

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
RUSSIAN ACADEMY OF SCIENCES

САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКИЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР РАН
ST. PETERSBURG RESEARCH CENTER OF RAS

ФУНДАМЕНТАЛЬНАЯ И ПРИКЛАДНАЯ ГИДРОФИЗИКА

ТОМ 16, № 2
2023

FUNDAMENTAL AND APPLIED HYDROPHYSICS

VOL. 16, No. 2
2023

Учредители:
РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК

САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКИЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

ФУНДАМЕНТАЛЬНАЯ И ПРИКЛАДНАЯ ГИДРОФИЗИКА

Том 16 № 2 2023

Основан в 2008 г.

Выходит 4 раза в год
ISSN 2073-6673 (Print)
ISSN 2782-5221 (Online)

*Журнал издается под руководством
Отделения наук о Земле РАН*

Главный редактор
Член-корреспондент РАН
Анатолий Александрович Родионов

Журнал входит в Перечень ВАК для опубликования работ
соискателей ученых степеней по специальностям:

- 1.3.6. Оптика (физико-математические науки)
- 1.3.7. Акустика (технические науки)
- 1.6.17. Океанология (физико-математические науки)
- 1.6.17. Океанология (географические науки)
- 2.5.17. Теория корабля и строительная механика (технические науки)

Свидетельство о регистрации печатного СМИ: ПИ № ФС77-69420 от 14 апреля 2017 г.
Свидетельство о регистрации сетевого СМИ: серия Эл № ФС77-83580 от 13 июля 2022 г.
Подписной индекс по интернет-каталогу «Пресса России» — 54160

Адрес редакции и издателя: Санкт-Петербургский научный центр РАН,
199034, Санкт-Петербург, Университетская наб., д. 5
Телефон 8(812) 328-50-66, E-mail: nsgf2008@yandex.ru, <https://hydrophysics.spbrc.ru>

Редактор *А. В. Сторожевых*

Подписано к печати 27.06.2023 г. Дата выпуска в свет 30.06.2023 г. Формат 60 × 84¹/₈.
Печать цифровая. Усл. печ. л. 16,75. Тираж 50 экз. Тип. зак. № 3432.

Изготовление оригинал-макета и печать
Издательско-полиграфический центр Политехнического университета Петра Великого
195251, Санкт-Петербург, Политехническая ул., д. 29.
Телефон 8(812) 552-77-17, 552-66-19, 550-40-14
tipog@spbstu.ru
www.polytechpress.ru

© Российская академия наук, 2023

© Санкт-Петербургский научный центр Российской академии наук, 2023

© Составление. Редколлегия журнала «Фундаментальная и прикладная гидрофизика», 2023

Founders:
RUSSIAN ACADEMY OF SCIENCES

SAINT-PETERSBURG RESEARCH CENTER
OF THE RUSSIAN ACADEMY OF SCIENCES

FUNDAMENTAL AND APPLIED HYDROPHYSICS

Vol. 16 No. 2 2023

Founded in 2008

Publication frequency: quarterly

ISSN 2073-6673 (Print)

ISSN 2782-5221 (Online)

*The Journal is published under conduction of
the Department of Earth Sciences RAS*

Chief Editor

Corresponding Member of RAS

Anatoly A. Rodionov

Certificate of registration of the journal in the form of printed media ПИ № ФС77-69420 of 14.04.2017
Certificate of registration of the journal in the form of online media Series Эл № ФС77-83580 of 13.07.2022
Subscription index in the Internet-catalogue "Pressa Rossii" — 54160

Address of the editorial office and publisher: St. Petersburg Research Center of the Russian Academy of Sciences,
199034, St. Petersburg, Russia, Universitetskaya Nab., 5
Phone: +7(812) 328-50-66, E-mail: nsgf2008@yandex.ru, <https://hydrophysics.spbrc.ru>

Editing: *A. V. Storozhevykh*

Signed for printing: 27.06.2023. Issued: 30.06.2023. Format: 60 × 84¹/₈.
Digital printing. Printed sheets: 16.75. Circulation: 50 pcs. Order No. 3432.

Production of the original layout and printing
Publishing and printing center of Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University
195251, St. Petersburg, Polytechnicheskaya Ul., 29.
Phone: 8(812) 552-77-17, 552-66-19, 550-40-14
tipog@spbstu.ru
www.polytechpress.ru

© Russian Academy of Sciences, 2023

© Saint-Petersburg Research Center of the Russian Academy of Sciences, 2023

© Composition. Editorial Board of the Journal "Fundamental and Applied Hydrophysics", 2023

