/п  $q$  допустимые удаления  $r$  шумового источника, когда сохраняется работоспособность интерферометрической обработки, оцениваются как [2]:

$$r^2 \leq r_{\max}^2 \approx q(\Delta t)^2 / 13.5 \left| dh_{1M}(\omega_0) / d\omega \right|^2, \quad (5)$$

Характерной чертой соотношения (5) является то обстоятельство, что в него входят параметры передаточной функции среды. Поэтому максимальные удаления источника различны в зависимости от выбора акватории.

Таким образом, адаптивные алгоритмы позволяют значительно расширить область применения интерферометрической обработки в задачах идентификации малозумных источников, не доступной для классических методов обработки.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ (проекты № 19-08-00941, № 19-29-06075). Научно-исследовательская работа Казначеевой Е.С. поддержана грантом РФФИ № 19-38-90326.

## Литература

1. Кузнецов Г.Н., Кузькин В.М., Переселков С.А. Спектрограмма и локализация источника звука в мелком море // Акуст. журн. 2017. Т. 63. № 4. С. 406–418.
2. Kaznacheeva E.S., Kuznetsov G.N., Kuz'kin V.M., Lyakhov G.A., Pereselkov S.A. Measurement capability of the interferometric method of sound source localization in the absence of data on the waveguide transfer function // Phys. Wave Phenom. 2019. Vol. 27. No. 1. P. 73–78.
3. Kuznetsov G.N., Kuz'kin V.M., Lyakhov G.A., Pereselkov S.A., and Prosovetskiy D.Yu. Direction finding of a noise sound source // Phys. Wave Phenom. 2019. Vol. 27. No. 3. P. 237–241.
4. Кузькин В.М., Переселков С.А. Методы регистрации частотных смещений интерференционной структуры звукового поля в океанических волноводах // Акуст. журн. 2010. Т. 56. № 4. С. 505–515.

**S.A. Pereselkov<sup>1</sup>, V.M. Kuzkin<sup>2</sup>, E.S. Kaznacheeva<sup>1</sup>,  
S.A. Tkachenko<sup>1</sup>**

## **ADAPTIVE METHODS OF INTERFEROMETRIC PROCESSING**

<sup>1</sup>*Voronezh State University*

*Universitetskayapl, 1, Voronezh, Russia, 394006,  
Tel.: 8(8950) 770-86-79, E-mail: pereselkov@yandex.ru*

<sup>2</sup>*General Physics Institute A.M. Prokhorov RAS  
ul. Vavilova, 38, Moscow, Russia, 119991,*

*Tel.: 8(499) 503-8726, E-mail: kumiov@yandex.ru*

Two adaptive variants of interferometric processing for determining the parameters of a noise source are proposed. The maximum range of applicability of the method is estimated. The results of modeling for testing adaptive algorithms are presented.

**Keywords:** acoustic interferometry, detection, noise source, adaptive method

**Acknowledgment:** The work was supported by RFBR grants (projects No. 19-08-00941, No. 19-29-06075). Scientific research work of Kaznacheeva E.S. supported by the RFBR grant No. 19-38-90326.

### **References**

1. Kuznetsov G.N. and Pereselkov S.A. Spectrogram and localization of the sound source in the shallow water. *Akust. Zhurn.*, 2017, Vol. 63, No. 4, pp. 406–418.
2. Kaznacheeva E.S., Kuznetsov G.N., Kuz'kin V.M., Lyakhov G.A., and Pereselkov S.A. Measurement capability of the interferometric method of sound source localization in the absence of data on the waveguide transfer function. *Phys. Wave Phenom*, 2019, Vol. 27, No. 1, pp. 73–78.
3. Kuznetsov G.N., Kuz'kin V.M., Lyakhov G.A., Pereselkov S.A., and Prosovetskiy D.Yu. Direction finding of a noise sound source. *Phys. Wave Phenom*, 2019, Vol. 27, No. 3, pp. 237–241.
4. Kuzkin V.M. and Pereselkov S.A. Methods for recording frequency shifts of the interference structure of the sound field in ocean waveguides. *Akust. Zhurn.*, 2010, Vol. 56, No. 4, pp. 505–515.

**А.Г. Сазонтов, И.П. Смирнов**

**ПРЕДЕЛ УГЛОВОГО РАЗРЕШЕНИЯ ИСТОЧНИКОВ  
В АКУСТИЧЕСКОМ ВОЛНОВОДЕ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ  
АДАПТИВНОЙ ГОРИЗОНТАЛЬНОЙ АНТЕННЫ**

*Институт прикладной физики РАН  
Россия, 603950, Нижний Новгород, ул. Ульянова, 46,  
Тел.: 8 (831) 416-06-48, E-mail: sazontov@ipfran.ru*

Найдены минимальные значения отношения сигнал/шум и объема входной выборки, при которых возможна корректная локализация двух акустических источников с близкими угловыми положениями без использования априорной информации о глубине их погружения и расстояния до горизонтальной приемной антенны.

**Ключевые слова:** угловое разрешение, критерий Смита, нижняя граница Крамера–Рао

В настоящем докладе рассмотрена задача о локализации двух акустических источников с близкими угловыми положениями и определено наименьшее угловое расстояние между ними, при котором соответствующие источники могут быть разрешены в условиях неполной информации о волноводном канале распространения. Проводимый анализ основан на использовании критерия Смита [1], в соответствии с которым источники считаются разрешенными, если угловое разнесение между ними превосходит среднеквадратичную ошибку оценивания этого разнесения.

Рассмотрим акустический волновод, в котором звуковое поле создается двумя источниками, излучающими детерминированные узкополосные сигналы  $s_j(t)$  ( $j = 1, 2$ ) с одинаковой несущей частотой. Прием осуществляется линейной горизонтальной антенной решеткой (АР), состоящей из  $N$  элементов, расположенных эквидистантно с шагом  $d$  на горизонте  $z_a$ . Положение  $j$ -го источника определяется глубиной его погружения  $z_j$ , расстоянием  $r_j$  до приемной АР и азимутальным углом  $\phi_j$ , отсчитываемым от нормали к апертуре АР. (Начало координат по дальности выбрано в месте установки первого элемента АР).

Поле на входе АР в моменты времени  $t_l$  характеризуется  $N$  – мерным вектором наблюдения  $\mathbf{x}(t_l)$  :

$$\mathbf{x}(t_l) = \sum_{j=1}^L \mathbf{g}(\phi_j, r_j, z_j) s_j(t_l) + \mathbf{n}(t_l), \quad l = 1, 2, \dots, L. \quad (1)$$

Здесь  $\mathbf{g}(\phi_j, r_j, z_j)$  – вектор отклика АР при приеме сигнала от  $j$ –го источника,  $\mathbf{n}(t)$  – вектор аддитивного белого шума с ковариационной матрицей  $\sigma_n^2 \mathbf{I}_N$ , где  $\sigma_n^2$  – неизвестный уровень шума,  $\mathbf{I}_N$  – единичная матрица размерности  $N \times N$ , а  $L$  – объем входной выборки. Задача состоит в построении адаптивного алгоритма обработки, позволяющего по принятой выборке  $\{\mathbf{x}(t_l)\}_{l=1}^L$  оценить угловые положения источников без знания их пространственных координат, и определении наименьшего углового разнесения между ними, при котором соответствующие источники могут быть корректно разрешены.

В рамках модового описания для вектора отклика АР имеем:

$$\mathbf{g}(\phi_j, \boldsymbol{\theta}_j) = \mathbf{U}(\phi_j) \mathbf{b}(\boldsymbol{\theta}_j), \quad \mathbf{U}(\phi_j) = [\mathbf{u}_1(\phi_j), \dots, \mathbf{u}_M(\phi_j)],$$

$$\mathbf{b}(\boldsymbol{\theta}_j) = \left( \frac{\varphi_1(z_a) \varphi_1(z_j)}{\sqrt{8\pi k_1 r_j}} e^{ik_1 r_j + i\pi/4}, \dots, \frac{\varphi_M(z_a) \varphi_M(z_j)}{\sqrt{8\pi k_M r_j}} e^{ik_M r_j + i\pi/4} \right)^T.$$

Здесь  $\boldsymbol{\theta}_j = (r_j, z_j)^T$  (где верхний индекс  $T$  означает операцию транспонирования),  $\varphi_m(z_a)$  и  $\varphi_m(z_j)$  – собственные функции  $m$ – ой моды в месте расположения приемной АР и  $j$ –го источника излучения,  $k_m$  – соответствующее горизонтальное волновое число,  $M$  – число распространяющихся нормальных волн,  $\mathbf{U}(\phi_j)$  – матрица размерности  $N \times M$ , формируемая вектор-столбцами  $\mathbf{u}_m(\phi_j) = (1, e^{ik_m d \sin \phi_j}, \dots, e^{ik_m d (N-1) \sin \phi_j})^T$ ,  $m = 1, \dots, M$ , а  $\mathbf{b}(\boldsymbol{\theta}_j)$  – вектор модовых амплитуд размерности  $M \times 1$ .

С использованием волнового подхода исходный вектор наблюдения (1) может быть переписан следующим образом:

$$\mathbf{x}(t_l) = \mathbf{A}(\boldsymbol{\phi}) \mathbf{B}(\boldsymbol{\theta}) \mathbf{s}(t_l) + \mathbf{n}(t_l), \quad l = 1, 2, \dots, L$$

Здесь  $\boldsymbol{\varphi} = (\phi_1, \phi_2)^T$  – двумерный вектор направлений,

$\mathbf{A}(\boldsymbol{\varphi}) = [\mathbf{U}(\phi_1) \mathbf{U}(\phi_2)]$  – матрица размерности  $N \times 2M$ ,

$\mathbf{B}(\boldsymbol{\theta}) = \begin{pmatrix} \mathbf{b}(\boldsymbol{\theta}_1) & \mathbf{0} \\ \mathbf{0} & \mathbf{b}(\boldsymbol{\theta}_2) \end{pmatrix}$  – блочно-диагональная матрица размерности

$2M \times 2$ ,  $\mathbf{s}(t_i) = [s_1(t_i), s_2(t_i)]^T$  – сигнальный вектор.

Обозначим через  $\hat{\boldsymbol{\varphi}} = (\hat{\phi}_1, \hat{\phi}_2)^T$  оценку вектора угловых координат источников (полученную без использования информации о глубинах их погружения и расстояний до приемной АР). Ковариационная матрица ошибки этого вектора удовлетворяет неравенству  $\langle (\hat{\boldsymbol{\varphi}} - \boldsymbol{\varphi})(\hat{\boldsymbol{\varphi}} - \boldsymbol{\varphi})^T \rangle \geq \mathbf{CRB}(\boldsymbol{\varphi})$ , где угловые скобки означают операцию статистического усреднения, а  $\mathbf{CRB}(\boldsymbol{\varphi})$  – нижняя граница Крамера–Рао. Для рассматриваемого сценария (когда форма огибающих излученных сигналов и вектора модовых амплитуд являются неинформативными параметрами) матрица  $\mathbf{CRB}(\boldsymbol{\varphi})$  размерности  $2 \times 2$  дается выражением:

$$\mathbf{CRB}(\boldsymbol{\varphi}) = \frac{1}{NL} \operatorname{Re} \left( \begin{array}{cc} \operatorname{SNR}_1 \mathbf{d}_1^+ \boldsymbol{\Pi}_A^\perp \mathbf{d}_1 & \sqrt{\operatorname{SNR}_1 \operatorname{SNR}_2} \mathbf{d}_1^+ \boldsymbol{\Pi}_A^\perp \mathbf{d}_2 \rho \\ \sqrt{\operatorname{SNR}_1 \operatorname{SNR}_2} \mathbf{d}_2^+ \boldsymbol{\Pi}_A^\perp \mathbf{d}_1 \rho^* & \operatorname{SNR}_2 \mathbf{d}_2^+ \boldsymbol{\Pi}_A^\perp \mathbf{d}_2 \end{array} \right)^{-1} \quad (2)$$

Здесь  $\mathbf{d}_{1,2} = \frac{d\mathbf{U}(\phi_{1,2})}{d\phi_{1,2}} \mathbf{b}(\boldsymbol{\theta}_{1,2})$ ,  $\boldsymbol{\Pi}_A^\perp = \mathbf{I}_N - \mathbf{A}(\mathbf{A}^+ \mathbf{A})^{-1} \mathbf{A}^+$ , где  $(\cdot)^+$  означает операцию эрмитового сопряжения,  $\operatorname{SNR}_{1,2} = (\sigma_{1,2}^2 / \sigma_n^2) \|\mathbf{g}(\phi_{1,2}, \boldsymbol{\theta}_{1,2})\|^2 / N$  – входные отношения сигнал/шум,  $\sigma_{1,2}^2 = L^{-1} \sum_{l=1}^L |s(t_l)|^2$  – уровни излучения, а  $\rho = L^{-1} \sum_{l=1}^L s^+(t_l) s(t_l) / \sigma_1 \sigma_2$  – коэффициент корреляции излученных сигналов.

Ниже нас будет интересовать минимальное угловое расстояние между источниками  $\delta = |\phi_1 - \phi_2|$ , при котором они могут быть одновременно корректно локализованы. Согласно критерию Смита [1], два источника разрешимы, если  $\delta$  превосходит среднеквадратичную дисперсию оценки соответствующего углового расстояния:  $\delta \geq \sqrt{\operatorname{var}(\delta)}$ , при этом сама дисперсия  $\operatorname{var}(\delta)$  удовлетворяет неравенству  $\operatorname{var}(\delta) \geq \mathbf{CRB}(\delta)$   $\operatorname{var}(\delta) \geq \mathbf{CRB}(\delta)$ . Из данного критерия следует, что искомая величина  $\delta$  является наименьшим положительным корнем уравнения (см., [2]):

$$\delta^2 = \text{CRB}(\delta), \quad \text{CRB}(\delta) = \text{CRB}(\phi_1) - 2\text{CRB}(\phi_1, \phi_2) + \text{CRB}(\phi_2), \quad (3)$$

При дальнейшем анализе будем считать, что входные отношения сигнал/шум одинаковы, т. е.  $\text{SNR}_1 = \text{SNR}_2 = \text{SNR}$ . Угловое положение первого источника  $\phi_1$  фиксировано, а второй смещен относительно первого на расстояние  $\delta$ , т. е.  $\phi_2 = \phi_1 + \delta$ . В этом случае, привлекая для соответствующих границ Крамера–Рао элементы матрицы (2), вместо (3) получим:

$$\delta^2 = \frac{1}{2LN\text{SNR}} f(\delta | \phi_1, \rho), \quad (4)$$

где 
$$f(\delta | \phi_1, \rho) = \frac{1}{1-\mu} \left[ (\mathbf{d}_1^+ \mathbf{\Pi}_A^+ \mathbf{d}_1)^{-1} + 2\mu \text{Re}(\mathbf{d}_1^+ \mathbf{\Pi}_A^+ \mathbf{d}_2 \rho)^{-1} + (\mathbf{d}_2^+ \mathbf{\Pi}_A^+ \mathbf{d}_2)^{-1} \right],$$

а  $\mu = |\rho|^2 (\text{Re}[\mathbf{d}_1^+ \mathbf{\Pi}_A^+ \mathbf{d}_2])^2 / (\mathbf{d}_1^+ \mathbf{\Pi}_A^+ \mathbf{d}_1)(\mathbf{d}_2^+ \mathbf{\Pi}_A^+ \mathbf{d}_2)$ . Минимальное расстояние  $\delta$ , при котором происходит разрешение источников, является функцией отношения сигнал/шум, объема входной выборки и степени коррелированности излучаемых сигналов.

Приведем результаты расчета интересующей нас величины  $\delta$ , являющейся наименьшим положительным корнем уравнения (4). Для определенности рассмотрим мелководный канал глубины  $H = 100$  м с характерной летней гидрологией, в котором звуковое поле создается двумя источниками одинаковой мощности с несущей частотой 250 Гц. Предполагается, что источники находятся на одной и той же глубине 40 м и удалены на расстояние 10 км от горизонтальной приемной антенны, состоящей из 24 элементов, расположенных через 3 м на глубине 55 м. Дно моделируется жидким поглощающим полупространством с плотностью  $\rho_b = 1.85$  г/см<sup>3</sup>, скоростью звука  $c_b = 1750$  м/с и коэффициентом поглощения  $\beta = 0.13$  дБ/λ.

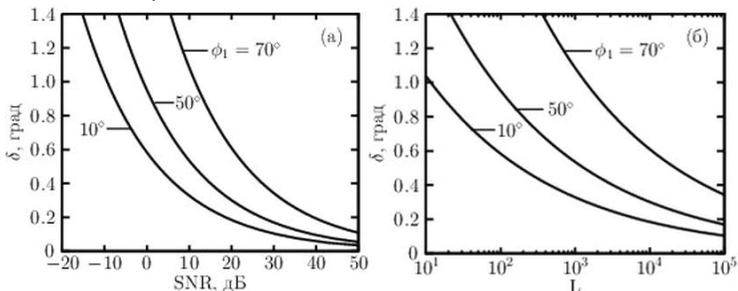


Рис. 1. Зависимость  $\delta$  от входного SNR (а) и объема выборки  $L$  (б).



На рис. 1а показана зависимость минимального углового разнесения  $\delta$  от входного SNR (при этом выборочная ковариационная матрица формировалась по  $L = 100$  временным отсчетам), а на рис. 1б – зависимость  $\delta$  от числа выборок  $L$  при SNR = 0 дБ. Параметром кривых является угловое положение  $\phi$  фиксированного источника. При расчетах коэффициент корреляции  $\rho$  брался равным 0.4.

Из этого рисунка видно, что минимально возможное расстояние между источниками является монотонно убывающей функцией SNR и  $L$ , при этом разрешающая способность антенны снижается с ростом угла прихода.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФ (грант № 20–19–00383).

### Литература

1. Smith S.T. Statistical resolution limits and the complexified Cramer–Rao bound // IEEE Trans. Signal Processing. 2005. Vol. 53. No. 5. P. 1597–1609.
2. El Korso M.N., Boyer R., Renaux A., Marcos S. Statistical resolution limit for multiple parameters of interest and for multiple signals. Proc. ICASSP, Dallas, TX, 2010. P. 3602–3605.

**A.G. Sazontov, I.P. Smirnov**

### ANGLE RESOLUTION LIMIT FOR SOURCES IN AN ACOUSTIC WAVEGUIDE USING ADAPTIVE HORIZONTAL ARRAY

*Institute of Applied Physics RAS*

*Ul'yanov str., 46, Nizhny Novgorod, Russia, 603950,*

*Tel.: 8(831)416-06-48; E-mail: sazontov@ipfran.ru*

The minimum values of the signal-to-noise ratio and the number of snapshots are found, at which it is possible to correctly locate two acoustic sources with close angular positions without the prior information of their immersion depths and ranges to the horizontal receiving array.

**Keywords:** angle resolution, Smith's criterion, lower Cramer–Rao bound

**Acknowledgment:** This work was carried out with partial financial support from the Russian Science Foundation (grant No. 20-19-00383).

### References

1. Smith S.T. Statistical resolution limits and the complexified Cramer–Rao bound. IEEE Trans. Signal Processing, 2005, Vol. 53, No. 5, pp. 1597–1609.
2. El Korso M.N., Boyer R., Renaux A., and Marcos S. Statistical resolution limit for multiple parameters of interest and for multiple signals. Proc. ICASSP, Dallas, TX, 2010, pp. 3602–3605.

**А.А. Фонин, С.Г. Сучков, С.И. Михеев,  
В.А. Николаевцев, Д.С. Сучков**

## **НОВЫЙ МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ АКУСТИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ГЕОЛОГИЧЕСКОГО РАЗРЕЗА**

*Саратовский национальный исследовательский государственный университет  
имени Н.Г. Чернышевского, Россия, 410012, г. Саратов,  
ул. Астраханская, 83, E-mail: fonin.a@mail.ru*

Описан новый метод определения акустических параметров геологической структуры на основе корреляционной обработки акустических сигналов, принятых разнесенными по вертикали приемниками. Предложен метод расчета акустических параметров слоев (скорости, плотности, добротности) для сред с наклонными и неровными границами раздела. Новизна метода состоит в использовании двух расположенных на разных уровнях сейсмоприемников. Один из них помещается на поверхности, второй – на определенной глубине. Путем корреляционной обработки совмещенных во времени сейсмограмм выделяются сигналы, пришедшие по вертикали, на которой расположены приемники. Минимизация целевой функции в виде суммы квадратов разностей расчетной и измеренных сейсмограмм позволяет определить все акустические параметры вертикального разреза слоистой геологической среды для разных глубин, что позволяет дать объективный прогноз строения и свойств разреза перед глубоким бурением в месте проведения сейсмических наблюдений предложенным методом.

**Ключевые слова:** сейсморазведка, прогноз свойств разреза перед бурением, корреляционная обработка акустических сигналов, акустические параметры пород

**Введение.** В настоящее время в сейсморазведке применяется множество методов и технологий, основанных на различных физических принципах. По мнению многих авторов, развитие сейсморазведки связано с внедрением новых достижений физики и коренным изменением методики исследований (Николаев, 2014; Табаков и др., 2014).

В настоящей работе предлагается новый метод определения акустических параметров геологического разреза по вертикали, заданной двумя приемниками. Этот метод может найти широкое применение в

геофизических исследованиях и сейсморазведке. Его преимуществом является высокая точность прогноза глубины залегания слоев в разрезе, скорости и затухания в них энергии сейсмических волн, плотности пород в точке предполагаемого бурения скважины.

**Описание метода.** Метод основан на применении принципиально новой схемы, в которой двумя независимыми, разнесенными по вертикали, приемниками регистрируются две сейсмограммы. Сейсмоприемники могут располагаться на одной вертикали как в неглубокой скважине на суше, так и в водной среде.

Расстояние между приемниками определяется условием достаточного для корреляционной обработки временного разделения сигналов в приемниках и должно быть  $H > V_{ак} \cdot t_{имп}$ , где  $V_{ак}$  – скорость продольной акустической волны в среде между приемниками,  $t_{имп}$  – длительность сейсмического импульса. При использовании данного способа сейсморазведки на поверхности земли глубина размещения датчика в скважине может составлять 30–50 м и более и должна превышать глубину подошвы зоны малых скоростей. В морской сейсморазведке необходима глубина размещения донного датчика не менее 15–30 м в зависимости от длительности сейсмоимпульса. На рис.1 представлены схемы реализации предлагаемого метода при морской (а) и наземной (б) сейсморазведке. Штрихпунктирными линиями показаны фронты распространения сейсмического

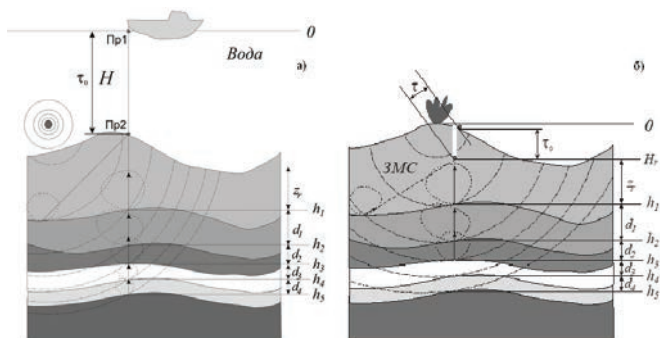


Рис. 1. Схема реализации предлагаемого способа на примере морской (а) и наземной (б) сейсморазведки. Пр1 –приемник верхний, Пр2– приемник нижний (донный),  $\tau_0$ –время распространения акустического сигнала между Пр1 и Пр2,  $\tau$ –время распространения сигнала между Пр1 и Пр2 для неперпендикулярных импульсов, H– расстояние между Пр1 и Пр2,  $z_r$ – расстояние от Пр2 до первой границы (зона малых скоростей),  $h_i$  – глубины залегания границ  $i$ -ых слоев,  $d_i$ – толщины  $i$ -ых слоев.

сигнала от источника возбуждения. При отражении сейсмического сигнала от границ слоев происходит его рассеяние на неровностях поверхности, поэтому на рисунке штриховыми линиями показаны диаграммы направленности рассеяния акустического сигнала.

Для предлагаемого способа сейсморазведки в точке предполагаемого бурения требуется источник сейсмического импульса с длительностью не более 10 мсек, например, электродинамическая установка, взрыв, пневмопушка и т. п. Для приема отраженных сейсмических сигналов требуются высокочувствительные сейсмоприемники продольной акустической волны.

При локальном возбуждении на поверхности упругой многослойной среды импульсного сейсмосигнала возникает сферическая продольная объемная акустическая волна, распространяющаяся вглубь разреза. На границах слоев, вследствие скачка акустического импеданса, происходит отражение (с рассеянием) и преломление акустических волн. При обработке предложенным методом происходит выделение только тех сигналов, которые распространяются из глубины по вертикали, заданной приемниками.

Приемники используются для измерения амплитуды и формы сейсмоимпульса, прошедшего геологическую структуру, и регистрации сейсмограммы, отраженных от границ раздела слоев импульсов.

Для исследования прохождения импульса в многослойной толще с количеством слоев от 10 и больше нет необходимости рассматривать все возможные отражения и переотражения во всей моделируемой структуре. Как показывают расчеты, достаточно анализировать эти процессы в системе 2–3 м слоев и переходить к следующим слоям, считая входным сигналом импульс, вышедший из предыдущих слоев. Такое приближение не учитывает трех- и более кратные переотражения, но они имеют амплитуду на несколько порядков ниже амплитуды основного сигнала и не оказывают существенного влияния на его амплитуду и форму.

В качестве базовой системы рассмотрим три слоя с тремя поверхностями раздела на упругом полупространстве, моделирующем более глубокие слои геологической структуры, рассматриваемые на следующих итерациях (рис. 2). Пусть на поверхности земли тем или иным способом происходит возбуждение сейсмоимпульса. Форма и амплитуда импульса измеряется вторым приемником Пр2, находящимся на некоторой глубине. Место расположения этого приемника считаем входом в моделируемую многослойную систему. Таким образом, на входе нужно задать форму и амплитуду сейсмоимпульса. Для примера выбрано аналитическое представление вида:

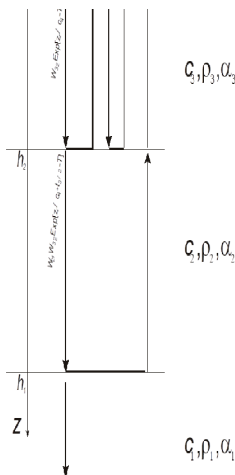


Рис. 2. Схема построения алгоритма.

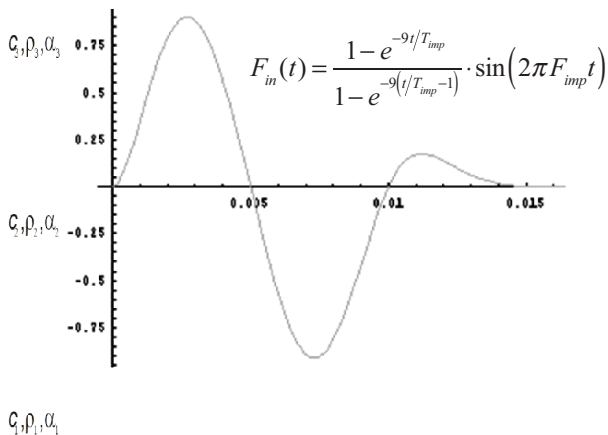


Рис. 3. Типичная форма импульсного зондирующего сигнала.

Для выделения отраженных сигналов, приходящих к приемникам по заданной ими вертикали, сравниваются сейсмограммы верхнего и нижнего приемников. Один и тот же сигнал, приходящий на приемники по вертикали, создает на сейсмограммах отклик, смещенный по времени на интервал времени прохождения сейсмосигнала между приемниками ( $\tau_0$ ). Время  $\tau_0$  измеряется с высокой точностью по отметкам прихода возбуждающего импульса на оба приемника с учетом взаимного расположения источника и приемников. Для любых принятых неперпендикулярных сигналов разница времен между соответствующими отражению от одних границ откликами (локальными максимумами амплитуды) будет отлична от  $\tau_0$ .

Наглядно фильтрацию вертикально приходящих сигналов можно осуществить при совмещении сейсмограмм нижнего и верхнего приемников. При этом совпадающие локальные максимумы нужно сохранить, а несовпадающие – исключить. Полученный в результате этой операции дискретный сигнал описывает отраженные сигналы, пришедшие на приемники по вертикали. Для точных расчетов нужно вычислить корреляционную функцию, которая будет иметь локальные максимумы для сигналов, пришедших по вертикали, а для неперпендикулярных сигналов корреляционная функция будет мала. Вид корреляционной функции представлен следующей формулой:

$$S(t) = \int_{t_1}^{t_2} S_u(t' - \tau_0) S_d(t - t') dt', \quad (1)$$

где  $S_u$  – сейсмограмма верхнего приемника,  $S_d$  – сейсмограмма нижнего приемника, интервал времени  $(t_1, t_2)$  выбирается исходя из количества одновременно анализируемых слоев на каждой итерации метода, предполагающего анализ многослойной структуры последовательно по два или три слоя. Таким образом, корреляционная функция  $S(t)$  идентифицирует сигналы, пришедшие по вертикали, и ее максимумы используются для построения метода расчета акустических параметров геологической структуры на основе поиска глобального минимума.

Для получения расчетной сейсмограммы построена аналитическая модель прохождения плоской продольной акустической волны по вертикали через слоистую структуру с наклонными и рассеивающими границами с вычислением отраженных от всех границ волнами, распространяющимися к приемникам по заданной ими вертикали.

Каждая волна из бесконечного количества плоских волн, описывающих импульс, на границах слоев частично отражается и частично проходит в следующий слой. Коэффициент отражения от  $n$ -ой идеальной плоской границы определяется формулой:  $R_n = \frac{Z_{n+1} - Z_n}{Z_{n+1} + Z_n}$ , где  $Z_n = \rho_n c_n$  – акустический импеданс  $n$ -го слоя. Но идеальных поверхностей в природе не существует и, кроме того, поверхность в точке отражения, как правило, не горизонтальна. Поэтому отраженный сигнал рассеивается с некоторой диаграммой направленности, зависящей от угла наклона границы раздела и ее шероховатости, как показано на рис. 1 штриховыми линиями в виде овалов. С учетом этого необходимо ввести коэффициент рассеяния  $n$ -ой границы  $a_n < 1$ , который определяет амплитуду отраженного сигнала по вертикали. Тогда эффективный коэффициент отражения:  $V_n = a_n \cdot R_n$ , а эффективный коэффициент прохождения:  $W_n = a_n \cdot (1 - R_n) = a_n - V_n$ .

На основе расчетного временного отклика слоистой структуры и корреляционной функции (1) строится целевая функция в виде суммы квадратов разностей измеренных значений максимумов амплитуд и расчетных значений, зависящих от всех указанных акустических характеристик слоистой геологической структуры, которая строится для двух–трех слоев для упрощения расчетов на вычислительных машинах.

Целевая функция для двух слоев и трех границ зависит от следующих 14 варьируемых параметров:

$$F(V_1, V_2, V_3, W_{23}, W_{12}, t_2, t_3, t_r, z_r, d_2, d_3, Q_1, Q_2, Q_3) = \sum_{i=1}^{N_i} (P_r^{(i)} - S_{\text{exp}}^{(i)})^2, \quad (2)$$

где  $P_r^{(i)}$  – расчетные значения максимумов корреляционной функции в моменты времени  $T_r$ , которых учитывается  $N_r$  штук,  $S_{\text{exp}}^{(i)}$  – экспериментальные значения максимумов сейсмограммы в эти же моменты времени,  $V_i$  – коэффициенты отражения от соответствующих границ в вертикальном направлении,  $W_{ij}$  – коэффициенты прохождения из среды  $i$  в среду  $j$ ,  $Q_i$  – добротность  $i$ -ой среды,  $t_2, t_3$  – времена двукратного прохождения сред 2 и 3,  $t_r$  – время двукратного прохождения волны от приемника до ближайшей снизу границы, а при продвижении к более глубоким слоям структуры  $t_r$  соответствует двукратному прохождению верхнего из рассматриваемых слоев.

Глобальный минимум целевой функции (2) достигается при таком наборе значений четырнадцати указанных параметров, при которых расчетная сейсмограмма наиболее близка к экспериментальной (корреляционной функции). После определения всех акустических параметров, глубин и толщин первых двух слоев, имея полную амплитудно-временную информацию об импульсе, прошедшем эти слои, задача повторяется для следующих в глубину двух слоев, пока не будет достигнута требуемая глубина. Таким образом, определяются все параметры многослойной структуры до требуемой глубины.

Найденные значения варьируемых параметров для всех слоев позволяют определить все искомые параметры:  $h_i$  – глубины залегания границ слоев,  $c_i$  – скорости звука в слоях,  $\rho_i$  – плотности слоев и  $\alpha_i$  – коэффициенты затухания звука в слоях. При этом определяются и параметры рассеяния  $a_i$  на каждой границе, характеризующие как ее шероховатость, так и наклон.

**Заключение.** В настоящей статье был рассмотрен принципиально новый метод определения глубин залегания слоев геологического разреза и распределения акустических параметров пород по вертикали в точке предполагаемого бурения. Метод отличается более высокой, чем известные методы, достоверностью прогноза залегания нефтегазонасыщенных пластов. Для реализации метода не требуется сложное оборудование и аппаратура. Вместе с тем, необходимо наличие быстродействующей многопроцессорной вычислительной системы. Предложенный метод может применяться для исследования характеристик пород как при наземной, так и в морской сейсморазведке, в том числе при разработке нефтяных и газовых месторождений. Важно отметить, что предлагаемым методом может быть также решен ряд актуальных проблем, которые обсуждаются в работах (Николаев, 2014; Табаков и др., 2014; Кузнецов и др., 2018; Рабинович и др., 2018).

## Литература

1. Кузнецов О.Л., Чиркин И.А., Арутюнов С.И., Ризанов Е.Г., Дыбленко В.П., Дрягин В.В. Сейсмические исследования неравномерности открытой трещиноватости и неоднородности флюидонасыщения геологической среды для оптимального освоения месторождений нефти и газа // Георесурсы. 2018. № 3. С. 206–215.
2. Николаев А.В. Сейсморазведка: вчера, сегодня, завтра // Экспозиция «Нефть Газ». 2014. № 6 (38). С. 32–36.
3. Рабинович Е.В., Вайнмастер П.И., Шефель Г.С. Устранение избыточности данных сейсмического мониторинга гидроразрыва пласта // МСiМ. 2018. № 1 (45). С. 81–94.
4. Табаков А.А., Ференци В.Н., Калван Л.В., Степченков Ю.А., Колосов А.С. Сейсморазведка высокой четкости (СВЧ) – бескомпромиссный подход к регистрации и обработке сейсмических данных // Экспозиция «Нефть Газ». 2014. № 2 (34). С. 27–30.

**A.A. Fonin, S.G. Suchkov, S.I. Mikheev,  
V.A. Nikolaevtsev, D.S. Suchkov**

### **NEW METHOD OF GEOLOGICAL PROFILE ACOUSTIC PARAMETERS DETERMINATION**

*Saratov National Research State University named after N.G. Chernyshevsky,  
Russia, 410012, Saratov, st. Astrakhanskaya, 83, E-mail: fonin.a@mail.ru*

The new method of the geological structure acoustic parameters determination based on the correlation processing of acoustic signals from the vertically located receivers is described. The method of the layers acoustic parameters (velocity, density, quality factor) calculation for the media with inclined and irregular interfaces is proposed. The novelty of the method is using of two vertically arranged seismic pulse detectors – one surface receiver and one deepened receiver. They receive acoustic waves, which are reflected from the boundaries of the layers. Correlation processing of two time-combined seismograms makes it possible to isolate signals, which propagate along the vertical line on which the receivers are located. Minimization of the objective function in the form of the sum of squares of the differences between the calculated and measured seismograms allows us to determine all the acoustic parameters of the vertical profile of the layered geological structure for the different depths, which should all owus to give an objective forecast before drilling at the location of this profile.

**Keywords:** seismic exploration, preliminary forecast before drilling, correlation processing of acoustic signals, acoustic parameters of a geological profile



## References

1. Kuznetsov O.L., Chirkin I.A., Arutyunov S.I., Rizanov Ye.G., Dyblenko V.P., and Dryagin V.V. Seismicheskiye issledovaniya neravnomernosti otkrytoy treshchinovatosti i neodnorodnosti flyuidonasyshcheniya geologicheskoy sredy dlya optimal'nogo osvoyeniya mestorozhdeniy nefti i gaza (Seismic studies of the unevenness of open fracturing and heterogeneity of fluid saturation of the geological environment for the optimal development of oil and gas fields). *Georesursy*, 2018, Vol. 3, pp. 206–215.
2. Nikolayev A.V. Seysmorazvedka: vchera, segodnya, zavtra (Seismic exploration: yesterday, today, tomorrow). *Ekspozitsiya Neft' Gaz*, 2014, Vol. 6, No. 38, pp. 32–36.
3. Rabinovich Ye.V., Vaynmaster P.I., and Shefel' G.S. Ustraneniye izbytochnost dannykh seysmicheskogo monitoring gidrorazryva plasta (Elimination of redundancy of seismic monitoring of hydraulic fracturing). *MSiM*, 2018, Vol. 1, No. 45, pp. 81–94.
4. Tabakov A.A., Ferentsi V.N., Kalvan L.V., Stepchenkov YU.A., and Kolosov A.S. Seysmorazvedka vysokoy chetkosti (SVCH) – beskompromissnyy podkhod k registratsii obrabotke seysmicheskikh dannykh (High Definition Seismic (UHF) – an uncompromising approach to recording and processing seismic data). *Ekspozitsiya Neft' Gaz*, 2014, Vol. 2, No. 34, pp. 27–30.

## БИОАКУСТИКА

УДК 812.

DOI: 10.29006/978-5-9901449-5-8-47

**Н.Г. Бибиков<sup>1</sup>, С.В. Низамов<sup>1</sup>, И.Н. Пигарев<sup>2</sup>**

### **НЕЙРОННЫЕ РЕАКЦИИ КОРЫ МОЗГА КОШКИ НА ЗВУКИ, ПОСТУПАЮЩИЕ С ФРОНТАЛЬНОГО НАПРАВЛЕНИЯ (МЕТОДИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ)**

*<sup>1</sup>АО Акустический институт им. акад. Н.Н. Андреева*

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

*Тел. 8(916)3923263, E-mail: nbibikov1@akin.ru*

*<sup>2</sup>Институт проблем передачи информации им. А.А. Харкевича РАН*

*Россия, Москва, Большой Каретный, 19, E-mail: pigavev@iitp.ru.*

В исследовании регистрировали нейронную активность слуховой коры кошки без применения наркотизирующих или седативных средств. Сигналы излучали высокочастотным громкоговорителем, расположенным непосредственно перед головой животного. Реакции одиночных элементов выделяли по форме импульсов в программе Spike2. Использовали специализированные программы для анализа фоновой и вызванной активности клеток.

**Ключевые слова:** слуховая кора, нейроны, локальные вызванные ответы, акустическая стимуляция

Роль изучения сенсорных систем для понимания работы мозга крайне существенна. Совершенно очевидно, что корковые сенсорные зоны являются важнейшим центром анализа сенсорной информации. На протяжении многих лет излюбленным объектом изучения сенсорных корковых зон являлась именно первичная слуховая кора кошек [1, 2]. Этому отчасти способствовало ее расположение непосредственно на поверхности коры между бороздами и наличие довольно четкой тонотопической организации.