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

- Алексеев Генрих Васильевич*, д.г.н. (ФГБУ Арктический и антарктический научно-исследовательский институт, Санкт-Петербург)
- Белоненко Татьяна Васильевна*, д.г.н. (Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург)
- Долин Лев Сергеевич*, к.ф.-м.н. (Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород)
- Ермина Татьяна Рэмовна*, к.ф.-м.н. (Российский государственный гидрометеорологический университет, Санкт-Петербург)
- Журбас Виктор Михайлович*, д.ф.-м.н. (Институт океанологии им. П.П. Ширшова РАН, Москва)
- Завьялов Петр Олегович*, член-корреспондент РАН (Институт океанологии им. П.П. Ширшова РАН, Москва)
- Зацепин Андрей Георгиевич*, д.ф.-м.н. (Институт океанологии им. П.П. Ширшова РАН, Москва)
- Зимин Алексей Вадимович*, д.г.н. (Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург)
- Иванов Михаил Павлович*, к.б.н. (Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург)
- Керимов Ибрагим Ахмедович*, д.ф.-м.н., академик Академии наук Чеченской Республики (Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН, Москва)
- Крюков Юрий Семенович*, д.т.н. (ФГУП Научно-исследовательский институт прикладной акустики, Дубна)
- Кустова Елена Владимировна*, д.ф.-м.н. (Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург)
- Малый Владимир Владимирович*, д.т.н. (Санкт-Петербургский институт информатики РАН, Санкт-Петербург)
- Митник Леонид Моисеевич*, д.ф.-м.н. (Тихоокеанский океанологический институт им. В.И. Ильичева ДВО РАН, Владивосток)
- Морозов Евгений Георгиевич*, д.ф.-м.н. (Институт океанологии им. П.П. Ширшова РАН, Москва)
- Пелиновский Ефим Наумович*, д.ф.-м.н. (Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород)
- Рябченко Владимир Алексеевич* (**зам. главного редактора**), д.ф.-м.н. (Санкт-Петербургский филиал Института океанологии им. П.П. Ширшова РАН, Санкт-Петербург)
- Смирнов Валентин Георгиевич*, д.и.н. (ФКУ «Российский государственный архив Военно-Морского Флота», Санкт-Петербург)
- Софьина Екатерина Владимировна* (**ответственный секретарь**), к.ф.-м.н. (Санкт-Петербургский филиал Института океанологии им. П.П. Ширшова РАН, Санкт-Петербург)
- Стурова Изольда Викторовна*, д.ф.-м.н. (Институт гидродинамики им. М.А. Лаврентьева СО РАН, Новосибирск)
- Суторихин Игорь Анатольевич*, д.ф.-м.н. (Институт водных и экологических проблем СО РАН, Барнаул)
- Чаликов Дмитрий Викторович*, д.ф.-м.н. (Санкт-Петербургский филиал Института океанологии им. П.П. Ширшова РАН, Санкт-Петербург)
- Широкова Вера Александровна*, д.г.н. (Институт истории естествознания и техники им. С.И. Вавилова РАН, Москва)

РЕДАКЦИОННЫЙ СОВЕТ

- Бабанин Александр Владимирович* (Мельбурнский Университет, Мельбурн, Австралия)
- Бондур Валерий Григорьевич*, академик РАН (Вице-президент Российской академии наук, Москва, Россия)
- Вильнит Игорь Владимирович* (АО Центральное конструкторское бюро морской техники «Рубин», Санкт-Петербург, Россия)
- Голицын Георгий Сергеевич*, академик РАН (Институт физики атмосферы им. А.М. Обухова РАН, Москва, Россия)
- Гусев Андрей Вадимович* (АО «Морские неакустические комплексы и системы», Санкт-Петербург, Россия)
- Дорофеев Владимир Юрьевич* (АО Санкт-Петербургское морское бюро машиностроения «Малахит», Санкт-Петербург, Россия)
- Зосимов Виктор Васильевич* (ФГУП Научно-исследовательский институт прикладной акустики, Дубна, Россия)
- Коротаев Геннадий Константинович*, член-корреспондент РАН (Морской гидрофизический институт РАН, Севастополь, Россия)
- Кай Мюрберг* (Финский институт окружающей среды, Хельсинки, Финляндия)
- Нигматулин Роберт Искандерович*, академик РАН (Институт океанологии им. П.П. Ширшова РАН, Москва, Россия)
- Пешехонов Владимир Григорьевич*, академик РАН (АО Концерн «Центральный научно-исследовательский институт «Электроприбор», Санкт-Петербург, Россия)
- Рудской Андрей Иванович*, академик РАН (Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия)
- Румянцев Владислав Александрович*, академик РАН (Институт озераведения РАН, Санкт-Петербург, Россия)
- Селезнев Игорь Александрович* (АО Концерн «Океанприбор», Санкт-Петербург, Россия)
- Соомере Тармо*, академик (Президент Эстонской академии наук, Таллин, Эстония)
- Филатов Николай Николаевич*, член-корреспондент РАН (Институт водных проблем Севера КарНЦ РАН, Петрозаводск, Россия)
- Филимонов Анатолий Константинович* (АО Концерн «Морское Подводное Оружие — Гидроприбор», Санкт-Петербург, Россия)

EDITORIAL BOARD

- Aleksei V. Zimin.* Dr.Sci., St. Petersburg State University, St. Petersburg, Russia
- Andrey G. Zatsepin.* Dr.Sci., P.P. Shirshov Institute of Oceanology of RAS, Moscow, Russia
- Dmitry V. Chalikov.* Dr. Sci., St. Petersburg Department of the P.P. Shirshov Institute of Oceanology of the Russian Academy of Sciences, St. Petersburg, Russia
- Efim N. Pelinovsky.* Dr. Sci., Institute of Applied Physics of the Russian Academy of Sciences, Nizhny Novgorod, Russia
- Ekaterina V. Sofina (Executive Secretary).* Cand.Sci., St. Petersburg Department of the P.P. Shirshov Institute of Oceanology of the Russian Academy of Sciences, St. Petersburg, Russia
- Elena V. Kustova.* Dr. Sci., St. Petersburg State University, St. Petersburg, Russia
- Evgeniy G. Morozov.* Dr. Sci., P.P. Shirshov Institute of Oceanology of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia
- Genrikh V. Alekseev.* Dr. Sci., Arctic and Antarctic Research Institute, St. Petersburg, Russia
- Ibragim A. Kerimov.* Dr. Sci., Academician of the Academy of Sciences of the Chechen Republic (Schmidt Institute of Physics of the Earth of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia)
- Igor A. Sutorikhin.* Dr. Sci., Institute for Water and Environmental Problems, Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences, Barnaul, Russia
- Izolda V. Sturova.* Dr. Sci., Lavrentyev Institute of Hydrodynamics, Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences, Novosibirsk, Russia
- Leonid M. Mitnik.* Dr. Sci., V.I. Il'ichev Pacific Oceanological Institute, Far Eastern Branch of the Russian Academy of Sciences, Vladivostok, Russia
- Lev S. Dolin.* Cand.Sci., Institute of Applied Physics of the Russian Academy of Sciences, Nizhny Novgorod, Russia
- Mikhail P. Ivanov.* Cand.Sci., St. Petersburg State University, St. Petersburg, Russia
- Pyotr O. Zavyalov.* Corresponding member of RAS, P.P. Shirshov Institute of Oceanology of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia
- Tatyana R. Yeremina.* Cand.Sci., Russian State Hydrometeorological University, St. Petersburg, Russia
- Tatyana V. Belonenko.* Dr. Sci., St. Petersburg State University, St. Petersburg, Russia
- Valentin G. Smirnov.* Dr. Sci., Russian State Naval Archives, St. Petersburg, Russia
- Vera A. Shirokova.* Dr. Sci., S.I. Vavilov Institute for the History of Science and Technology of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia
- Victor M. Zhurbas.* Dr.Sci., P.P. Shirshov Institute of Oceanology of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia
- Vladimir A. Ryabchenko (Deputy Chief Editor).* Dr. Sci., St. Petersburg Department of the P.P. Shirshov Institute of Oceanology of the Russian Academy of Sciences, St. Petersburg, Russia
- Vladimir V. Malyj.* Dr. Sci., St. Petersburg Institute for Informatics and Automation, St. Petersburg, Russia
- Yuri S. Kryukov.* Dr. Sci., Research Institute of Applied Acoustics, Dubna, Russia

EDITORIAL COUNCIL

- Alexander V. Babanin.* The University of Melbourne, Melbourne, Australia
- Anatoly K. Filimonov.* JSC "Concern "Sea underwater weapon — Gidropribor", St. Petersburg, Russia
- Andrey I. Rudskoy.* Academician of RAS, Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University, St. Petersburg, Russia
- Andrey V. Gusev.* JSC "Morskiye Neakusticheskiye Kompleksy i Sistemy", St. Petersburg, Russia
- Gennadiy K. Korotaev.* Corresponding member of RAS, Marine Hydrophysical Institute of the Russian Academy of Sciences, Sevastopol, Russia
- Georgy S. Golitsyn.* Academician of RAS, A.M. Obukhov Institute of Atmospheric Physics of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia
- Igor A. Seleznev.* JSC "Concern "Oceanpribor", St. Petersburg, Russia
- Igor V. Vilnit.* JSC "Central Design Bureau for Marine Engineering "Rubin", St. Petersburg, Russia
- Kai Myrberg.* Finnish Environment Institute, Helsinki, Finland
- Nikolay N. Filatov.* Corresponding member of RAS, Northern Water Problems Institute of the Karelian Research Centre of the Russian Academy of Sciences, Petrozavodsk, Russia
- Robert I. Nigmatulin.* Academician of RAS, P.P. Shirshov Institute of Oceanology of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia
- Tarmo Soomere.* Academician of EAS, President of the Estonian Academy of Sciences, Tallinn, Estonia
- Valery G. Bondur.* Academician of RAS, Vice President of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia
- Vladimir G. Peshekhonov.* Academician of RAS, JSC "Concern CSRI Elektropribor", St. Petersburg, Russia
- Vladimir Yu. Dorofeev.* JSC "St. Petersburg Marine Design Bureau "MALACHITE", St. Petersburg, Russia
- Vladislav A. Rumyantsev.* Academician of RAS, Institute of Limnology of the Russian Academy of Sciences, St. Petersburg, Russia
- Victor V. Zosimov.* Research Institute of Applied Acoustics, Dubna, Russia