Однако подавляющее число этих работ было выполнено в условиях кетаминового, уретанового или барбиталового наркоза. Очевидно, что такие условия приводят к грубому искажению активности нейро-

нов слуховой коры. Современные данные, полученные на грызунах и приматах [3, 4], позволили по-новому взглянуть на особенности ответов первичной слуховой коры, включая выраженную пластичность и способность к радикальным изменениям ответов под влиянием внимания и обучения. Между тем работы на коре интактных кошек остаются крайне немногочисленными и в нынешнем столетии выполнялись фактически в одной лаборатории [5, 6].

Нами была поставлена задача изучения ответов корковых слуховых зон кошки в условиях, максимально приближенных к естественным. Был использован метод безболезненной фиксации головы кошки, длительное время применявшийся нами для регистрации активности нейронов различных зон коры [например, 7]. При переходе на исследование височных зон слуховой коры эта установка, которая уже показала свою эффективность, принципиальных изменений не претерпела. Здесь мы остановимся, главным образом, на особенностях, связанных с акустической стимуляцией животного, а также рассмотрим вопрос о классификации регистрируемой активности с целью выделения отдельных нейронных элементов.

Специального рассмотрения требуют те ограничения в интерпретации наших данных, которые были обусловлены используемыми методическими приемами. Эксперименты велись в тихой, но не звукозаглушенной комнате при измерении давления вблизи ушной раковины, но не вблизи барабанной перепонки. Первое из этих ограничений, несомненно, может обусловить существенное повышение абсолютных порогов, приводя к снижению возможности количественного анализа получаемых результатов. Однако в реальной жизни животное всегда находится в активном звуковом окружении. Таким образом, наши экспериментальные условия были ближе к естественным условиям функционирования слуховой системы по сравнению с теми, которые обычно использовались в электрофизиологических экспериментах.

Что касается калибровки, то отметим, что, хотя полученные значения отличаются от измерений у барабанной перепонки, эти отличия меньше, чем в случаях использовании наркоза и полного расслабления ушных мышц. Те редкие эксперименты, в которых ушная раковина искусственно приводилась в естественное состояние [8], демонстрировали существенные изменения спектра, обусловленные наличием наружного уха.

Другая особенность проводимой работы состоит в том, что регистрируемая биологическая активность включала в себя спайки нескольких расположенных рядом нейронов. Их разделение по форме осуществ-

вляли в программе Spike 2. Примеры усредненной формы выделенных импульсов каждого класса (среднее и стандартные отклонения) приведены на рис. 1. В этом конкретном случае было выделено девять отличающихся импульсов. Три из них имели большую амплитуду (верхний ряд), а шесть – существенно меньшую. Видно, что импульсы 1 и 3 имеют близкую форму, и окончательное суждение относительно их принадлежности разным нейронам можно будет сделать после сопоставления их ответов на применяемые стимулы. Конечно, некоторое число спайков может быть классифицировано ошибочно. Однако, если не ставить задачу точного количественного описания свойств исследуемых нейронов, а ограничиться выявлением основных качественных характеристик их ответов на предъявляемые стимулы, такие погрешности можно классифицировать как статистический разброс.

Отметим также, что в каждом регистрируемом локусе определение характеристической частоты осуществляется не для конкретной клетки, а для данного кластера мультиклеточной активности. Поэтому, для некоторых, выделенных после опыта, нейронов несущая частота могла реально оказаться довольно далеко отстоящей от оптимальной. В ряде работ действительно описаны существенные нарушения тонотопической организации корковых нейронов кошки именно на микроуровне, то есть у клеток, расположенных в непосредственной близости друг от друга [4].

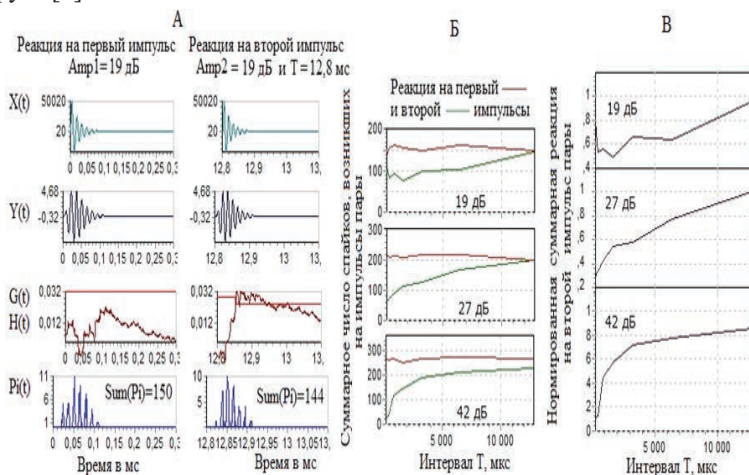


Рис. 1. Формы импульсов нейронов, выделенных программой Spike 2 в одном эксперименте. Обратите внимание, что вертикальная шкала в верхнем ряду у нейронов 1, 2 и 3 отличается от шкалы в нижних рядах.

Мы также иногда непосредственно во время опыта отмечали нейроны, у которых оптимальная частота несущей не соответствовала оптимуму мультиклеточной активности регистрируемого локуса коры. В таких случаях мы старались исследовать реакции на сигналы с частотами, существенно отличающимися от оптимальной для данной точки регистрации, но приближающимися к характеристической частоте легко выделяемого одиночного нейрона.

Наконец, еще одно ограничение нашей работы состоит в том, что в связи со спецификой постановки длительного хронического эксперимента, не осуществляли морфологического контроля места расположения электрода. Однако, поскольку мы еще перед началом эксперимента выполняли МРТ, сканирование мозга исследуемого животного, и создавали индивидуальный стереотаксический атлас, можно было достаточно точно рассчитать траекторию перемещения микроэлектродов. Кроме того, сами особенности реакции клеток, регистрируемых в процессе движения микроэлектродов, несомненно свидетельствовали именно о прохождении через зону первичной слуховой коры с оптимальными частотами порядка 8–13 кГц.

Мы обнаружили некоторые особенности полученных нами данных по сравнению с теми результатами, которые были известны ранее относительно свойств нейронов в слуховой коре кошек. Основное из них состояло том, что в наших экспериментах часто наблюдались устойчивые ответы нейронов на весьма длительные тональные сигналы, модулированные низкочастотным шумом. Стоит подчеркнуть, что именно такая и только такая информация поступает в слуховой анализатор непосредственно после преобразования текущего входного сигнала во внутреннем ухе. Это определяется тем очевидным фактом, что сигнал на выходе узкополосного фильтра, расположенного на улитке, можно рассматривать как синусоиду, соответствующую его частоте настройки, модулированную низкочастотным фильтром в полосе от нуля до частоты, соответствующей ширине фильтра. Между тем в большинстве предшествующих работ многократно подчеркивалась весьма слабая способность нейронов коры следовать за изменениями амплитуды сигнала [1, 2]. Даже в работах, выполненных без анестезии, обычно исследовали ответы на сравнительно редко предъявляемые или очень медленно меняющиеся стимулы [5, 6].

Исследованные в работе клетки, как правило, весьма эффективно реагировали не только на амплитудно-модулированные тональные сигналы, но и на сложные звуковые стимулы, предположительно связанные с жизнедеятельностью животного. В число этих сигналов входили звуки,

издаваемые мелкими грызунами, а также певчими птицами. При этом можно было оценить специфичность этих реакций, которая у некоторых клеток была весьма высока.

Работа была частично поддержана грантом РФФИ № 19-04-00215.

## Литература

- 1 Kim S.-J., Manyam S.C., Warren D.J., Normann R.A. Electrophysiological mapping of cat primary auditory cortex with multielectrode arrays // *Annals of Biomedical Engineering*. 2006. Vol. 34. P. 300–309.
2. Gourévitch B., Noreña A., Shaw G., Eggermont J.J. Spectrotemporal receptive fields in anesthetized cat primary auditory cortex are context dependent // *Cerebral Cortex*. 2009. Vol. 19, P. 1448–1461. DOI: 10.1093/cercor/bhn184.
3. Downer J.D., Niwa M., Sutter M.L. Task engagement selectively modulates neural correlations in primary auditory cortex // *Journal of Neuroscience*. 2015. Vol. 35. P. 7565–7574. DOI: 10.1523/jneurosci.4094-4114.
4. Rothschild G., Nelken I., Mizrahi, A. Functional organization and population dynamics in the mouse primary auditory cortex // *Nature Neuroscience*. 2010. Vol. 13. P. 353–360.
5. Qin L., Kitama T., Chimoto S., Sakayori S., Sato Y. Time course of tonal frequency-response-area of primary auditory cortex neurons in alert cats // *Neuroscience Research*. 2003. Vol. 46. P. 145–152. DOI: 10.1016/s0168-0102(03)00034-8.
6. Dong C., Qin L., Liu Y., Zhang X., Sato Y. Neural responses in the primary auditory cortex of freely behaving cats while discriminating fast and slow click-trains // *PLoS ONE*. 2011. Vol. 6: e25895. DOI: 10.1371/journal.pone.0025895.
7. Бибигов Н.Г., Пигарев И.Н. Фоновая активность одиночных нейронов коры спящей кошки // *Физиологический журнал* 2013. Вып. 3. С. 348–362.
8. Imig T.J., Bibikov N.G., Pourrier P., Samson F.K. Directionality derived from pinnacule spectral notches in cat dorsal cochlear nucleus // *J. Neurophysiol*. 2000. Vol. 83. P. 907–925.

**N.G. Bibikov<sup>1</sup>, S.V. Nizamov<sup>1</sup>, I.N. Pigarev<sup>2</sup>**

## INVESTIGATION OF THE NEURONAL RESPONSES TO FRONTAL SOUNDS IN TEMPORAL AUDITORY CORTEX OF CATS (METHODICAL ASPECTS)

*<sup>1</sup>JSE N.N. Andreev Acoustical Institute  
Russia, 117036 Moscow, st. Shvernik, 4,*

*Tel. 8(916)3923263 E-mail: nbibikov1@yandex.ru*

*<sup>2</sup>Institute for Information Transmission Problems (Kharkevich Institute)  
RAS. E-mail: pigarev@iitp.ru*

The neuronal activity in the auditory cortex of a cat was recorded without the use of anesthetics or sedatives. The sounds were emitted by a high frequency loudspeaker located in front of the animal's head. The reactions of single elements were classified accordingly to the spike shape by the Spike2

program. We used specialized programs for the analysis of background and evoked cell activity.

**Keywords:** auditory cortex, neurons, local field potentials, acoustic stimulation, spike sorting

**Acknowledgment:** This work was partially supported by the RFBR grant No. 19-04-00215.

## References

1. Kim S.-J., Manyam S.C., Warren D.J., and Normann R.A. Electrophysiological mapping of cat primary auditory cortex with multielectrode arrays. *Annals of Biomedical Engineering*, 2006, Vol. 34, pp. 300–309.
2. Gourévitch B., Noreña A., Shaw G., and Eggermont J.J. Spectrotemporal receptive fields in anesthetized cat primary auditory cortex are context dependent. *Cerebral Cortex*, 2009, Vol. 19, pp. 1448–1461, doi: 10.1093/cercor/bhn184.
3. Downer J.D., Niwa M., & Sutter M.L. Task engagement selectively modulates neural correlations in primary auditory cortex. *Journal of Neuroscience*, 2015, Vol. 35, pp. 7565–7574, doi: 10.1523/jneurosci.4094-4114.
4. Rothschild G., Nelken I., and Mizrahi A. Functional organization and population dynamics in the mouse primary auditory cortex. *Nature Neuroscience*, 2010, Vol. 13, pp. 353–360.
5. Qin L., Kitama T., Chimoto S., Sakayori S., & Sato Y. Time course of tonal frequency-response-area of primary auditory cortex neurons in alert cats. *Neuroscience Research*, 2003, Vol. 46(2), pp. 145–152, doi: 10.1016/s0168-0102(03)00034-8.
6. Dong C., Qin L., Liu Y., Zhang X., and Sato Y. Neural responses in the primary auditory cortex of freely behaving cats while discriminating fast and slow click-trains. *PLoS ONE*, 2011, Vol. 6, e25895, doi: 10.1371/journal.pone.0025895.
7. Bibikov N.G. and Pigarev I.N. The statistical properties of the background activity of cortical neurons in cats during slowwave sleep. *Neuroscience and Behavioral Physiology*, 2015, Vol. 45, No. 2, pp. 213–222.
8. Imig T.J., Bibikov N.G., Pourrier P., Samson F.K. Directionality derived from pinna-cue spectral notches in cat dorsal cochlear nucleus. *J. Neurophysiol.*, 2000, Vol. 83, pp. 907–925.

**М.П. Иванов<sup>1</sup>, Н.Г. Бибиков<sup>2</sup>, Е.В. Мухачев<sup>3</sup>, Н.А. Данилов<sup>3</sup>, Б.В. Романов<sup>4</sup>, Б.Ю. Красницкий<sup>4</sup>, В.Е. Стефанов<sup>1</sup>**

## **НЕКОТОРЫЕ ТРЕБОВАНИЯ К РЕГИСТРАЦИИ И ИДЕНТИФИКАЦИИ СИГНАЛОВ ГИДРОБИОНТОВ**

<sup>1</sup>*Санкт-Петербургский государственный университет  
Россия, 199034. Санкт-Петербург, Университетская наб., 7/9,  
Тел.: 89119425478. E-mail: 20mivanov@mail.ru*

<sup>2</sup>*АО Акустический институт им. акад. Н.Н. Андреева  
Россия, 117036 Москва, ул. Шверника, д. 4.  
Тел. 89163923263, E-mail: nbibikov1@akin.ru*

<sup>3</sup>*ФГУП «Государственный научно-исследовательский институт  
прикладных проблем», Санкт-Петербург, 191167. наб. Обводного  
канала, 29, Тел. (812)274-31-56,  
E-mail: ppb\_nti@gosniipp.ru*

<sup>4</sup>*ФГБУН «Карадагская научная станция им. Т.И. Вяземского –  
природный заповедник РАН», Россия, 298188 Республика Крым,  
г. Феодосия, пгт. Курортное, ул. Науки, 24. Тел.: +7-36562-26-512.  
E-mail: karadag1914@mail.ru*

Обосновываются требования к аппаратным средствам регистрации сигналов гидробионтов. Показано, что полоса частот сквозного аналогового тракта должна быть не менее 800 кГц, а при регистрации на цифровой носитель минимальная частота квантования 2.5 МГц. Пространственное расположение приемной антенны по отношению к объекту исследования устанавливается в зависимости от вычисленной ближней зоны.

**Ключевые слова:** ультракороткие импульсы, сигналы дельфинов, сигналы щелкающих креветок, идентификация объекта

Большинство современных систем долговременного акустического мониторинга в открытой воде регистрируют сигналы на цифровой носитель в полосе частот, ограниченной до 20 кГц [1]. Для регистрации сигналов в условиях лабораторного эксперимента используются системы регистрации с полосой частот ограниченной 200 кГц. Однако последние исследования показывают, что биологические системы освещения подводной обстановки (сонар дельфина) и сигналы коммуникации [2], а также системы акустического поражения жертвы (креветки) [3], имеют значительно большую полосу частот излучения, чем 200 кГц.



Если исходить из модели излучателя гидробионтов на основе дельта импульса [4], то полоса частот приемного тракта должна быть бесконечной. При этом, однако, нужно понимать, что, хотя данная модель предполагает излучение дельта-импульса, при его распространении формируется псевдодолговой дельта-импульс, который обеспечивает условия распространения такого сигнала в пространстве (интеграл давления равен нулю). У дельфина формирование сигнала происходит за счет рефлектора (кости черепа) и рефрактора (акустическая линза). У щелкающих креветок распространение сигнала обеспечиваются за счет формирования сложного сигнала: малого по амплитуде низкочастотного колебания и большой амплитуды высокочастотного псевдодельта импульса колоколообразной формы, длительностью  $\sim 2.5 \div 3$  мкс (рис. 1).

Приведенный на рисунке 1 импульс был зарегистрирован с помощью аналого-цифрового преобразователя E20-10 (14 p) с частотой квантования 5 МГц и широкополосным гидрофоном TC4014-5 фирмы RESON с резонансом на 480 кГц. Эксперименты по регистрации сигналов, излучаемых *Alpheus dentipes* в акватории Черного моря, показали, что длительность и спектральная плотность мощности значительно отличаются от тех импульсов, которые регистрируются в полосе частот до 50 кГц. Осциллограмма одного из псевдодельта импульсов этой креветки представлена на рисунке 1а. Импульс состоит из низкочастотной составляющей и высокочастотного псевдодельта импульса (рис. 1б), а спектральная плотность мощности импульса занимает частотную полосу до 400 кГц (рис. 1в).

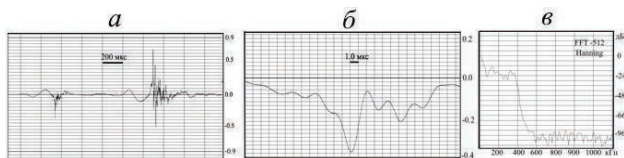


Рис. 1. Осциллограмма одного из псевдодельта импульсов *Alpheus dentipes*.

Сигналы, зарегистрированные во время вербальной реакции (рис. 2) взаимодействия дельфина белухи с видеоизображением на подводном мониторе, имеет совершенно непривычный спектр, максимум которого расположен между 100 кГц и 430 кГц (рис. 2б). Как видно из осциллограммы, импульс имеет малые по амплитуде колебательные составляющие впереди и в конце основного колебания в 1.5 периода (рис. 2а), что и подтверждается формой спектральной плотности мощности (рис. 2б). Основная энергия сконцентрирована внутри основного ши-

рокого лепестка 100 кГц÷430 кГц, причем от нуля до 100 кГц просматриваются две составляющие – на 50 кГц (–36 дБ) и на 70 кГц (–33 дБ). На высоких частотах также выделяются две составляющие – на 500 кГц (–27 дБ) и 700 кГц (–27 дБ). Если попытаться синтезировать импульс, приведенный на осциллограмме (рис. 2) без учета низкочастотных и высокочастотных составляющих спектра, то, несмотря на малый уровень боковых лепестков, полностью синтезировать его не получится.

Приведенный сигнал наглядно показывает, что полоса сквозного тракта регистрации сверхширокополосных сигналов должна составлять величину в 2 раза превышающую частоту основного лепестка спектральной плотности, т.е. в нашем случае  $\Delta F = 400 * 2 = 800$  кГц. Так как сигнал импульсный, то минимальная частота квантования должна выбираться из условия  $K_{кв.} \geq 4 * \Delta F$ .

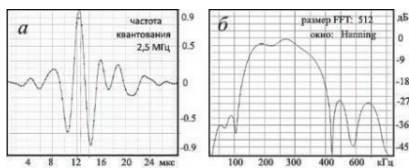


Рис. 2. Осциллограмма сигналов, зарегистрированных во время вербальной реакции дельфина белухи.

Расширение полосы частот сквозного тракта накладывает жесткие условия на весь процесс регистрации сигналов гидробионтов. Для снижения фазовых искажений приемный элемент антенны должен иметь минимальные размеры по отношению к длине волны на высоких частотах, т.е. не больше 2 мм. Необходимо иметь максимально возможную чувствительность приемного элемента антенны, чтобы обеспечить хорошее отношение сигнал/шум. Динамический диапазон усилителя в такой широкой полосе хотелось бы иметь не менее 50–60 дБ и динамический диапазон АЦП 16 разрядов с частотой квантования не менее 2,5 МГц.

Дальность расположения гидрофонов устанавливается в соответствии с формулой определения ближней зоны. Гидрофон устанавливается на расстоянии более  $R \geq 2 * D^2 / \lambda$ , где  $D$  – максимальный линейный размер антенны,  $\lambda$  – длина волны самой высокочастотной составляющих сигнала. Зададимся размером акустической линзы  $D = 0.2$  м и  $\lambda = 0.002$  м, тогда  $R = 40$  м. Конечно, эта величина несколько завышена, но на сколько завышена, определить мы не можем, но попробуем определить нижнюю границу, исходя из эффективного радиуса акустической линзы, из размеров антенны  $D = 0.1$ , тогда  $R = 10$  м. Устанавливая гидрофон на расстоянии 50 м от животного, мы однозначно попадаем в дальнюю зону, а располагать гидрофоны по трассе нужно так, чтобы

Расширение полосы частот сквозного тракта накладывает жесткие условия на весь процесс регистрации сигналов гидробионтов. Для снижения фазовых искажений приемный элемент антенны должен иметь минимальные размеры по отношению к длине волны на высоких частотах, т.е. не больше 2 мм. Необходимо иметь

при обработке можно было бы точно идентифицировать сигналы других животных от сигналов экспериментального животного [5].

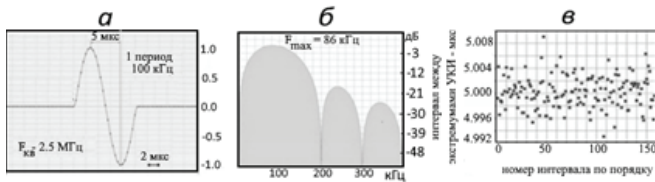


Рис. 3. Спектр тестового биполярного импульса.

Учитывая, что максимум спектра тестового биполярного импульса (рис. 3) в пространстве Фурье смещается в низкочастотную область (рис. 3 б), то при исследовании динамики адаптивных изменений спектрально-временных параметров импульсов излучения, измеряем интервал между экстремумами в реальном масштабе времени (рис. 3 в). Это процедура обеспечит максимально точную настройку на максимум пространственной характеристики поля излучения.

## Литература

1. Lis Bittencourt, et al. Mapping cetacean sounds using a passive acoustic monitoring system towed by an autonomous Wave Glider in the Southwestern Atlantic Ocean // <https://doi.org/10.1016/j.dsr.2018.10.006>.
2. Иванов М.П., Бутов С.Н., Леонова Л.Е., Романовская Е.В., Стефанов В.Е. Апробация лабораторного макета регистрации сигналов дельфинов с расширенной полосой частот сквозного тракта // 2019. DOI: 10.1134/S0320791919050101.
3. Bibikov N.G., Ovchinnikov O.B., Ivanov M.P., Serebryany A.N. Snapping shrimps sounds in the Black Sea // 2019. <http://pub.dega-akustik.de/ICA2019/data/articles/001376.pdf>.
4. Aroyan J.L., Cranford T.W., Kent J., and Norris K.S. Computer modeling of acoustic beam formation in *Delphinus delphis*. 1992. DOI: 10.1121/1.404424.
5. Иванов М.П., Мухачев Е.В., Исаков Д.Ю., Данилов Н.А., Овчинников К.Э., Розум А.В., Соколов П.А. Идентификация сигналов дельфина в условиях лабораторного эксперимента в открытой воде. 2018. DOI 10.25960/2500-2538.2018.2.14.

**M.P. Ivanov<sup>1</sup>, N.G. Bibikov<sup>2</sup>, E.V. Mukhachev<sup>3</sup>, N.A. Danilov<sup>3</sup>,  
B.V. Romanov<sup>4</sup>, B.J. Krasnickij<sup>4</sup>, V.E. Stefanov<sup>1</sup>**

## **SOME REQUIREMENTS FOR REGISTRATION AND IDENTIFICATION OF HYDROBIONTS SIGNALS**

<sup>1</sup>*St. Petersburg State University*

*Universitetskaya nab. 7/9, 199034, St. Petersburg, Russia, Tel.: 89119425478,*

*E-mail: 20mivanov@mail.ru*

<sup>2</sup>*Joint-stock company «Acoustic Institute named after academician*

*N.N. Andreyev», Shvernika str. 4, 117036, Moscow, Russia,*

*Tel.: 89163923263, E-mail: nbibikov1@akin.ru*

<sup>3</sup>*«State Scientific Research Institute of applied problems»*

*Obvodny canal emb., 29, 191167, Saint-Petersburg, Russia,*

*Tel.:(812)274-31-56, E-mail: ppb\_nti@gosniipp.ru*

<sup>4</sup>*«Karadag Scientific Station named after T.I.Vyazemsky - a natural reserve  
of the Russian Academy of Sciences, 298188, Republic Crimea, Feodosia,*

*Kurortnoye, Crimea, Russia. Nauki ul., 24, Tel.: +73656226212,*

*E-mail: karadag1914@mail.ru*

The requirements for hardware for registering hydrobiont signals are substantiated. It is shown that the frequency band of the through analog path must be at least 800 kHz, and when registering on digital media, the minimum quantization frequency is 2.5 MHz. The spatial location of the receiving antenna in relation to the object of study is set depending on the calculated near zone.

**Keywords:** ultrashort pulses, dolphin signals, clicking shrimp signals, object identification

### **References**

1. Lis Bittencourt, et al. Mapping cetacean sounds using a passive acoustic monitoring system towed by an autonomous Wave Glider in the Southwestern Atlantic Ocean, <https://doi.org/10.1016/j.dsr.2018.10.006>.
2. Ivanov M.P., Butov S.N., Leonova L.E., Romanovskaya E.V., and Stefanov V.E. Testing of a Laboratory Prototype for Recording Dolphin Signals with an Extended Frequency Band of the Through Path. 2019, DOI: 10.1134/S1063771019050105.
3. Bibikov N.G., Ovchinnikov O.B., Ivanov M.P., and Serebryany A.N. Snapping shrimps sounds in the Black Sea. 2019, <http://pub.dega-akustik.de/ICA2019/data/articles/001376.pdf>.
4. Aroyan J.L., Cranford T.W., Kent J., and Norris K.S. Computer modeling of acoustic beam formation in *Delphinus delphis*. DOI: 10.1121/1.404424.
5. Ivanov M.P., Mukhachev E.V., Isakov D.Yu., Danilov N.A., Ovchinnikov K.E., Rozum A.V., and Sokolov P.A. Identification of dolphin signals in a laboratory experiment in open water. DOI: 10.25960/2500-2538.2018.2.14.

**М.П. Иванов<sup>1</sup>, Ю.А. Толмачев<sup>1</sup>, Н.А. Данилов<sup>2</sup>,  
Б.Ю. Красницкий<sup>3</sup>, В.Е. Стефанов<sup>1</sup>**

## **ПРЕДВАРИТЕЛЬНАЯ ОЦЕНКА СИНТЕЗА КОММУНИКАЦИОННЫХ СИГНАЛОВ ДЕЛЬФИНОВ**

*<sup>1</sup>Санкт-Петербургский государственный университет  
Россия, 199034. Санкт-Петербург, Университетская наб., 7/9,  
Тел.: 8(911)9425478. E-mail: 20mivanov@mail.ru*

*<sup>2</sup>Санкт-Петербургский государственный университет аэрокосмического  
приборостроения, Россия, 190000, Санкт-Петербург, ул. Большая  
Морская, 67, лит. А, Тел: +7(905)264-7933, E-mail: dan\_nick@mail.ru*

*<sup>3</sup>ФГБУН «Карадагская научная станция им. Т.И. Вяземского –  
природный заповедник РАН», Россия, 298188 Республика Крым,  
г. Феодосия, пгт. Курортное, ул. Науки, 24, Тел: +7-36562-26-512,  
E-mail: karadag1914@mail.ru*

Рассмотрена возможность технической реализации синтеза сигналов коммуникации дельфинов с помощью антенны на основе дискретных широкополосных элементов с резонансными частотами 50, 75, 100, 125, 150, 200, 250, 300 кГц. Такой набор позволяет формировать пакеты ультракоротких биполярных импульсов (УКИ) с различной частотной окраской. При использовании двух дополнительных излучателей импульсов длительностью, соизмеримой с длительностью пакетов, реализуется излучение ЧМ сигналов.

**Ключевые слова:** пакеты ультракоротких импульсы, составные сигналы дельфинов, длинные частотно-модулированные сигналы, идентификация объекта

На основании анализа результатов акустических записей, полученных для дельфина белуха в эксперименте с видео и акустической обратной связью, идентифицирован основной набор сигналов эхолокации и коммуникации [1]. Коммуникационные сигналы зарегистрированы с помощью трехканальной системы и состоят из сложных составных сигналов: сверхширокополосных простых ультракоротких импульсов (УКИ) с времяимпульсной модуляцией (ВИМ), длинных импульсов со слабо выраженной частотной модуляцией несущей (ЧМ1) и с ярко выраженной модуляцией несущей (ЧМ2). Фазо-импульсная (ФИМ), широтно-импульсная (ШИМ) и частотно-импульсная модуляция (ЧИМ) являются разновидностью ВИМ. Ширина полосы частот такого сигнала

ла определяется минимальной длительностью биполярного импульса  $\Delta f \approx 1/\tau_{\min}$ , при этом информация передается *модуляцией скважности импульсов и модуляцией ширины спектра от импульса к импульсу*. Некоторым техническим приближением к таким импульсам служат сигналы с OFDM модуляцией (Orthogonal frequency division multiplexing) – мультиплексирование с ортогональным частотным разделением каналов [2].

Точная идентификация полученных сигналов ограничивается в настоящее время зарегистрированным набором. К коммуникационным будем относить следующие пакеты УКИ:

- с модуляцией скважности при фиксированной частоте повторения от 0.01 до 1 кГц, спектром в диапазоне от 1 до 500 кГц и количеством импульсов в пакете от 5 до 20;
- с модуляцией скважности, с частотой повторения от 100 до 250 Гц, полосой частот от 1 до 550 кГц, количеством импульсов от 20 до 130 и длинным ЧМ импульсом с фиксированной частотой от 2 до 10 кГц (пакет 2, 3, 5, 10 рис. 1б), с частотной характеристикой от 1 до 500 кГц;
- с модуляцией скважности от 0.1 до 1 кГц и количеством импульсов в пакете от 20 до 55, с полосой частот УКИ от 40 до 600 кГц (пакеты 1,4,7,8 рис. 1б).

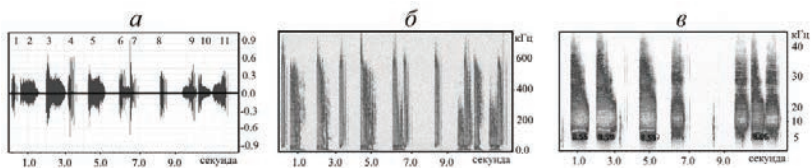


Рис. 1. Коммуникационные пакеты УКИ.

Пакеты 6 и 7 (рис. 1а) связаны между собой последовательностью импульсов, имеющих полосу частот уже, чем спектры самих пакетов, что хорошо видно на рис. 1б. В серии зарегистрированных сигналов дельфина есть также пакеты с параметрами каждого импульса в пакете близкими к волновой дельта-функции с низкочастотной составляющей равной нулю. Осциллограмма одного из УКИ последовательности, показанной на рис. 1а, приведена на рис. 2а, а его спектральная плотность мощности – на рис. 2б.

В некоторых случаях пакеты состоят из последовательностей импульсов, у которых спектральные характеристики смещены относительно нуля в высокочастотную область на 20, 50 или 100 кГц, что изменяет не только спектральные параметры импульса, но и добавляет во вре-

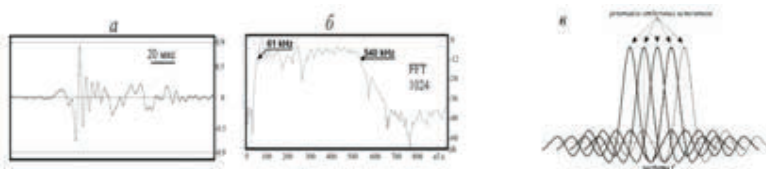


Рис. 2. Осциллограмма и спектральная плотность мощности одного из УКИ.

менные параметры дополнительные колебательные процессы с быстрой частотной модуляцией (рис. 2б). При исследовании сигналов дельфина самое главное – правильно представить весь излучаемый пакет и выделить его границы с помощью пауз. Для анализа всего излученного и зарегистрированного акустического ряда необходимо использовать дополнительный алгоритм, очищающий последовательность пакетов от шума и помех, создаваемых другими дельфинами.

*Разрабатываемая модель* формирования OFDM сигнала основана на множестве источников излучения, и в нашем случае это не узкополосные сигналы, а источники широкополосных импульсов, необходимых для синтеза сверхширокополосного импульса, подобного рис. 2а. Предлагаемая модель (рис. 2в) может быть использована для построения импульсов с различными спектрально-временными параметрами в различных частотных диапазонах. Она пока не имеет доказательной экспериментальной базы, но вполне может быть реализована как для дальнейших исследований слуховой системы дельфина, так и для синтеза пакетов из УКИ, соответствующих сигналам коммуникации. При использовании волновых дельта-импульсов с ВИМ возможно создание сложных составных сигналов в форме последовательности пакетов импульсов. Как известно, спектрально-временные параметры излучаемых дельфином сигналов эхолокации зависят от угла наблюдения, причем так, что одинаковых сигналов от одного импульса, излученного животным, по пространству наблюдения не существует. Предполагается, что сигналы коммуникации обладают аналогичным свойством, но пока доказать это затруднительно, т.к. известные методики вербального взаимодействия дельфинов основаны на регистрации сигналов подвижных животных.

Создание излучающей антенны на дискретных широкополосных резонансных элементах с центральными частотами на 50, 75, 100, 125, 150, 200, 250, 300 кГц может обеспечить практически весь известный частотный диапазон формирования сигналов дельфина на УКИ с ВИМ. При генерации пар связанных пакетов волновых дельта-импульсов с ЧМ общая длительность пары определяется длительностью квазипериоди-

ческой импульсной последовательности. Центральная частота первого пакета задается значением тактовой частоты синхронизации формирования пакетов УКИ и дискретными значениями модуляции ВИМ. С точки зрения биолога, полученный длинный квазимонохроматический сигнал будет задавать адрес, определяющий назначение данного пакета для постороннего наблюдателя, что данный пакет является сигналом коммуникации. С точки зрения инженера, – это сигнал синхронизации всех событий, формируемых в данном пакете. Второй, связанный с первым, пакет – частотно-модулированный длинный импульс – определяет адрес получателя или имя животного, которому направлено данное послание. Далее формируется пакет любой сложности из волновых дельта-импульсов (ВДМ). Одновременное или последовательное излучение ВДМ обеспечивает наличие нескольких степеней свободы, используя которые можно синтезировать любой импульс, аналогичный создаваемому дельфином. Создание скоростного модема для передачи данных от различных подводных устройств в дуплексном режиме связи для скрытной и помехозащищенной передачи данных описано в [3]. Возможность применения различных схем модуляции в OFDM сигнале в каждом канале с условной поднесущей, позволяет адаптивно варьировать помехоустойчивость и скорость передачи информации. Близкое по идеям устройство «Говорящий дельфин» было разработано и испытано в диапазоне частот от 6 кГц до 170 кГц с разбросом частотной характеристики не более 16 дБ. [4]. Представленная модель коммуникационного сигнала на основе OFDM не использует непрерывные функции.

## Литература

1. Иванов М.П., Бибииков Н.Г., Данилов П.А., Соколов П.А., Романов Б.В., Красницкий Б.Ю., Стефанов В.Е. Сравнительная оценка эхолокационных и коммуникационных сигналов дельфина // Ученые записки Физического факультета МГУ. 2020. № 1. 2010903.
2. Leus P., van Walree J. Multiband OFDM for covert acoustic communications // IEEE J. Sel. Area Commun. 2008. Vol. 26. P. 1662–1673.
3. Hijaz and Frost V.S. Exploiting OFDM systems for covert communication // Military Communications Conference. 2010. P. 2149–2155.
4. Yuka Mishima. «Dolphin Speaker» to Enhance Study of Dolphin Vocalizations and Acoustics // Popular Version of Paper 2aAO5; Presented May 15, 2012. ASA Lay Language Papers 163rd Acoustical Society of America Meeting, Hong Kong.



**M.P. Ivanov<sup>1</sup>, Y.A. Tolmachev<sup>1</sup>, N.A. Danilov<sup>2</sup>,  
B.J. Krasnickij<sup>3</sup>, V.E. Stefanov<sup>1</sup>**

## **PRELIMINARY ESTIMATION OF THE DOLPHIN COMMUNICATION SIGNALS**

<sup>1</sup>*St. Petersburg State University,  
Universitetskaya nab. 7/9, 199034, St. Petersburg, Russia; Tel.: 8(9119)425478,  
E-mail: 20mivanov@mail.ru*

<sup>2</sup>*St. Petersburg State University of Aerospace Instrumentation,  
67, Bolshaya Morskaya str., St. Petersburg, 190000, Russia,  
E-mail: dan\_nick@mail.ru; Tel.: +7(905)264-7933;*

<sup>3</sup>*“Karadag Scientific Station named after T.I. Vyazemsky - a natural reserve  
of the Russian Academy of Sciences”, 298188, Republic Crimea, Feodosia,  
Kurortnoye, Crimea, Russia. Nauki ul., 24, Tel.: +73656226212,  
E-mail: karadag1914@mail.ru*

The possibility of technical implementation of the Dolphins communication signals synthesis is considered using an antenna based on discrete broadband elements with resonant frequencies 50, 75, 100, 125, 150, 200, 250, 300 kHz. s. When using two additional pulse emitters with a duration comparable to the duration of the packets, FM signals are emitted.

**Keywords:** ultrashort pulses, dolphin signals, clicking shrimp signals, object identification

### **References**

1. Ivanov M.P., Bibikov N.G., Danilov N.A., Sokolov P.A., Romanov B.V., Krasnickij B.J., and Stefanov V.E. Comparative evaluation of echolocation and communication signals of dolphins. Moscow University Physics Bulletin, 2020, No. 1, 2010903.
2. Leus P. and van Walree J. Multiband OFDM for covert acoustic communications. IEEE J. Sel. Area Commun., 2008, Vol. 26, pp. 1662–1673.
3. Hijaz and Frost V.S. Exploiting OFDM systems for covert communication. Military Communications Conference, 2010, pp. 2149–2155.
4. Yuka Mishima «Dolphin Speaker» to Enhance Study of Dolphin Vocalizations and Acoustics. Popular Version of Paper 2aAO5; Presented May 15, 2012; ASA Lay Language Papers 163rd Acoustical Society of America Meeting, Hong Kong.

**Л.К. Римская-Корсакова<sup>1</sup>, А.А. Родионов<sup>2</sup>, М.П. Иванов<sup>3</sup>**

## **МОДЕЛИРОВАНИЕ СЛУХОВЫХ РЕАКЦИЙ ДЕЛЬФИНОВ НА ЭХОСИГНАЛЫ, ПРИШЕДШИЕ ОТ РАСПОЛОЖЕННЫХ НА РАЗНЫХ ДИСТАНЦИЯХ ОБЪЕКТОВ**

<sup>1</sup>*АО «Акустический институт имени акад. Н.Н. Андреева»,  
Москва, ул. Шверника, 4, E-mail: lkrk@mail.ru*

<sup>2</sup>*Институт океанологии им. П.П. Ширшова РАН  
199034, Санкт-Петербург, Университетская наб., дом 5, лит. Б,  
Тел.: +7(812)323-48-663*

<sup>3</sup>*Санкт-Петербургский государственный университет  
199034, Санкт-Петербург, Университетская наб., 7-9,  
Тел.: +7(812)363-66-36*

Дельфины используют эхолокацию во время охоты, которая имеет фазы поиска и захвата жертвы. Слуховой анализ эхоимпульсов обеспечивает обнаружение и идентификацию жертвы в фазе поиска и стабилизацию реакции от жертвы в фазе захвата. Целью работы было моделирование периферического кодирования импульсных звуков для оценки условий воспроизведения временной структуры эхосигналов, отраженных от объектов, расположенных на разных дистанциях; для определения способов подстройки эхосигналов под слуховую чувствительность дельфина, определяемую шумовой обстановкой в месте приема эхосигналов. Импульсы были моделями зондирующих и эхоимпульсов дельфинов и поступали на вход модели, включающей ансамбль моделей волокон слухового нерва. Модели волокон преобразовывали аналоговую форму входного сигнала в последовательности спайков. Важным условием для воспроизведения временной структуры импульсов в синхронной реакции моделей волокон было соответствие входных потенциалов волокон порогам их реакций. При малых задержках в паре импульсов рефрактерные свойства ансамбля волокон, вызванные первым импульсом, понижали (маскировали) реакцию на второй импульс, подстраивая входной потенциал под пороги реакций волокон. При больших задержках в парах импульсов за подстройку могли отвечать вариации амплитуд импульсов. Повышение числа моделей волокон в ансамбле и использование пачек импульсов повышало отношение пиковых амплитуд импульсов к уровню шума, при котором воспроизводилась временная структура импульсов. Моделирование объясняло особенности генерации зондирующих импульсов и свойства восприятия эхоимпульсов у дельфинов в фазе поиска и захвата жертвы.