СОДЕРЖАНИЕ

Фундаментальные вопросы гидрофизики

<i>Гневашев В.Г., Травкин В.С., Белоненко Т.В.</i> Групповая скорость и дисперсия шельфовых волн Бухвальда и Адамса. Новый аналитический подход	8
<i>Чаликов Д.В., Булгаков К.Ю., Фокина К.В.</i> Интерпретация результатов расчетов со спектральной моделью прогноза волн с помощью фазо-разрешающей модели	21
<i>Фокина К.В.</i> Испытания ускоренной двухмерной модели поверхностных потенциальных волн	34

Гидрофизические и биогеохимические поля и процессы

<i>Головин П.Н., Молчанов М.С.</i> Исследование изменчивости структуры и интенсивности плотностных течений в области шельф-склон в Антарктике	44
<i>Каган Б.А., Тимофеев А.А.</i> Высокора разрешающее моделирование поверхностного полусуточного прилива M_2 в Восточно-Сибирском море: его динамика и энергетика	64
<i>Богданов С.Р., Пальшин Н.И., Здоровеннов Р.Э., Митрохов А.В., Кузнецов П.С., Новикова Ю.С., Здоровеннова Г.Э.</i> Оценка эффективности перемешивания небольшого димиктического озера при поверхностном выхолаживании	73

Взаимодействие морских объектов, океана и атмосферы

<i>Иванов М.П., Родионов А.А., Леонова Л.Е., Гришина Т.В., Римская-Корсакова Л.К.</i> Провокация вербального взаимодействия дельфинов по гидроакустическому каналу на основе когнитивной эмпатии	89
--	----

Гидроакустика

<i>Касаткин Б.А., Злобина Н.В., Стаценко Л.Г., Касаткин С.Б.</i> Несамосопряженная модельная постановка граничных задач акустики. Часть 1	111
<i>Малышкин Г.С.</i> О возможности обнаружения и классификации шумовых источников на основе анализа их траекторий на выходе адаптивной пространственной обработки	126

CONTENTS

Issues of fundamental hydrophysics

- Gnevyshev V.G., Travkin V.S., Belonenko T.V.* Group velocity and dispersion of Buchwald and Adams shelf waves.
 A new analytical approach 8
- Chalikov D.V., Bulgakov K.Yu., Fokina K.V.* Interpretation of the spectral wave forecast model results using
 the phase-resolving model 21
- Fokina K.V.* Testing of the accelerated two-dimensional model of surface potential waves 34

Hydrophysical and biogeochemical fields and processes

- Golovin P.N., Molchanov M.S.* Study of the structure and intensity of density currents
 in the shelf-slope region in the Antarctic 44
- Kagan B.A., Timofeev A.A.* High-Resolving modeling of the surface semidiurnal M_2 tide
 in the East-Siberian Sea 64
- Bogdanov S.R., Palshin N.I., Zdorovenov R.E., Mitrokhov A.V., Kuznetsov P.S., Novikova J.S.,
 Zdorovenova G.E.* Estimation of mixing efficiency of a small dimictic lake due
 to surface cooling 73

Interaction of marine objects, ocean and atmosphere

- Ivanov M.P., Rodionov A.A., Leonova L.E., Grishina T.V., Rinskaya-Korsakova L.K.* Provocation of verbal
 interaction of dolphins via a hydro-acoustic channel on the basis of cognitive empathy 89

Hydroacoustics

- Kasatkin B.A., Zlobina N.V., Statsenko L.G., Kasatkin S.B.* Non-self-adjoint model statement
 of boundary problem of acoustics. Part 1 111
- Malyshkin G.S.* On the possibility of detection and classification of noise sources based on analysis of their
 trajectories at the output of adaptive spatial processing 126

УДК 551.465

© В. Г. Гневыйшев¹, В. С. Травкин^{2,3}, Т. В. Белоненко^{2*}, 2023

¹Институт океанологии им. П.П. Ширшова РАН, 117997, Россия, Москва, Нахимовский проспект, 36.

²Санкт-Петербургский государственный университет, 199034, Россия, Санкт-Петербург, Университетская наб., 7–9.