**Ключевые слова:** эхолокация, моделирование волокон слухового нерва, воспроизведение временной структуры эхоимпульсов

## Введение

Дельфины кормятся во время охоты, в которой выделяют фазы поиска и захвата жертвы [1]. Слуховой анализ эхоимпульсов в фазе поиска позволяет дельфину обнаружить и идентифицировать жертву, а в фазе захвата – иметь стабильную реакцию от нее. Стабилизацию слуховых реакций на эхоимпульсы наблюдали при лоцировании дельфинами алюминиевого цилиндра на дистанциях в 1–8 м, т. е. при интервалах между зондирующими и эхоимпульсами (ЗИ и ЭИ) в 1–10 мс [2]. Зарегистрированные слуховые вызванные потенциалы (СВП) ствола мозга дельфинов в ответ на ЗИ и ЭИ имели постоянные амплитуды. Авторы полагали, что за постоянство амплитуд СВП, возникших в ответ на ЭИ, отвечало повышение амплитуды ЭИ в результате уменьшения затухания звука в воде и снижение слуховой чувствительности к ЭИ вследствие временной маскировки, вызванной ЗИ. Временная маскировка подстраивала чувствительность слуха дельфина под интенсивность отраженного от объекта ЭИ, что помогало дельфину иметь стабильную информацию о жертве в фазе захвата. В фазе поиска на больших дистанциях до объектов дельфин излучал пачки зондирующих импульсов с периодами следования в 140–160 мс [3]. Внутри пачки автор наблюдал вариации интенсивностей зондирующих импульсов и задержек между ними в пределах 15–20 мс. При этих задержках временная маскировка не влияла на слуховое восприятие эхоимпульсов в пачке [2]. По-видимому, вариации интенсивности зондирующих импульсов в пачке способствовали подстройке интенсивности эхоимпульсов под слуховую чувствительность дельфина в точке приема и, тем самым, повышали надежность обнаружения жертв. Такие вариации интенсивности зондирующих импульсов были выявлены при поиске дельфинами объектов на средних дистанциях [4], когда дельфины излучали зондирующие импульсы после приема эхоимпульсов. На целесообразность подстройки интенсивности импульсов под чувствительность слуха дельфинов указывали модельные исследования свойств периферического кодирования эхосигналов дельфинов [5].

Считается, что на периферии слуховой системы млекопитающих тонкая временная структура сигналов с частотами выше 4 кГц не воспроизводится, поскольку импульсные отклики базилярной мембраны (БМ) сглаживаются в реакциях рецепторных внутренних волосковых клеток (ВВК), обладающих интегрирующими свойствами. Каждая внутренняя волосковая клетка имеет связи со множеством волокон слухового нерва (ВСН), которые преобразуют рецепторный потенциал ВВК в последовательность потенциалов действия (спайков). Высокочастотный

импульс вызывает синхронную реакцию ансамбля ВСН. Эта реакция вызывает синхронные реакции нейронов разных структур прямого слухового пути, участвующих в формировании СВП и слуховых реакций. Это позволяет ожидать проявлений свойств периферического кодирования импульсов в свойствах СВП и слуховых реакций дельфинов. Моделирование свойств преобразований импульсных звуков показало, что синхронная реакция ансамбля ВСН воспроизводит временную структуру входного сигнала, сглаженную ВВК, если рецепторный потенциал ВВК соответствует порогам реакции большинства ВСН ансамбля. За такую подстройку могли отвечать вариации интенсивности зондирующих импульсов, а также сложение эхоимпульсов с шумом, вызывающим слуховую адаптацию [5]. Целью данной работы было моделирование периферического кодирования импульсных звуков для объяснения особенностей слухового приема дельфинами эхосигналов, отраженных от объектов, расположенных на разных дистанциях; определение причин, по которым вызванная эхосигналом реакция ансамбля могла быть стабильной при задержках в 1–10 мс (в фазе захвата жертвы); установление роли варьирования амплитуд ЗИ в пачках (в фазе поиска жертвы на дальних дистанциях).

#### **Моделирование реакций ансамбля волокон слухового нерва**

В работе была использована модель волокна слухового нерва [5, 6]. Модель имела несколько этапов преобразований входного сигнала  $X(t)$ :

1. Полосовая фильтрация сигнала  $X(t)$ , (выходная функция  $Y(t)$ ).
2. Детектирование и интегрирование, (выходная функция  $R(t)$ ).
3. Формирование синаптического потенциала модели волокна слухового нерва (выходная функция  $G(t)$ ) в виде шума со средней и дисперсией, пропорциональные функции  $R(t)$ .
4. Генерация спайка ( $P_i$ ), когда функция  $G(t)$  превышала порог  $H(t)$ .
5. Изменение пороговой функции  $H(t)$  модели волокна после генерации спайка.

Пороговую функцию воспроизводили свойства рефрактерности и адаптации реальных ВСН. Параметры моделей ВСН были подобраны так, чтобы воспроизвести известные свойства реакций реальных ВСН наземных млекопитающих. В данной работе характеристическая частота модели ВСН была равна 70 кГц. В ответ на однократное предъявление пар импульсов получали реакцию ансамбля из 300 моделей волокон в виде гистограммы  $P_i(t)$ . Изучали свойства преобразования входного сигнала ( $X(t)$ ) в последовательность спайков, генерируемую ансамблем ВСН ( $P_i(t)$ ).

## Результаты

**Восстановление структуры импульсов в реакции ансамбля моделей волокон.** На рис. 1 представлены реакции разных блоков модели на пару импульсов с небольшими амплитудами в 19 дБ и задержкой  $T$  в 12.8 мс. Показаны профили входных сигналов  $X(t)$  и импульсных откликов БМ  $Y(t)$ , сглаженные рецепторные потенциалы ВВК  $G(t)$ , а также суммарные реакции ансамбля волокон  $Pi(t)$ . Возникший на первый импульс потенциал  $G(t)$  сглаживает профиль  $Y(t)$ , но реакция ансамбля  $Pi(t)$  восстанавливает его. Если длительность импульса менее 1 мс, то каждое волокно может сгенерировать не более одного спайка. Благодаря внутреннему шуму, профили  $G(t)$  в разных волокнах разные, поэтому спайки разных волокон не синхронизированы. Такой способ кодирования импульса ансамблем волокон был назван стохастическим (7). При небольших амплитудах импульсов и любых задержках между импульсами половина волокон ансамбля ответит на первый импульс  $\text{Sum}(Pi) = 150$ , а другая половина – на второй импульс  $\text{Sum}(Pi) = 144$  (рис. 1А). Число волокон в ансамбле конечно, поэтому повышение амплитуды импульсов сопровождается увеличением числа волокон, ответивших на первый импульс, но уменьшением числа волокон, ответивших на второй. Волокна обладают рефрактерно свойствами: после генерации спайка волокна в течении 1 мс и ~20 мс, полностью и частично не возбудимы. При задержках между импульсами более 1 мс второй импульс закодирован стохастическим способом, когда каждое волокно отвечает один раз, и детерминистическим способом, когда каждое волокно отвечает более одного раза (7). Различия кодирования импульсов в паре выявляют зависимости суммарного числа спайков,  $\text{Sum}(Pi)$ , возникших на пару равновеликих импульсов, от интервала между ними (рис. 1Б). Реакция  $\text{Sum}(Pi)$ , вызванная первым импульсом, была закодирована стохастическим способом и не зависела от задержки. Реакция  $\text{Sum}(Pi)$ , вызванная вторым импульсом, уменьшалась при уменьшении задержки. Из-за способа кодирования импульса, время восстановления нормированной реакция на второй импульс при низких амплитудах импульсов пары зависело от числа волокон, ответивших на первый импульс, а при высоких амплитудах, определялось рефрактерными свойствами волокон (рис. 1В).

Таким образом, стохастический способ кодирования восстанавливает временную структуру короткого импульса, если его амплитуда соответствует порогу реакции волокон ансамбля. Второй импульс, задержанный относительно первого на единицы миллисекунд, закодирован

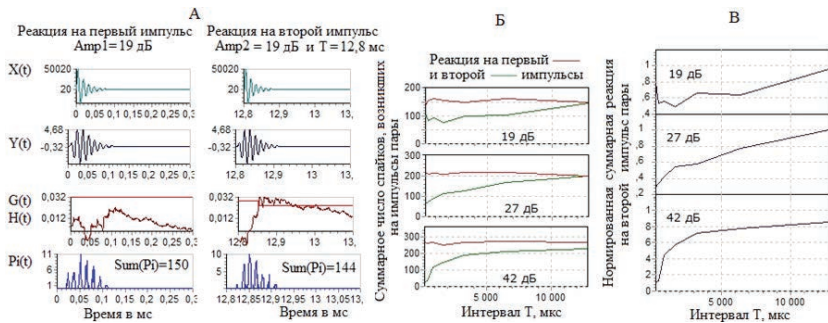


Рис. 1. Реакции разных блоков модели на пару равновеликих импульсов с пиковыми амплитудами в 19 дБ и задержкой  $T$  в 12,8 мс (А); зависимости от задержки  $T$  суммарного числа спаек, вызванных импульсами пары (Б); и нормированной суммарной реакции на второй импульс пары (В). Параметры на Б и В – значения пиковых амплитуд импульсов в дБ отн. амплитуды импульса на пороге. Абсцисс: на А – время в мс; на Б и В –  $T$  в мс. Ординат: на А – амплитуды в ед.; на Б – число спаек на каждом шаге; на В – отношение суммарных реакции на второй и первый импульсы.  $Sum(P_i)$  – суммарное число спаек, возникшее в ансамбле в ответ на эхосигнал.  $X(t)$ ,  $Y(t)$ ,  $G(t)$ ,  $H(t)$ ,  $P_i(t)$  и  $Sum(P_i)$  – см. объяснения в тексте.

стохастическим и детерминистическим способами. Восстановление его временного профиля зависит от амплитуды первого импульса, а также задержки второго импульса относительно первого. Учитывая это, можно объяснить стабилизацию реакции на эхоимпульс, отраженный от близко расположенного объекта (2).

В модельном эксперименте входным сигналом  $X(t)$  была пара разно-великих импульсов (рис. 2). Чтобы воспроизвести затухание эхосигналов при распространении в воде, амплитуду второго импульса уменьшали пропорционально увеличению задержки, так как это показано на рис. 2Б. Каждый из импульсов пары был закодирован в ансамбле ВСН стохастическим способом (рис. 2А). Суммарное число спаек  $Sum(P_i)$ , возникшее в ансамбле волокон на первый или второй импульс, было равно 286 или 20 спаек. Огибающая пары импульсов была закодирована в ансамбль волокон детерминистическим способом. Если учитывать ослабление реакции на второй импульс в результате затухания звука в воде (т.е.  $Amp2=Amp1/(2TV)$ ) (рис. 2Б), то при уменьшении интервала  $T$  пиковая амплитуда второго импульса в паре будет возрастать. Однако, как следует из рисунка 1Б и В, при уменьшении  $T$  реакция на второй импульс уменьшается благодаря рефрактерным свойствам волокон. В результате этих процессов суммарное число спаек, возник-

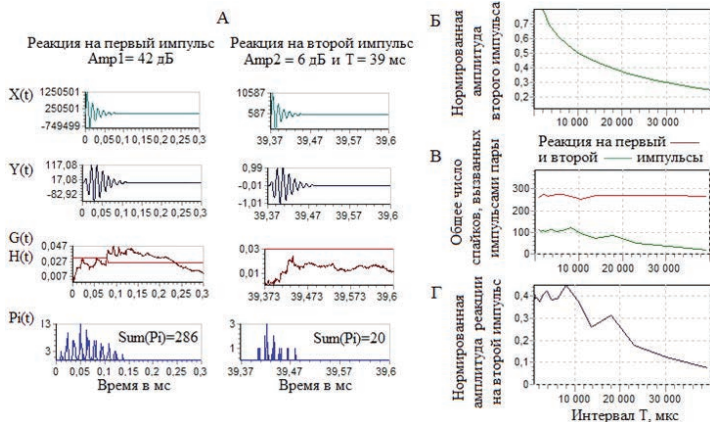


Рис. 2. Реакции разных блоков модели на пару разновеликих импульсов, имеющих пиковую амплитуду первого импульса в 42 дБ, а второго в 6 дБ и межимпульсный интервал  $T$  в 39 мс (А). Зависимости амплитуды второго импульса (Б) или суммарного числа спайков, возникших на импульсы пары (В), или нормированной суммарной реакции на второй импульс (Г) от задержки  $T$ . Остальные обозначения – см. рис. 1

ших на второй импульс, (рис. 2В) и нормированная реакция на второй импульс (рис. 2Г) оказываются постоянными в диапазоне  $T \sim 10-13$  мс (т.е. в диапазоне, где наиболее заметны проявления рефрактерных свойств волокон ансамбля). Таким образом, моделирование объясняет наблюдаемую при коротких задержках  $T$  стабилизацию слуховых реакции на эхоимпульс (2). Эхоимпульс закодирован ансамблем волокон детерминистическим способом. Реакция на этот импульс формируется не только с учетом рефрактерных свойств волокон, которые возникли под действием зондирующего импульса и которые отвечали за временную маскировку, но с учетом распространения эхоимпульса в воде. При уменьшении задержки чувствительность слуховой системы дельфина понижалась за счет роста влияния маскировки, а амплитуда отраженного от объекта эхосигнала понижалась. Эти процессы вместе способствовали формированию стабильной реакции на эхоимпульс в фазе захвата во время охоты.

Оценим роль варьирования амплитуд зондирующих импульсов (ЗИ) в пачке, изучаемой дельфином при поиске жертвы на дальних дистанциях (3). После излучения пачки ЗИ дельфин принимает пачку эхоимпульсов (ЭИ). Временная структура ЭИ может иметь несколько импульсных составляющих. Поэтому моделью пачки ЭИ (рис. 3) были три импульсных комплекса, каждый из которых имел по три импульсных



составляющих с частотами 70 кГц, амплитудами  $Amp$ ;  $Amp/10$ ;  $Amp/3$ , и задержками второй и третьей составляющих в 90 и 70 мкс (функция  $X(t)$ ). Интервал между комплексами составлял 10 мс, а амплитуды  $Amp$  комплексов варьировали вблизи порога реакции большинства моделей волокон в ансамбле.

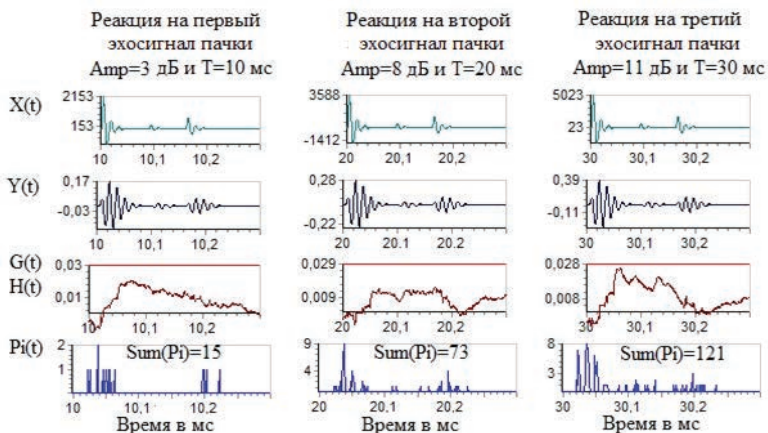


Рис. 3. Реакции разных блоков модели на пачку из трех импульсных комплексов (моделей эхосигналов пачки), каждый из которых имел по три импульсных составляющих. Интервалы между комплексами в пачке были равны 10 мс. Импульсные составляющие имели амплитуды  $Amp$ ;  $Amp/10$  и  $Amp/3$ . Задержки второй и третьей составляющих были равны 90 и 70 мкс.

Остальные обозначения – см. рис.1.

**Оценим восстановление временной структуры комплексов.** При задержках между ЭИ в 10 мс рефрактерные свойства волокон не проявлялись в реакциях на каждый из комплексов (рис. 1В и Г). Повышение амплитуды комплекса  $Amp$  сопровождал пропорциональный рост суммарного числа  $Sum(Pi)$  спаиков в ансамбле, вызванного комплексом (рис. 3) ( $Sum(Pi)$  были равны 15 или 73 или 121 при значениях  $Amp$  в 3 или 8 или 11 дБ). Каждый комплекс закодирован стохастическим способом. Поэтому импульсные составляющие комплекса при малых задержках (90 и 70 мкс) не маскировали друг друга (рис. 3). Суммарная реакция ансамбля волокон выявляла все три импульсные составляющие. Реакция ансамбля наилучшим образом выделяла структуру комплекса с  $Amp$  в 11 дБ. Таким образом, при большой скважности пачки импульсных комплексов (моделей ЭИ) (рис. 3), периферическое кодирование каждого из них осуществлялось стохастическим способом, при котором



импульсные составляющие комплексов не маскировали друг друга. Варьирование  $\Delta m$  способствовало воспроизведению структуры комплекса. Моделирование показало, что излучение пачек ЗИ и прием пачек ЭИ помогает дельфину обнаружить жертву на дальних дистанциях, а варьирование амплитуд ЗИ и ЭИ – идентифицировать жертву на этапе обнаружения.

### Заключение

1. Слуховое периферическое кодирование эхоимпульсов включает в себя преобразование рецепторных потенциалов волосковых клеток в последовательность потенциалов действия (спайков) ансамбля волокон. Ансамбль волокон может кодировать короткие звуки двумя способами. Если рецепторный потенциал, возникший на второй импульс, соответствует порогу реакции волокон в ансамбле, то реакция ансамбля точно восстанавливает его временную структуру. Восстановление структуры второго импульса пары зависит от амплитуды первого импульса и задержки между ними.

2. Моделирование объясняет стабилизацию слуховых реакций на ЭИ, наблюдаемую при коротких задержках  $T$  между ЗИ и ЭИ (2). Временная маскировка способствует подстройке чувствительности слуха дельфина под амплитуду отраженного от объекта ЭИ и стабилизирует реакцию на ЭИ.

3. Для обнаружения жертвы на дальних дистанциях дельфин излучает пачки высокоинтенсивных переменных по амплитуде ЗИ. Излучение пачек ЗИ и прием пачек ЭИ повышает надежность обнаружения жертвы на дальних дистанциях, а варьирование амплитуд ЗИ (и поэтому ЭИ) позволяет идентифицировать жертву на этапе обнаружения.

### Литература

1. Белькович В.М., Иванова Е.Е., Ефременкова О.В. Поведение и биоакустика дельфинов. М.: ИО АН, 1978. С. 67–78.
2. Попов В.В., Супин А.Я. Слух китов и дельфинов. М.: ООО Товарищество научных изданий КМК, 2013.
3. Иванов М.П. Труды IV межд. конференции «Морские млекопитающие Голарктики». СПб., 2006. С. 218–222.
4. Au W.W.L., Benoit-Bird K.J. // Nature. 2003. Vol. 423. P. 861–863.
5. Римская-Корсакова Л.К., Дубровский Н.А. // Акустический журнал. 2006. Т. 52. С. 521–530.
6. Римская-Корсакова Л.К. // Оптический журнал. 2005. Т. 72. С. 35–44.
7. Римская-Корсакова Л.К. // Акустический журнал. 2017. Т. 63. С. 436–448.

**L.K. Rimskaya-Korsakova<sup>1</sup>, A.A. Rodionov<sup>2</sup>, M.P. Ivanov<sup>3</sup>**

**SIMULATION THE DOLPHIN AUDITORY REACTIONS TO  
ECHO-SIGNALS FROM LOCATED AT DIFFERENT DISTANCES  
OBJECTS**

<sup>1</sup>*JSC NN Andreyev Acoustics Institute, Moscow,  
Shvernikst, 4, E-mail: lkrk@mail.ru*

<sup>2</sup>*Shirshov Institute of Oceanology, Russian Academy of Sciences  
199034, St. Petersburg, Universitetskaya nab., 5,  
Tel.: +7(812)323-48-66*

<sup>3</sup>*St. Petersburg State University,  
199034, St. Petersburg, Universitetskaya nab., 7-9,  
Tel.: +7 (812) 363-66-36, E-mail: 20mivanov@mail.ru*

Dolphins use echolocation during hunting, which includes the search and capture phases of the victim. Auditory analysis of echo pulses helps to detect and identify the victim in the search phase and stabilize reactions from the victim in the capture phase. The aim of the work was to simulate the peripheral coding of high-frequency pulsed sounds to determine the conditions under which it is possible to reproduce the temporal structure of echo signals reflected from objects located at different distances; to determine the methods of matching echoes to the auditory sensitivity of a dolphin, determined by the noise environment at the place of reception of echoes. Single, pairs and triples of pulses were models of the probe and echo pulses of dolphins. Pulses with central frequencies of 70 kHz, different inter pulse intervals and peak amplitudes were the input signals of the auditory periphery model, including an ensemble of models of auditory nerve fibers. Fiber models converted the analog form of the input signal into a sequence of action potentials (spikes). It was shown that an important condition for reproducing the time structure of echo pulses in the synchronous reaction of fiber models is the correspondence of the input potential of the models to the thresholds of their reactions. For small delays in a pair of pulses, the refractory properties of the ensemble fibers caused by the first pulse lower (mask) the response to the second pulse, so that the fiber input potential corresponds to the fibers thresholds. For large delays in pairs of pulses, a change in the amplitudes of the pulses can lead to such a correspondence. An increase in the number of fiber models in the ensemble, as well as the use of bursts of pulses, increases the ratio of peak pulse amplitudes to the noise level at which the temporal structure of pulses is reproduced. The simulation explains the features of the generation of probe pulses and the properties of the perception of echo pulses in dolphins in the search and capture phase of the victim.

**Keywords:** echolocation, simulation, auditory nerve fibers, reproduction of the temporal structure of echo pulses

## References

1. Belkovich V.M., Ivanova E.E., and Efremenkova O.V. Dolphin behavior and bioacoustics. Moscow: IO AN, 1978, pp. 67–78.
2. Popov V.V. and Supin A.Ya. Hearing of whales and dolphins. Moscow: OOO KMK Scientific Publishing Association, 2013.
3. Ivanov M.P. Proceedings of the IY Int. conf. “Marine mammals of Holarctic”, St. Petersburg, 2006, pp. 218–222.
4. Au W.W.L. and Benoit-Bird K.J. Nature, 2003, Vol. 423, pp. 861–863.
5. Rimskaya-Korsakova L.K. and Dubrovsky N.A. Acoust. zhurn., 2006, Vol. 52, pp. 521–530.
6. Rimskaya-Korsakova L.K. Optical magazine. 2005, Vol. 72, pp. 35–44.
7. Rimskaya-Korsakova L.K. Acoust. zhurn., 2017, Vol. 63, pp. 436–448.

**А.Н. Рутенко, И.Р. Радаев, В.Г. Ущиповский**

**ПРОСТРАНСТВЕННЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ ИМПУЛЬСНЫХ  
АКУСТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ, ГЕНЕРИРУЕМЫХ  
РАКОМ-ШЕЛКУНОМ В Б. ВИТЯЗЬ ЯПОНСКОГО МОРЯ И  
РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ ИХ РАСПРОСТРАНЕНИЯ**

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

Приводятся временные и спектральные характеристики акустического импульсного сигнала, генерируемого на шельфе Японского моря раком-шелкуном. Результаты натурных измерений расширены с помощью согласованного численного моделирования, проведенного с помощью лучевого метода мнимых источников и модового параболического уравнения.

**Ключевые слова:** рак-шелкун, натурные измерения, моделирование

Семейство раков-шелкунов (*Alpheidae*), включающее более 600 видов, относится к отряду десятиногих ракообразных (*decapoda*) [1]. Большинство видов раков-шелкунов обитает в тропических и субтропических морях на мелководье, однако некоторые виды живут в прохладных водах. В работах [3, 4], представлен анализ акустических сигналов рака-шелкуна, измеренных в Черном море на шельфе Абхазии и в Японском море в заливе Славянка. Характерной особенностью раков-шелкунов является малоподвижный образ жизни, но главная их особенность – способность к ультрабыстрому закрытию аномально большой клешни, в результате чего происходит формирование кавитационной высокоскоростной струи воды, которая используется для охоты, обороны, выкапывания норки и коммуникации.

В 2017 г., в бухте Витязь Японского моря, у берега м. Шульца, были измерены редкие высокочастотные 300–24000 Гц акустические импульсы, в которых амплитуда вариаций акустического давления  $p(t)$  (см. рис. 1) превысила 3000 Па. Источником таких сигналов мог быть только рак-шелкун. На рис. 1а видно, что амплитуда положительной полуволны в измеренном акустическом импульсе достигла, примерно, 3.2 кПа, это эквивалентно значению уровня 190.1 дБ отн. 1 мкПа.

На этом рисунке во временной области мы видим «прямой» импульсный сигнал (интервал 1) и сдвинутый по фазе на  $180^\circ$  сигнал, пришедший в точку приема  $r_0$  после отражения от поверхности моря (интервал 2). Толщина водного слоя  $H = 3$  м. При скорости звука в воде равной 1450 м/с и известном времени задержки между «прямым» и отраженным от поверхности моря импульсами, оценим расстояние от «источника» – рака-щелкуна – до измерительного гидрофона. Оно равно 0.7 м.

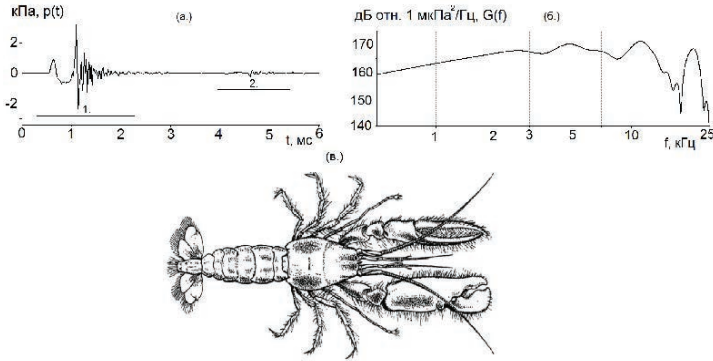


Рис. 1. «Прямой» (интервал 1) и отраженный от поверхности моря (интервал 2) акустические импульсы, излученные раком-щелкуном – (а) и спектр «прямого» сигнала – (б). Рисунок рака-щелкуна *Alpheidae* – (в).

Для импульса, показанного на рис. 1.: расстояние импульса до его источника меньше глубины ( $H = 3$  м) водного слоя, поэтому численное моделирование распространения высокочастотного импульса удобно провести с помощью лучевого метода мнимых источников. По акустическому импульсу, измеренному гидрофоном, рассчитывался комплексный спектр, который корректировался с учетом комплексных значений функции потерь, рассчитанных с помощью лучевого метода мнимых источников, при распространении от точки источника –  $S$  до гидрофона –  $r_0$ . Модифицированный спектр импульса считаем эквивалентной точечной функцией источника. С помощью программы, основанной на лучевом методе мнимых источников, рассчитаем на заданных частотах распространение энергии от данного эквивалентного точечного источника до измерительных гидрофонов  $r_0$  и  $r_2$ , а затем с помощью обратного преобразования Фурье получим временные ряды значений  $p(t)$  для  $r_0$  и  $r_2$ , которые показаны на рис. 2.

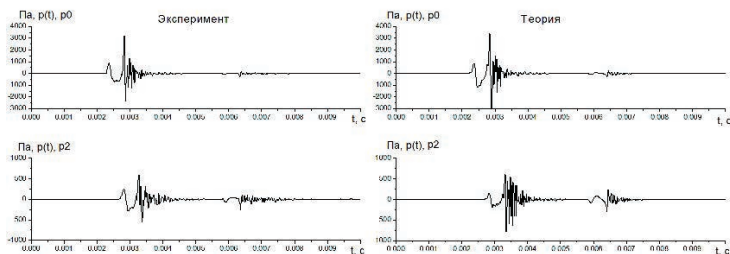


Рис. 2

В докладе приводятся результаты специальных пространственных акустических измерений, проведенных с помощью металлических конструкций, позволивших установить в море глубиной 3 м четыре однотипных гидрофона внутри тетраэдра, а также в виде горизонтальной и вертикальной антенны с апертурой равной 240 см (см. рис. 3). Результаты измерений обобщены и расширены с помощью численного моделирования, результаты которого согласуются с натурными данными.

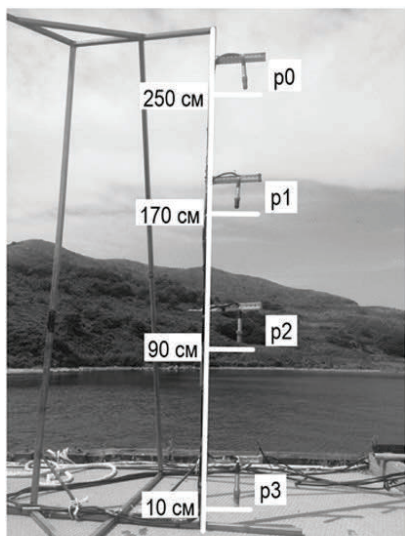


Рис. 3.

Четыре цифровых гидрофона типа ГИ-50 и измерительно-регистрационный комплекс на основе 4-х канального 24 разрядного АЦП NI 9239 компании National Instruments, работающего с частотой дискретизации равной 48 кГц, обеспечили синхронные измерения вариаций акустического давления –  $p(t)$  в частотном диапазоне 2–24000 Гц.

Известно, что акустический импульс, формируемый раком-щелкуном имеет диаграмму направленности. С помощью вертикальной акустической антенны, показанной на рис. 3, установленной в море на глубину 3 м, получены синхронные графики вариаций акустического давления, представленные на рис. 4а. Максимальные амплитуды вариаций  $p(t)$ , соответствующие прямому и отраженному от поверхности моря импульсам, измерены гидрофоном  $p_1$  на расстоянии 170 см от дна. Отметим, что амплитуда прямого сигнала меньше амплитуды сигнала, отраженного от поверхности моря, и это особенно хорошо видно в сигнале, измеренном у дна гидрофоном  $p_3$ .

Несложная геометрическая схема позволяет по относительным временным задержкам, представленным на рис. 4а, определить радиус  $r$  окружности с вертикальной антенной в центре, на котором находился рак, излучивший акустический импульс, показанный на рис. 4а. Расчеты, выполненные для однородного водного слоя толщиной 3 м и  $CW=1450$  м/с, показали, что в данном случае  $r = 5.6$  м.

Известно, что рак-щелкун может излучать акустические импульсы

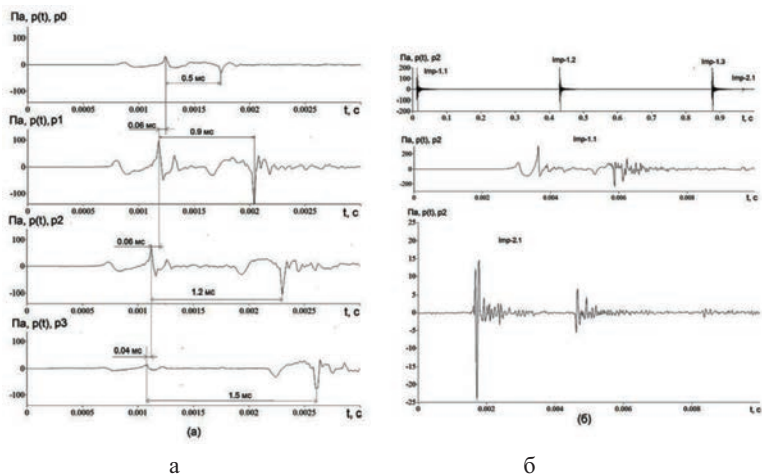
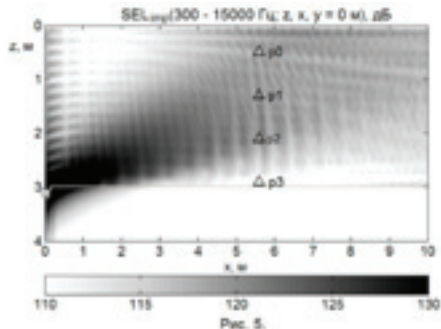


Рис. 4. Акустические импульсы, измеренные вертикальной цепочкой из 4 гидрофонов – а; коммуникационный сигнал из 3 импульсов и отклик другого рака – б.

с временным интервалом 0.5 с. На рис. 4б показана тройка импульсов, следующих с периодом 0.4 с. На рис. 4б видно, что параметры этих импульсов подобны во временной области, поэтому мы считаем, что их сгенерировал один и тот же рак-щелкун. Эти тройки могут быть объединены в посылку из 12 импульсов, причем временной интервал между



тройками  $\Delta T = 1$  с. Вряд ли он связан с эхолокацией, тогда остается предположить, что это коммуникационные сигналы между разными раками-щелкунами. На рис. 4б видно, что после 3 импульса рака-щелкуна, гидрофон записал импульс от другого рака-щелкуна – Imp-2.1. Ниже этот сигнал показан более подробно.

На рис. 5 показано распределение в вертикальной плоскости модельных значений  $SEL_{imp}$  (300–15000 Гц;  $z, x, y = 0$ ), рассчитанных с помощью модового параболического уравнения в приближении первых 18 невзаимодействующих вертикальных мод и узкоугольного параболического уравнения в горизонтальной плоскости, для «жидкого» дна [2]. Результаты моделирования хорошо согласуются с натурными данными.

### Литература

1. Виноградов Л.Г. Определитель креветок, раков и крабов Дальнего Востока // Известия Тихоокеанского научно-исследовательского института рыбного хозяйства и океанографии. Владивосток. 1950. Т. 33. С. 179–356.
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. Vol. 58. P. 42–52.

**A.N. Rutenko, Iv.R. Radaev, V.G. Ushchipovskii**

### **SPATIAL MEASUREMENTS OF PULSE ACOUSTIC SIGNALS GENERATED BY SNAPPING SHRIMP IN VITYAZ BAY OF THE JAPANESE SEA AND RESULTS MODELING THEIR DISTRIBUTION**

*Pacific Oceanological Institute of Far Eastern Branch of Russian Academy of Sciences  
of V.I. Il'ichev, Vladivostok, Russia  
Tel.: (4232) 312120; E-mail: rutenko@poi.dvo.ru*

The report shows the temporal and spectral characteristics of the acoustic pulse signal generated on the shelf of the Japanese Sea by the snapping shrimp. The results of field measurements are expanded using a consistent numerical simulation carried out using the ray method of imaginary sources and the parabolic mode equation.

**Keywords:** snapping shrimp, field measurements, simulation.

### References

1. Vinogradov L.G. Identifier to shrimp, crayfish and crabs of the Far East. Proceedings of the Pacific Research Institute of Fisheries and Oceanography, Vladivostok, 1950, Vol. 33, pp. 179–356.
2. Trofimov M.Y., Kozitskiy S.B., and Zakharenko A.D. A mode parabolic equation method in the case of the resonant mode interaction. Wave Motion, 2015, Vol. 58, pp. 42–52.



**А.Н. Рутенко, В.А. Гриценко, В.Г. Ущиповский**

**ИЗМЕРЕННЫЕ АКУСТИЧЕСКИЕ СИГНАЛЫ СЕРЫХ КИТОВ И РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ ИХ РАСПРОСТРАНЕНИЯ НА ШЕЛЬФЕ о. САХАЛИН**

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

На основе пространственных натурных измерений акустических сигналов серых китов, проведенных на северо-восточном шельфе о. Сахалин, с помощью модового параболического уравнения построена эквивалентная точечная функция источника и проведены расчеты распространения этих сигналов в модельных 3D геоакустических волноводах с известными распределениями значений скорости распространения продольных волн в дне.

**Ключевые слова:** серый кит, распространение звука, неоднородный геоакустический волновод

В 2011 г. с помощью двух автономных подводных акустических регистраторов [1], установленных на северо-восточном шельфе о. Сахалин на 10 и 20 метровых изобатах – Od-N-10 и Od-N-20, были записаны импульсные сигналы серого кита – представителя западной (охотско-корейской) популяции, занесенной в «Красную книгу» РФ [2].

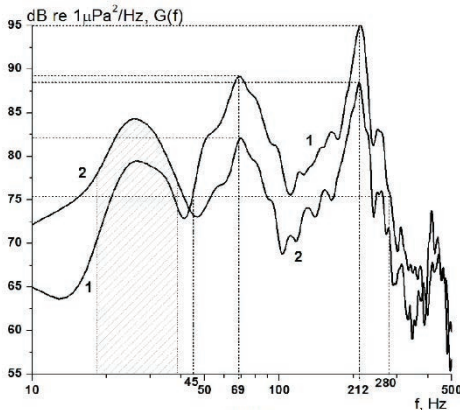


Рис. 1.

На рис. 1 видно, что энергия импульсного акустического сигнала серого кита сосредоточена в частотном диапазоне 45–280 Гц, поэтому для численного моделирования ограничимся этим частотным диапазоном. Источник стационарных шумов на частотах 19–40 Гц расположен ближе к точке мониторинга Od-N-20, а серый кит был ближе к точке Od-N-10.

В работе [3] с помощью численного моделирования, проведенного в приближении 3D модового параболического уравнения, 4 нормальных адиабатических мод в вертикальной плоскости «жидкого» дна и узкоугольного параболического уравнения в горизонтальной плоскости [4], построена эквивалентная серому киту точечная функция источника. Согласно методике, представленной в работах [5, 6], в качестве опорного акустического сигнала был применен акустический импульс кита, измеренный в точке *Od-N-10*. Корректность моделирования была проверена сравнением модельного импульса с измеренным в точке *Od-N-20* (см. рис. 2). По значению уровня акустической экспозиции –  $SEL(45\text{--}280\text{ Hz}; z = 19\text{ m}, x = 1850\text{ m}, y = 0)$  модельный импульс отличается от измеренного на 0.5 дБ.

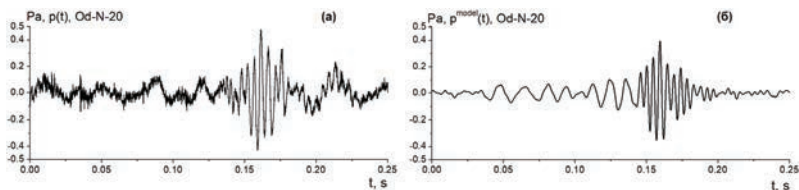


Рис. 2. Измеренный – (а) и модельный – (б) акустические сигналы в точке *Od-N-20*.