³Государственный океанографический институт имени Н.Н.Зубова, Росгидромет, 119034, Россия, Москва, Кропоткинский пер., д. 6

*btvlisab@yandex.ru

ГРУППОВАЯ СКОРОСТЬ И ДИСПЕРСИЯ ШЕЛЬФОВЫХ ВОЛН БУХВАЛЬДА И АДАМСА. НОВЫЙ АНАЛИТИЧЕСКИЙ ПОДХОД

Статья поступила в редакцию 04.11.2022, после доработки 24.03.2023, принята в печать 18.04.2023

Аннотация

Произведен новый анализ известных топографических моделей волн Россби для кусочно-экспоненциальных профилей топографии. Предложен математический метод, позволяющий находить аналитически групповую скорость и дисперсию. Произведено численное сравнение соотношений, представленных в исследовании Бухвальда и Адамса, и зависимостей, полученных в рамках нового аналитического подхода. Численный сравнительный анализ показал, что расхождение для фазовых скоростей лежит в границах пяти процентов. Для групповых скоростей расхождение достигает девятнадцати процентов для первой моды и уменьшается для более высоких номеров мод. Рассматриваются длинноволновые асимптотики собственных функций. Установлено, что длинноволновый предел для шельфовых волн Россби имеет специфику: продольное волновое число стремится к нулю, а поперечное волновое число выходит на некую конечную положительную константу, которая тем больше, чем выше номер моды. Показано, что в длинноволновом пределе шельфовые волны Россби переходят в шельфовые топографические течения, при этом имеется некая автомодельность для фазовой и групповой скоростей шельфовых течений. Показано, что шельфовые волны, проявляются в виде системы перемещающихся когерентных вихрей.

Ключевые слова: волны Россби, топографические волны, шельфовые волны, экспоненциальный профиль, групповая скорость, дисперсия, автомодельность, мезомасштабные вихри

© V. G. Gnevyshev¹, V. S. Travkin^{2,3}, T. V. Belonenko^{2*}, 2023

¹Shirshov Institute of Oceanology RAS, 117997, Nahimovsky Pr., 36, Moscow, Russia

²St. Petersburg State University, 199034, 7–9, Universitetskaya Nab., St. Petersburg, Russia

³N.N.Zubov's State Oceanographic Institute, Roshydromet, 119034, 6, Kropotkinskiy Lane, Moscow, Russia

*btvlisab@yandex.ru

GROUP VELOCITY AND DISPERSION OF BUCHWALD AND ADAMS SHELF WAVES. A NEW ANALYTICAL APPROACH

Received 04.11.2022, Revised 24.03.2023, Accepted 18.04.2023

Abstract

In this paper, a new analysis of the known topographic models of Rossby waves for piecewise exponential topography profiles is performed. A mathematical method is proposed that allows us to find analytically the group velocity and variance. A numerical comparison is made of the relations presented in the study of Buchwald and Adams and the dependencies obtained within the framework of a new analytical approach. Numerical comparative analysis showed that the discrepancy for the phase velocities lies in the range of five percent. For group speeds, the discrepancy reaches nineteen percent for the first mode and decreases for higher mode numbers. We also consider long-wave asymptotics of eigenfunctions. It is established that the long-wave limit for Rossby shelf waves has specifics: the longitudinal wave number tends to zero, and the transverse wave number reaches a certain finite positive constant, which is the greater the higher the mode number. It is shown that in the long-wave limit, Rossby shelf waves transform into shelf topographic currents, while there is a certain self-similarity for the phase and group velocities of shelf currents depending on the value of the topography gradient.

Keywords: Rossby waves, topographic waves, shelf waves, exponential profile, group velocity, dispersion, self-similarity, mesoscale eddies

Для цитирования: Гневыйшев В.Г., Травкин В.С., Белоненко Т.В. Групповая скорость и дисперсия шельфовых волн Бухвальда и Адамса. Новый аналитический подход // Фундаментальная и прикладная гидрофизика. 2023. Т. 16, № 2. С. 8–20. doi:10.59887/2073-6673.2023.16(2)-1

For citation: Gnevyshev V.G., Travkin V.S., Belonenko T.V. Group Velocity and Dispersion of Buchwald and Adams Shelf Waves. A New Analytical Approach. *Fundamental and Applied Hydrophysics*. 2023, 16, 2, 8–20. doi:10.59887/2073-6673.2023.16(2)-1

Введение

Существование шельфовых волн подтверждается множеством исследований. На их основании можно утверждать, что для каждой шельфовой области Мирового океана в той или иной степени позволяет обнаружить вклад шельфовых волн в низкочастотную изменчивость уровня. Условием генерации шельфовых волн является характерный рельеф дна, при котором шельф играет роль волновода. По нему волновая энергия субинерционных колебаний уровня моря и течений распространяется на большие расстояния с минимальными потерями [1–4]. Эти колебания возникают вследствие сохранения потенциальной завихренности, причем фаза всегда распространяется таким образом, что в северном полушарии берег (мелкая вода) остается с правой стороны, и наоборот — в южном. При значительных топографических уклонах, когда β -эффектом можно пренебречь, топографический параметр начинает играть роль планетарного числа [5–7].