Рассмотрим потери при распространении данного импульсного сигнала, применяемого серыми китами на северо-восточном шельфе о. Сахалин, и их зависимость от гидрологических условий. На рис. 3а показана акустическая трасса  $S - Od-N-20 - Od-N-10$ , ориентированная примерно перпендикулярно береговой линии. Предположим, что кит излучил акустический импульс в точке  $S$  на горизонте 2 м, тогда графики модельных значений уровня акустической экспозиции  $SEL(62\text{--}77\text{ Hz}; z = 5\text{ m}, x, y = 0)$  и  $SEL(205\text{--}220\text{ Hz}; z = 5\text{ m}, x, y = 0)$ , представленные на рис. 3, иллюстрируют пространственную структуру формируемого на шельфе акустического поля типовым сигналом серого кита, спектр которого показан на рис. 1. На этом рисунке видно, что в графике  $G(f)$  отчетливо выражены два пика мощности с центральными частотами 69 и 212 Гц, поэтому мы провели расчеты значений  $SEL(\Delta f; z = 5\text{ m}, y = 0, x)$  для двух частотных диапазонов 62–77 и 205–220 Гц. В первом диапазоне на мелководном шельфе энергия импульса переносится донными и донно-водными модами, и поэтому рельеф дна и гидрологические условия слабо влияют на потери при распространении этих волн, но главное, практически отсутствует пространственная интерференция. Можно предположить, что киты пользуются этим диапазоном для надежного контакта друг с другом в прибрежном

Пильтунском районе летне-осеннего нагула. На рис. 3а видно, что вдоль берега наблюдается складка, намываемая из песка, которая частично экранирует прибрежную зону, посещаемую китами с китятами. На рис. 3в видно, что за этой складкой  $x > 3500$  м энергия акустического сигнала, переносимая водными модами, быстро затухает, причем заметно влияние пространственной интерференции, осложняющей прием сигналов кита в частотном диапазоне 205–220 Гц. Потери при распространении на данной трассе для обоих диапазонов минимальны во время холодной однородной воды ( $C = 1440$  м/с) – в апвеллинг – и возрастают при формировании термоклина (ТС) и во время даунвеллинга ( $C = 1500$  м/с). Данные явления характерны для северо-восточного шельфа о. Сахалин [7].

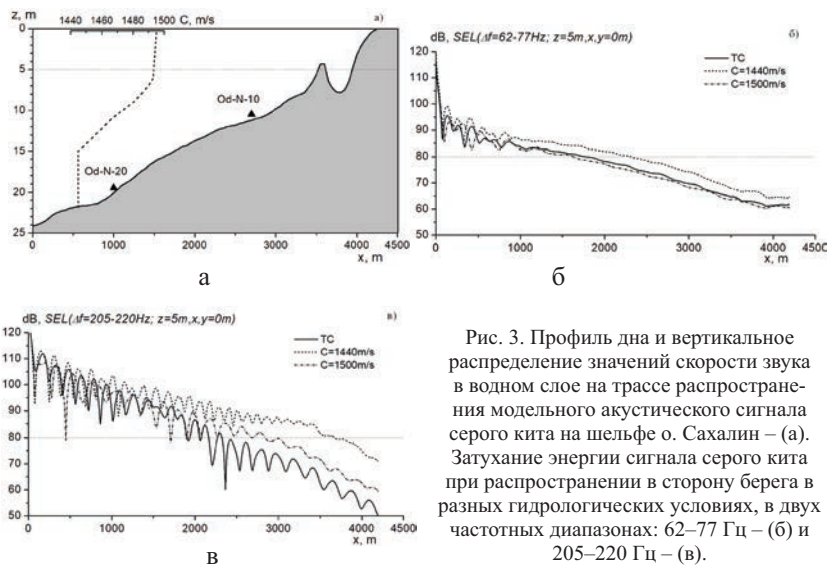


Рис. 3. Профиль дна и вертикальное распределение значений скорости звука в водном слое на трассе распространения модельного акустического сигнала серого кита на шельфе о. Сахалин – (а). Затухание энергии сигнала серого кита при распространении в сторону берега в разных гидрологических условиях, в двух частотных диапазонах: 62–77 Гц – (б) и 205–220 Гц – (в).

Таким образом, можно предположить, что импульсный акустический сигнал серого кита адаптирован к оптимальному решению задач коммуникации в группе, а также с китенком на мелководье, с помощью энергии импульса переносимой донными и донно-водными модами с минимальным влиянием рельефа дна. А во время миграции в субарктических водах Тихого океана второй частотный диапазон с частотой 200 Гц обеспечивает минимальные потери при распространении, и во время зимней положительной рефракции китам не надо нырять для приема чужих сигналов.

В заключении авторы выражают благодарность компании Эксон Нефтегаз Лимитед за поддержку данных исследований.

### Литература

1. Коротченко Р.А., Рутенко А.Н., Ушиповский В.Г. Акустические сигналы серых китов, записанные на северо-восточном шельфе о. Сахалин // Акустика океана. Доклады XV школы-семинар им. Акад. Л.М. Бреховских. М.: ГЕОС, 2016. С. 212–215.
2. Владимиров В.А., Стародымов С.П., Афанасьев-Григорьев А.Г., Корниенко М.С. Распространение и численность серых китов охотско-корейской популяции в водах северо-восточного Сахалина // Исследования водных биологических ресурсов Камчатки и северо-западной части Тихого океана. 2010. № 19. С. 50–64.
3. Рутенко А.Н., Гриценко В.А., Ушиповский В.Г. Типовой акустический сигнал, применяемый серым китом на шельфе о. Сахалин, и потери при его распространении в данной акватории. Труды XIV Всероссийской конф. «Прикладные технологии гидроакустики и гидрофизики ГА-2020»: СПб: ЛЕМА, 2020.
4. 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. Vol. 58. P. 42–52.
5. Манульчев Д.С. Построение функции источника для 3-D моделирования импульсного акустического поля, формируемого на шельфе излучающим комплексом сейсморазведочного судна // Акустика океана. Доклады XV школы-семинар им. Акад. Л.М. Бреховских. М.: ГЕОС, 2016. С. 72–75.
6. Рутенко А.Н., Манульчев Д.С., Jenkerson M.R. Исследования распространения энергии сейсморазведочных сигналов на шельфе. Труды XIV Всероссийской конф. «Прикладные технологии гидроакустики и гидрофизики ГА-2018. СПб.: ЛЕМА, 2018. С. 369–372.
7. Рутенко А.Н., Соснин В.А. Гидродинамические процессы на шельфе о. Сахалин в прибрежном Пильтунском районе кормления серых китов и их связь с атмосферной циркуляцией // Метеорология и гидрология. 2014. № 5. С. 74–93.

**A.N. Rutenko, V.A. Gritsenko, V.G. Uschipovskiy**

### **MEASURED ACOUSTIC SIGNALS OF GRAY WHALES AND RESULTS OF MODELING OF THEIR PROPAGATION ON THE SAKHALIN SHELF**

*Pacific Oceanological Institute Named After V. I. Ilyichov, Russian Academy of Sciences Far Eastern Branch,  
43 Baltiyskaya Street, Vladivostok 690041, Russia, Tel.: (4232) 312120,  
E-mail: rutenko@poi.dvo.ru*

Based upon 3D on-site measurements of acoustic signals of gray whales on the Northeastern Sakhalin Shelf, with the use of the modal parabolic equation, an equivalent point source function was constructed and calculations of propagation of these signals in modeled 3D geoacoustic waveguides with

known distributions of compressional wave velocities in the seabed were performed.

**Keywords:** gray whale, sound propagation, heterogeneous geoacoustic waveguide

**Acknowledgment:** In conclusion, the authors would like to thank Exxon Neftegas Limited for supporting these studies.

## References

1. Korotchenko R.A., Rutenko A.N., and Uschipovskiy V.G. Acoustic signals of gray whales recorded on the Northwestern Sakhalin Shelf. *Acoustics of the Ocean. Proceedings, XV Academician L.M. Brekhovskikh School-Workshop, Moscow, GEOS. 2016*, pp. 212–215.
2. Vladimirov V.A., Starodymov S.P., Afanasiev-Grigoriev A.G., and Kornienko M.S. Studies of aquatic biological resources of Kamchatka and the Northwestern Pacific Ocean. 2010, No. 19, pp. 50–64.
3. Rutenko A.N., Gritsenko V.A., and Uschipovskiy V.G. Typical acoustic signal utilized by the gray whale on the Sakhalin Shelf and its propagation losses in this offshore area. *Transactions of the XIV All-Russia Conference Applied Technologies of Hydroacoustics and Hydrophysics GA-2020, St. Petersburg: LEMA, 2020*.
4. Trofimov M.Y., Kozitskiy S.B., and Zakharenko A.D. A mode parabolic equation method in the case of the resonant mode interaction, *Wave Motion. 2015, Vol. 58*, pp. 42–52.
5. Manulchev D.S. Constructing a source function for 3D modeling of the impulse acoustic field formed on the shelf by the source package of a seismic vessel. *Acoustics of the Ocean. Proceedings of the XV Academician L.M. Brekhovskikh School-Workshop, Moscow: GEOS, 2016*, pp. 72–75.
6. Rutenko A.N., Manulchev D.S., and Jenkerson M.R. Studies of energy propagation of seismic signals on the shelf. *Transactions of the XIV All-Russian Conference Applied Technologies Hydroacoustics and Hydrophysics GA-2018, St Petersburg: LEMA, 2018*, pp. 369–372.
7. Rutenko A.N. and Sosnin V.A. Hydrodynamic processes on the Sakhalin Shelf in the Piltun coastal feeding area of gray whales and connection thereof with the atmospheric circulation. *Meteorologiya i gidrologiya, 2014, No. 5*, pp. 74–93.

# ГЕОАКУСТИКА И АТМОСФЕРНАЯ АКУСТИКА

УДК 534.23

DOI: 10.29006/978-5-9901449-5-8-53

**А.С. Вознесенский, Л.К. Кидима-Мбомби**

## **ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ АКУСТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ГОРНЫХ ПОРОД С УЧЕТОМ ИХ ТЕКСТУРЫ**

*Национальный исследовательский технологический университет «МИСиС»  
Россия, 119991, Москва, Ленинский проспект, д. 4,  
Тел.: 8 (499) 230-25-93, E-mail: [al48@mail.ru](mailto:al48@mail.ru)*

Акустические свойства горных пород будут различаться в зависимости от их текстуры. В докладе рассматривается прохождение упругого импульса через насыщенные флюидом образцы пород различной пористости. Текстура пород формировалась с помощью эллипсов одинакового размера с заданным диапазоном ориентации включений относительно направления прозвучивания. Моделирование велось методом конечных элементов в двумерной постановке в среде COMSOL Multiphysics. В моделях кроме геометрии, обусловленной текстурой, задавались свойства слагающих ее твердых и жидких поровых включений. Получена модельная зависимость скорости продольных волн от коэффициента пористости образца горной породы.

**Ключевые слова:** горные породы, коэффициент пористости, скорость,  $P$ -волны, МКЭ

### **Введение**

Согласно [1] текстура горных пород – характеристика степени и особенностей неоднородности горных пород, проявляющейся в форме, взаимном расположении и ориентировке минеральных агрегатов или стекловатых составных частей. Целью работы являлось создание численных моделей для исследования влияния текстуры и свойств горных пород на их акустические свойства.

## Постановка задачи

Рассмотрена 2D МКЭ – модель среды в виде образца породы, состоящего из твердой матрицы и пор в виде эллипсов, распределенных по площади модели. В работе получена зависимость между количеством пор в образце горной породы и ее акустическими свойствами, определяемыми с помощью импульсного прозвучивания образца упругими волнами. Задача решена в среде Comsol Multiphysics. Прозвучивание описывается волновым уравнением с учетом затухания:

$$e_a \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} + d_a \frac{\partial u}{\partial t} + \nabla \cdot (-c \nabla u) = f, \quad (1)$$

где  $e_a$  – коэффициент, характеризующий плотность;  $d_a$  – коэффициент потерь;  $c$  – матрица жесткости;  $f$  – сигнал прозвучивания.

## Чертеж модели

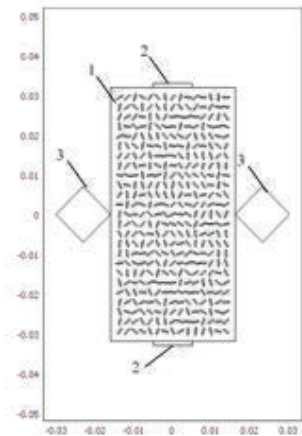


Рис. 1. Чертеж модели.

Модель (рис. 1) представляет собой минеральную матрицу 1 с порами овальной формы, заполненными флюидом; пьезопреобразователи 2; а также держатели 3, закрепляющие образец в средней части для обеспечения условия свободных колебаний на верхнем и нижнем концах образца. Высота образца 64 мм, ширина и глубина 32 мм. Области, моделирующие поры, расположены по сетке  $15 \times 25$  элементов. Этим областям задаются свойства флюида и минеральной матрицы в зависимости от требуемой пористости, которая рассчитывается как отношение суммарной площади пор к площади образца. Площадь образца определяется произведением высоты на ширину:  $S_0 = ah = 0.064 \times 0.032 = 2.048 \times 10^{-3} \text{ м}^2$ , где  $a$ ,  $h$  – ширина и высота образца соответственно.

Поры в данной модели имели форму эллипсов с полуосями большей  $R = 1$  мм и меньшей  $r = 0,2$  мм. Площадь одной поры составила:

$$S_1 = \pi Rr = 6.28 \cdot 10^{-7} \text{ м}^2.$$

Коэффициент пористости рассчитывался по формуле:

$$K_n = S_n / S_0 = N_x N_y S_1 / S_0,$$

где  $K_n$  – коэффициент пористости;  $S_n$  – суммарная площадь пор;  $N_x, N_y$  – количество пор по горизонтали и вертикали соответственно. Так, например, при  $N_x = 15$ ,  $N_y = 25$  коэффициент пористости  $K_n = 0.115$ .

### Физические свойства компонентов модели

Таблица. Представлены физические свойства элементов модели

Компонент модели	Модуль упругости $E$ , Па	Коэффициент Пуассона, $\mu$	Плотность, кг/м <sup>3</sup>	Частотный коэффициент потерь, с
Минеральная матрица	$4 \cdot 10^{10}$	0.2	2400	$1 \cdot 10^{-6}$
Флюид	$1.38 \cdot 10^9$	0.000022	900	$3.77 \cdot 10^{-3}$
Пьезопреобразователи	$5.7 \cdot 10^{10}$	0.3	7750	$2 \cdot 10^{-6}$

Для моделирования различных значений  $K_n$  порам задавались различные свойства. Для  $K_n = 0$  всем подобластям пор присваивались свойства матрицы. Для максимального значения  $K_n = K_{n\text{макс}}$  всем порам присваивались свойства флюида. Для промежуточных значений  $K_n$  части пор присваивались свойства матрицы, а оставшейся части – свойства флюида.

### Граничные и начальные условия, параметры расчета

На всех внешних границах задавались условия Неймана, т. е. они оставались свободными. На внутренней границе контакта преобразователя с образцом породы задавалось силовое воздействие в виде импульса давления прямоугольной формы, описываемой двумя единичными функциями Хевисайда в виде:

$$f(t) = 10^3 \cdot (flc1hs(t-0,tf) - flc1hs(t-tau,tf)), \text{ Па,}$$

где  $f(t)$  – силовое воздействие на границе пьезопреобразователя и образца породы;  $flc1hs(t-tau, tf)$  – единичная функция Хевисайда в обозначениях системы Comsol Multiphysics;  $tau, tf$  – длительность импульса и длительность фронта – параметры функции Хевисайда;  $tau = 1$  мкс;  $tf = 0.5$  мкс.

Начальные перемещения, скорости и ускорения принимались равными нулю. Расчет производился в диапазоне времени от 0 до 1.4 мс с шагом 2.5 мкс. Время расчета одной модели составило около 10 мин. Были рассчитаны четыре модели с разным количеством пор, заполненных флюидом.



## Результаты моделирования

На рис. 2 представлен пример одного из модельных импульсов. Время прохождения импульса от излучателя к приемнику измеряется от начала до абсолютного максимума первой отрицательной полуволны. Для более отчетливого изображения начальной части сигнала ниже представлены графики, растянутые по времени.

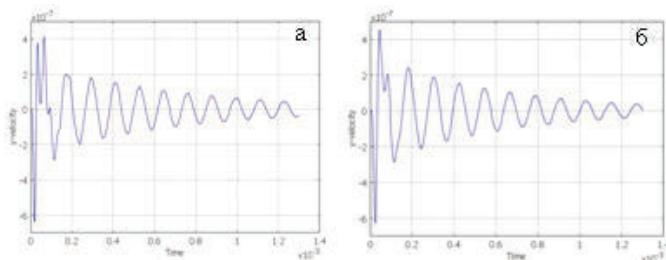


Рис. 2. Сигнал колебательной скорости на приемном преобразователе в случае ненарушенного образца (а) и образца с флюидами (б).

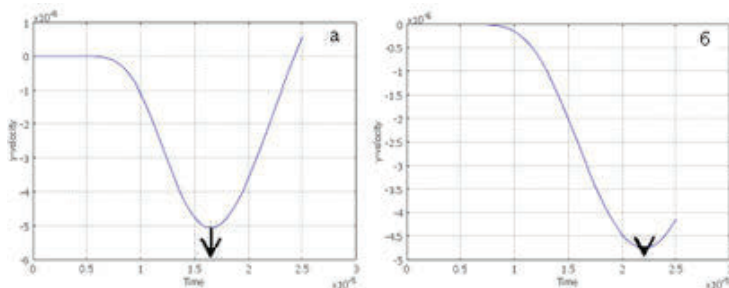


Рис. 3. Начальная часть сигнала колебательной скорости на приемном преобразователе в ненарушенном образце (а) и образце с флюидом (б).

Для ненарушенного образца задержка импульса  $1.65 \cdot 10^{-5}$  с, скорость распространения продольной волны 3878 м/с. Для образца с флюидом задержка  $2.2 \cdot 10^{-5}$  с, скорость распространения продольной волны 2909 м/с. Аналогично получены значения скоростей упругих волн для промежуточных значений  $K_{\Pi}$ . Зависимость скорости упругих волн от коэффициента пористости представлена на рис. 4. Она аппроксимируется формулой  $V_{\Pi} = 2780 + 1100 \exp(-K_{\Pi}/0,563)$  м/с при коэффициенте детерминации  $R^2 = 0.9998$  и среднеквадратической погрешности  $\gamma = 5.66$  м/с.

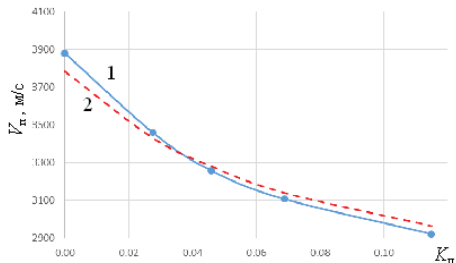


Рис. 4. Графики зависимостей скорости продольных волн от пористости, полученные с помощью численного (1) и аналитического (2) моделирования.

Из полученной зависимости следует, что при возрастании коэффициента пористости скорость в образце стремится к скорости упругих волн во флюиде, равной 2780 м/с.

Для сравнения на рис. 4 приведена часть аналогичной кривой, полученной Е.А. Марфиным и М.Н. Овчинниковым с помощью аналитического моделирования [2]. Обе кривые демонстрируют удовлетворительную сходимость.

### Выводы

В среде COMSOL Multiphysics разработана модель образца горной породы с включениями в виде эллипсов для установления зависимостей между пористостью и скоростями продольных упругих волн. Модель показала свою работоспособность. Валидация модели показала удовлетворительную сходимость результатов моделирования численным методом с данными аналитического моделирования.

### Литература

1. Горная энциклопедия / Под ред. Е.А. Козловского. М.: Советская энциклопедия, 1989. 623 с.
2. Марфин Е.А., Овчинников М.Н. Упругие волны в насыщенных пористых средах. Казань: Казанский университет, 2012. 28 с.

**A.S. Voznesenskii, L.K. Kidima-Mbombi**

## **NUMERICAL SIMULATION OF ACOUSTIC PROPERTIES OF ROCKS TAKING INTO ACCOUNT THEIR TEXTURE**

*National University of Science and Technology MISIS  
Leninskii Prospect, 4, Moscow, Russia, 119991,  
Tel.: 8(499)230-25-93, E-mail: al48@mail.ru*

The acoustic properties of rocks will vary depending on their texture. The report discusses the propagation of an elastic impulse through fluid-saturated rock samples of different porosity. The texture of the rocks was formed using ellipses of the same size with a given range of orientation relative to the direction of sounding. The simulation was carried out by the finite element method in a two-dimensional formulation in the COMSOL Multiphysics software. In the models, in addition to the geometry determined by the texture, the properties of its constituent solid and liquid pore inclusions were set. A model dependence of the velocity of longitudinal waves on the porosity coefficient of a rock sample is obtained.

**Keywords:** rocks, porosity coefficient, velocity, P – waves, FEM

### **References**

1. Mining encyclopedia. Ed. by E.A. Kozlovsky, Moscow: Soviet Encyclopedia, 1989, 623 p., (In Russian).
2. Marfin E.A. and Ovchinnikov M.N. Elastic waves in saturated porous media. Kazan: Kazan University, 2012, 28 p., (In Russian).

**Г.И. Долгих, Sh. Piao, С.С. Будрин, Y. Song, С.Г. Долгих,  
В.В. Овчаренко, В.В. Чупин, С.В. Яковенко, Y. Dong, X. Wang**

**ИЗУЧЕНИЕ ЗАКОНОМЕРНОСТЕЙ РАСПРОСТРАНЕНИЯ  
НИЗКОЧАСТОТНЫХ ГИДРОАКУСТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ НА  
ШЕЛЬФЕ УБЫВАЮЩЕЙ ГЛУБИНЫ И ИХ ТРАНСФОРМАЦИИ  
НА ГРАНИЦЕ «ВОДА–ЗЕМНАЯ КОРА»**

*Тихоокеанский океанологический институт им. В.И. Ильичева  
Россия, 690041, Владивосток, ул. Балтийская, д. 43,  
Тел.: 8(423)231-23-52, E-mail: chupin@poi.dvo.ru  
Harbin engineering university, Acoustic science and technology laboratory*

Представлены результаты экспериментальных и модельных исследований закономерностей распространения низкочастотных гидроакустических сигналов 22 Гц в шельфовой области с убывающей глубиной и их трансформации в сейсмоакустические сигналы.

**Ключевые слова:** гидроакустические волны, излучатель, лазерный деформограф, трансформация, сейсмоакустические волны

Для решения прикладных задач изучения естественных и искусственных процессов и явлений, происходящих в Мировом океане, широко используются гидроакустические методы, позволяющие исследовать основные характеристики объектов и морского дна. Знание о закономерностях распространения гидроакустических сигналов очень актуально при исследовании сигналов, генерируемых естественными и искусственными морскими объектами, особенно в низкочастотном звуковом и инфразвуковом диапазонах, и распространяющихся из «глубокого» в «мелкое» море. Первые работы с низкочастотным гидроакустическим излучателем, генерирующим сигналы на частоте 33 Гц, позволили установить некоторые закономерности для данного частотного диапазона [1]. В продолжении исследований необходимо выяснить информацию о характере закономерности трансформации сигнала при понижении его частоты.

Эксперимент был поставлен в бухте Витязь Японского моря. Научно-исследовательское судно стояло на якоре в точке с глубиной 32 м, а на глубину 18 м был опущен низкочастотный гидроакустический излучатель электромагнитного типа [2], создающий в воде гармонические

сигналы на частоте 22 Гц. Вблизи излучателя выполнялась регистрация гидроакустического поля, по данным которой определялась плотность энергии, создаваемой в воде излучателем.

Излученный гидроакустический сигнал регистрировался гидрофоном с борта катера при постепенном удалении от источника излучения на расстояние до 1300 м в сторону берега при постепенно уменьшающейся глубине. В каждой точке приема от поверхности до дна проводилась регистрация на горизонтах через 1 м. По полученным данным гидрофона определялась амплитуда принятого сигнала на частоте 22 Гц. По этим данным в дальнейшем строилась кривая, описывающая уровень принятого гидроакустического сигнала, начиная от поверхности до дна.

На берегу трансформированные сейсмоакустические сигналы принимались береговым 52.5-метровым лазерным деформографом [1]. Амплитудно-частотная характеристика 52.5-метрового лазерного деформографа имеет линейный вид в инфразвуковом диапазоне, а в звуковом диапазоне – квадрат синуса с удвоенной амплитудой [3]. При регистрации сейсмоакустической волны продольного типа, распространяющейся вдоль оси лазерного деформографа со скоростью 2300 м/с, взятой в соответствии с [3], он регистрирует амплитуды волн на частотах 22 и 33 Гц, равных  $2A_0$  и  $0.98A_0$  соответственно, где  $A_0$  – амплитуда сейсмоакустической волны.

По результатам эксперимента были получены кривые (табл. 1), описывающие уровень гидроакустического сигнала от поверхности до дна в точках с глубиной  $H$ , удалением от излучателя на расстояние  $S$  и средней амплитудой сигнала  $A$ .

Таблица 1. Экспериментальные данные

№	H, м	S, м	Уравнение кривой	A, нм
1	37	335	$S_{37}(z) = (3.2835124 \times 10^{-7}) \times z^7 - (4.5340116 \times 10^{-5}) \times z^6 + 0.0024484 \times z^5 - 0.0643262 \times z^4 + 0.8225148 \times z^3 - 4.5942522 \times z^2 + 21.798353 \times z - 4.9269574$	14.6
2	37.5	502	$S_{37.5}(z) = (8.8507925 \times 10^{-5}) \times z^4 - 0.0085366 \times z^3 + 0.1861208 \times z^2 + 6.2774712 \times z + 2.4975244$	16.4
3	36.2	674	$S_{36.2}(z) = -(1.1161644 \times 10^{-4}) \times z^4 + 0.0063251 \times z^3 - 0.0895405 \times z^2 + 5.0292998 \times z - 0.206082$	28.7
4	30	970	$S_{30}(z) = (1.2446708 \times 10^{-4}) \times z^4 - 0.0112489 \times z^3 + 0.2185657 \times z^2 + 3.8794756 \times z + 0.9499853$	26.7
5	20	1148	$S_{20}(x) = (1.641604 \times 10^{-4}) \times z^4 - 0.0135414 \times z^3 + 0.2436404 \times z^2 + 1.2073308 \times z + 1.462406$	28.1
6	10	1252	$S_{10}(z) = 0.0561111 \times z^2 - 0.9616667 \times z + 6.2055556$	24.4
7	5	1300	$S_5(z) = 1.075 \times z^2 - 6.725 \times z + 10.85$	23.3

При модельных расчетах плотности энергии распространяющихся гидроакустических волн [1, 4], считается, что излученный низкочастотным гидроакустическим излучателем сигнал доходит до лазерного деформографа в виде волн поверхностного типа. При этом основной вклад в смещения земной коры вносят затухающие поверхностные волны рэлеевского типа. Амплитуда данных волн экспоненциально затухает с глубиной земной коры. В результате получены доли плотности гидроакустической энергии на каждой станции приема от плотности энергии излучателя с учетом цилиндрической расходимости излученного сигнала, а также доли плотности гидроакустической энергии, перешедшей на каждой станции приема в плотность сейсмоакустической энергии с учетом цилиндрической расходимости волны рэлеевского типа.

Результаты модельных расчетов сильно преобладали над экспериментальными данными, это связано с тем, что модель не учитывает многие эффекты распространения гидроакустических волн в мелком море, а также не учитывает вклад затухающих и незатухающих волн рэлеевского типа, распространяющихся по границе «вода–дно». Тем не менее, в значительной части станций приема модельные кривые были похожи на экспериментальные и отобразили относительно правдоподобно распределение давления, создаваемого гидроакустическим излучателем на частоте 22 Гц, от поверхности до дна.

Также модельные расчеты проведены для изучения пространственного распределения гидроакустической энергии. Инструментом моделирования является метод спектральных элементов (SEM), который представляет собой метод конечных элементов высокого порядка, разработанный для местных и глобальных масштабов распространения сейсмических волн [5]. Моделирование распространения акустического сигнала на шельфе убывающей глубины выполнено с помощью программного пакета SEM с открытым исходным кодом SPECFEM2D [6].

В результате расчетов получена картина пространственного распределения гидроакустической энергии от точки излучения до берега вдоль станций приема, приведенная на рис. 1.

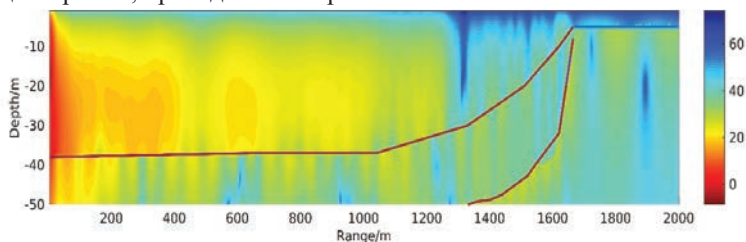


Рис. 1.

При сравнении результатов проведенных экспериментальных и модельных исследований выявлены общие закономерности распространения низкочастотных гидроакустических волн на шельфе убывающей глубины и их трансформации в сейсмоакустические волны поверхностного типа на границе «вода–дно». Установлено, что при глубинах моря больше половины гидроакустической волны на 9–10%, около 4–7% энергии гидроакустических волн трансформируется в сейсмоакустическую энергию волн рэлеевского типа. При уменьшении глубины процентная доля трансформированной энергии резко возрастает. При глубинах, равных или меньше третьей части гидроакустической волны вся гидроакустическая энергия трансформируется в сейсмоакустическую энергию, то есть шельф на этих глубинах становится «непрозрачным» для гидроакустических волн соответствующих частот. Возможно при понижении частоты излучаемого гидроакустического сигнала этот эффект будет проявляться на больших глубинах. Небольшое количество станций не позволило более точно определить критические глубины, при которых шельф «запирает» прохождение гидроакустической энергии в воде, но ожидается, что эти критические глубины близки к глубинам, равным половине длины гидроакустической волны.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке темы АААА-А20-120021990003-3 «Изучение фундаментальных основ возникновения, развития, трансформации и взаимодействия гидроакустических, гидродинамических и геофизических полей Мирового океана».

## Литература

1. Dolgikh G.I., Budrin S.S., Dolgikh S.G. et al. Particulars of a transmitted acoustic signal at the shelf of decreasing depth // *J. Acoust. Soc. Am.* 142 (4). October, 2017. P. 1990–1996.
2. Долгих Г.И., Долгих С.Г., Пивоваров АА. и др. Излучающая гидроакустическая система на частотах 19–26 Гц // *Приборы и техника эксперимента.* 2017. № 4. С. 137–141.
3. Долгих Г.И. Принципы построения однокоординатных лазерных деформографов // *Письма в журнал технической физики.* 2011. Т. 37. № 3. С. 204–206.
4. Dolgikh G.I., Chupin V.A. Experimental estimate for the transformation of underwater acoustic radiation into a seismoacoustic wave // *Acoust. Phys.* 2005. Vol. 51 (5). P. 538–542.
5. Lee S.J., Chen H.W., Liu Q., et al. Three-dimensional simulations of seismic wave propagation in the Taipei basin with realistic topography based upon the spectral-element method // *Bull. Seism. Soc. Am.* 2008. Vol. 98 (1). P. 253–264. DOI: 10.1785/0120070033.
6. Tromp J., Komatitsch D., Liu Q. Spectral-element and adjoint methods in seismology // *Commun. Comput. Phys.* 2008. Vol. 3. P. 1–32.

**G.I. Dolgikh, S. Piao, S.S. Budrin, Y. Song, S.G. Dolgikh,  
V.V. Ovcharenko, V.A. Chupin, S.V. Yakovenko, Y. Dong, X. Wang**

**STUDY OF LOW-FREQUENCY HYDROACOUSTIC WAVES  
BEHAVIOR AT THE SHELF OF DECREASING DEPTH AND  
THEIR TRANSFORMATION ON THE “WATER-EARTH CRUST”  
BOUNDARY**

*V.I. Il'ichev Pacific Oceanological Institute  
Baltiysk ayast., 43, Vladivostok, Russia, 690041,  
Tel.: 8(423) 231-23-52, E-mail: [chupin@poi.dvo.ru](mailto:chupin@poi.dvo.ru)  
Harbin engineering university, Acoustic science and technology laboratory*

The results of experimental and model studies of regularities of low-frequency hydroacoustic signals propagation at 22 Hz in the shelf area with decreasing depth and its transformation into seismic acoustic signals are presented.

**Keywords:** Hydroacoustic waves, hydroacoustic transmitter, laser strainmeter, model, transformation, seismoacoustic waves

**Acknowledgment:** The work was carried out with partial financial support of the AAAA-A20-120021990003-3 topic “Study of the fundamental foundations of the emergence, development, transformation and interaction of hydroacoustic, hydrophysical and geophysical fields of the World Ocean.”

### References

1. Dolgikh G.I., Budrin S.S., and Dolgikh S.G. et al. Particulars of a transmitted acoustic signal at the shelf of decreasing depth. *J. Acoust. Soc. Am.*, 142 (4), October, 2017, pp. 1990–1996, <https://doi.org/10.1121/1.5006904>.
2. Dolgikh G.I., Dolgikh S.G., and Pivovarov A.A. et al. A Hydroacoustic System that Radiates at Frequencies of 19–26 Hz. *Instruments and Experimental Techniques*. 2017, No. 4, pp. 596–600, doi: 10.1134/S0020441217030186.
3. Dolgikh G.I. Principles of designing single-coordinate laser strainmeters. *Technical Physics Letters*, 2011, Vol. 37, No. 3, pp. 204–206.
4. Dolgikh G.I. and Chupin V.A. Experimental estimate for the transformation of underwater acoustic radiation into a seismoacoustic wave. *Acoust. Phys.*, 2005, Vol. 51 (5), pp. 538–542.
5. Lee S.J., Chen H.W., and Liu Q. et al. Three-dimensional simulations of seismic wave propagation in the Taipei basin with realistic topography based upon the spectral-element method. *Bull. Seism. Soc. Am.*, 2008, Vol. 98 (1), pp. 253–264, doi: 10.1785/0120070033.
6. Tromp J., Komatitsch D., and Liu Q. Spectral-element and adjoint methods in seismology. *Commun. Comput. Phys.*, 2008, Vol. 3, pp. 1–32.



**С.Н. Куличков, О.Е. Попов, И.П. Чунчuzов**

**ОПРЕДЕЛЕНИЕ МЕСТОПОЛОЖЕНИЯ АКВАТОРИИ  
ГЕНЕРАЦИИ МИКРОБАРОМ В ОКЕАНЕ МЕТОДОМ  
ФОРМИРОВАНИЯ НАПРАВЛЕННОСТИ ПРИЕМНЫХ АНТЕНН  
ИНФРАЗВУКОВЫХ СТАНЦИЙ МЕЖДУНАРОДНОЙ СИСТЕМЫ  
МОНИТОРИНГА**

*Институт Физики Атмосферы РАН им. Обухова  
Россия, 119017, Москва, Пыжевский пер., 3,  
E-mail: snik1953@gmail.com, olegp@mail.ru,  
igor.chunchuzov@gmail.com*

Приведены результаты наблюдения микробаром на инфразвуковых станциях Международной системы мониторинга. Проведено сравнение метода определения азимута прихода сигналов, основанного на измерении временных задержек между парами микробарографов, и метода формирования характеристики направленности приемной системы. Определено положение штормовой акватории в Атлантическом океане – источнике микробаром. Работа выполнена при поддержке РФФИ 18-05-00576 и 18-55-05002.

**Ключевые слова:** инфразвук, микробаромы, Международная система мониторинга, характеристика направленности

Сигналы микробаром регистрируются практически на всех (около 60) инфразвуковых станциях Международной системы мониторинга (International Monitoring System, IMS), расположенных на каждом из континентов. Характерным признаком микробаром является выраженный локальный максимум спектра пульсаций давления на частотах от 0.1 до 0.3 Гц [1, 2]. На рис. 1 представлены спектральные плотности в инфразвуковом диапазоне частот для двух станций IS26 и IS37 с максимумами спектра пульсаций давления около 0.17 Гц для сигналов 15.12.2016 г. [3].

Измеряя азимут прихода микробаром и параметры их спектра на нескольких станциях IMS, можно проводить слежение за изменением во времени положения штормовой акватории в океане и ее характеристиками.

Дальность распространения сигналов микробаром – тысячи км. Поскольку сигналы непрерывны, то, в отличие от импульсных сигнала-

лов, одновременно на приемники могут приходиться микробаромы с разных штормовых акваторий Мирового океана, что может существенно затруднять определение азимутов прихода сигналов стандартным для станций IMS методом, основанным на измерении с помощью взаимно корреляционного анализа временных задержек между сигналами пар приемников инфразвука (метод задержек, МЗ). МЗ хорошо работает при наличии одного источника инфразвука и сравнительно высоком отношении сигнал/шум.

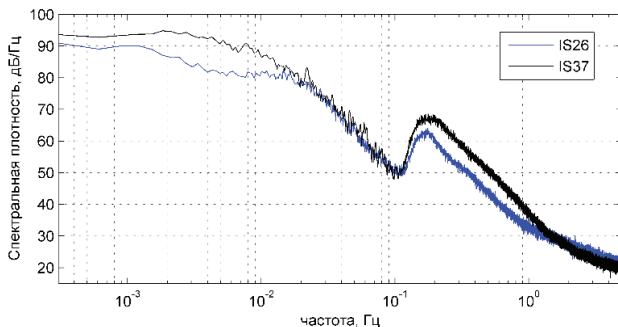


Рис. 1. Спектральные плотности в инфразвуковом диапазоне частот для двух станций IS26 и IS37.

Формирование характеристики направленности (ХН) при использовании разнесенных в пространстве групп приемников и хорошем угловом разрешении могло бы дать ответ на вопрос о числе источников и уточнить азимуты приходов сигналов. На средней частоте микробаром 0.2 Гц длина волны при скорости звука 330 м/с составляет 1650 м. Группы приемников IMS состоят, как правило, из небольшого числа микробарографов, позволяющих регистрировать инфразвук в очень широком диапазоне частот от 0.001 до 9.5 Гц. Группа приемников одной станции состоит из 4–15 микробарографов, расположенных на поверхности земли на нерегулярной сетке на участке с характерными размерами не более 2 км. На рис. 2 представлено расположение приемников на трех станциях IMS: IS26 (Германия) 8 приемников, IS37 (Норвегия) 9 приемников и IS43 (Россия) 6 приемников.

Расстояния между парами приемников на станциях IMS изменяется в довольно больших пределах, примерно от 80 до 2000 м. При большом числе приемников в частотном диапазоне микробаром можно ожидать ХН с достаточно узкими главными максимумами. В простейшем случае для формирования ХН можно использовать стандартный метод ком-

пенсации на плоские волновые фронты (МК). На рис. 3 представлена зависимость энергии микробаром от угла компенсации по азимуту для группы приемников IS26 в полосе частот 0.275–0.325 Гц. Для сравнения представлена зависимость энергии сигнала для модельного случая. Для этого на всех приемниках IS26 рассчитывались сигналы точечного источника с азимута  $300^\circ$  и расстояния 1000 км для модели однородной среды. Ширина экспериментального главного максимума немного больше модельного, что можно объяснить, в первую очередь, большой площадью штормовой акватории, излучающей микробаромы.

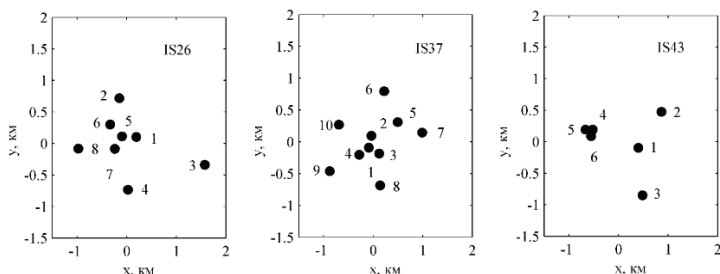


Рис. 2. Расположение приемников на трех станциях.

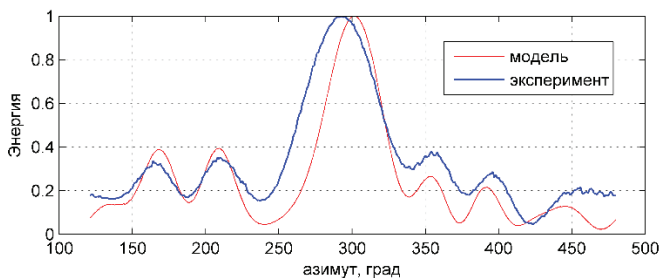


Рис. 3. ХН группы приемников IS26.

Измеренные МК азимуты главных максимумов для станций IS26 и IS37 соответствуют  $296.5^\circ$  и  $258^\circ$ . Оцененные МЗ азимуты прихода сигналов для IS26 и IS37 соответственно  $299^\circ$  и  $261^\circ$ , что довольно близко к углам, измеренным методом МК. Для станции IS43 методом МЗ определен азимут  $296.4^\circ$ . Пересечение дуг большого круга, проведенных по измеренным азимутам от станций, дает приблизительно положение акватории, излучающей микробаромы (рис. 4). Расстояния до акватории излучения микробаром от IS26 и IS37 примерно 3600 км и от IS43 – 4780 км.

В качестве данных, позволяющих косвенно судить о характере волнения в этом районе, можно привести архивные данные о ветре с ближайшей метеостанции Ангилкок на южной оконечности Гренландии. С 12.12.2016 по утро 15.12.2016 скорость ветра доходила до 15–17 м/с. За этот период направление ветра менялось на противоположное, что приводило к возникновению стоячих волн, являющихся источниками микробаром.

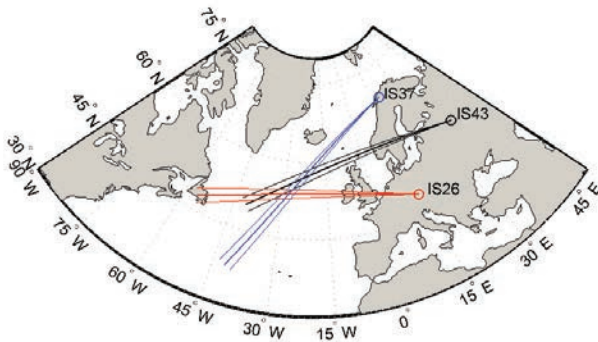


Рис. 4. Пересечение дуг большого круга – жирные линии (длина 5000 км), проведенные от IS по измеренным азимутам. Тонкие линии – дуги большого круга по азимутам, отличающимся на  $\pm 2^\circ$ .

Инфразвуковые станции, состоящие из сравнительно небольшого числа приемников, расположенных на площади, не превышающей 4 км<sup>2</sup>, дают возможность измерять азимуты на источник инфразвука методом МК. Для повышения углового разрешения можно использовать современные методы формирования ХН. При совместной обработке сигналов с нескольких станций может быть исследована динамика перемещения штормовых акваторий океана, генерирующих микробаромы, а также проведена оценка характеристик волнения и их изменение во времени.

Работа выполнена при поддержке РФФИ 18-05-00576и 18-55-05002.

## Литература

1. Бреховских Л.М., Гончаров В.В., Куртепов В.М., Наугольных К.А. К вопросу об излучении инфразвука в атмосферу поверхностными волнами в океане // Изв. АН СССР, Физика атмосферы и океана. № 9. 1973. С. 899–907.
2. Waxler R., Gilbert K.E. The radiation of atmospheric microbaroms by ocean waves // J. Acoust. Soc. Am. 2006. Vol. 119. P. 2651–2664.
3. Куличков С.Н., Попов О.Е., Чунчузов И.П. Наблюдение микробаром на станциях международной системы инфразвукового мониторинга // Труды XXXII сессии Российского акустического общества. Москва: ГЕОС, 2019. (На CD диске).

**S.N. Kulichkov, O.E. Popov, I.P. Chunchuzov**

**DETERMINATION OF THE MICROBAROM GENERATION  
WATER AREA IN THE OCEAN BY THE METHOD OF SHAPING  
THE DIRECTIVITY OF THE RECEIVING ANTENNAS OF  
THE INFRASOUND STATIONS OF THE INTERNATIONAL  
MONITORING SYSTEM**

*Obukhov Institute of Atmospheric Physics*

*Pyzhyovskiy pereulok, 3, Moscow, Russian Federation, 119017,*

*E-mail: snik1953@gmail.com, olegp@mail.ru, igor.chunchuzov@gmail.com*

The paper presents the results of observation of microbaroms at the International Infrasound Monitoring System (IIMS) using directivity of receiving antennas. A comparison was made of the method for determining the back azimuths for the arrivals of signals, based on the measurement of time delays between pairs of microbarographs using a mutually correlation analysis, and the Bartlett method that uses the formation of the directivity characteristic of the receiving system. The results of measuring of the back azimuths of the sources of microbaroms over several days are given according to the data of the three infrasound stations IS26, IS37 and IS43. During period of observations the region of localization of the sources of microbaroms in the Atlantic Ocean was determined and the change in their intensity was estimated.

**Keywords:** microbaroms, international system of infrasound monitoring, directional characteristics

**Acknowledgment:** This work was supported by the Russian Foundation for Basic Research 18-05-00576 and 18-55-05002.

### **References**

1. Brekhovskikh L.M., Goncharov V.V., Kurteпов V.M., and Naugol'nyh K.A. K voprosu ob izluchenii infrazvuka v atmosferu poverhnostnyimi volnami v okeane. *Izv. AN SSSR, Fizika atmosfery i okeana*, No. 9, 1973, pp. 899–907.
2. Waxler R. and Gilbert K.E. The radiation of atmospheric microbaroms by ocean waves. *J. Acoust. Soc. Am.*, 2006, Vol. 119, pp. 2651–2664.
3. Kulichkov S.N., Popov O.E., and Chunchuzov I.P. Observation of microbaroms at the stations of the international infrasound monitoring system. *Trudy XXXII sessii Rossijskogo akusticheskogo obshchestva*, Moscow: GEOS, 2019, (on the CD).

**А.В. Радостин, В.Ю. Зайцев, Л.А. Матвеев**

**ОЦЕНКА ИНТЕГРАЛЬНЫХ ВЕЛИЧИН НОРМАЛЬНЫХ И СДВИГОВЫХ ПОДАТЛИВОСТЕЙ СТРУКТУРНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ ГОРНЫХ ПОРОД ПО ЗАВИСИМОСТЯМ СКОРОСТЕЙ ПРОДОЛЬНОЙ И СДВИГОВОЙ ВОЛН ОТ ДАВЛЕНИЯ В РАМКАХ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОГО ПОДХОДА**

*Институт прикладной физики РАН,  
Россия, 603950, Н. Новгород, ул. Ульянова, д. 46,  
Тел.: 8(831) 416-47-49, E-mail: radostin@ipfran.ru*

В рамках дифференциального подхода к моделированию изменения упругих свойств материалов, содержащих высоко-податливые структурные дефекты, получены выражения для оценок интегральных величин нормальных и сдвиговых податливостей, вносимых в среду структурными неоднородностями.

**Ключевые слова:** сейсмоакустическая диагностика, трещинообразные дефекты, оценка поврежденности, упругие модули, скорости упругих волн

Зависимости скоростей продольных и сдвиговых волн от давления в горных породах часто описываются в рамках моделей сред, содержащих различные дефекты (поры, микротрещины, границы контактов и т.д.) без учета их взаимодействия (no interaction scheme) [1]. Основным недостатком такого подхода являются нереалистично большие значения концентраций дефектов, требуемые для удовлетворительного описания достаточно часто наблюдаемых изменений скоростей на уровне десятков процентов. Это касается как общепринятых моделей пород, содержащих дискообразные трещины (penny shaped cracks [1]), так и сравнительно недавно предложенных моделей, описывающих структурные дефекты в терминах их нормальных и сдвиговых податливостей без конкретизации геометрии таких дефектов неоднородностей [2, 3]. В рамках этих моделей проанализирован внушительный объем экспериментальных данных с целью выявления связи параметра, характеризующего отношение нормальной и тангенциальной податливостей микроструктурных неоднородностей, с макроскопическими упругими характеристиками, флюидонасыщением и температурным воздействием

на исследуемые материалы. В частности, в работах [4, 5] получено, что это отношение слабо зависит от прилагаемого гидростатического давления и заметно уменьшается при водонасыщении образцов, поскольку нормальная податливость трещиноподобных дефектов при этом уменьшается, а тангенциальная меняется незначительно. В работе [6] получено, что отношение податливостей увеличивается при деформировании образцов, вызванным температурным воздействием, что связывается с увеличением доли плоских трещиноподобных дефектов.

В данной работе для модели [3, 4], первоначально сформулированной в рамках схемы (без учета взаимодействия), соответствующей методу малых возмущений, применен дифференциальный подход (подобно тому, как в работе [1] он был использован применительно к дисковым трещинам). Дифференциальный подход позволяет физически более адекватно учитывать, что при увеличении или уменьшении количества дефектов на небольшую величину, свойства материала уже изменены из-за влияния существующих дефектов и продолжают меняться в зависимости от показателей концентрации дефектов.

В работах [3, 4] изменения модуля объемной сжимаемости  $K$  и модуля сдвига  $G$  при изотропной ориентации трещин в материале могут быть записаны в следующем виде:

$$\frac{K}{K_0} = \frac{1}{1 + \frac{1}{3} N_n / (1 - 2\gamma_0)}, \quad (1)$$

$$\frac{G}{G_0} = \frac{1}{1 + \frac{2}{15} N_n / (1 + \gamma_0) + \frac{2}{5} N_s}, \quad (2)$$

где  $K_0$  и  $G_0$  – соответствующие значения модулей идеальной среды без трещин (при обработке экспериментальных данных часто используются асимптотические значения при больших давлениях,  $N_n$  и  $N_s$  – параметры, характеризующие вклады, соответственно, нормальной и тангенциальной податливостей дефектов), коэффициент Пуассона:  $\nu = (3K_0 - 2G_0) / (6K_0 + 2G_0)$ . Разрешая уравнения (1), (2) относительно  $N_n$  и  $N_s$ , получим выражения для нахождения податливостей из результатов эксперимента:

$$N_n = 3(1 - 2\gamma_0) \left( \frac{K_0}{K} - 1 \right), \quad (3)$$

$$N_s = \frac{5}{2} \left( \frac{G_0}{G} - 1 \right) - \frac{(1 - 2\gamma_0)}{(1 + \gamma_0)} \left( \frac{K_0}{K} - 1 \right). \quad (4)$$

Как показано в работах [4, 5], зависимость  $N_n(N_s)$  близка к линейной для ряда материалов, часть данных взята из работы [7], причем для сухих материалов отношение:  $q = N_n/N_s$  принимало значения от 2.35 до 7, а для водонасыщенных – от 0.38 до 0.8. В работах [6, 8] использовалось аналогичное по смыслу, но отличающееся по нормировке, отношение нормальной и тангенциальной сжимаемостей  $B$ , которое для дисковых трещин связано с  $q$  простым соотношением:  $B = q/(2(1+\nu_0))$ .

Заметим, что для модели дисковых трещин эти параметры могут варьироваться только в довольно узком диапазоне значений, определяемом коэффициентом Пуассона идеальной среды:  $q = (1+\nu_0)(2-\nu_0)$ ,  $B = (1-\nu_0/2)$ , что часто не соответствует результатам анализа экспериментальных данных для большого количества горных пород [4–6, 8].

При использовании дифференциальной схемы из уравнений (1), (2) получаем [1]:

$$\frac{dK}{K} = -\frac{dN_n}{3[1-2\nu]} = -\frac{(3K+G)}{9G}dN_n, \quad (5)$$

$$\frac{dG}{G} = -\frac{2dN_n}{15(1+\nu)} + \frac{2dN_s}{5} = -\frac{4}{135} \frac{3K+G}{K}dN_n - \frac{2}{5}dN_s. \quad (6)$$

Интегрируя эти уравнения, считая  $G$  и  $K$  независимыми переменными, получим:

$$N_n - N_{n0} = 9 \ln \left( \frac{3+G/K}{3+G/K_0} \right), \quad (7)$$

$$N_s - N_{s0} = -\frac{2}{3}G \left( \frac{1}{K} - \frac{1}{K_0} \right) - \frac{5}{2} \ln \left( \frac{G}{G_0} \right). \quad (8)$$

Эти выражения, так же как и (3), (4), позволяют определить значения параметров  $N_n - N_{n0}$  и  $N_s - N_{s0}$  в виде отклонений от некоторых начальных значений, но теперь в качестве начального можно брать произвольное состояние среды, в отличие от выражений (3) и (4), в которых  $G_0$  и  $K_0$  соответствовали отсутствию трещин в материале (т.е. области высоких давлений, при которых трещины закрывались).



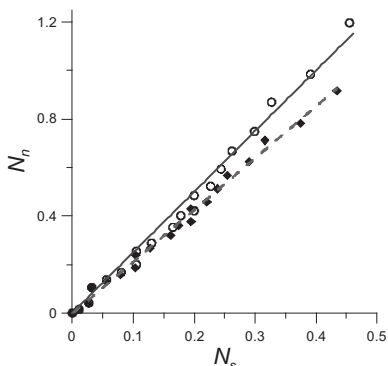


Рис. 1.

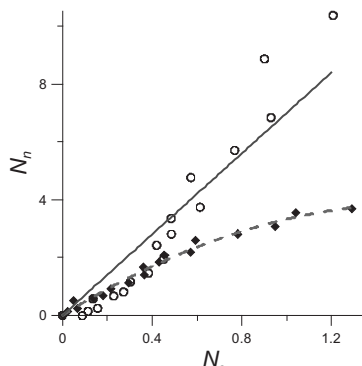


Рис. 2.

На рис. 1, 2 приведены зависимости  $N_n(N_s)$  для сухих образцов песчаников Navajo Weber [7], рассчитанные по формулам (3), (4) (круги) и (7), (8) (ромбы), где в качестве начальных приняты значения модулей при высоком давлении. Прямые сплошные линии соответствуют постоянным значениям 2.35 и 7 для отношения податливостей  $q = N_n/N_s$ , найденных с использованием выражений (3), (4), по схеме без учета взаимодействия. Использование дифференциальной схемы для песчаника Navajo не меняет линейного характера зависимости  $N_n(N_s)$  (т.е. отношение  $q = N_n/N_s$ ) остается с хорошей точностью постоянным, хотя количественная оценка значения этого отношения несколько меняется ( $q = 2.15$  для штриховой прямой) и даже становится ближе к величине, характерной для общепринятой модели дисковых трещин.

В случае песчаника (Weber) зависимость  $N_n(N_s)$ , полученная на основе выражений (7) и (8) тренда, может быть хорошо аппроксимирована квадратичным полиномом (штриховая линия). При этом, как видно из рисунков, значения параметров  $N_n(N_s)$  и дисперсия их значений относительно линий тренда несколько уменьшились, что может служить подтверждением важности учета взаимодействия дефектов.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 19-05-00536 а).

## Литература

1. Jaeger J.C., Cook N.G.W., Zimmerman R.W. Fundamentals of Rock Mechanics. Blackwell Publishing, 2007.
2. Sayers C.M., Kachanov M. Microcrack induced elastic wave anisotropy of brittle rocks // Journal of Geophysical Research. 1995. Vol. 100. P. 4149–4156.
3. Zaitsev V., Sas P. Elastic Moduli and Dissipative Properties of Microinhomogeneous Solids

- with Isotropically Oriented Defects // *Acta Acustica United with Acustica*. 2000. Vol. 86. P. 216–228.
4. Зайцев В.Ю., Сас П. Влияние высокосжимаемой фракции пористости на вариации скоростей Р и S-волн в сухой и насыщенной породе: сопоставление модели и экспериментов // *Физическая мезомеханика*. 2004. Т. 7. № 1. С. 37–48.
  5. Zaitsev V.Y., Radostin A.V., Pasternak E., Dyskin A. Extracting shear and normal compliances of crack-like defects from pressure dependences of elastic-wave velocities // *International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences*. 2017. Vol. 97. P. 122–133.
  6. MacBeth C., Schuett H. The stress dependent elastic properties of thermally induced microfractures in Aeolian Rotliegend sandstone // *Geophysical Prospecting*. 2007. Vol. 55. P. 323–332.
  7. Coyner K.B. Effects of stress, pore pressure, and pore fluids on bulk strain, velocity, and permeability in rocks // Ph.D. thesis. Massachusetts Institute of Technology, 1984.
  8. Verdon J.P., Wüstefeld A. Measurement of the normal/tangential fracture compliance ratio (ZN/ZT) during hydraulic fracture stimulation using S-wave splitting data // *Geophysical Prospecting*. 2013. Vol. 61. P. 461–475.

**A.V. Radostin, V.Yu. Zaitsev, L.A. Matveev**

**ESTIMATION OF INTEGRAL VALUES OF NORMAL AND SHEAR COMPLIANCES USING THE DEPENDENCES OF P AND S WAVE VELOCITIES ON PRESSURE IN THE FRAMEWORK OF THE DIFFERENTIAL APPROACH**

*Institute of applied physics RAS  
Russia, 603950, Nizhny Novgorod, ul. Ul'yanova, 46,  
E-mail: radostin@ipfran.ru*

Expressions for estimations of the integral values of normal and shear compliances independent of each other are obtained within the framework of a differential approach to modeling changes in the elastic properties of materials containing highly compressible defects.

**Keywords:** seismoacoustic diagnostics, penny-shaped cracks, defects, evaluation of damage, elastic moduli, velocity of elastic waves

**Acknowledgment:** This work was supported by the Russian Foundation for Basic Research (project No. 19-05-00536 a).

**References**

1. Jaeger J.C., Cook N.G.W., and Zimmerman R.W. *Fundamentals of Rock Mechanics*. Blackwell Publishing, 2007.

2. Sayers C.M. and Kachanov M. Microcrack induced elastic wave anisotropy of brittle rocks. *Journal of Geophysical Research*, 1995, Vol. 100, pp. 4149–4156.
3. Zaitsev V. and Sas P. Elastic Moduli and Dissipative Properties of Microinhomogeneous Solids with Isotropically Oriented Defects. *Acta Acustica United with Acustica*, 2000, Vol. 86, pp. 216–228.
4. Zaitsev V.Y. and Sas P. Effect of high-compliant porosity on variations of  $P$  and  $S$  wave velocities in dry and saturated rocks: Comparison between theory and experiment. *Physical Mesomechanics*, 2004, Vol. 7, pp. 37–46.
5. Zaitsev V.Y. and Radostin A.V., Pasternak E., and Dyskin A. Extracting shear and normal compliances of crack-like defects from pressure dependences of elastic-wave velocities. *International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences*, 2017, Vol. 97, pp. 122–133.
6. MacBeth C. and Schuett H. The stress dependent elastic properties of thermally induced microfractures in Aeolian Rotliegend sandstone. *Geophysical Prospecting*, 2007, Vol. 55, pp. 323–332.
7. Coyner K.B. Effects of stress, pore pressure, and pore fluids on bulk strain, velocity, and permeability in rocks. Ph.D. thesis, Massachusetts Institute of Technology, 1984.
8. Verdon J.P. and Wüstefeld A. Measurement of the normal / tangential fracture compliance ratio ( $Z_N/Z_T$ ) during hydraulic fracture stimulation using S-wave splitting data. *Geophysical Prospecting*, 2013, Vol. 61, pp. 461–475.

А.Н. Рутенко<sup>1</sup>, М.Р. Jenkerson<sup>2</sup>

## МОДЕЛИРОВАНИЕ АНОМАЛЬНЫХ ЭФФЕКТОВ, ОБНАРУЖЕННЫХ ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ СЕЙСМОРАЗВЕДОЧНЫХ СИГНАЛОВ НА ШЕЛЬФЕ

<sup>1</sup> Тихоокеанский океанологический институт им. В.И. Ильичева  
ДВО РАН, Россия, 690041, Владивосток, ул. Балтийская, 43,

Тел.: 8(423)231-1400, E-mail: [rutenko@poi.dvo.ru](mailto:rutenko@poi.dvo.ru)

<sup>2</sup> ExxonMobil, Хьюстон, США,

E-mail: [mike.jenkerson@exxonmobil.com](mailto:mike.jenkerson@exxonmobil.com)

Аномальные отклонения экспериментальных значений потерь при распространении энергии сейсморазведочных сигналов на относительно мелководном 10–40 м северо-восточном шельфе о. Сахалин объясняются с помощью численного 3D моделирования, проведенного с помощью модового параболического уравнения.

**Ключевые слова:** сейсморазведка, распространение звука, неоднородный геоакустический волновод

При анализе параметров сейсморазведочных сигналов, измеренных в 2015 г. на северо-восточном шельфе о. Сахалин во время проведения компанией Эксон Нефтегаз Лимитед 4D сейсморазведки на Одоптинском лицензионном участке [1], были обнаружены аномальные акустические импульсные сигналы, сформированные на 20 и 10 метровых изобатах сейсморазведочными сигналами. В данной работе приводятся результаты специального моделирования распространения энергии сейсморазведочных сигналов вдоль трасс с пространственными неоднородностями в распределении значений скорости распространения продольных волн в дне –  $C_p$ , которые объяснили эффект аномально больших или малых потерь при распространении, а также неожиданные временные и частотные характеристики у акустических импульсов, сформированных в водном слое. Численное моделирование было проведено с помощью модового параболического уравнения – МПУ – в приближении взаимодействующих вертикальных нормальных мод и узкоугольного параболического уравнения в горизонтальной плоскости [2]. При моделировании использовались известные батиметрические данные и пространственные значения  $C_p$  в дне, но пришлось сделать некоторые гипотетические предположения, поскольку примененный метод оценки

значений  $C_p$  во время сейсморазведки практически пропускает 10-метровый приповерхностный слой дна.

При последовательном анализе параметров низкочастотных акустических импульсов, измеренных у дна в точке акустического мониторинга Od-S-20 во время движения сейсморазведочного судна по заданному геоакустическому профилю, были отмечены аномально высокие потери при распространении энергии сейсморазведочного сигнала. На рис. 1 видно, что акустическая трасса p.1.1 – Od-S-20 пересекает пространственную аномалию, в которой скорость распространения продольных волн –  $C_p$  меньше, чем в водном слое. На рис. 1б она показана более подробно.

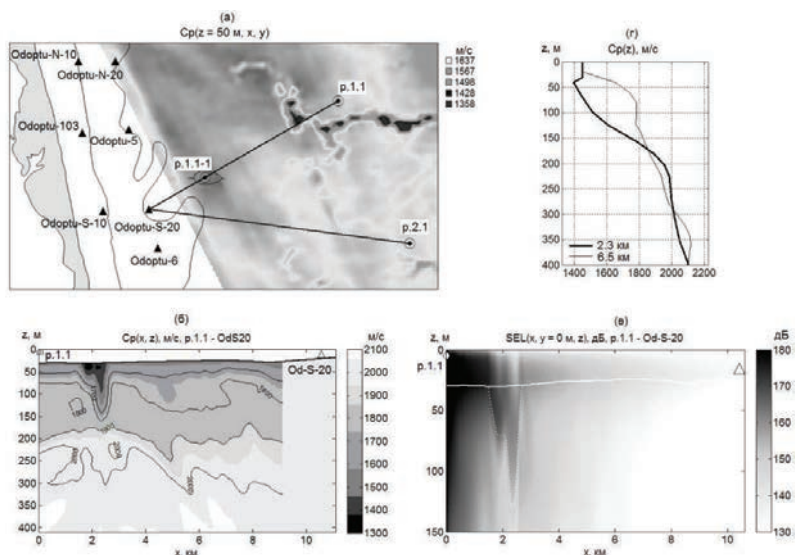


Рис. 1. Распределения значений –  $C_p$  в дне на горизонте 50 м – (а) и в вертикальной плоскости на трассе p.1.1 – Od-S-20 – (б), распределение значений SEL(10–200 Hz,  $x, y = 0$ ) на этой трассе – (в) и значения  $C_p(z)$  в двух точках на трассе – (г).

На рис. 1в приведено модельное распределение значений акустической экспозиции – SEL(10–200 Hz,  $x, y = 0, z$ ) на трассе с аномальным распределением значений  $C_p$  в дне, которое показано на рис. 1б. Для модельного геофизического волновода, соответствующего трассе p.1.1 – Od-S-20, было введено 9 профилей  $C_p$  для значений  $x$  равных 0 (– начало трассы), 1.4, 1.85, 2.1, 2.35, 2.8 5.5, 7.5 и 11 км. Значения  $C_p$  в волноводе между введенными профилями определены с помощью

линейной интерполяции. Расчеты, проведенные с помощью МПУ для 5 взаимодействующих вертикальных мод в двух модельных геоакустических волноводах р.2.1 – *Od-S-20* и р.1.1 – *Od-S-20* показали, что по сравнению с трассой, у которой дно однородно на трассе с акустической аномалией в дне, потери больше на 14.5 дБ в модели и на 13.6 дБ в эксперименте.

При рассмотрении временных и спектральных характеристик импульсных акустических сигналов, сформированных сейсморазведочными сигналами, распространявшимися по акустическим трассам протяженностью больше 10 км, были отмечены аномальные эффекты во временной и частотной областях при распространении энергии сейсморазведочных сигналов в направлении берега. Эти трассы показаны на рис. 2 – р.1 – *Od-6* и р.2 – *Od-6*. Обе трассы имеют похожие пространственные значения  $C_p(z, x)$ , но согласно графикам  $p(t)$ , показанным на рис. 2, акустические импульсы, сформированные сейсморазведочными сигналами, излученными в точках р.1 и р.2, отличаются по энергии более, чем на 10 дБ. Расстояние между р.1 и р.2 равно 1.2 км.

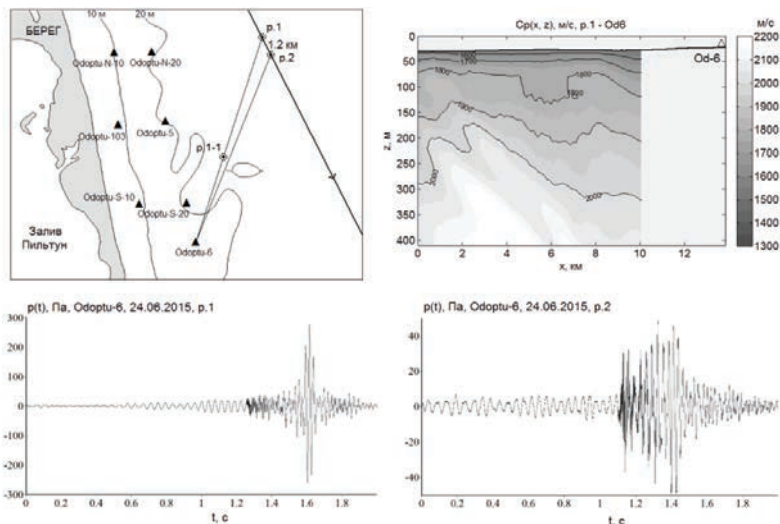


Рис. 2. Карта района. Вертикальное распределение значений  $C_p(z, x)$  и акустические импульсы, измеренные в точке Od-6.

На рис. 2 видно, что на трассе р.1 – *Od-6* наблюдается распространение энергии сейсморазведочного сигнала в частотном диапазоне 30–60 Гц с аномально малыми потерями по сравнению с другими часто-

тами. Эту энергию переносят водно-донные моды, на распространение которых оказывает влияние осадочный слой, поэтому при численном моделировании мы локально ввели в дне приповерхностный слой осадков со значением  $C_p = 1400$  м/с. Результаты численного моделирования распространения энергии сейсморазведочного сигнала, проведенного с помощью МПУ для 3 адиабатических мод, в приближении «жидкого» дна для трассы p.1 – *Od-6* представлены на рис. 3а. По амплитуде экспериментальный водно-донный импульс примерно в 3 раза больше модельного. Кроме того, в экспериментальном импульсе амплитуда водно-донного импульса более, чем в 10 раз, больше амплитуды водного импульса, а в модельном они почти равные. Для того, чтобы получить в модельном импульсе отношение амплитуды водно-донного импульса к амплитуде водного импульса, подобное экспериментальному, мы ввели локальные осадки со значением  $C_p = 1400$  м/с. В этом случае мы получили модельный импульс, показанный на рис. 3б (sediment), по форме во временной области похожий на экспериментальный, но его значение  $SEL(10-200 \text{ Hz})$  на 16.6 дБ меньше, чем у экспериментального.

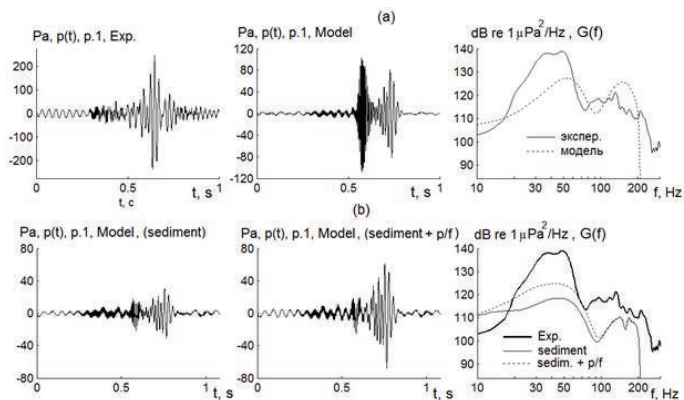


Рис. 3

В поле экспериментальных значений  $C_p$  аномальная «жесткость» в породах, слагающих дно в точке p.1, не выражена, поэтому остается предположить наличие в этой точке в дне «линзы» из вечной мерзлоты, которая, из-за близости к поверхности дна, не могла быть обнаружена. На рис. 3б видно, что при моделировании с учетом линзы из вечной мерзлоты, модельный импульс по форме более близок к экспериментальному, чем предыдущий.

Авторы выражают благодарность компании «Эксон Нефтегаз Лимитед» за поддержку данной работы.

## Литература

1. Рутенко А.Н., Гриценко В.А., Ковзель Д.Г., Манульчев Д.С., Фершалов М.Ю. Методика оценки параметров, измеренных на Сахалинском шельфе акустических импульсов для многофакторного анализа их влияния на серых китов // Акуст. журн. 2019. Т. 65. № 5. С. 662–674.
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. Vol. 58. P. 42–52.

**A.N. Rutenko<sup>1</sup>, M. Jenkerson<sup>2</sup>**

### **MODELING OF ANOMALOUS EFFECTS DISCOVERED IN PROPAGATION OF SEISMIC SIGNALS ON THE SHELF**

*<sup>1</sup> Pacific Oceanological Institute of Far Eastern Branch of Russian Academy of Sciences of V.I. Il'ichev, Russia, 690041, Vladivostok, ul. Baltiyskaya, 43, Tel.: 8(4232) 31-21-20, E-mail: [rutenko@poi.dvo.ru](mailto:rutenko@poi.dvo.ru)*

*<sup>2</sup>ExxonMobil, Houston, USA*

Anomalous deviations of experimental values of seismic signal propagation losses on the relatively shallow – 10–40 m – Northeastern Sakhalin Shelf are explained with the use of numerical 3D modeling performed using the modal parabolic equation.

**Keywords:** seismic survey, sound propagation, heterogeneous geoacoustic waveguide

**Acknowledgment:** The authors would like to thank Exxon Neftegas Limited for their support of this work

## References

1. Rutenko A.N., Gritsenko V.A., Kovzel D.G., Manulchev D.S., and Fershalov M.Y. Methodology of evaluating parameters of acoustic impulses measured on the Sakhalin Shelf for multifactor analysis of their impact upon gray whales. *Acoust. Phys.*, 2019, Vol. 65, No. 5, pp. 662–674.
2. Trofimov M.Y., Kozitskiy S.B., and Zakharenko A.D. A mode parabolic equation method in the case of the resonant mode interaction. *Wave Motion*, 2015, Vol. 58, pp. 42–52.



## ДОПОЛНЕНИЕ

УДК: 534.231

DOI: 10.29006/978-5-9901449-5-8-58

**С.П. Аксенов, Г.Н. Кузнецов**

### **ИНВАРИАНТНОЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОЙ ФАЗОВОЙ СКОРОСТИ В ГЛУБОКОМ ОКЕАНЕ**

*Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН  
Россия, 117036, Москва, ул. Вавилова, д. 38,  
Тел.: (495) 941-0193, E-mail: [skbmortex@mail.ru](mailto:skbmortex@mail.ru)*

Приведены результаты численного анализа фазовой структуры в зонах интерференционных максимумов и минимумов. Показано, что в зонах максимумов формируется инвариантная, не изменяющаяся с частотой, глубиной приема и излучения зависимость эффективной фазовой скорости (ЭФС) от расстояния до источника. ЭФС заметно превышает скорость звука в воде на малых расстояниях и уменьшается при увеличении расстояния. В зонах минимумов наблюдаются непредсказуемые скачки градиентов фазы и, соответственно, неопределенность значений ЭФС. Даются практические рекомендации по применению полученных результатов при обнаружении и пеленговании сигналов в глубоком океане.

**Ключевые слова:** глубоководный волновод, градиенты фазы в зонах интерференционных максимумов и минимумов, эффективная фазовая скорость, инвариантная зависимость ЭФС от расстояния

В зоне тени (ЗТ) после выхода источника из ближней зоны освещенности (БЗО) сигналы ослабевают на 25–35 дБ. Как следствие существенно снижается эффективность выделения слабых сигналов, и для увеличения вероятности правильного их обнаружения в ЗТ необходимо использовать протяженные многоэлементные антенны с высоким значением коэффициента осевой концентрации. Но для антенной обработки и накопления мощности слабых сигналов, принятых пространственно-разнесенными гидрофонами, необходимо прогнозировать

распределение амплитуд и фаз сигналов вдоль апертуры антенны. При отсутствии информации о передаточной функции волновода рекомендуется применять приближенные методы, например, использовать интерференционные инварианты [1] или усредненные фазовые характеристики [2, 3], измеренные в зонах интерференционных максимумов (ИМА). Последнее связано с тем, что в БЗО, ЗТ и в дальней зоне освещенности (ДЗО) наблюдается интерференция звукового давления (ЗД), обусловленная взаимодействием однотипных мод. В зонах ИМА, как и в мелком море, наблюдаются гладкие градиенты фазы [2–4], позволяющие в этих зонах использовать приближенную модель «эквивалентной плоской волны» с «эффективной фазовой скоростью», рассчитанной с использованием модовой структуры или измеренной путем аппроксимации градиентов фазы. Использование ЭФС вместо средней скорости звука в воде ( $c_0$ ) обеспечивает высокоточное пеленгование протяженными антеннами даже при косых углах падения фронта волны. В зонах интерференционных минимумов (ИМИ), особенно вблизи дислокаций [5], происходят знакопеременные скачки фаз и непредсказуемые вариации ЭФС. Обнаружение сигналов в этих зонах маловероятно.

Для анализа структуры поля в глубоком море использованы оригинальные алгоритм и программа, разработанные в модовом ВКБ-приближении, позволяющем после модификации достаточно точно рассчитать интерференционные характеристики амплитуд и фаз ЗД – как суммарного поля, так и однотипных мод. Это позволило выявить вклад каждой группы мод в суммарный уровень и фазу ЗД.

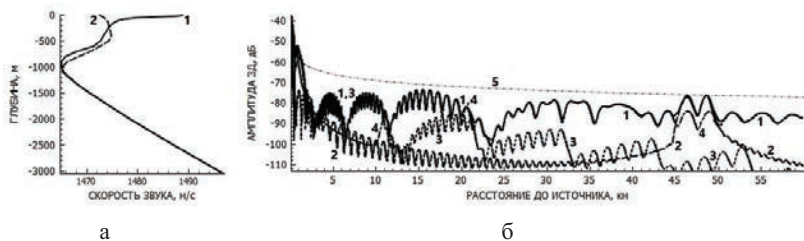


Рис. 1. а – ВРСЗ в августе (1) и феврале (2); б – зависимости ЗД (1) и отдельных типов мод от  $r$ ,  $f = 330$  Гц,  $z_s = 10$  м,  $z_r = 133$  м,  $r = 0.1$ –60 км, август; 1 – все моды, 2 – водные моды, 3 – вытекающие моды, 4 – захваченные моды, 5 – цилиндрическое спадание.

На рис. 1а показано вертикальное распределение скорости звука (ВРСЗ) для выбранного в качестве примера участка Норвежского моря с глубиной 3 км в условиях летней и зимней гидрологии (август, февраль,

глубоководный звуковой канал с осью на глубине около 900 м). Параметры грунта: скорость звука  $c_1 = 1700$  м/с, плотность  $2$  г/см<sup>3</sup>, потери  $\text{Im}(c_1)/\text{Re}(c_1) = 0.009$ . На рис. 1б представлены зависимости от расстояния амплитуды ЗД и трех групп однотипных мод. Видно, что законы спадающего вытекающих, захваченных и водных мод существенно различаются. Водные моды не обладают дисперсией и вносят основной вклад в БЗО и ДЗО. В ЗТ с превышением на 20–30 дБ над водными модами доминируют вытекающие или захваченные моды. Вытекающие моды при увеличении расстояния убывают, но в первой ЗТ на расстояниях до 12–15 км они определяют величину и фазу полного ЗД (два первых максимума сформированы вытекающими модами). Водные и захваченные моды из-за потерь в дне спадают по цилиндрическому закону, но с дополнительным затуханием.

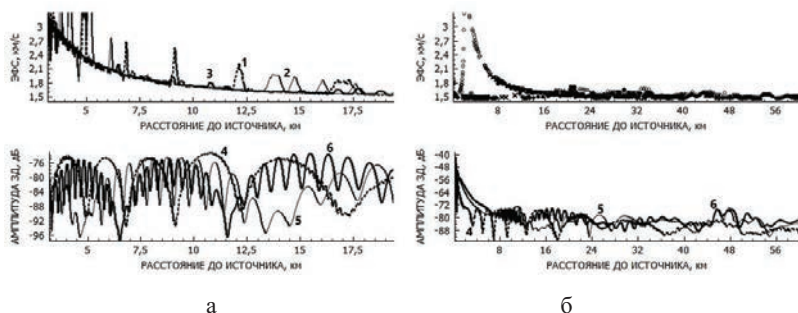


Рис. 2. Зависимости ЭФС (а – кривые 1–3, б – символы  $\circ$ ,  $\times$ ,  $\bullet$ ) и амплитуды ЗД (кривые 4–6) от расстояния на частотах 50, 190 и 330 Гц,  $z_s = 10$  м,  $z_r = 133$  м. (а) – август,  $r = 3$ –20 км; (б) – февраль,  $r = 0.1$ –60 км. Учитываются все моды.