Шельфовые волны впервые были зарегистрированы в 1960-е гг. в нескольких частях Мирового океана [8], их также часто называют береговыми захваченными волнами. Примеры недавних наблюдений: западное побережье Южной Америки [9], вдоль восточного побережья Северной Америки [10, 11], в море Бофорта [12] и около Австралии [13, 14]. Шельфовые волны можно рассматривать как один из видов топографических волн в случае чисто баротропного океана [15]. Хотя наличие стратификации часто играет значительную роль, баротропная теория оказалась полезной для объяснения наблюдаемых низкочастотных сигналов. В целом ожидается, что стратификация увеличивает частоту волн (см., например, [3, 16–18]). Будучи важной составляющей динамики, шельфовые волны могут влиять на прибрежные экосистемы за счет усиления апвеллинга [17, 19, 20], а также могут влиять на перенос биологических твердых частиц или загрязнения вдоль побережья.

Распространение шельфовых волн изучалось достаточно широко (см. обзор в монографии [21]). Как обсуждалось в работе [22], соотношения дисперсии волн можно получить только численно для произвольной топографии, однако для идеализированных форм рельефа точные аналитические решения могут быть найдены. Некоторые из них включают решения для линейно изменяющегося [23], экспоненциального вогнутого [24] и экспоненциального выпуклого [25] профиля склона шельфа. В недавней работе [26] реализованы сшивки желобовых и шельфовых волн, которые ранее отсутствовали в работах по данной тематике.

В этой работе мы анализируем шельфовые волны для экспоненциального выпуклого профиля шельфа, ранее рассмотренного в работе [25]. Отметим, что экспоненциальный профиль шельфа является неплохой аппроксимацией рельефа для многих прибрежных областей Мирового океана [21, 27]. Экспоненциальный профиль и адаптация модели [25] рассматриваются в работе [28]. В ней описываются два типа свободно распространяющихся шельфовых волн: над прибрежным ограниченным шельфом с экспоненциально увеличивающейся глубиной в сторону моря и шельфом с аналогичным профилем глубины, но без береговой границы (внутренний шельф). Показано, что более общее дисперсионное соотношение справедливо для любой ширины шельфа. Это увеличивает применимость теории к различным конфигурациям шельфа, обнаруженным в океане. Авторы также показали на основе численных оценок числа Бюргера, что эффекты стратификации весьма незначительны для шельфовых волн.

Мы подвергаем ревизии полученные ранее результаты и выводим точные формулы, позволяющие находить аналитически групповую скорость и дисперсию. Это позволяет произвести сравнение точных формул и приближенных оценок, которые ранее получены для побережья Сиднея [25]. Целью работы является новый математический подход к исследованию шельфовых волн для экспоненциально выпуклого профиля склона шельфа и новые аналитические выражения для групповой скорости и дисперсии, которые уточняют и обобщают полученные ранее зависимости для шельфовых волн.

1. Постановка задачи. Основные уравнения

Теоретическим базисом для описания желобовых волн являются линеаризованные баротропные уравнения мелкой воды с учетом топографии в приближении «твердой крышки» на f -плоскости [3, 4, 16, 17, 21, 28, 29]:

$$u_t - fv + \rho^{-1} p_x = 0, \quad (1.1)$$

$$v_t + fu + \rho^{-1} p_y = 0, \quad (1.2)$$

$$(Hu)_x + (Hv)_y = 0, \quad (1.3)$$

где принято условие геострофики и отфильтрован высокочастотный непрерывный спектр Пуанкаре:

$$u = -\Psi_y / H, \quad v = \Psi_x / H. \quad (1.4)$$

Пусть функция потока имеет вид

$$\Psi = \Psi(x) \exp i(ky - \omega t). \quad (1.5)$$

Ось x направлена перпендикулярно берегу, на восток, а ось y — вдоль берега, на север, образуя правую систему координат. Используются обозначения: u и v — компоненты скорости в x и y направлениях, t — время, H — глубина, p — давление, ρ — плотность воды, f — параметр Кориолиса. Принята классическая правая система координат, оси x и y направлены поперек и вдоль шельфа, соответственно.

Подставляя (1.4) в (1.1) и (1.2) (уравнение (1.3) при этом выполняется автоматически) и рассматривая решения волнового характера вдоль одномерной топографической особенности (склона шельфа), получаем следующее линейное однородное одномерное дифференциальное уравнение:

$$\left(\frac{\Psi_x}{H} \right)_x + \left[\frac{f k}{\omega} \left(\frac{1}{H} \right)_x - \frac{k^2}{H} \right] \Psi = 0, \quad (1.6)$$

где k — продольная компонента волнового числа, ω — частота волны.