На рис. 2а приведены зависимости от расстояния амплитуды и фазы ЗД, рассчитанные для трех частот. Расчеты ЭФС выполнены, как и в мелком море, через горизонтальную составляющую градиента фазы  $\partial\phi/\partial r$  по формуле:  $c^* = 2\pi f / (\partial\phi / \partial r)$ . Но для мод одного типа можно использовать и аналитические зависимости:

$$k^* = \frac{\sum_l p_l^2 k_l}{\sum_l p_l^2}$$

или  $c^* = \frac{\sum_l p_l^2 c_l}{\sum_l p_l^2}$ ,

где  $k^*$  – средневзвешенное волновое число,  $k_l$  – горизонтальная проекция волнового вектора,  $p_l$  – амплитуда  $l$ -й нормальной волны,  $c^*$  – средневзвешенная фазовая скорость нормальных волн и  $c_l$  – фазовая скорость

$l$ -й нормальной волны [2, 3]. Видно, что в зонах ИМИ, из-за скачков градиента фазы, наблюдаются значительные случайные выбросы значений ЭФС – как в сторону увеличения, так и уменьшения. В зонах ИМА для всех частот ЭФС имеет вид гладкой кривой, близкой к гиперболе, которая описывается построенной по вытекающим модам формулой:

$$c_{\varphi}^*(r, h) = c_0 / \cos \theta = c_0 \sqrt{1 + (2h - z_s - z_r)^2 / r^2} \approx c_0 \sqrt{1 + (2h / r)^2},$$

$z_s + z_r < 2h / 10$ , где  $c_0$  – средняя скорость звука в воде,  $\theta(r)$  – угол скольжения луча, вышедшего из источника, отразившегося от дна и попавшего на приемник,  $r$  – расстояние между источником и приемником. На рис. 2б приведены результаты для зимних условий, которые отличаются от летних: зимой, кроме водных мод, распространяющихся в подводном звуковом канале, формируются водные моды в приповерхностном канале, и значимость вытекающих мод в ЗТ «выражена не ярко», а увеличение сигналов в ДЗО маскируется водными приповерхностными модами.

Если задать горизонт излучения 112 м (рис. 3а), то и в этом случае при увеличении глубины приема от 10 до 250 м значения ЭФС в доминирующих максимумах ЗД попадают на ту же самую кривую, показанную в верхней части рис. 2. Но на малых расстояниях превалирует вклад водных мод и значения ЭФС, смещаясь с гладкой кривой вниз, стремятся к  $c_0$  при  $r < 2.7$  км ( $z_r = 10$  м),  $r < 4.5$  км ( $z_r = 133$  м) и  $r < 6.8$  км ( $z_r = 250$  м). Значения ЭФС стремятся к  $c_0$  и в ДЗО, где доминируют водные моды ( $r \sim 48$  км) и их дисперсия практически отсутствует (см. рис. 3б).

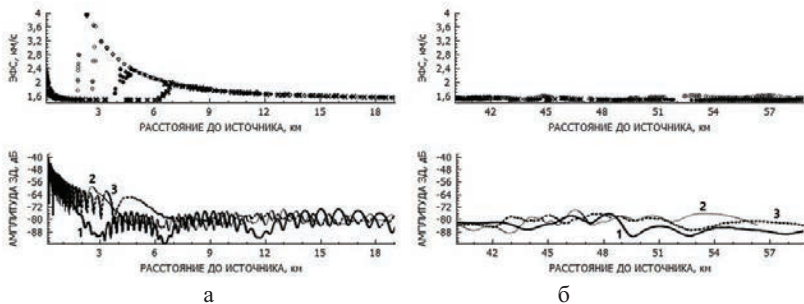


Рис. 3. Зависимости ЭФС (символы  $\circ, *, \times$ ) и амплитуды ЗД (кривые 1–3) от расстояния при  $z_r = 10, 133$  и  $250$  м,  $f = 330$  Гц,  $z_s = 112$  м,  $r = 0.1$ – $20$  – а; и  $40$ – $59$  км – б.

Все приведенные графики построены для ненаправленного источника – монополя. На рис. 4 приведены аналогичные зависимости для

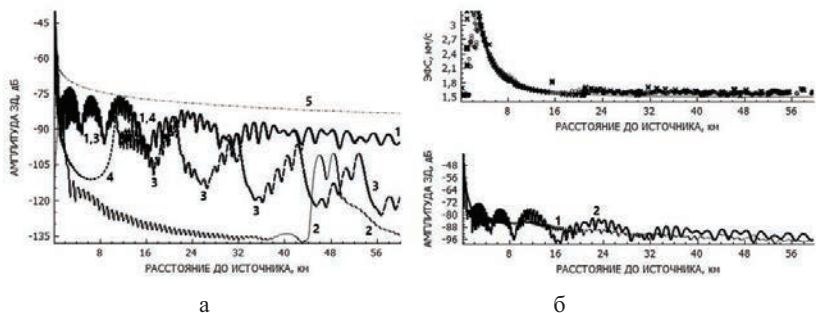


Рис. 4. Источник – вертикальный диполь. Август. Слева –  $f = 330$  Гц,  $r = 0.1-60$  км. а – амплитуды ЗД и составляющих (1 – все моды, 2 – водные моды, 3 – вытекающие моды, 4 – захваченные моды), 5 – цилиндрическое спадание. Справа –  $z_s = 10$  м,  $z_r = 133$  м; б – амплитуды ЗД (1, 2) и значения ЭФС (○, ×),  $z_s = z_r = 133$  м и  $z_s = 10$  м,  $z_r = 133$  м. Все моды.

вертикального диполя. Видно, что вертикальный диполь с характеристикой направленности в виде вертикальной «восьмерки» слабо возбуждает водные моды по сравнению с монополем, но хорошо возбуждает вытекающие моды. Свойства ЭФС для вертикального диполя аналогичны таковым для монополя и горизонтального диполя: на участке, где велик вклад вытекающих мод ( $r = 3-20$  км), значения ЭФС в зонах ИМА попадают на аппроксимирующую инвариантную зависимость (рис. 4б).

Таким образом, в БЗО и в ДЗО структура поля ЗД определяется водными модами, которые не обладают дисперсией, и фазовые скорости которых близки к  $c_0$ . В зоне тени значения ЭФС, рассчитанные в зонах ИМА для вытекающих мод и суммарного поля, быстро уменьшаются при увеличении расстояния, но отличаются устойчивостью и предсказуемостью: зависимости от расстояния градиентов фазы и величин ЭФС не зависят ни от глубины источников и приемников, ни от частоты звука, ни от направленности излучателя, ни от времени года.

ЭФС в ИМА зоны тени, особенно при глубинах источника и приемника меньше 300–400 м, отличается стабильностью и универсальностью, так как «крутые» моды или лучи являются «устойчивыми структурами». Аппроксимация ЭФС является инвариантной – определяется углом скольжения луча, вышедшего из источника, однократно отразившегося от дна и попавшего на приемник. По этой причине зависимости ЭФС, рассчитанные для вытекающих мод при летних и зимних условиях, близки. Захваченные моды также характеризуются ярко выраженной интерференцией, и в зонах ИМА, как и в мелком море, наблю-

даются гладкие градиенты фазы, позволяющие в этих зонах применять для пеленгования ЭФС и получать несмещенные оценки пеленга, в том числе – при косых углах падения фронта волны. Таким образом, в зоне тени, как и в БЗО и ДЗО, также возможно обнаружение и пеленгование слабых сигналов при любых углах падения волны в случае применения антенн с большим коэффициентом осевой концентрации и использовании в зонах ИМА вероятных значений ЭФС, заметно превышающих.

Из изложенного следует, что использование ЭФС вместо  $c_0$  рекомендуется для получения в ЗТ несмещенных оценок пеленга, даже при косых углах падения. Значения ЭФС в ЗТ измеряются или рассчитываются с использованием закономерностей, свойственных вытекающим модам. В БЗО и ДЗО пеленгование рекомендуется проводить с использованием  $c_0$ .

Работа выполнена при финансовой поддержке программы «Акустика мелкого моря, нелинейная акустическая диагностика, нелинейная динамика волн» (номер государственной регистрации АААА-А18-118021390174-1) и Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 19-08-00941).

## Литература

1. Чупров С.Д. Интерференционная структура звукового поля в слоистом океане // Акустика океана. Современное состояние. М.: Наука, 1982.
2. Грачев Г.А., Кузнецов Г.Н. О средней скорости изменения фазы акустического поля вдоль плоского волновода // Акуст. журн. 1985. Т. 31. № 2. С. 266–268.
3. Кузнецов Г.Н., Лебедев О.В. О возможности применения модели с эквивалентной плоской волной для повышения точности пеленгования сигналов в мелком море // Акуст. журн. 2012. Т. 58. № 5. С. 628–638.
4. Shaffer J.D., Fitzgerald R.M., Guthrie A.N. Coherence of low-frequency acoustic signals in the deep ocean // JASA. 1974. Vol. 56. No. 4. P. 1122.

**S.P. Aksenov, G.N. Kuznetsov**

## INVARIANCE OF THE EFFECTIVE PHASE VELOCITY OF ACOUSTIC FIELD IN THE DEEP OCEAN

*Prokhorov General Physics Institute of the Russian Academy of Sciences  
38, Vavilov st., Moscow, Russia, 117036,  
Tel.: (495) 126-98-35, E-mail: skbmortex@mail.ru*

The distribution of sound pressure and phase gradients in the deep sea along the signal propagation paths in the near and far illumination zones (NIZ

and FIZ), as well as in the zone of shadow (ZS), is studied. It is shown that the characteristics of the field formed by the leaking, captured, and water modes differ significantly. It is established that the gradients of phase and dependences of the “effective phase velocity” (EPV) on the distance in ZS are stable and are determined by a single invariant regularity. An analytical description of this dependence is proposed. It is also found that the value of EPV in zones with dominant water modes is close to the average sound velocity in the water column.

**Keywords:** deep ocean; leaking, captured, and water modes; gradients of phase; invariant values of the effective phase velocity

**Acknowledgment:** This work was financially supported by the program “Acoustics of the Shallow Sea, Nonlinear Acoustic Diagnostics, Nonlinear Wave Dynamics” (state registration number AAAA-A18-118021390174-1) and the Russian Foundation for Basic Research (project No. 19-08-00941).

## References

1. Chuprov S.D. Interference structure of a sound field in a layered ocean. *Ocean Acoustics, Current State*, edited by L.M. Brekhovskikh and I. B. Andreeva, Moscow: Nauka, 1982, pp. 71–91.
2. Grachev G.A. and Kuznetsov G.N. On the average velocity of acoustic field phase variations in a waveguide with constant depth. *Acoust. Phys.*, 1985, Vol. 31, No. 2, pp. 266–268.
3. Kuznetsov G.N. and Lebedev O.V. On the possibility of equivalent plane wave model usage for rising accuracy of bearing low-frequency signals in the shallow sea. *Acoust. Phys.*, 2012, Vol. 58, No. 5, pp. 628–638.
4. Shaffer J.D., Fitzgerald R.M., and Guthrie A.N. Coherence of low-frequency acoustic signals in the deep ocean. *J. Acoust. Soc. Am.*, 1974, Vol. 56, No. 4, P. 1122–1125.

**С.П. Аксенов**

## **ВЕРИФИКАЦИЯ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНОЙ ПРОГРАММЫ В МОДОВОМ ВКБ-ПРИБЛИЖЕНИИ ДЛЯ МЕЛКОГО И ГЛУБОКОГО МОРЕЙ**

*Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН  
Россия, 117036, Москва, ул. Вавилова, д. 38,  
Тел.: (495) 941-0193, E-mail: [skbmortex@mail.ru](mailto:skbmortex@mail.ru)*

Представлены результаты верификации и описание вычислительного алгоритма и разработанного программного комплекса, построенного в модовом ВКБ-приближении (МВКБП). Программный комплекс позволяет быстро и достаточно точно вычислять передаточную функцию волновода с учетом большого количества мод в мелком и глубоком морях с трехслойным дном. Проведенная верификация программы подтвердила хорошее совпадение результатов расчета интерференционной структуры и усредненных законов спадания ПФВ по программе МВКБП с результатами расчетов по программам других авторов.

**Ключевые слова:** передаточная функция волновода, мелкое море, глубокое море, модовое ВКБ-приближение, функции Эйри

Расчет передаточной функции волновода (ПФВ) выполняют с использованием программ на основе лучевого приближения, модового метода, параболического уравнения и модового ВКБ-приближения (МВКБП). Последнее позволяет быстро и достаточно точно вычислять ПФВ волновода с учетом большого количества (до десяти тысяч) мод, исследовать влияние разных типов мод на амплитудные и фазовые характеристики ПФВ на разных расстояниях от источника.

Предлагаемая программа для мелкого и глубокого моря на основе МВКБП представляет собой реализацию метода ВКБ, доработанную в следующих аспектах:

– в сумму мод входят не только водные и захваченные донные моды, но и вытекающие донные моды («ликиджи»), определяющие основной вклад в ПФВ на малых расстояниях от источника; для вычисления продольных волновых чисел (ПВЧ) вытекающих мод применена рекуррентная процедура, предложенная в работе [1];

– при вычислении ПВЧ мод и собственных функций волновода (СФВ) учитываются модуль и фаза коэффициента отражения плоских



волн от границы раздела вода–дно (модель дна – два жидких слоя на твердом упругом полупространстве или жидкое полупространство) и на взволнованной поверхности моря [2];

– вертикальный разрез скорости звука (ВРСЗ) может быть произвольным, тогда как в обычном методе ВКБ допустим лишь один тип ВРСЗ – звуковой канал с одним минимумом скорости звука [3];

– при вычислении СФВ вблизи точек заворота бриллюэновских лучей, где обычное приближение ВКБ дает бесконечно большие значения, используются функции Эйри первого и второго рода, что обеспечивает точность решения, свойственную методу нормальных волн [2], при большем (на порядок) быстродействии.

Верификация программы проведена сравнением результатов расчета ПФВ по этой программе с аналогичными результатами по программам других авторов при постоянной глубине мелкого или глубокого моря.

### Мелкое море

Проведено сравнение с результатами расчета амплитуды ПФВ в мелком море со слоистым дном, полученными модовым методом А.Н. Степановым и А.И. Беловым [4]. Глубина волновода  $h = 63.2$  м, скорость звука в воде  $c_0 = 1502$  м/с, частота излучения  $f = 48$  Гц, глубина излучателя  $z_s = 25.6$  м, горизонтальное расстояние  $r \leq 3000$  м. Модель дна представлена в таблице 1, потери в водных слоях и полупространстве выбраны равными нулю.

Совпадение кривых на рис. 1 – хорошее. Частые осцилляции в начале кривых на рис. 2б, в обусловлены вкладом быстро затухающих вытекающих мод.

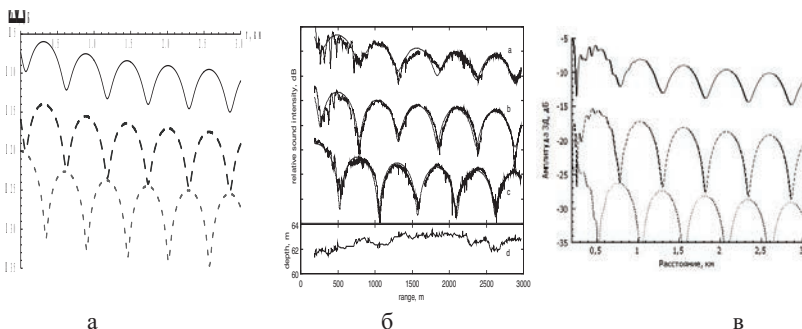


Рис. 1. Амплитуда ПФВ для глубин приема 12 м (верхние кривые), 31.5 м (средние кривые) и 51 м (нижние кривые), полученная А.Н. Степановым –а, А.И. Беловым –б [4] и по программе МВКБП –в. Кривые сдвинуты по вертикали на 10 дБ. В центре изображены экспериментальные данные Г.Н. Кузнецова, с которыми расчетные кривые хорошо согласуются.

Таблица 1 (мелкое море)

Номер донного слоя	1	2	3
Толщина слоя, м	7.7	152.2	–
Плотность, кг/м <sup>3</sup>	1520	1970	2410
Скорость продольных волн, м/с	1608.4	1694.4	2890.2
Скорость поперечных волн, м/с	–	–	1447.6

### Глубокое море

В глубоком море были выбраны два ВРСЗ, параметры которых указаны на рис. 2 и в табл. 2, 3, – зимнее в Норвежском море ( $h = 3.05$  км) и летнее в северной части Тихого океана ( $h = 4$  км). Зимнее ВРСЗ использовано для верификации программы на малых расстояниях, летнее ВРСЗ – для ее верификации при  $r$  до 100 км.

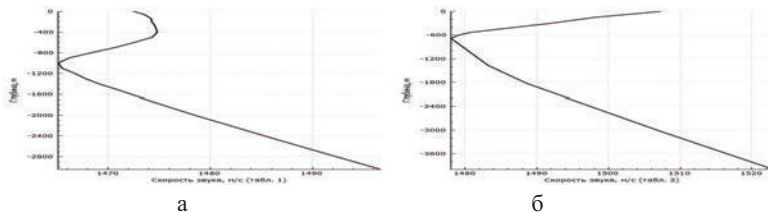


Рис. 2. Зимнее (а – Норвежское море) и летнее (б – Тихий океан) ВРСЗ.

Таблица 2 (ВРСЗ в Тихом океане летом)

Z, м	0	150	305	533	610	686	762	1372	1829	3048	4000
C, м/с	1507.2	1498.1	1491.7	1480.7	1478.9	1478.0	1478.6	1483.2	1488.6	1507.5	1523.0
Скорость звука в грунте: 1600 м/с				Плотность грунта: 2 г/см <sup>3</sup>				Потери в грунте: 1 дБ/λ			

Таблица 3 (ВРСЗ в Норвежском море зимой)

Z, м	0	10	20	30	50	75	100	125	150	200
C, м/с	1472.5	1472.7	1472.9	1473.1	1473.4	1473.7	1473.9	1474.1	1474.2	1474.3
Z, м	250	300	400	500	600	700	800	900	1000	1100
C, м/с	1474.5	1474.6	1474.8	1474.3	1472.6	1470.7	1468.3	1466.2	1465.1	1465.5
Z, м	1200	1300	1400	1500	1750	2000	2500	3000	3048	
C, м/с	1466.7	1467.8	1469.1	1470.7	1474.5	1478.5	1487.0	1495.8	1496.7	
Скорость звука в грунте: 1700 м/с			Плотность грунта: 2 г/см <sup>3</sup>				Потери в грунте Im(C)/Re(C): 0.009			

Результаты расчета амплитуды ПФВ в ближнем поле при зимнем ВРСЗ были сопоставлены с двухлучевой моделью по формуле:

$$P = e^{ik_1 R_1} / R_1 + e^{i(k_2 R_2 + \pi)} / R_2,$$

где  $R_1$  и  $R_2$  – соответственно длина «прямого» и отраженного от поверхности рефрагированных лучей,  $k_1 = 2\pi f / \bar{c}_1$  и  $k_2 = 2\pi f / \bar{c}_2$  – волновые числа с подстановкой значений средней скорости звука  $\bar{c}_1$  и  $\bar{c}_2$  на пути «прямого» и отраженного лучей.

Как видно на рис. 3 и 4, результаты расчета ближнего поля по программе на основе МВКБП и по двухлучевой модели совпадают в широком частотном диапазоне и по интерференционной структуре, и по абсолютной величине.

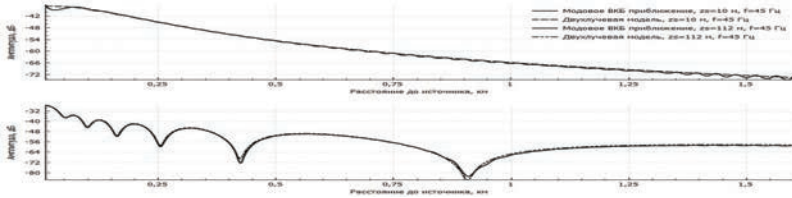


Рис. 3. Амплитуда ПФВ, февраль:  $f = 45$  Гц,  $z_s = 10$  и  $112$  м,  $z = 133$  м,  $r = 0.01-1.6$  км.

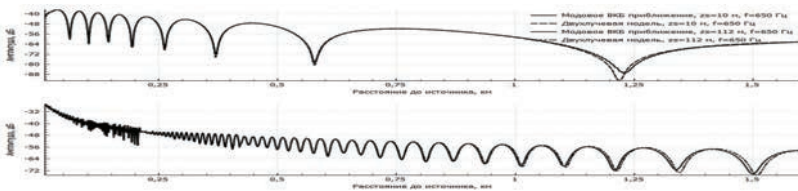


Рис. 4. Амплитуда ПФВ, февраль:  $f = 650$  Гц,  $z_s = 10, 112$  м,  $z = 133$  м,  $r = 0.01-1.6$  км.

На больших расстояниях от источника результаты вычисления ЗД по программе на основе МВКБП сопоставлены с данными, полученными при летнем ВРСЗ модовым методом [1] и в широкоугольном параболическом приближении [5]. Кривые сравниваемых графиков показаны на рис. 5, 6, совпадение интерференционных максимумов и закона спада – хорошее.

Расхождение кривых на малых расстояниях в верхней части рис. 5 вызвано недостаточной «широкоугольностью» первого варианта ШУПП: в «сверхширокоугольном» варианте (СШУПП) расхождения нет (данные расчетов по программе К.В. Авилова [5] предоставлены О.Е. Поповым). Причина расхождения кривых на малых расстояниях в верхней части рис. 6 в том, что в модовой программе [1] не учтены вытекающие моды; когда эти моды авторами работы [1] учтены (нижняя часть рис. 6), графики совпадают. Основные преимущества разра-

ботанной программы – высокое быстродействие, универсальность и точность. Ее быстродействие на порядок больше, чем у программ на основе «строгого» модового метода, при существенно большей точности на малых расстояниях (в ней учтены вытекающие моды). Ее универсальность – в возможности вычислять комплексную ПФВ в мелком и глубоком море с произвольным ВРСЗ, выделять доминирующую группу мод. Программа удобна при использовании инвариантов волновода и голографических методов обработки сигнала для целей обнаружения источников слабых сигналов.

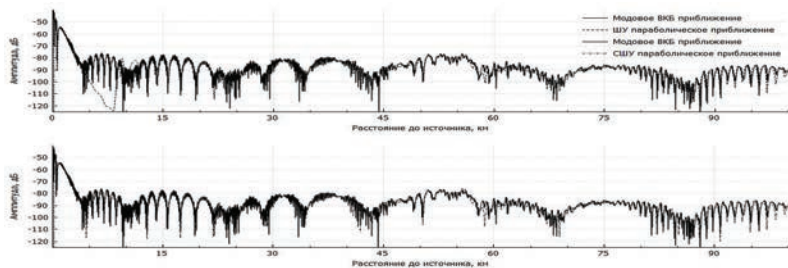


Рис. 5. Амплитуда ПФВ:  $f = 100$  Гц,  $z_s = 200$  м,  $z = 25$  м,  $r = 0.01-100$  км. Сравнение с ШУПП и сверхширокоугольным параболическим приближением (СШУПП).

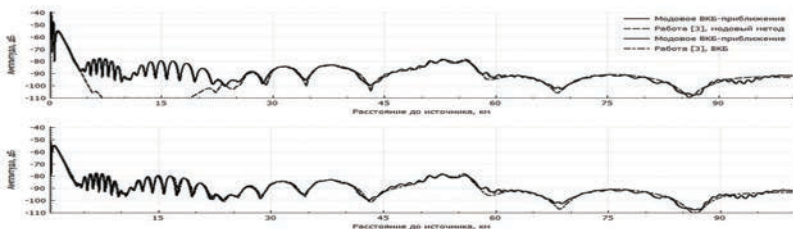


Рис. 6. Амплитуда ПФВ:  $f = 100$  Гц,  $z_s = 200$  м,  $z = 25$  м,  $r = 0.01-100$  км. Сравнение с результатами расчетов модовым методом [1] и ВКБ-приближением [1].

По сравнению с программами на основе лучевого приближения она обладает значительно более высокой точностью на низких частотах в окрестности точек заворота лучей и каустик. По быстродействию она может конкурировать с ними на частотах до 1 кГц. По сравнению с программами на основе СШУПП, данная программа имеет преимущество – она позволяет легко анализировать роль различных групп однотипных мод в формировании особенностей амплитудных и фазовых характеристик ПФВ на разных расстояниях. Проведенная верификация показала, что результаты расчета интерференционной структуры и

усредненных законов спадания ПФВ по разработанной программе на основе модифицированного ВКБ-приближения практически совпадают с результатами вычислений по программам других авторов.

Работа выполнена при финансовой поддержке программы «Акустика мелкого моря, нелинейная акустическая диагностика, нелинейная динамика волн» (номер государственной регистрации АААА-А18-118021390174-1) и Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 19-08-00941).

### Литература

1. Ainslie M., Packman M., Harrison C. // J. Acoust. Soc. Am. 1998. Vol. 103. No. 4. P. 1804–1812.
2. Бреховских Л.М., Лысанов Ю.П. Теоретические основы акустики океана. М.: Наука, 2007. 370 с.
3. Распространение волн и подводная акустика. М.: Мир, 1980. С. 46–58.
4. Белов А.И., Кузнецов Г.Н. Оценка шумности движущихся источников на основе идентификации акустической модели морского дна // Акустический журнал. 2013. Т. 59. № 6. С. 722–734.
5. Авилов К.В. // Акуст. журн. 1995. Т. 41. № 1. С. 5–12.

**S.P. Aksenov**

### VERIFICATION OF THE CODE ON THE BASIS OF WKB APPROXIMATION FOR THE SHALLOW SEA AND THE DEEP OCEAN

*Prokhorov General Physics Institute of the Russian Academy of Sciences  
38, Vavilov st., Moscow, Russia, 117036,  
Tel.: 8(495) 126-98-35, E-mail: skbmortex@mail.ru*

To calculate the transfer function of a waveguide (TFW), it is proposed to use a code constructed on the basis of WKB approximation, which allows quick and accurate calculation of TFW for the shallow sea and the deep ocean with a large number of modes. The sum of modes includes leaking modes. The developed code is the implementation of WKB method, modified and supplemented. The vertical profile of sound velocity can be arbitrary. When calculating the wave numbers of modes and eigenfunctions of the waveguide (EFW), the module and phase of the plane wave reflection coefficient on water-bottom interface, losses in the bottom and on the surface of the sea are taken into account. Two models of bottom are possible: (a) two liquid layers on elastic solid halfspace and (b) liquid halfspace. The first and second Airy functions are used for the calculation of EFW near the inversion points

of Brillouin rays. Verification of the code confirmed a good agreement of the calculation results with the results of calculations by the codes of other authors.

**Keywords:** transfer function of waveguide, shallow sea, deep ocean, WKB approximation, Airy functions

**Acknowledgment:** This work was supported by the program “Acoustics of the Shallow Sea, Nonlinear Acoustic Diagnostics, Nonlinear Wave Dynamics” (state registration number AAAA-A18-118021390174-1) and the Russian Foundation for Basic Research (project No. 19-08-00941).

### References

1. Ainslie M., Packman M., and Harrison C.J. *Acoust. Soc. Am.*, 1998, Vol. 103, No. 4, pp. 1804–1812.
2. Brekhovskikh L.M. and Lysanov Yu.P. *Theoretical foundations of ocean acoustics*. Moscow: Nauka, 2007, 370 p.
3. *Waves propagation and underwater acoustics*. Moscow: Mir, 1980, pp. 46–58.
4. Belov A.I. and Kuznetsov G.N. Evaluation of the noise of moving sources based on the identification of the acoustic model of the seabed. *Acoust. Phys.*, 2013, Vol. 59, No. 6, pp. 722–734.
5. Avilov K.V. *Acoust. Phys.*, 1995, Vol. 41, No. 1, pp. 5–12.

**Г.Н. Кузнецов**

## **ЗВУКОВЫЕ ПОЛЯ В МЕЛКОМ МОРЕ В ЗОНАХ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫХ МИНИМУМОВ И МАКСИМУМОВ**

*Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН  
Россия, 117036, Москва, ул. Вавилова, д. 38,  
Тел.: (495) 941-0193, E-mail: skbmortex@mail.ru*

Исследуется интерференционная структура пространственных низкочастотных амплитудных и фазовых характеристик скалярного поля, трех проекций вектора колебательной скорости и вектора потока мощности в зонах интерференционных максимумов и минимумов.

**Ключевые слова:** векторно-скалярные модули, градиенты фазы, полюса, седловины, составляющие потока мощности, углы возвышения

Применение векторно-скалярных приемников и антенн (ВСП и ВСА) позволяет исследовать трехмерную амплитудно-фазовую структуру звукового поля, в частности, потоки энергии в окрестности особых точек, в которых звуковое давление равно нулю. На основе анализа пространственно-частотных характеристик линий тока энергии можно выявить точки с сингулярностью фазы, в которых в зоне интерференционного минимума (в пределе – нуля амплитуды поля) образуются «дислокации» и «завихренности», а в зоне равенства нулю градиента фазы или скачка разности фаз между звуковым давлением (ЗД) и вектором колебательной скорости (ВКС), кратном  $\pi/2$ , можно обнаружить и исследовать «седловые» точки фазового фронта. Некоторые результаты их анализа представлены в [1–4].

Ниже изучается пространственная амплитудно-фазовая структура векторно-скалярного поля сигналов от тональных излучателей, буксируемых в мелком море. Прием сигналов осуществлялся на четыре разнесенных в пространстве низкочастотных четырехкомпонентных векторно-скалярных модуля (ВСМ1-4), включающих один скалярный и три ортогональных векторных приемника инерциального типа (рис. 1а, позиция А). Рамы размещались в образующих застойную зону звукопрозрачных обтекателей (рис. 1б, позиция Б) и ориентировались с использованием плавучестей в положении оси  $Z$ , близком к вертикальному (рис. 1б, позиция В). Модуль 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. Отметим, что приемники в пространстве практически не перемещались, и их ориентация после морской постановки была стабильной и уточнялась по акустическим сигналам. Эксперименты проводились при радиальной буксировке на глубине 24 м со скоростью 1.67 м/с трех тональных излучателей – частоты 117, 320 и 650 Гц (рис. 1в). Излучение и прием сигналов производились в системе единого времени. Была выполнена акустическая калибровка района работ и разработана модель передаточной функции волновода, которая далее используется при сравнении экспериментальных и расчетных зависимостей.

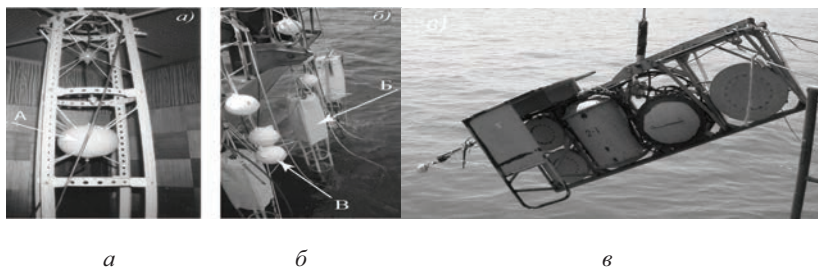


Рис. 1. *а* – Рама с низкочастотным (10–1200 Гц) и высокочастотным ВСМ (1–10 кГц); *б* – рамы с ВСМ у борта судна, подготовленные к морской постановке. А–приемник, Б–обтекатель, В–плавучести; *в* – буксируемый излучающий комплекс с излучателями и комплектом аппаратуры.

На рис. 2 для частот 117 и 320 Гц представлены интерференционные зависимости от расстояния звукового давления  $P$ ,  $Z$ -компоненты ВКС, разности фаз между ЗД и  $Z$ -компонентой ( $\Delta\Phi_{pV_z}$ ), интегральный набег разности фаз между ЗД и вертикальной составляющей ВКС ( $\Delta\Phi_{pV_z}$ ), угол возвышения эквивалентной плоской волны в вертикальной плоскости. Этот угол рассчитывался с использованием формулы:  $\theta = \arctan((P^*V_z)/[(P^*V_x)^2+(P^*V_y)^2]^{1/2})$ , где звездочка – знак комплексного сопряжения. Результаты анализа интерференции горизонтальных проекций ВКС (ГП ВКС) ( $V_x$  и  $V_y$ ) здесь не приводятся, поскольку они практически – до деталей – совпадают с зависимостями от расстояния ЗД. В ближней зоне, на расстояниях до двух глубин, согласно лучевому приближению, наблюдается подобие зависимостей от расстояния ЗД и вертикальных проекций ВКС (ВП ВКС).



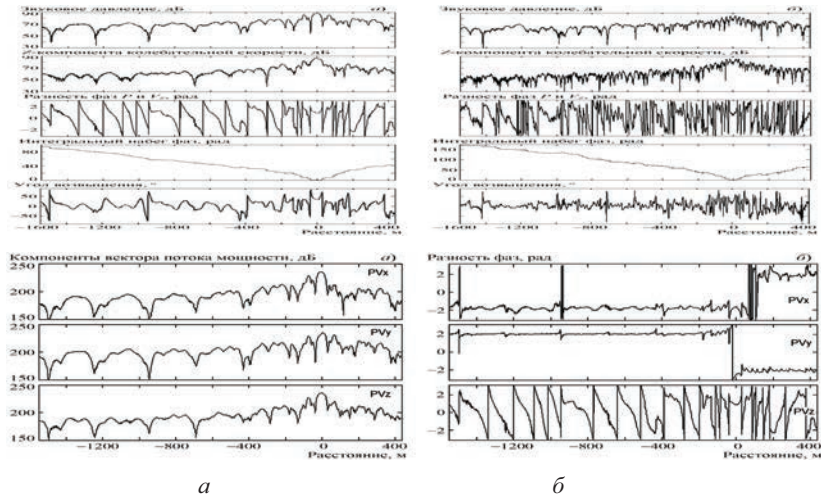


Рис. 2. Наверху – зависимости от расстояния звукового давления, Z-компоненты колебательной скорости, разности фаз между звуковым давлением и Z-компонентой, угла возвышения вектора колебательной скорости в вертикальной плоскости. Частоты 117 Гц (слева) и 320 Гц (справа). Внизу: амплитуды –  $a$  и разности фаз –  $b$ , ортогональных составляющих вектора потока мощности, сигнал на частоте 117 Гц.

После формирования нормальных волн интерференционные структуры поля ЗД и ГП ВКС, по сравнению с зависимостями для ВП ВКС, становятся различными, поскольку вертикальный векторный приемник подавляет моды первых номеров и подчеркивает моды высоких номеров. ГП ВКС – наоборот. В зоне интерференционных минимумов (ИМИ) звукового давления наблюдаются скачки разности фаз между ЗД и ВП ВКС. Анализ зависимостей от расстояния разностей фаз показывает, что вблизи зон ИМИ градиенты фазы быстро возрастают и становятся неопределенными. Причем, чем глубже минимум зависимости  $P(r(t))$ , тем больше величина скачка разности фаз. Видно, что в зависимости от расстояния горизонтального сечения поля от расположенных на определенных глубинах дислокаций (полюсов) возможны односторонние скачки разности фаз на величину до  $\pi$  радиан. При сечении зоны дислокации (глубокого минимума), то есть непосредственно при «проходе дислокации», возможен полный поворот потока мощности и изменение фазы на  $2\pi$ . Одновременно проявляются и отклонения от линейной зависимости интегральной фазы  $\Delta\Phi_{PV}$  – при обходе особой точки (дислокации) фаза и меняется на величину  $\pm 2\pi$  или  $-2\pi$ .

Видно также, что в зонах глубоких ИМИ, в которых  $P, |V_x|, |V_y|, |V_z| \rightarrow \min$ , наблюдаются одновременные скачки фазы в горизонтальной и вертикальной плоскости, которые могут иметь различные градиенты и знаки. Это зоны полюсов. В отдельных зонах градиент фазы непрерывен и при смене знака фазы проходит через нуль. В этих точках образуются «седла».

Отметим, что кроме зон с глубокими интерференционными минимумами, наблюдаются зоны интерференционных максимумов (ИМА). В этих зонах формируются более важные для решения практических задач – протяженные зоны с медленным изменением направления прихода ВП ВКС и, соответственно, медленным изменением угла возвышения. Поэтому в этих зонах длительное время звуковая энергия приходит в точку приема под постоянным углом возвышения, что позволяет ее эффективно накапливать для увеличения отношения сигнал/помеха.

На рис. 3 представлены результаты компьютерного моделирования векторно-скалярных характеристик поля для волновода с моделью, полученной в результате акустической калибровки грунта. Расчеты выполнены для волновода Пекериса с эквивалентными параметрами. Обозначено: а) – амплитуда звукового давления  $P$  [дБ]; б) – интегральная разность фаз  $\arg(PV_z)$  между  $P$  и  $V_z$  [рад.]; в) – интегральная разность фаз  $\arg(PV_x)$  между  $P$  и  $V_x$  [рад.]; г) – интегральная разность фаз  $\arg(PV_y)$  между  $P$  и  $V_y$  [рад.]; д) –  $1 - \varphi_r'$  горизонтальная и  $2 - \varphi_z'$  вертикальная проекции градиента фазы ЗД; е) –  $3 - \varphi_{\text{эф}}$  эффективная фазовая скорость (ЭФС), ж) – угол возвышения относительно горизонтальной плоскости [°]; з) – пеленг на движущийся источник [°].

Из сравнения рис. 2 и 3 следует: расчетные и экспериментальные зависимости  $P$  и  $V_z$  хорошо согласуются между собой – как по наибольшему периоду, так и по среднему закону спадания величин ЗД и ВП ВКС. Набег интегральной фазы  $\Delta\Phi_{PV_z}(r(t))$  (рис. 2) и расстояния, при которых фиксируются моменты пересечения зон с минимумом чувствительностей  $V_x$  и  $V_y$  (оси диполей), практически совпадают. Наблюдается согласие моментов прохода траверзного расстояния, на котором разность фаз  $\Delta\Phi_{PV_z}$  минимальна,  $\arg|PV_z| \rightarrow \min$ . Расчетные зоны смены знака пеленга на источник, скачков фазы при проходе зон с минимальной чувствительностью  $V_x$  и  $V_y$  и экспериментальные значения этих характеристик также достаточно близки.

Видно также, что средний градиент фазы в вертикальной плоскости  $\varphi_z'$  близок к нулю, что может использоваться вертикальными приемными или излучающими антеннами при формировании пространственных откликов. Градиент фазы в горизонтальной плоскости  $\varphi_r'$  определяет

средние и локальные значения ЭФС, которые должны использоваться при формировании характеристик направленности в горизонтальной плоскости.

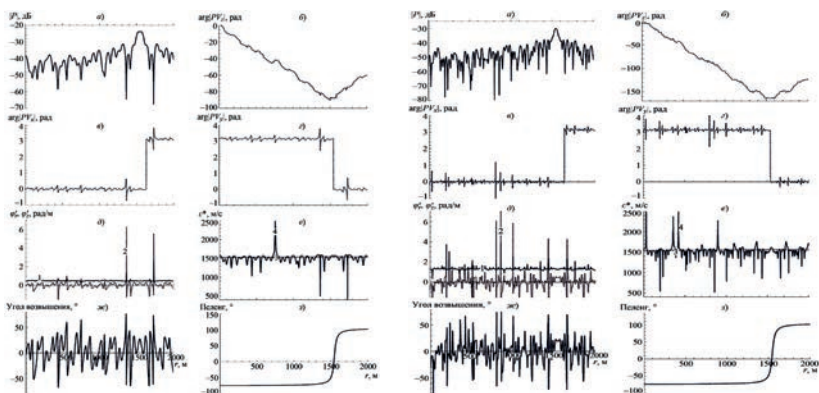


Рис. 3. Слева – результаты расчетов для частоты 117 Гц; эквивалентная толщина волновода  $h = 59$  м; скорость звука в грунте  $c_r = 1957$  м/с,  $m = 0.753$ ; плотность грунта –  $1.5$  т/м<sup>3</sup>. Справа – результаты расчетов для частоты 320 Гц; эквивалентная толщина волновода  $h = 57$  м; скорость звука в грунте  $c_r = 1858$  м/с,  $m = 0.793$ ; плотность грунта –  $1.5$  т/м<sup>3</sup>.

Работа выполнена при финансовой поддержке программы «Акустика мелкого моря, нелинейная акустическая диагностика, нелинейная динамика волн» (номер государственной регистрации АААА-А18-118021390174-1) и Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 19-08-00941).