Условия сшивок при $x = 0$ и $x = L$, где L — ширина шельфа, имеют следующий вид:

$$[\Psi] = 0, \quad x = 0, x = L, \quad (1.7)$$

$$\left[\frac{\Psi_x + (f k / \omega) \Psi}{H} \right] = 0, \quad x = 0, x = L. \quad (1.8)$$

Условие (1.8) для непрерывной модели топографии принимает вид

$$[\Psi_x] = 0, \quad \text{при } x = 0, x = L, \quad (1.9)$$

и затухания на бесконечности:

$$\Psi \rightarrow 0, \quad x \rightarrow \infty. \quad (1.10)$$

Дисперсионное соотношение топографических волн Россби на экспоненциальном профиле топографии

В работах [4, 30] для классической топографической волны Россби решение на экспоненциальном профиле топографии $H = H_0 \exp(-y/L)$ ищется в форме $\Psi = H^{1/2} \exp[i(k_1 x + k_2 y - \omega t)]$. Тогда дисперсионное соотношение имеет вид

$$\omega = \frac{-(\beta_0 + f/L)k_1}{k_1^2 + k_2^2 + 1/4L^2}. \quad (1.11)$$

При этом предполагается, что уклоны топографии $(1/L)$ превышают значения 10^{-3} и в дальнейшем β_0 отбрасывается.

2. Шельфовые волны Бухвальда и Адамса

2.1. Переход к безразмерным переменным

За масштаб длины принимаем ширину шельфа L . За масштаб времени T принимаем f^{-1} ; за масштаб фазовой и групповой скорости — отношение масштаба длины к масштабу времени $V = L/T = f \times L$. Безразмерные частота ω^* , время t^* , переменная x^* , длина волны λ^* , продольное волновое число k^* , поперечное волновое число m^* , фазовая скорость C^* и групповая скорость C_{gr}^* задаются следующими соотношениями:

$$\begin{aligned} \omega &= \omega^* f, \quad \lambda = \lambda^* L, \quad x = x^* L, \quad t = t^* f^{-1}, \quad k = k^* / L, \quad m = m^* / L, \\ C &= C^* L f, \quad C_{gr} = C_{gr}^* L f. \end{aligned} \quad (2.1)$$

Далее переходим к безразмерным переменным и опускаем звездочки.

Проведем расчеты для параметров для побережья Сиднея [25]. Принимаем следующие параметры: широта 35° ю.ш., $f = 0,8342 \times 10^{-4} \text{ с}^{-1}$, ширина шельфа $L_1 = 80 \text{ км}$, экспоненциальная крутизна $1/L_1 = 2,7 \times 10^{-2} \text{ км}^{-1}$, безразмерный параметр изменения топографии $b = L/L_1 = 2,16$. Масштаб скорости (фазовой и групповой)

$$V = L/T = 80 \text{ (км)} \times 0,8342 \times 10^{-4} \text{ с}^{-1} = 6,67 \text{ м/с}.$$

2.2. Шельфовые волны на побережье Сиднея

Модель топографии шельфовых волн принимается в следующем виде (рис. 1):

$$\begin{aligned} D &= D_0 \exp(-2bx), \quad 0 < x < 1, \\ D_1 &= D_0 \exp(-2b), \quad x > 1. \end{aligned} \quad (2.2)$$

Мы принимаем обозначения [25], при котором $D = H^{-1}$, где H — глубина, $b = 1/L$. Решение (1.6) ищем в следующем виде:

$$\begin{aligned} \Psi &= A \sin(mx) \exp(b(x-1)), \quad 0 < x < 1, \\ \Psi &= A \sin(m) \exp(-|k|(x-1)), \quad x > 1. \end{aligned} \quad (2.3)$$

Ширина шельфа в безразмерном виде равна единице ($x = 1$). Тогда безразмерное дисперсионное соотношение (1.12) примет вид:

$$\omega = \frac{-2bk}{k^2 + m^2 + b^2}, \quad (2.4)$$

откуда видно, что для того, чтобы частота была положительной: $\omega > 0$, волновое число должно быть отрицательным: $k > 0$. Классические волны Россби бегут на запад. Топографические волны Россби перемещаются против направления оси y , оставляя мелкую воду справа в северном полушарии и слева в южном.

Используя условия (1.9) сшивки производной функции Ψ , получаем условие квантования для поперечного волнового числа:

$$\tan m = -\frac{m}{|k| + b}. \quad (2.5)$$

Это условие мы будем трактовать как условие связи, которое позволяет по данному продольному волновому числу k находить поперечное волновое число m . Таким образом, из (2.5) находим зависимость $m = m_n(k)$, где нижний индекс n — номер моды, будет соответствовать количеству узлов поперечной собственной функции. Первая мода имеет всего один узел, находящийся на берегу.