### Литература

1. Журавлев В.А., Кобозев И.К., Кравцов Ю.А. Поток энергии в окрестности дислокаций фазового поля волнового фронта // ЖЭТФ. 1993. Т. 104. Вып. 5(11). С. 3769–3783.
2. Елисеев В.А., Тужилкин Ю.И. Поток акустической мощности в волноводе // Акуст. журн. 2001. Т. 47. № 6. С. 781–788.
3. Белова Н.И., Кузнецов Г.Н., Степанов А.Н. Экспериментальное исследование интерференционной и фазовой структуры потока мощности от локальных источников в мелком море // Акустический журнал. 2016. Т. 62. № 3. С. 318–329.
4. Кузнецов Г.Н. Проблемы оценки приведенной шумности движущихся объектов в мелком море // Труды Всерос. научно-техн. конф. Метрология гидроакустических измерений. Менделеево: ФГУП ВНИИФТРИ. 2013. Т. 1. С. 57–73.

**G.N. Kuznetsov**

**SOUND FIELDS IN A SHALLOW SEA IN ZONES OF INTERFERENCE MINIMUM AND MAXIMUM**

*Prokhorov General Physics Institute of the Russian Academy of Sciences  
38, Vavilov st., Moscow, Russia, 117036,  
Россия, 117036, Москва, ул. Вавилова, 38,  
Tel.: (495) 126-9835, E-mail: [skbmortex@mail.ru](mailto:skbmortex@mail.ru)*

The interference structure of spatial low-frequency amplitude and phase characteristics of the scalar field, three projections of the vibrational velocity vector and the power flux vector in the zones of interference maxima and minima is investigated.

**Keywords:** vector-scalar modules, phase gradients, poles, saddles, power flow components, elevation angles

**Acknowledgment:** This work was supported by the program “Acoustics of the Shallow Sea, Nonlinear Acoustic Diagnostics, Nonlinear Wave Dynamics” (state registration number AAAA-A18-118021390174-1) and the Russian Foundation for Basic Research (project No. 19-08-00941).

**References**

1. Zhuravlev V.A., Kobozev I.K., and Kravtsov Yu.A. Potoki energii v okrestnosti dislokatsiy fazovogo polya volnovogo fronta. ZhETF, 1993, Vol. 104, No. 5(11), pp. 3769–3783.
2. Eliseevnin V.A. and Tuzhilkin Yu.I. Potok akusticheskoy moshchnosti v volnovode. Akust. Zhurn, 2001, Vol. 47, No. 6, pp. 781–788.
3. Belova N.I., Kuznetsov G.N., and Stepanov A.N. Experimental study of the interference and phase structure of the power flux from local sources in a shallow sea. Akust. Zhurnal, 2016, Vol. 62, No. 3, pp. 318–329.
4. Kuznetsov G.N. Problemy otsenki privedennoy shumnosti dvizhushchikhsya ob'ektov v melkom more. Materialy Vseross. nauchno-tekhn. konf. Metrologiya gidroakusticheskikh izmereniy, Mendeleevo: FGUP VNIIFTRI, 2013, Vol. 1, pp. 57–73.

Г.Н. Кузнецов<sup>1</sup>, А.Н. Степанов<sup>1,2</sup>

## МУЛЬТИПОЛЬНАЯ МОДЕЛЬ ИСТОЧНИКА ЗВУКА В ВОЛНОВОДЕ

<sup>1</sup>Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН  
Россия, 117036, Москва, ул. Вавилова, 38,

<sup>2</sup>Самарский национальный университет им. акад. С.П. Королева  
Тел.: 8(977)513-13-50, E-mail: skbmortex@mail.ru

Приводятся результаты аналитического представления мультипольной модели источника звука, эквивалентного на низких частотах по характеристикам излучения реальным объемным пространственно-развитым источникам. Обоснована необходимость учета критерия для разделения полей в ближней и дальней зоне при решении прямых и обратных задач в линейной постановке. Поставлена и решена краевая задача для модельного излучателя в полупространстве. Выполнен переход от неоднородного к однородному уравнению Гельмгольца.

**Ключевые слова:** мультипольная модель, ближняя и дальняя зоны, однородная краевая задача

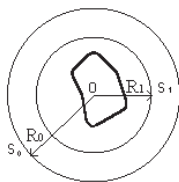


Рис.1.

Пусть в однородном неограниченном пространстве  $\Omega$  находится монохроматический источник звука конечных размеров и произвольной формы. Выбрав внутри источника произвольную точку  $O$ , построим из нее как из центра сферу  $S_0$  радиуса  $R_0$  так, чтобы источник целиком находился внутри сферы (рис. 1). Построим далее сферическую систему координат, центр которой совмещен с точкой  $O$ . Давление, создаваемое монохроматическим источником в некоторой точке поверхности сферы, определяется потенциалом скоростей звукового поля  $\tilde{\psi}(R_0, \theta, \varphi)$ , где  $R = R_0, \theta, \varphi$  – сферические координаты. А звуковые колебания, создаваемые исходным источником в области  $\Omega$  вне сферы  $S_0$ , можно описать функцией, которая является решением внешней задачи Дирихле, поставленной для сферы  $S_0$ : найти функцию  $\psi(M)$ ,

создаваемое монохроматическим источником в некоторой точке поверхности сферы, определяется потенциалом скоростей звукового поля  $\tilde{\psi}(R_0, \theta, \varphi)$ , где  $R = R_0, \theta, \varphi$  – сферические координаты. А звуковые колебания, создаваемые исходным источником в области  $\Omega$  вне сферы  $S_0$ , можно описать функцией, которая является решением внешней задачи Дирихле, поставленной для сферы  $S_0$ : найти функцию  $\psi(M)$ ,

удовлетворяющую в области  $\Omega$  однородному уравнению Гельмгольца  $\Delta\psi(M) + k^2\psi(M) = 0$ ,  $M \in \Omega$ , и принимающую на ее границе заданное значение:  $\psi(M) = \tilde{\psi}(M)$ ,  $M \in S_0$ , где  $\Delta$  – оператор Лапласа,  $k = \omega/c$ ,  $M$  – точка рассматриваемой области или поверхности. Кроме того, на бесконечности искомый потенциал  $\psi$  должен удовлетворять условию излучения Зоммерфельда. Решение этой задачи известно, оно единственно и может быть представлено равномерно сходящимся рядом:

$$\psi_0(R, \theta, \varphi) = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=-n}^n C_{nm} h_n^{(1)}(kR) P_n^{(m)}(\cos\theta) e^{im\varphi}, \quad (1)$$

где  $h_n^{(1)}$  – сферические функции Бесселя третьего рода порядка  $n$ ,  $P_n^{(m)}$  – присоединенные полиномы Лежандра. Необходимо показать, что коэффициенты этого ряда не зависят от радиуса  $R_0$  сферы  $S_0$ , для которой поставлена внешняя задача Дирихле. Для доказательства этого утверждения следует поставить задачу Дирихле для сферы, которая также полностью заключает в себя исходный источник, но с радиусом  $R_0 < R_0$ . Можно считать, что (1) представляет собой потенциал поля модельного направленного точечного излучателя, эквивалентного исходному реальному источнику конечных размеров. Эквивалентность эта понимается в том смысле, что акустическое поле такого точечного излучателя совпадает с полем исходного источника конечных размеров всюду вне любой сферы, целиком содержащей в себе исходный источник. Направленные свойства модельного излучателя полностью определяются входящими в (1) параметрами  $C_{nm}$ . Эти параметры имеют смысл моментов элементарных сферических мультиполей, из которых состоит разложение. При этом модуль параметра представляет собой производительность, а его аргумент – начальную фазу колебания соответствующего мультиполя. Ряд (1) содержит бесконечное количество слагаемых. Однако на практике можно оставлять только конечное их количество. В большинстве случаев можно ограничиться мультиполями второго порядка включительно, что соответствует удержанию в разложении монополя, трех диполей и пяти квадруполей (18 неизвестных параметров).

При использовании точечной модели вместо источника конечных размеров возникает вопрос о выборе в габаритах источника центра приведения – фазового центра для размещения в этом центре точечного модельного излучателя с потенциалом в виде (1). Для решения прямых задач необходимо выяснить, как влияет произвол в выборе центра приведения на поле, создаваемое точечным излучателем с заданными

моментами  $C_{nm}$ . Для решения обратных задач необходимо выяснить, как влияет произвол в выборе центра приведения на значения мультипольных моментов  $C_{nm}$ , которые рассчитываются по созданному исходным источником полю в волноводе.

Выбор оптимального в каком-либо смысле положения центра приведения в габаритах объемного излучателя в общем случае представляет собой существенно нелинейную задачу. Другой подход состоит в определении условий, при соблюдении которых можно пренебрегать возникающими при изменении положения центра приведения изменениями в значениях величин, характеризующих поле. Этот подход позволяет сохранить линейность задачи. Принято считать, что если различие в полях для предельно разнесенных в габаритах исходного источника положений центра приведения невелико, то выбор его положения внутри источника может быть осуществлен произвольным образом. В этом случае источник конечных размеров может быть заменен точечным, который находится в произвольно выбранном центре приведения внутри объема исходного пространственно-развитого источника. Этот подход приводит к известным качественным условиям малости характерного линейного размера источника  $L$  по сравнению с длиной волны  $\lambda$  и расстоянием  $R$  до точки приема:  $L \ll \lambda$  и  $kL^2/R \ll 1$ . Получим аналогичные ограничения для мультипольной модели. Пусть монохроматический источник находится в неограниченном однородном пространстве и имеет характерный линейный размер  $L$ . Выберем в габаритах источника в качестве двух центров приведения произвольные точки  $O$  и  $O'$ , расположенные на расстоянии  $L$  друг от друга. Построим в этих точках декартовы системы координат  $OXYZ$  и  $O'X'Y'Z'$ . Критерий малости различия между потенциалами, рассчитываемыми для различных центров приведения, включает в себя два требования: а) относительная разность амплитуд  $\delta_1$  для любых точек поля должна быть мала и б) абсолютная разность фаз  $\delta_2$  для любых точек поля должна быть мала:

$$\delta_1 = \frac{||\psi(R',\theta',\varphi') - |\psi(R,\theta,\varphi)||}{|\psi(R,\theta,\varphi)|} < \varepsilon_1, \quad (2)$$

$$|\arg(\psi(R',\theta',\varphi')) - \arg(\psi(R,\theta,\varphi))| < \varepsilon_2$$

где  $\varepsilon_1$  и  $\varepsilon_2$  достаточно малые числа, определяющие допустимую для рассматриваемой практической задачи степень различия между уровнями и фазами полей давления. С физической точки зрения выбор значений



этих величин осуществляется, например, исходя из точности измерительной аппаратуры. При этом методическая погрешность должна быть не больше аппаратурной (инструментальной). На практике приемлемыми различиями между уровнями давления считаются 1–3 децибела, а набег фазы не должен превышать 5–10 градусов. Поэтому  $\varepsilon_1$  следует выбирать в диапазоне 0.15–0.45, а  $\varepsilon_2$  – в диапазоне 0.1–0.2. Проведенный анализ различных частных случаев мультипольных источников, а также общего случая, когда модельный источник состоит из произвольного набора элементарных мультиполей с различными моментами, показывает, что в большинстве реально возникающих ситуаций условия (2) выполняются, если линейные размеры излучателя  $L$  и расстояние до точки наблюдения  $R$  удовлетворяют ограничению:  $L/R < \varepsilon_1 / a / (1 + \varepsilon_1)$ , где  $a = 3.7$  и  $kL < \varepsilon_2$  и, следовательно, для такого источника конечных размеров можно использовать модель точечного мультипольного излучателя. Иначе говоря, для использования точечной мультипольной модели, а также для того, чтобы при оценке моментов  $C_{nm}$  работать в рамках линейной постановки задач, необходимо выбирать расстояние до излучателя в 3–5 раз большее, чем при использовании монопольной модели. Таким образом, условия (2) являются критерием разделения ближней и дальней зон, для которых обратные задачи при обработке данных решаются в нелинейной или линейной постановках соответственно.

Для решения задач, связанных с определением полей давления произвольных гидроакустических источников конечных размеров в различных водоемах, обычно используется стандартная техника построения функции Грина с последующим интегрированием по объему или по поверхности, занятой источником. При этом речь, как правило, идет о решении неоднородного уравнения Гельмгольца, в правой части которого находится дельта-функция, соответствующая монопольной модели излучателя. Следовательно, для мультипольной модели аналогичная методика приводит к необходимости решать уравнение Гельмгольца, в правой части которого находится не только дельта-функция, но и ее производные различных порядков.

Рассмотрим этот подход на примере постановки прямой задачи для глубокого океана. В этом случае моделью области, в которой решается задача, является полупространство с абсолютно мягкой границей. Тогда, считая, что излучатель находится достаточно далеко от границы полупространства, чтобы можно было пренебречь дифракционными эффектами на поверхности заменяемого модельным реальным источником, получим следующую задачу: найти функцию  $\psi(M)$ , которая удовлетворяет 1) однородному уравнению Гельмгольца  $\Delta\psi(M) + k^2\psi(M) = 0$



всюду в полупространстве, за исключением, может быть, точки  $O$ , в которой находится модельный излучатель; 2) однородному граничному условию первого рода  $\psi(M) = 0$  на поверхности полупространства; и 3) дополнительному требованию у излучателя, которое замыкает постановку задачи. В качестве такого дополнительного условия у излучателя ряд авторов предлагает использовать условие стремления решения  $\psi(M)$  к потенциалу  $\psi_0(M)$  при  $M \rightarrow O$ . Однако это условие является слишком жестким и фактически не удовлетворяется известными решениями аналогичных задач даже для монополярного излучателя. Для замыкания краевых задач, ставящихся в рамках мультипольной модели точечного направленного излучателя, предлагается задавать дополнительное граничное условие у излучателя в виде  $\lim_{R \rightarrow 0} R |\psi(R, \theta, \varphi) - \psi_0(R, \theta, \varphi)| = 0$ . Доказано [1], что это условие не только гарантирует совпадение решения с потенциалом  $\psi_0$  при удалении границ области на бесконечность, но и обеспечивает единственность рассматриваемых краевых задач. Решение поставленной задачи имеет вид:

$$\psi(M) = \sum_{n=0}^2 \sum_{m=-n}^n C_{nm} \left( h_n^{(1)}(kR) F_n^{iml}(\cos \theta) - \chi_{nm} h_n^{(1)}(kR') F_n^{iml}(\cos \theta') \right) e^{im\varphi}$$

где  $\chi_{nm} = (-1)^{n+|m|}$ ,  $R'^2 = R^2 + 4Rz_0 \cos \theta + 4z_0^2$ ,  $\cos \theta' = (R \cos \theta + 2z_0) / R'$ ,  $z_0$  – расстояние от источника до границы полупространства. Аналогичными способами могут быть поставлены однородные задачи и для других областей с направленными гидроакустическими источниками.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 19-08-00941).

## Литература

1. Быковцев Г.И., Кузнецов Г.Н., Степанов А.Н. Акустическое поле направленного источника в океанических волноводах // ДАН СССР. 1985. Т. 280. № 1. С. 57–59.

**G.N. Kuznetsov<sup>1</sup>, A.N. Stepanov<sup>1,2</sup>**

## **MULTIPOLE MODEL OF SOUND SOURCE IN WAVEGUIDE**

<sup>1</sup>*Prokhorov General Physics Institute of the Russian Academy of Sciences  
38, Vavilov st., Moscow, Russia, 117036,*

<sup>2</sup>*Samara National Research University imeni academica S.P. Koroleva,  
34, Moscow highway, Samara, Russia, 443086,  
Tel.: 8(977)513-13-50, E-mail: skbmortex@mail.ru*

The results of an analytical representation of a multipole model of a sound source, which are equivalent in radiation characteristics to real volume low-frequency sources, are presented. The existence of a criterion for separating fields in the near and far zones, which is necessary for solving direct and inverse problems in a linear setting, is shown. A boundary value problem for a model radiator in a half-space is formulated and solved. The transition from the inhomogeneous to the homogeneous Helmholtz equation

**Keywords:** multipole model, near and far zones, homogeneous boundary value problem

**Acknowledgment:** The work was carried out with the financial support of the Russian Foundation for Basic Research (project No. 19-08-00941).

### **References**

1. Bykovtsev G.I., Kuznetsov G.N., and Stepanov A.N. Acoustic field of a directional source in oceanic waveguides. DAN USSR, 1985, Vol. 280, No. 1, pp. 57–59.

Г.Н. Кузнецов<sup>1</sup>, А.Н. Степанов<sup>1,2</sup>

## ВАРИАЦИИ ЗВУКОВОГО ДАВЛЕНИЯ И ФАЗОВЫХ СКОРОСТЕЙ В МЕЛКОМ МОРЕ

<sup>1</sup>*Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН  
Россия, 119991, Москва, ул. Вавилова, 38,*

*Тел.: +7 (499) 503-8734, 8(495) 126-9835 E-mail: skbmortex@mail.ru*

<sup>2</sup>*Самарский национальный исследовательский университет имени академика  
С.П. Королева, Россия, 443086, Самара, Московское шоссе, д. 34*

*Тел.: 8(846)267-48-678, E-mail: pr@ssau.ru*

Выполнено аналитическое, численное и экспериментальное исследование интерференционной структуры амплитуд звукового давления, продольных проекций градиентов фазы и рассчитанных различными способами фазовых скоростей в плоскопараллельном волноводе. Показано, что на частотах, для которых антенна расположена в зонах интерференционных максимумов, использование модели эквивалентной плоской волне и ЭФС вместо скорости звука в воде уменьшает погрешность оценки пеленга.

**Ключевые слова:** продольные проекции градиентов фазы, эффективная фазовая скорость, интерференционные максимумы

Эффективность работы протяженных многоэлементных антенн, установленных стационарно или буксируемых в мелком море, определяется отношением сигнал/помеха на каждом приемнике и когерентностью поля вдоль апертуры. Значения отношения сигнал/помеха рассчитываются с учетом реальных зависимостей «аномалии распространения» и коэффициента концентрации антенны. При пеленговании следует учитывать дисперсионные свойства волновода, заметно искажающие распределение вдоль апертуры антенны поля амплитуды и – главное – фазы по сравнению со свободным пространством.

Рассмотрим возможность получения в мелком море не смещенных оценок пеленга при учете средних – устойчивых к вариации – характеристик среды градиентов фазы на апертуре низкочастотных многоэлементных антенн. С этой целью рассмотрим работу горизонтальной протяженной антенны, которая имеет длину  $L = 400$  м и состоит из 64 элементов. В связи с большим различием характеристик грунта в различных акваториях Мирового океана, расчеты выполним для двух типичных мо-

делей дна морей, примыкающих к берегам России. Первая модель соответствует жесткому грунту, вторая – мягкому. Для них соответственно: продольная скорость звука в грунте  $c_1 = 2000$  м/с и  $c_1 = 1650$  м/с, относительная плотность  $\rho = 1.8$  и  $\rho = 1.4$ ,  $\alpha = 0.02$ . Изучим структуру поля на апертуре антенны при расстоянии центра антенны от источника –  $r = 5$  км, пеленге на источник –  $\alpha_0 = 45^\circ$ , глубине волновода –  $h = 100$  м, глубине источника –  $z_0 = 50$  м. Анализ выполним для приемных горизонтальных антенн, буксируемых в слое воды ( $z = 50$  м) и стационарных донных антенн ( $z = 100$  м). На рис. 1 для приведенных выше моделей грунта и  $z = 50$  м представлены распределения вдоль апертуры антенны амплитуды поля звукового давления (ЗД) (а) и ЭФС [1, 2], характеризующей градиенты фазы (б), для сигнала с частотой  $f_0 = 52$  Гц, для которой антенна находится в зоне интерференционного максимума (ИМА) (кривые 1), и сигнала на частоте  $f_0 = 54.5$  Гц, для которой центр антенны находится в зоне глубокого минимума ЗД (кривые 2). Штрихпунктирной линией (прямая 3) отмечено значение скорости звука в воде  $c_0$ . Из рис. 1 следует, что поле на апертуре антенны неоднородное – небольшие изменения частоты и условий приема заметно изменяют распределения амплитуд и фаз сигнала на апертуре. Видно, что в зонах ИМА величина ЭФС превышает значение  $c_0$  и достаточно стабильна. И, напротив, в зонах интерференционных минимумов фазовая скорость изменяется непредсказуемым образом.

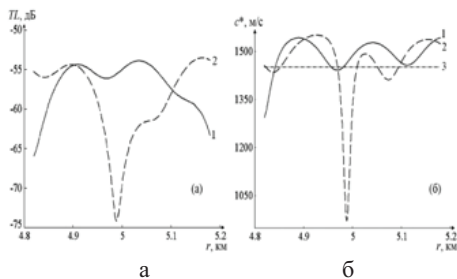


Рис. 1. Распределения на апертуре антенны амплитуды звукового давления (а) и ЭФС (б). Прием в середине волновода. Кривые 1 – частота  $f_0 = 52$  Гц (вторая модель дна), кривые 2 –  $f_0 = 54.5$  Гц (первая модель дна), прямая 3 – значение скорости звука в воде.

На рис. 2 изображены ХН антенны для частоты 52 Гц, обозначенные  $D(\alpha_0)$ , где  $\alpha_0$  – пеленг на источник. Излучение производится в середине волновода. Распределения амплитуд ЗД и фазовых скоростей представлены на рис. 1 (кривые 1). Сплошной линией на рис. 2 изображена ХН в свободном пространстве с  $c_0 = 1450$  м/с, пунктирной – в волно-

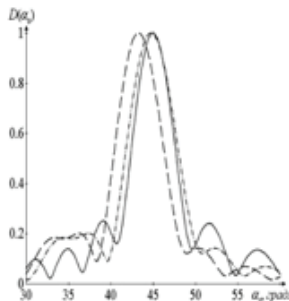


Рис. 2. ХН антенны,  
 $f_0 = 52$  Гц.

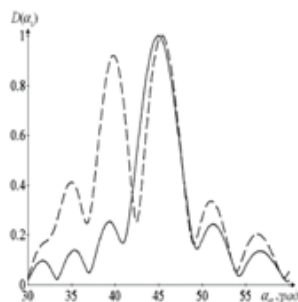


Рис. 3. ХН антенны,  
 $f_0 = 54.5$  Гц.

воде, когда распределение амплитуд и фаз сигнала на апертуре антенны рассчитано с использованием известной передаточной функции волновода, а для фазирования антенны используется значение  $c_0$ . Видно, что из-за несоответствия градиентов фазы, на апертуре возникает смещение основного максимума. Штрихпунктирной линией изображена ХН антенны в волноводе, когда исходное распределение амплитуд и фаз было таким же, а для фазирования антенны использовано среднее в зоне ИМА значение ЭФС, равное 1570 м/с. При этом практически удается устранить смещение пеленга  $\alpha_0$  на источник и уменьшить боковое поле.

На рис. 3 для тех же условий распространения изображены аналогичные ХН, но для частоты  $f_0 = 54.5$  Гц. Видно, что для данной частоты, по сравнению с ХН в свободном пространстве (сплошная линия), наблюдается расщепление основного максимума ХН антенны (пунктирная кривая), что не позволяет выполнять однозначное пеленгование источников. По существу, антенна разделилась на две части, выполняющие пеленгование независимо – каждая со своими градиентами фазы и своим фазовым центром. Как показали расчеты, для «мягких» грунтов смещения пеленгов умеренные – до  $7-10^\circ$ . Для «жестких» – смещение может достигать до  $12-15^\circ$ , что недопустимо.

Для оценки значений ЭФС, необходимых для точного пеленгования, можно использовать аналитические выражения или выполнять прямой расчет соответствующих проекций градиентов фазы. При определении зависимостей горизонтальных проекций градиентов фазы сигналов можно использовать [1] выражение для средневзвешенных значений горизонтальных проекций волновых чисел. В [2] для зон ИМА используется понятие «эффективной фазовой скорости», как средневзвешенной фазовых скоростей нормальных волн,  $c^* = \sum p_l^2 c_l / \sum p_l^2$ , где  $c_l$  — фазовая скорость  $l$ -й нормальной волны. По определению, фазовую скорость ЗД можно получить путем расчетной или экспериментальной оценки горизонтальной проекции градиента фазы  $c_1^* = \omega / (\partial\varphi / \partial r)$ , где  $\varphi$  — фаза

ЗД. Установлено, что в зонах ИМА эффективные фазовые скорости  $c^*$  или  $c^{k**}$  и фазовые скорости  $c_1^*$ , вычисленные по приведенным соотношениям или по горизонтальным проекциям градиентов фазы, близки. Но в зонах интерференционных минимумов, из-за различия проекций градиентов фазы, всегда будут наблюдаться существенные отличия  $c_1^*$  от  $c^*$ ,  $c^{k*}$  и  $c_0$ . Средние значения ЭФС достаточно устойчивы, поскольку определяются не волновыми числами, а их разностью. Тем не менее, из-за различающегося группирования и суммирования мод разных номеров в различных зонах ИМА, значения ЭФС варьируются в заметных пределах.

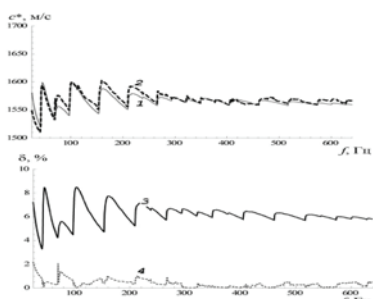


Рис. 4. Зависимости  $c^*$  (1) и фазовой скорости  $c_1^*$  (2) от частоты и отклонения в процентах этих скоростей от скорости звука в воде (3).

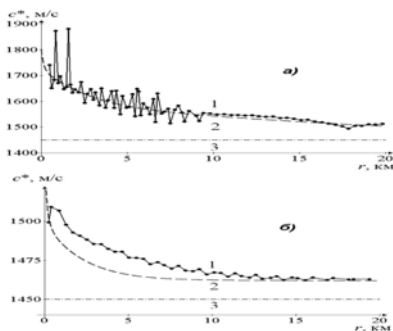


Рис. 5. Зависимости  $c^*$  и фазовой скорости  $c_1^*$  от расстояния для двух моделей грунта, рассчитанные через градиент фазы (1) и по аналитически (2).

На рис. 4 приведены зависимости ЭФС, вычисленные в зонах ИМА на различных частотах. Но на низких частотах при малом числе нормальных волн наблюдаются резкие «скачки», соответствующие частотам, вблизи которых в волноводе при увеличении частоты формируются «новые» моды, но при росте частоты и увеличении числа мод зависимости от частоты сглаживаются и стремятся к постоянному значению. Асимптотические значения ЭФС на высоких частотах заметно превышают величину  $c_0$ . Аналогичное приближение к постоянной величине наблюдается и при увеличении расстояния до источника. На рис. 5а для донной антенны ( $z = 100$  м) и жесткого грунта представлены зависимости ЭФС от расстояния для частоты 50 Гц и величины  $c_0$ , равной 1450 м/с. На рис. 5б представлены зависимости ЭФС от расстояния для частоты 50 Гц, но для глубины приема  $z = 50$  м и второй модели грунта. Из сравнения рис. 4 и 5 следует, что в зонах ИМА аналитические оценки ЭФС удовлетворительно согласуются с результатами прямых расчетов фазовой скорости

через градиент фазы. Жесткому дну соответствуют большие величины ЭФС, поскольку увеличиваются фазовые скорости отдельных мод. Но для всех волноводов – с мягким или жестким грунтом – при увеличении расстояния между приемником и источником наблюдается медленное уменьшение ЭФС, так как при увеличении расстояния моды высоких номеров затухают интенсивнее, чем моды первых номеров. Для сравнения рассчитанных фазовых скоростей и ЭФС с экспериментальными значениями выполнена в морских условиях буксировка по радиальному галсу излучающего комплекса, включающего 3 электродинамических тональных излучателя с частотами 117, 320 и 640 Гц. Одновременно для оценки расстояния между приемными элементами и буксируемым излучателем на едином каркасе с низкочастотными излучателями буксировался широкополосный импульсный пьезокерамический излучатель. Сигналы принимались в системе единого времени одновременно на приемные каналы векторно-скалярных модулей и на контрольный

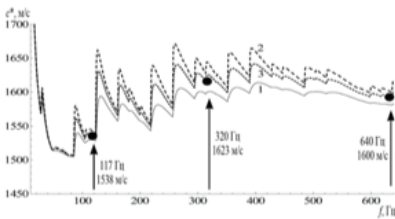


Рис. 6. Зависимости ЭФС от частоты и расстояния: 1 – расстояние 1540 м; 2 – 50 м; 3 – 770 м. Диапазон частот от 10 до 640 Гц. Точки – эксперимент.

гидрофон, установленный вблизи излучателей. Это позволило измерить геометрию антенны после морской постановки и траекторию буксировки излучателей относительно приемников. С учетом непрерывно измеряемых расстояний до источника и оценок разностей фаз на опорном гидрофоне в точке излучения, горизонтальные проекции градиента фазы вычислялись в точках приема и

оценивались значения фазовых скоростей. Для аналитической оценки ЭФС использовались амплитуды и фазовые скорости мод, вычисленные с учетом экспериментально определенных параметров грунта, вычисленных по данным акустической калибровки района работ. Экспериментально найденные значения фазовых скоростей и рассчитанные на указанных частотах ЭФС оказываются близкими. При увеличении частоты и формировании дополнительных мод обнаруживаются скачки ЭФС. При увеличении частоты влияние отдельных мод уменьшается и ЭФС стремится к асимптотическому значению, которое стабилизируется вблизи значений, превышающих  $c_0$  на 5–8%.

Работа выполнена при финансовой поддержке программы «Акустика мелкого моря, нелинейная акустическая диагностика» (номер государственной регистрации АААА-А18-118021390174-1) и Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 19-08-00941).

## Литература

1. Грачев Г.А., Кузнецов Г.Н., Розенберг А.В. Инвариантная скорость распространения импульсных сигналов в многомодовых океанических волноводах // Докл. АН СССР. 1988. Т. 302. № 5. С. 1225–1228.
2. 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. 2012. Т. 58. № 5. С. 628–638.

**G.N. Kuznetsov<sup>1</sup>, A.N. Stepanov<sup>1,2</sup>**

### VARIATIONS IN SOUND PRESSURE AND PHASE VELOCITY IN THE SHALLOW SEA

*<sup>1</sup>Prokhorov General Physics Institute of the Russian Academy of Sciences*

*38, Vavilov st., Moscow, Russia, 117036,*

*Tel.: +7 (499) 503-8734 E-mail: [skbmortex@mail.ru](mailto:skbmortex@mail.ru)*

*<sup>2</sup>Samara National Research University imeni academica S.P. Koroleva,*

*34, Moscow highway, Samara, Russia, 443086,*

*Tel.: 8(846)267-48-678, E-mail: [pr@ssau.ru](mailto:pr@ssau.ru)*

An analytical, numerical and experimental study of the interference structure of sound pressure amplitudes, longitudinal projections of phase gradients and phase velocities calculated by various methods in a plane-parallel waveguide have been carried out. It is shown that at frequencies for which the antenna is located in the zones of interference maxima, the use of the model of an equivalent plane wave and EFS instead of the speed of sound in water reduces the error in the bearing estimate.

**Keywords:** longitudinal projections of phase gradients, effective phase velocity, interference maxima

**Acknowledgment:** This work was financially supported by the Shallow Sea Acoustics, Nonlinear Acoustic Diagnostics Program (state registration number AAAA-A18-118021390174-1) and the Russian Foundation for Basic Research (project No. 19-08-00941).

## References

1. Grachev G.A., Kuznetsov G.N., and Rosenberg A.V. Invariant velocity of propagation of pulsed signals in multimode oceanic waveguides. Dokl. Academy of Sciences of the USSR, 1988, Vol. 302, No. 5, pp. 1225–1228.
2. Kuznetsov G.N. and Lebedev O.V. On the possibility of using a model with an equivalent plane wave to improve the accuracy of direction finding of low-frequency signals in a shallow sea. Akust. zhurn., 2012, Vol. 58, No. 5, pp. 628–638.



А.С. Лупанова, М.А. Егорова

## АКУСТИЧЕСКАЯ КОММУНИКАЦИЯ САМОК И ДЕТЕНЬШЕЙ ДОМОВОЙ МЫШИ (*MUS MUSCULUS*)

*Институт эволюционной физиологии и биохимии им. И.М. Сеченова РАН  
Россия, 194223, Санкт-Петербург, пр. Тореза 44,  
Тел.: 8(812) 552-79-01, E-mail: ema6913@yandex.ru*

В настоящей работе впервые выполнен спектрально-временной анализ ультразвуковых криков матери и детенышей – мышей гибридов линий СВА и С57BL/6. Зарегистрированные крики детенышей и взрослых самок были представлены преимущественно сериями. Спектрально-временной анализ ультразвукового крика «покинутого» мышонка показал, что его основные параметры в процессе взросления принципиально не меняются. Однако к 14-му дню онтогенеза уменьшаются временные интервалы между криками и их количество в серии.

**Ключевые слова:** акустическое поведение, ультразвуковые вокализации

Детеныши домовая мыши (*Mus musculus*) появляются на свет незрелорожденными и в первые две недели жизни полностью зависят от матери, что определяет необходимость эффективной коммуникации между самкой и потомством. Если мышенок оказывается в стороне от гнезда, в дискомфортных условиях, то он издает ультразвуковой крик «покинутого», призывая на помощь мать, которая находит его и возвращает обратно. Самка также, не обнаружив детенышей в гнезде, начинает искать их, излучая при этом ультразвуковые вокализации.

Известно, что вокализации мышей подвержены изменениям в зависимости от их видовой и линейной принадлежности, поэтому в настоящей работе впервые выполнен спектрально-временной анализ ультразвукового крика «покинутого» и ультразвукового «поискового» крика самки домовая мыши – гибридов линий СВА и С57BL/6.

Экспериментальная установка находилась в отдельном лабораторном помещении и включала в себя звукозаглушенную камеру (звукозаглушение на частоте 1000 Гц составляло 40 дБ) с затененным освещением.

Запись ультразвукового крика «покинутого» мышонка проводили в период со 2-го по 14-й день жизни включительно, каждые два дня. Запись осуществляли в условиях изоляции детеныша от гнезда, сопровождающихся естественным понижением температуры тела. Вокализации самок при поиске детенышей регистрировали в клетке с гнездом, из которого изымали детенышей. Регистрацию вокализаций производили при помощи 6.5 мм конденсаторного микрофона 4135, предусилителя 2633, измерительного усилителя 2606 фирмы Bruel & Kjaer на звуковую карту (Roland UA-55 Quad-Capture). Микрофон фиксировали в крышке бокса или клетки в 25 см над гнездом. Видеорегистрация акустического поведения мышей осуществлялась с помощью веб-камеры Logitech Pro 9000 на персональный компьютер.

Спектрально-временной анализ ультразвуковых сигналов производили с помощью профессиональной программы Avisoft SASLab Pro 5.2.07 (Германия) в полуавтоматическом режиме. Записанные сигналы оцифровывали с частотой дискретизации 192 кГц. Полученные результаты обрабатывали статистически с использованием пакета программ Statistica v.6. В результате экспериментов было зарегистрировано более двух тысяч ультразвуковых вокализаций мышат и более тысячи сигналов у 12 самок.

Ультразвуковые вокализации были зарегистрированы у 87.5% мышат всех возрастных групп, что подтверждает исключительную важность этого крика для выживания детенышей (рис. 1).

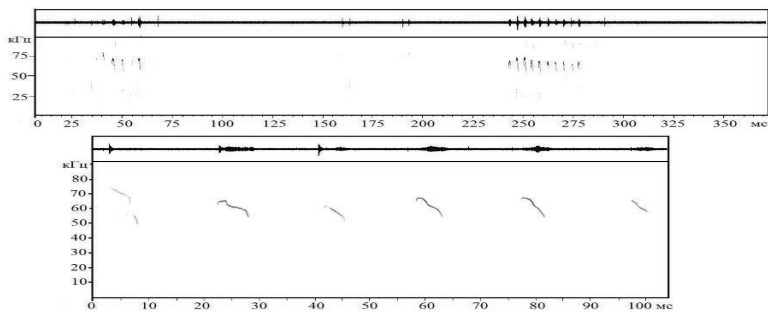


Рис. 1. Серия ультразвуковых вокализаций двухдневного детеныша домашней мыши. В верхней части фрагментов осциллограммы криков (по оси абсцисс – время, мс), в нижней – сонограммы (по оси абсцисс – время, мс; по оси ординат – частота, кГц).

Зарегистрированные ультразвуковые вокализации мышат были представлены преимущественно сериями, образованными 3–20 крика-

ми (рис. 1). Уровень крика достигал 80–90 дБ УЗД на расстоянии 5–7 см от мышонка.

Зарегистрированные ультразвуковые сигналы не были однородны по своим частотным характеристикам. Преобладающее большинство криков (843 сигнала; 80.2%) были образованы единственной гармоникой. Две трети из них (571 сигнал; 67.7%) имели частоту основного тона в области от 40 до 75 кГц. Частота основного тона остальных 272 сигналов (32.3%) находилась в более высокочастотной области – от 75 до 95 кГц. Значения частот основного тона в вокализациях этих двух групп достоверно различались (U-критерий Манна-Уитни,  $p < 0.001$ ). Остальные ультразвуковые вокализации (19.7%; 207 сигналов) отличались выраженностью двух частотных компонентов, частоты которых располагались в обеих частотных областях. К двухкомпонентным сигналам относили крики с выраженным частотным скачком более, чем на 20 кГц, как в сторону увеличения, так и в сторону уменьшения показателя.

В качестве акустического компонента родительского поведения мышшей были зарегистрированы ультразвуковые вокализации, излучаемые самками во время поиска удаленных из гнезда детенышей. Все зарегистрированные вокализации были локализованы в ультразвуковом диапазоне частот и представлены сериями, образованными 3-мя – 20-ю криками (рис. 2).

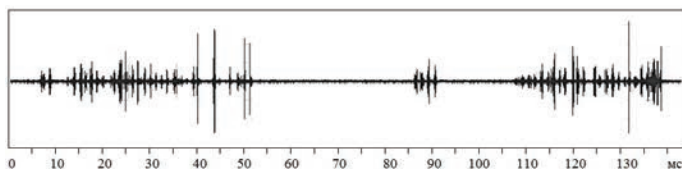


Рис. 2. Осциллограмма трех серий ультразвуковых вокализаций самки домовой мыши при поиске детенышей. По оси абсцисс – время; по оси ординат – амплитуда.

Спектрально-временной анализ криков показал, что основная энергия сигналов была сосредоточена в области частот от 45 до 90 кГц (рис. 3).

Как правило, сигнал был образован единственной гармоникой, превышающей уровень шума не менее, чем на 12 дБ. Частота основного тона составляла в среднем  $70.9 \pm 6.3$  кГц. Частотная модуляция криков варьировала в пределах 14–20 кГц. Только 7.5 % сигналов имели частотные скачки, преимущественно в сторону увеличения частоты (68%). Длительность криков занимала диапазон от 20 до 60 мс (рис. 3).

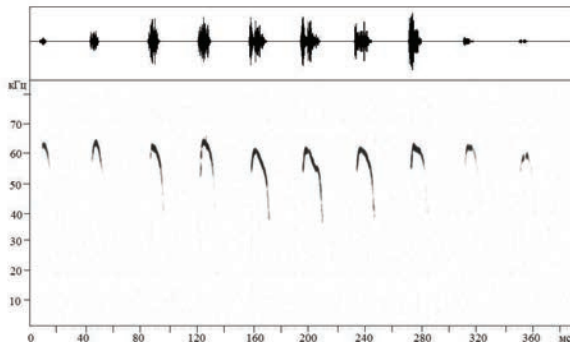


Рис. 3. Серия ультразвуковых вокализаций самки домовой мыши при поиске потерявшегося детеныша. Обозначения как на рис. 1.

Сопоставление акустических характеристик ультразвуковых сигналов самок-матерей с особенностями структуры крика «покинутого» на разных этапах онтогенеза мышат показало, что с взрослением детенышей количество криков в сериях вокализаций самок достоверно уменьшается. Также уменьшаются до 200–400 мс и интервалы между криками мышат (рис. 4). Показано, что данный диапазон временных интервалов между криками одной серии является оптимальным для распозна-

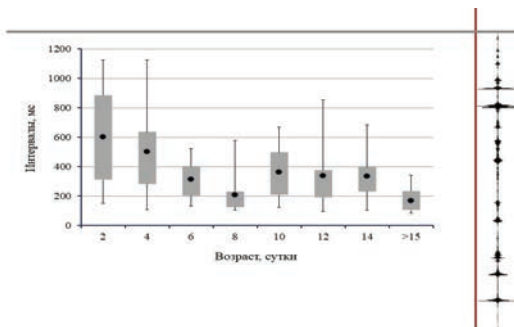


Рис. 4. Изменение интервалов между криками в одной серии в процессе взросления мышат. Точка – среднее значение, прямоугольник – медиана; усы – минимальные и максимальные значения в выборке.

вания матерью [3]. Очевидно, что к концу второй недели жизни происходит становление вокализационного аппарата мышат и акустические характеристики их сигналов почти не отличаются от параметров криков взрослых особей.

## Литература

1. Ehret G. Development of sound communication in mammals //Advances in the Study of Behavior. NY: Academic Press, 1980. Vol. 11. P. 179–225.
2. Portfors C.V. Types and functions of ultrasonic vocalizations in laboratory rats and mice // J. Americ. Assoc. for Labor. Animal Science. 2007. Vol. 46. No. 1. P. 28–34.
3. Gaub S. & Ehret G. Grouping in auditory temporal perception and vocal production is mutually adapted: the case of wriggling calls of mice // J. Comp. Physiol. A. 2005. Vol. 191. P. 1131–1135.

**A.S. Lupanova, M.A. Egorova**

### ACOUSTIC COMMUNICATION BETWEEN MOTHERS AND PUPS IN HOUSE MOUSE (*MUS MUSCULUS*)

*I.M. Sechenov Institute of Evolutionary Physiology and Biochemistry,  
Russian Academy of Sciences  
Torez ave., 44, Russia, Saint Petersburg, 194223,  
Тел.: 8(812) 552-79-01, E-mail: ema6913@yandex.ru*

Acoustic parameters of ultrasound vocalizations were studied in house mouse pups and females – hybrids of outbreed strains CBA and C57BL/6. Recorded ultrasound calls of mouse pups and adult females were represented by series of 3–20 vocalizations. Spectral-temporal analysis of the mouse pup' ultrasound calls showed that their main parameters did not fundamentally change in the ontogenesis. However, the intercall intervals and the number of calls in the series decreased by the 14-th day of ontogenesis.

**Keywords:** acoustic behavior, ultrasound vocalizations

### References

1. Ehret G. Development of sound communication in mammals. Advances in the Study of Behavior. NY: Academic Press, 1980, Vol. 11, pp. 179–225.
2. Portfors C.V. Types and functions of ultrasonic vocalizations in laboratory rats and mice. J. Americ. Assoc. for Labor. Animal Science, 2007, Vol. 46, No. 1, pp. 28–34.
3. Gaub S. and Ehret G. Grouping in auditory temporal perception and vocal production is mutually adapted: the case of wriggling calls of mice. J. Comp. Physiol. A., 2005, Vol. 191, pp. 1131–1135.

**А.Н. Серебряный<sup>1,2</sup>**

## **НАБЛЮДЕНИЕ АНОМАЛЬНЫХ ЯВЛЕНИЙ В МОРЕ ПОСРЕДСТВОМ ADCP**

*<sup>1</sup>Институт океанологии им. П.П. Шириова РАН  
Россия, 117997, Москва, Нахимовский проспект, 36,  
Тел.: 8(499)124-59-96, E-mail: [serebryany@hotmail.com](mailto:serebryany@hotmail.com)  
<sup>2</sup>АО «Акустический институт им. акад. Н.Н. Андреева»  
Россия, 117036, Москва, ул. Шверника, 4,  
Тел.: 8(499) 723-63-00, E-mail: [serebryany@akin.ru](mailto:serebryany@akin.ru)*

Представлены результаты экспериментальных данных об аномальных морских явлениях на черноморском шельфе, собранных на основе 15-летнего опыта работы с ADCP.

**Ключевые слова:** ADCP, Черное море, шельф, внутренние волны, стая рыб, волна-убийца, шквал, моретрясение, солевые пальцы

**Введение.** Доклад, продолжающий тему о доплеровском акустическом профилометре течений (ADCP) как универсальном приборе акустической океанологии, рассмотренную на предыдущих школах [1], и частично отраженную в литературе [2], будет посвящен новому, ранее не обсуждавшемуся, вследствие его необычности, аспекту. В связи с проведенным за 15 лет большим объемом измерений в шельфовых зонах морей мы попадали в различные ситуации, часть из которых сопровождалась необычными природными явлениями. ADCP “Rio Grande 600 kHz” надежно работал во всех случаях, и это дало возможность нам собрать уникальный материал по этим явлениям, которые и будут представлены в докладе.

**1. Рекордные по амплитуде внутренние волны Черного моря.** В ходе проведения исследований течений на геленджикском шельфе 7 октября 2015 г. нами был обнаружен цуг необычно больших внутренних волн с амплитудами 14–16 м, рекордными для бесприливного Черного моря [3]. Генерация этого аномального цуга, как показал последующий анализ, была вызвана проходящим над морем атмосферным фронтом [4]. Среди зарегистрированных механизмов генерации интенсивных внутренних волн на Черном море [5, 6] этот источник ранее не был замечен. Цуг состоял из четырех солитоноподобных волн с характерной формой обостренных гребней и сглаженных подошв, движущихся по

шельфу к берегу со стороны открытого моря (рис. 1). Цуг наблюдался в течение нескольких часов, пока он не достиг прибрежной зоны. Орбитальные течения волн достигали 0.2 м/с, благодаря чему происходило интенсивное взмучивание лежащих на дне осадков, а также веществ, служащих кормом для рыб. Это привело к другому необычному явлению, о котором будет сказано ниже.

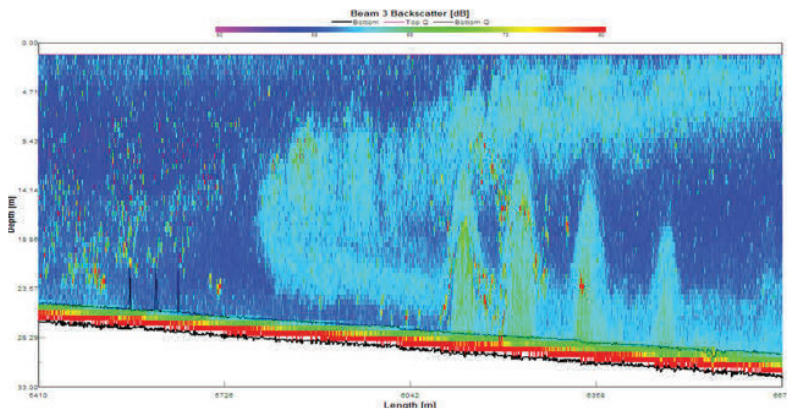


Рис. 1. Цуг аномально больших черноморских внутренних волн с высотами 16–14 м. Наблюдение 7 октября 2015 г. на шельфе вблизи м. Толстый.

## 2. Наблюдение стай рыб, сопровождающих внутренние волны.

Цуг внутренних волн рекордных амплитуд оказался причастным к привлечению стаи рыб в шельфовой зоне моря. Ранее подобное явление не отмечалось на черноморском шельфе. На рис. 2 показана запись эхолокационных контрастов, сделанная ADCP при пересечении цуга на встречном курсе под углом около 30 град относительно фронта головной волны. Две области повышенного рассеяния, обозначающие стаи рыб черноморской ставриды, расположены на передних фронтах двух головных волн цуга. Размер первой стаи на сечении был 80×4 м, второй немного меньше.

Эти скопления рыб сопровождали внутренние волны при их движении к берегу в течение 2.5 часов, пока цуг не дошел до глубин 26 м, переместившись на расстояние около 2 км, и не стал терять свои большие амплитуды.

## 3. Наблюдение волны-убийцы.

Волны-убийцы или “freak waves” привлекают внимание исследователей на протяжении более двух последних десятилетий после регистрации в 1995 г. «новогодней волны» в Северном море с платформы Дропнер. Эти волны характеризуются

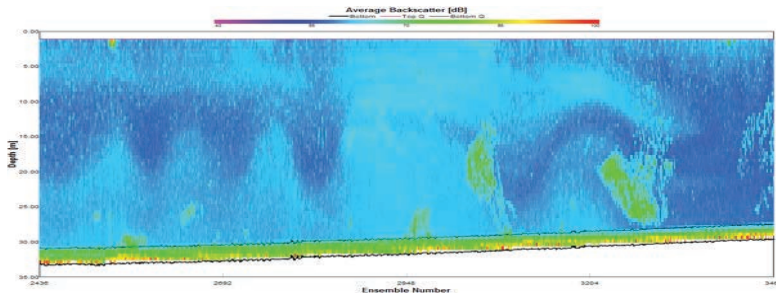


Рис. 2. Скопление рыб около двух головных внутренних волн хорошо проявляется на записи ADCP в виде областей повышенного обратного рассеяния звука на пространственном сечении цуга [7].

большими амплитудами и внезапностью появления. Волны-убийцы к настоящему времени были зарегистрированы во многих точках Мирового океана [8]. В том числе их появление отмечалось в Черном море. Критерий, по которому волна относится к freak волнам, выглядит следующим образом:  $H/H_s > 2$ , где  $H$  – высота волны,  $H_s$  – значительная высота волны [8].

10 октября 2010 г. при работе с ADCP, установленной на моторной яхте, при проведении разреза поперек шельфа в районе м. Толстый была встречена уединенная 4-метровая поверхностная волна, которую мы относим к категории “freak waves”. В предшествующие сутки море штормило, но к утру 10 октября наступил штиль. При этом с юго-запада по шельфу к берегу проходили волны зыби высотой около 1 м. Яхта двигалась по шельфу от берега над трубой очистных сооружений г. Геленджика, при этом велась регистрация ADCP и эхолотом. ADCP работал в режиме “bottom track” и был настроен на вертикальную величину ячейки 0.5 м, что позволяет достаточно точно регистрировать профиль рельефа дна. Частота регистрации сигналов прибора была 1 Гц. Яхта двигалась со скоростью около 2.5 м/с. При полном безветрии яхта двигалась по курсу немного покачиваясь на встречных метровых волнах зыби. Неожиданно одна из очередных волн зыби подняла яхту на необычно большую высоту, что было отмечено на записи ADCP как уединенный 4.5-метровый выброс глубины дна моря. По вышеуказанному критерию эта волна на фоне волн 1–1.3 м относится к freak волнам. После встречи с яхтой эта волна продолжила движение на берег. Движение яхты по курсу было продолжено, и на пути, как и прежде, встречались волны только высоты, близкой к 1 м. В месте встречи с



большой волной глубина моря составляла около 30 м. Вскоре безветрие закончилось, ветер стал усиливаться, в связи с чем работа на разрезе была закончена.

**4. Генерация интенсивного подповерхностного течения проходящим над морем шквалом.** При проведении съемок яхтой, оборудованной ADCP, в районе Голубой бухты 12 октября 2011 г. стала ухудшаться метеорологическая обстановка, и с юга стали подходить волны зыби. В связи с этим было принято решение закончить работы и двигаться вдоль берега в направлении м. Тонкий для захода в Геленджикскую бухту. Яхта двигалась на восток со скоростью около 2 м/с, находясь на удалении в 0.7 км от берега. Глубины моря на галсе были в пределах 17–25 м. В этот момент яхту догнал шквал. Его появление сопровождалось сильным порывистым юго-западным ветром до 20 м/с и более и проливным дождем. Действие шквала продолжалось около 15 мин. В это время яхта продолжала движение, но ее курс изменился с восточного на юго-восточный, а скорость сначала увеличилась до 2.2 м/с, а затем упала до 1.5 м/с. Несмотря на сильную качку ADCP продолжал работать и регистрировать течение в морской толще и другие параметры. До встречи с шквалом в толще регистрировалось западное течение около 0.15 м/с. При появлении шквала было зарегистрировано появление интенсивного северо-восточного течения 0.7 м/с в верхней части водной толщи. Это течение охватывало глубины до 8 м. Оно совпадало по направлению с направлением ветра в шквале и наблюдалось до тех пор, пока шквал не утих. На рис. 3 приведены записанные ADCP данные о направлении и силе течения, а также обратного акустического рассеяния при встрече со шквалом.

Северо-восточный шквалистый ветер был встречным для фонового вдольберегового западного течения. Это способствовало усилению поверхностного волнения и интенсификации обрушения волн, о чем свидетельствовало появление зоны усиленного рассеяния в приповерхностном слое моря, обусловленного увеличением в нем концентрации воздушных пузырьков. Логично обобщить наши данные по всему фронту шквала, из чего складывается картина, что проходящий над морем шквал генерирует сильное течение в приповерхностном слое, направление которого совпадает с направлением движения шквала. Это течение силой до 0.7 м/с проникает на глубину до 8 м при силе ветра в шквале 20 м/с и движется вместе с шквалом в виде полосы поперечным размером около 300 м по всему его фронту. В более глубоководной части шельфа, где присутствует сезонный термоклин, проходящий над морем шквал, безусловно, генерирует интенсивные внутренние волны.

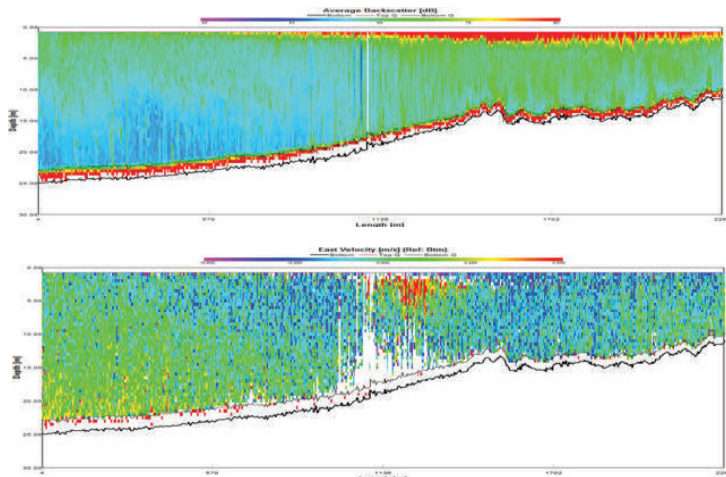


Рис. 3. Картина обратного акустического рассеяния (вверху) и широтная составляющая течений (внизу) на разрезе 12.10.2012 при проходе шквала над морем.

**5. Особенности гидрологических характеристик в прибрежной зоне после моретрясения.** В Черном море 21 сентября 2016 г. в 22:27 по местному времени на расстоянии 57 км от Сухума произошло землетрясение силой 4.6 баллов по шкале Рихтера. В период, предшествующий землетрясению и после, нами проводились измерения в прибрежной зоне моря в районе м. Сухумский с помощью закоренной гирлянды автономных точечных датчиков температуры, а также ADCP. Сопоставление записей термоксы до землетрясения с записями после выявило интенсивный подъем холодных вод, спустя сутки после землетрясения (см. рис. 4). На горизонте 15 м 20-градусная вода сменилась 12-гра-

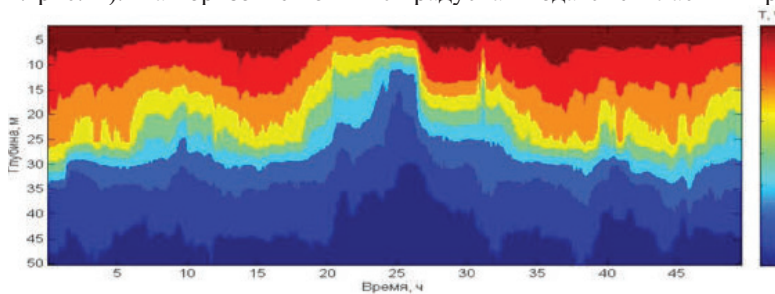


Рис. 4. Изменчивость температурной структуры в море до и после землетрясения 21.09.2016 г.

дусной. В то же время течение в прибрежной зоне было незначительным (около 0.1 м/с). После этого стало наблюдаться усиление течений до 0.25 м/с, причем оно происходило с инерционной периодичностью, близкой к 17 ч.

**6. Неопознанные подводные явления.** В заключении доклада остановимся на зарегистрированных с помощью ADCP интересных явлениях, однозначная трактовка которых на данный момент затруднительна.

*6.1. Регистрация импульсного усиления течения в толще моря.* При измерениях ADCP, установленной на неподвижной океанологической платформе МГИ у Южного берега Крыма в августе 2010 г., было зарегистрировано кратковременное усиление вдольберегового западного течения в виде уединенного всплеска почти по всей 30-метровой толще воды под платформой. На фоне среднего течения величиной 0.10–0.15 м/с произошло 3-минутное усиление течения до 1 м/с. На рис. 5 представлены данные записи ADCP. По аналогии с поверхностными волнами можно предположительно говорить о внутренней волне типа “freak wave”. Окончательный вывод по этому явлению можно будет сделать после более детального анализа всех собранных экспериментальных данных.

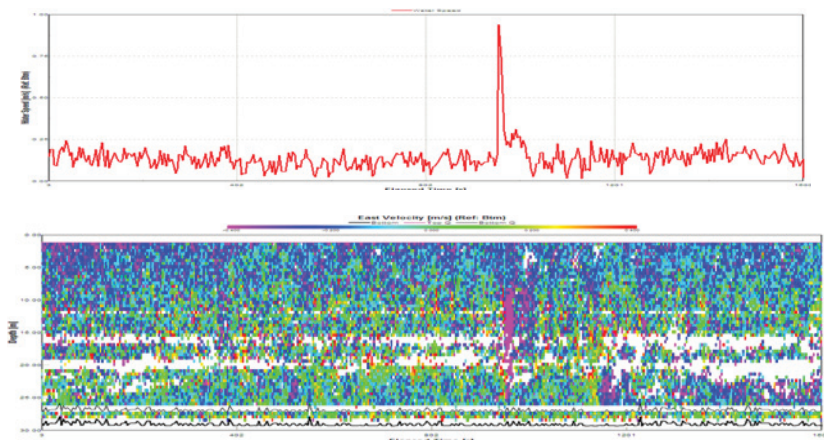


Рис. 5. Импульсное усиление течения в августе 2010 г.: временная запись течения (осреднение по глубине, сверху) и запись широтной составляющей течения по глубине (внизу).

*6.2. Наблюдение клиновидных включений чистой воды вблизи границы гидрологического фронта.* При подходе в прибрежную зону гидрологического фронта со стороны Кодора [9] на сигнале обратного

рассеяния, зарегистрированного ADCP в толще моря, появились конусообразные области аномально пониженного рассеяния. В этих конусах значения коэффициента обратного рассеяния были в пределах 52–55 дБ (представлены голубым цветом на рис. 6), в то время как фоновая окружающая среда характеризовалась коэффициентом 70 дБ. Наиболее значимых по размеру было около пяти образований. Наибольшее из них имело размер у поверхности моря около 20 м и монотонно сужалось с глубиной, достигая у дна величины в 2 м. Была замечена следующая особенность: чем глубже образование и тоньше диаметр конуса, тем меньше коэффициент рассеяния. У соседнего конуса, не достигшего дна, основание вверху имело размер около 10 м, нижняя точка была шириной 2 м.

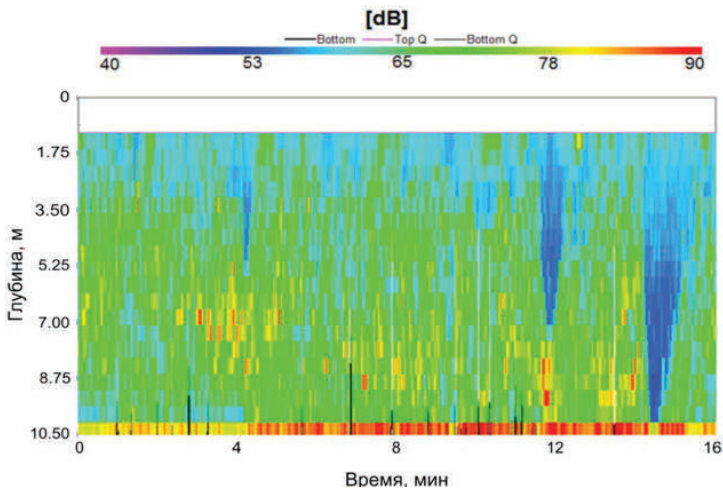


Рис. 6. Клиновидные области аномально низкого рассеяния («солевые пальцы») на записи обратно рассеянного акустического сигнала ADCP.

Наблюдаемая у этих узких образований тенденция двигаться ко дну указывает на то, что они сформированы водой более холодной и соленой, чем окружающие их воды. Мы предполагаем, что наблюдаемые конусы относительно чистой воды на данных ADCP есть проявление филаментов вод открытого моря, источником которых является находящаяся поблизости фронтальная зона. Наиболее вероятная трактовка конусов, по нашему мнению, – это наблюдение в реальной морской среде известного явления «солевых пальцев».

**Заключение.** Пятнадцатилетний опыт работы с ADCP в шельфовых зонах морей позволил нам собрать большой массив данных о происходящих там процессах, а также зарегистрировать ряд необычных явлений, описанию которых посвящен этот доклад. Универсальность ADCP и надежность его работы при регистрации наблюдавшихся аномальных явлений подчеркивают уникальность этого прибора и его незаменимость при работе в море. В докладе было показано разнообразие зарегистрированных аномальных явлений, наблюдавшихся в разных районах Черного моря. Это наблюдение внутренних волн рекордных амплитуд и необычное сопровождение их на шельфе косяком рыб. Наблюдение поверхностной волны-убийцы высотой около 4.5 м при относительно тихой погоде на геленджикском шельфе. Доказательные данные о воздействии проходящего над морем шквала на характер течения в поверхностном слое моря. Кроме того, дана информация о течениях в прибрежной зоне после подводного землетрясения, происшедшего в море вблизи побережья Абхазии. Также приведены примеры двух необычных гидродинамических явлений, для идентификации которых требуется проводить дополнительный анализ. Это наблюдение кратковременного значительного импульсного усиления течения (до 1 м/с) на крымском шельфе (внутренняя волна типа волны-убийцы?), а также наблюдение процесса, напоминающего «солевые пальцы», на границе гидрологического фронта на абхазском шельфе.

Работа частично выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ (тема государственного задания № 0149-2019-0011), а также грантом РФФИ № 19-05-00715.

## Литература

1. Серебряный А.Н. ADCP как мощный инструмент акустической океанологии: новые результаты // Акустика океана. Доклады 15-ой школы-семинара акад. Л.М. Бреховских. М.: ГЕОС, 2016. С. 244–249.
2. Serebryany A. Monitoring of processes on a sea shelf using ADCP // Hydroacoustics of shallow sea. Eds. E. Kozaczka, G. Grelowska. Warszawa: Polish Academy of Sciences Institute of Fundamental Technological Research, 2013. P. 105–117.
3. Бондур В.Г., Серебряный А.Н., Замшин В.В. Аномальный цуг внутренних волн рекордных высот на шельфе Черного моря, генерируемый атмосферным фронтом // Доклады АН. 2018. Т. 483. № 4. С. 431–436.
4. Бондур В.Г., Серебряный А.Н., Замшин В.В., Тарасов Л.Л., Химченко Е.Е. Интенсивные внутренние волны аномальных высот на шельфе Черного моря // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2019. Т. 55. № 1. С. 119–128.
5. Иванов В.А., Серебряный А.Н. Внутренние волны на мелководном шельфе бесприливного моря // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1983. Т. 19. № 6. С. 661–665.
6. Иванов В.А., Серебряный А.Н. Короткопериодные внутренние волны в прибрежной

- зоне бесприливного моря // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1985. Т. 21. № 6. С. 648–656.
7. Бондур В.Г., Серебряный А.Н., Замшин В.В. Регистрация косяков рыб, привлекаемых солитонами интенсивных внутренних волн // Доклады РАН. Науки о Земле. 2020. Т. 492. № 2. С. 94–98.
  8. Диденкулова Е.Г., Пелиновский Е.Н. Волны-убийцы в 2011–2018 годах // Доклады РАН. Науки о Земле. 2020. Т. 491. № 1. С. 97–100.
  9. Серебряный А.Н., Попов О.Е., Кенигсбергер Г.В., Елистратов В.П., Химченко Е.Е. Фронт в прибрежной зоне моря с узким шельфом: поверхностные проявления и внутренняя динамика // Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса. 2018. Т. 15. № 3. С. 167–183.

A.N. Serebryany<sup>1,2</sup>

## OBSERVATION OF ANOMALOUS PHENOMENA IN THE SEA USING ADCP

<sup>1</sup>*Shirshov Institute of Oceanology RAS  
Nakhimovskiy prosp., 36, Moscow, Russia, 117997,  
Tel.: 8 (499) 124-59-96, E-mail: [serebryany@hotmail.com](mailto:serebryany@hotmail.com)*

<sup>2</sup>*Andreyev Acoustics Institute  
Shvernik Str., 4, Moscow, Russia, 117036,  
Tel.: 8(499) 723-63-00, E-mail: [serebryany@akin.ru](mailto:serebryany@akin.ru)*

The results of experimental data on anomalous marine phenomena on the Black Sea shelf, collected on the basis of 15 years of experience using ADCP, are presented.

**Keywords:** ADCP, Black Sea, shelf, internal waves, fish shoal, freak wave, squall, seaquake, salt fingers

**Acknowledgment:** This work was partially supported by the Ministry of Education and Science of the Russian Federation (topic of state assignment No. 0149-2019-0011), as well as by the RFBR grant No. 19-05-00715.

## References

1. Serebryany A.N. ADCP kak moshhnyj instrument akusticheskoy okeanologii: novye rezul'taty. Akustika okeana. Doklady 15-oy shkoly-seminara akad. L.M. Brehovskih, M.: GEOS, 2016, pp. 244–249.
2. Serebryany A. Monitoring of processes on a sea shelf using ADCP. Hydroacoustics of shallow sea, Eds. E. Kozaczka, G. Grelowska, Warszawa: Polish Academy of Sciences Institute of Fundamental Technological Research, 2013, pp. 105–117.
3. Bondur V.G., Serebryany A.N., and Zamshin V.V. Anomal'nyj cug vnutrennih voln rekordnyh vysot na shel'fe Chernogo morja, generiruemyj atmosferym frontom. Doklady AN, 2018, Vol. 483, No. 4, pp. 431–436.

4. Bondur V.G., Serebryany A.N., Zamshin V.V., Tarasov L.L., and Himchenko E.E. Intensivnye vnutrennie volny anomal'nyh vysot na shel'fe Chernogo morja. *Izv. RAN. Fizika atmosfery i okeana*, 2019, Vol. 55, No. 1, pp. 119–128.
5. Ivanov V.A. and Serebryany A.N. Vnutrennie volny na melkovodnom shel'fe besprilivnogo morja. *Izv. AN SSSR. Fizika atmosfery i okeana*, 1983, Vol. 19, No. 6, pp. 661–665.
6. Ivanov V.A. and Serebryany A.N. Korotkoperiodnye vnutrennie volny v pribrezhnoj zone besprilivnogo morja. *Izv. AN SSSR. Fizika atmosfery i okeana*, 1985, Vol. 21, No. 6, pp. 648–656.
7. Bondur V.G., Serebryany A.N., and Zamshin V.V. Registracija kosjakov ryb, privlekaemyh solitonami intensivnyh vnutrennih voln. *Doklady RAN. Nauki o Zemle*, 2020, Vol. 492, No. 2, pp. 94–98.
8. Didenkulova E.G. and Pelinovskij E.N. Volny-ubijcy v 2011–2018 godah. *Doklady RAN. Nauki o Zemle*, 2020, Vol. 491, No. 1, pp. 97–100.
9. Serebryany A.N., Popov O.E., Kenigsberger G.V., Elistratov V.P., and Himchenko E.E. Front v pribrezhnoj zone morja s uzkim shel'fom: poverhnostnye projavlenija i vnutrennjaja dinamika. *Sovremennye problemy distancionnogo zondirovanija Zemli iz kosmosa*, 2018, Vol. 15, No. 3, pp. 167–183.



## АВТОРСКИЙ УКАЗАТЕЛЬ

- Абакумова Н.К. 80  
Аксенов С.П. 364, 357  
Аредов А.А. 174  
Бадулин С.И. 128  
Бибиков Н.Г. 71, 294, 300  
Боголюбов Б.Н. 218  
Бреховских А.Л. 212  
Бритенков А.К. 218  
Будрин С.С. 336  
Буланов В.А. 50  
Бурдуковская В.Г. 17  
Веденев А.И. 85  
Вировлянский А.Л. 22  
Вознесенский А.С. 330  
Волкова А.А. 41  
Вольтер Е.Р. 212  
Галкин О.П. 80  
Гончаренко Б.И. 85  
Гончаров В.В. 192  
Григорьев В.А. 27  
Гриценко В.А. 226, 325, 265  
Данилов А.А. 32, 300, 305  
Дегтяр А.Д. 134  
Денисов Д.М. 180, 185  
Дмитриев К.В. 91  
Долгих Г.И. 336  
Долгих С.Г. 336  
Егерев С.В. 101  
Егорова М.А. 389  
Есипов И.Б. 55  
Зайцев В.Ю. 346  
Заславский В.Ю. 36  
Заславский Ю.М. 36  
Зверев А.С. 212  
Иванов М.П. 300, 305, 310  
Казначеева Е.С. 271, 276  
Кацнельсон Б.Г. 108  
Кенигсбергер Г.В. 55, 71, 185  
Кидима-Мбомби К. 330  
Клещёв А.А. 60  
Клюев М.С. 212  
Коваленко В.В. 114  
Ковзель Д.Г. 226, 265  
Консон А.Д. 41  
Корниенко В.Н. 32  
Корсков И.В. 50  
Косарев О.И. 66  
Кравчун П.Н. 232  
Красницкий Б.Ю. 300, 305  
Красулин О.С. 122  
Кудашев Е.Б. 237  
Кузнецов Г.Н. 357, 371, 377, 383  
Кузькин В.М. 276, 271  
Куличков С.Н. 341  
Ластовенко О.Р. 134, 140  
Левченко Д.Г. 128  
Леньков С.В. 243  
Либенсон Е.Б. 134,  
Лисютин В.А. 140, 249  
Лосев Г.И. 254  
Луныков А.А. 27, 108  
Лупанова А.С. 389  
Макушевич И.В. 71  
Маленко Ж.В. 140  
Малеханов А.И. 260  
Манульчев Д.С. 145  
Матвеев Л.А. 346  
Медведева Е.В. 85  
Медведовский В.В. 185  
Мельников Н.П. 150  
Мельникова А.Н. 150  
Михеев В.И. 55  
Михеев С.И. 286  
Мухачёв Е.В. 300  
Некрасов В.Н. 254  
Нечаюк В.Е. 265



- Нешенко И.П. 71  
Низамов С.В. 294  
Николаевцев В.А. 286  
Овчаренко В.В. 336  
Островский А.Г. 192  
Пересёлков С.А. 271, 276  
Петников В.Г. 27  
Пигарев И.Н. 294  
Поддубняк В.Я. 55  
Попов О.Е. 55, 71, 180, 185, 341  
Прохоров В.Е. 156  
Пузакина А.К. 66  
Радаев И.Р. 320  
Радостин А.В. 346  
Раевский М.А. 17  
Ракитин И.Я. 212  
Римская-Корсакова Л.К. 310  
Родионов А.А. 310  
Романов Б.В. 226  
Рутенко А.Н. 300, 320, 325, 352  
Сабиров И.Р. 163  
Сажнева А.Э. 212  
Сазонтов А.Г. 281  
Сергеев С.Н. 91, 163  
Серебряный А.Н. 71, 101, 169,  
174, 180, 185, 394  
Сидоров Д.Д. 27  
Смирнов А.В. 260  
Смирнов И.П. 281  
Степанов А.Н. 377, 383  
Стефанов В.Е. 300, 305  
Стороженко А.В. 50  
Стреленко Т.Б. 249  
Сучков Д.С. 286  
Сучков С.Г. 286  
Тарасов Л.Л. 169, 185  
Ткаченко С.А. 276, 271  
Толмачев Ю.А. 305  
Ужанский Э.М. 108  
Ущиповский В.Г. 320, 325  
Фарфель В.А. 218  
Фонин А.А. 286  
Химченко Е.Е. 180, 185, 192  
Чашечкин Ю.Д. 197  
Чекайда В.Н. 185  
Чунчузов И.П. 341  
Чупин В.В. 336  
Шатравин А.В. 207  
Широков В.А. 243  
Шрейдер А.А. 212  
Шуруп А.С. 85, 91, 122, 163  
Яблоник Л.Р. 237  
Яковенко С.В. 336  
Ярошенко А.А. 134, 140  
Dong Y. 336  
Jenkerson M.R. 265, 352  
Liu C-T. 174  
Pao H.P. 169  
Piao Shengchun 336  
Song Y. 336  
Wang X. 336

## INDEX

- Abakumova N.K. 80  
 Aksenov S.P. 364, 357  
 Aksenov S.P.  
 Aredov A.A. 174  
 Badulin S.I. 71, 128, 294, 300  
 Bogolyubov B.N. 218  
 Brekhovskikh A.L. 212  
 Britenkov A.K. 218  
 Budrin S.S. 336  
 Bulanov V.A. 50  
 Burdukovskaya V.G. 17  
 Chashechkin Yu.D. 197  
 Chekida V.N. 185  
 Chunchuzov I.P. 341  
 Chupin V.A., 336  
 Danilov A.A. 32, 300, 305  
 Degtyar A.D. 134  
 Denisov D.M. 180, 185  
 Dmitriev K.V. 91  
 Dolgikh G.I. 336  
 Dolgikh S.G. 336  
 Dong Y. 336  
 Egerev S.V. 101  
 Egorova M.A. 989  
 Esipov I.B. 55  
 Farfel V.A. 218  
 Fonin A.A. 286  
 Galkin O.P. 80  
 Goncharenko B.I. 85  
 Goncharov V.V. 192  
 Grigor'ev V.A. 27  
 Gritsenko V.A. 226, 265, 325  
 Ivanov M.P. 71, 300, 305, 310  
 Jenkerson M.R. 265, 352  
 Katsnelson B.G. 108  
 Kaznacheeva E.S. 271, 276  
 Kenigsberger G.V. 55, 185  
 Khimchenko E.E. 180, 185, 192  
 Kidima-Mbombi L.K. 330  
 Kleshchev A.A. 60  
 Klyuev M.S. 212  
 Konigsberger G.V. 71  
 Konson A.D. 41  
 Kornienko V.N. 32  
 Korskov I.V. 50  
 Kosarev O.I. 66  
 Kovalenko V.V. 114  
 Kovzel D.G. 226, 265  
 Krasnickij B.J. 300, 305  
 Krasulin O.S. 122  
 Kravchun P.N. 232  
 Kudashev E.B. 237  
 Kulichkov S.N. 341  
 Kuzkin V.M. 271, 276  
 Kuznetsov G.N. 357, 371, 377,  
 383  
 Lastovenko O.R. 134, 140  
 Lenkov S.V. 243  
 Levchenko D.G. 128  
 Libenson E.B. 249  
 Lisyutin V.A. 134, 140  
 Liu C-T. 174  
 Losev G.I. 254  
 Lunkov A.A. 27, 108  
 Lupanova A.S. 989  
 Makushevich I.V. 71  
 Malekhanov A.I. 260  
 Malenko Zh.V. 140  
 Manulchev D.S. 145  
 Matveev L.A. 346  
 Medvedeva E.V. 85  
 Medvedovskiy V.V. 185  
 Melnikov N.P. 150  
 Melnikova A.N. 150  
 Mikheev S.I. 286  
 Mikheyev V.I. 55

- Mukhachev E.V. 300  
Nechayuk V.E. 265  
Nekrasov V.N. 254  
Neshenko I.P. 71  
Nikolaevtsev V.A. 286  
Nizamov S.V. 294  
Ostrovskii A.G. 192  
Ovcharenko V.V. 336  
Pao H.P. 169  
Pereselkov S.A. 271, 276  
Petnikov V.G. 27  
Piao S. 336  
Pigarev I.N. 294  
Poddubnyak V.Ya. 55  
Popov O.E. 55, 71, 180, 185, 341  
Prokhorov V.E. 156  
Puzakina A.K. 66  
Radaev Iv.R. 320  
Radostin A.V. 346  
Raevsky M.A. 17  
Rakitin I.Ya. 212  
Rimskaya-Korsakova L.K. 310  
Rodionov A.A. 310  
Romanov B.V. 300  
Rutenko A.N. 226, 320, 325, 352  
Sabirov I.R. 163  
Sazhneva A.E. 212  
Sazontov A.G. 281  
Schrader A.A. 212  
Serebryany A.N. 71, 101, 169,  
174, 180, 185, 394  
Sergeev S.N. 91, 163  
Shatravin A.V. 207  
Shirokov V.A. 243  
Shurup A.S. 85, 91, 122, 163  
Sidorov D.D. 27  
Smirnov A.V. 260  
Smirnov I.P. 281  
Song Y. 336  
Stefanov V.E. 300, 305  
Stepanov A.N. 377, 383  
Storozhenko A.V. 50  
Strelenko T.B. 249  
Suchkov D.S. 286  
Suchkov S.G. 286  
Tarasov L.L. 169, 185  
Tkachenko S.A. 271, 276  
Tolmachev Y.A. 305  
Uschipovskiy V.G. 320, 325  
Uzhansky E.M. 108  
Vedenev A.I. 85  
Virovlyansky A.L. 22  
Volkova A.A. 41  
Voltaire E.R. 212  
Voznesenskii A.S. 330  
Wang X. 336  
Yablonik L.R. 237  
Yakovenko S.V. 336  
Yaroshenko A.A. 134, 140  
Zaitsev V.Yu. 346  
Zaslavsky V.Yu. 36  
Zaslavsky Yu.M. 36  
Zverev A.S. 212

Научное издание  
Российская академия наук  
Институт океанологии им. П.П. Ширшова  
Акустический институт им. акад. Н.Н. Андреева

АКУСТИКА ОКЕАНА  
Доклады XVII Школы-семинара  
им. акад. Л.М. Бреховских,  
совмещенной с XXXIII сессией  
Российского акустического общества

**OCEAN ACOUSTICS**

Ответственные редакторы:  
*Гончаров В.В., Цыплакова Т.И.*  
Editors: *Goncharov V.V., Tsiplakova T.I.*

Компьютерная верстка *Шушкина Н.А.*  
Computer preparation of the original layout: *N.A. Shishkina*

Редактор–корректор *Воробьева Ю.В.*  
Editor-proofreader: *Vorobyeva Yu.V.*

Сдано в набор 20.09.2020. Подписано в печать 06.10.2020  
Формат 60×90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.  
Усл. печ. л. 29,5. Уч. изд. л. 24,15.  
Тираж 150. Заказ № 158853  
Отпечатано в Типографии: ПАО «Т8 Издательские Технологии»  
109316, Москва, Волгоградский пр-т, д. 42, корп. 5, офис 6