Для упрощения дальнейших выкладок введем новую переменную $k^* = |k|$, далее звездочку опускаем. Тогда дисперсионное соотношение (2.4) и условие связи (2.5) можно переписать следующим образом:

$$\omega = \frac{2bk}{k^2 + m_n^2(k) + b^2}, \quad (2.6)$$

$$\tan m = -\frac{m}{k + b}. \quad (2.7)$$

Выражение для фазовой скорости C имеет вид:

$$C = \frac{\omega}{k} = \frac{2b}{k^2 + m_n^2(k) + b^2}, \quad (2.8)$$

откуда находим аналитическое выражение для продольной составляющей групповой скорости

$$\omega_k = \frac{\partial \omega}{\partial k} = 2b \frac{m^2 + b^2 - k^2 - k(m^2)_k}{(k^2 + m^2 + b^2)^2}, \quad (2.9)$$

где $(m^2)_k = \frac{\partial(m^2)}{\partial k} = 2m m_k$. Для нахождения выражения для $(m^2)_k$ продифференцируем (2.7) по волновому числу k . Используя классическое тригонометрическое тождество $\frac{1}{\cos^2 m} = 1 + \tan^2 m$, получаем следующее выражение:

$$\left[1 + \frac{m^2}{(b+k)^2} \right] m_k = \frac{m - m_k(b+k)}{(b+k)^2}.$$

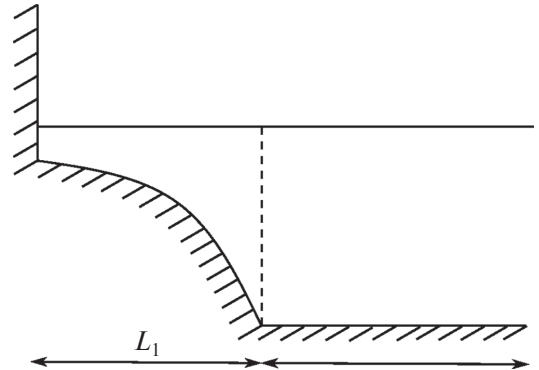


Рис. 1. Профиль топографии для шельфовых волн в экспоненциальной модели [25]

Fig. 1. Topography profile for shelf waves in the exponential model [25]

Тогда после несложных преобразований можно получить следующее соотношение:

$$m_k \left[(b+k)^2 + (b+k) + m^2 \right] = m, \quad (2.10)$$

или

$$m_k = \frac{m}{\left[(b+k)^2 + (b+k) + m^2 \right]}. \quad (2.11)$$

Умножим обе части уравнения (2.11) на $2m$:

$$2m m_k = \frac{2m^2}{(b+k)^2 + (b+k) + m^2}, \quad (2.12)$$

откуда находим

$$(m^2)_k = \frac{2m^2}{(b+k)^2 + (b+k) + m^2}. \quad (2.13)$$

Далее соотношение (2.13) подставляем в (2.8), и это дает аналитическое выражение для групповой скорости (в силу громоздкости его не выписываем). Полученное точное аналитическое выражение для групповой скорости будем в дальнейшем применять для численных оценок параметров шельфовых волн.

2.3. Дисперсия топографических волн Россби

Найдем вторую производную частоты по волновому числу:

$$\omega_{kk} = 2b \frac{2k \left[k^2 - 3(m^2 + b^2) \right] - 2(m^2)_k \left[m^2 + b^2 - 3k^2 - k(m^2)_k \right] - k(m^2)_{kk} (k^2 + m^2 + b^2)}{(k^2 + m^2 + b^2)^3}. \quad (2.14)$$

Выражение для $(m^2)_k$ мы нашли ранее (формула (2.13)). Найдем $(m^2)_{kk}$. Для этого уравнение (2.10) продифференцируем еще раз по волновому числу:

$$m_{kk} \left[(b+k)^2 + (b+k) + m^2 \right] + m_k \left[2(b+k) + 1 + 2m m_k \right] = m_k. \quad (2.15)$$

Отсюда

$$m_{kk} = \frac{-2m_k \left[2(b+k) + m m_k \right]}{(b+k)^2 + (b+k) + m^2}, \quad (2.16)$$

где m_k определяется по формуле (2.11). Далее получаем:

$$(m^2)_{kk} = (2m m_k)_k = 2 \left[(m_k)^2 + m m_{kk} \right]. \quad (2.17)$$

Наконец, подставляем (2.17) в (2.14) и строим графики для двух первых мод, которые затем сравниваем с графиками, построенными по приближенным формулам.

2.4. Приближенные расчеты на основе теории Бухвальда и Адамса.

Сравнение с точными аналитическими решениями

В данном пункте приведены расчеты, сделанные на основе упрощенных формул в работе [25] и при тех параметрах, которые соответствуют этому исследованию. Сравнение расчетов позволит сделать вывод, насколько расчеты, сделанные по приближенным формулам, соответствуют нашим точным решениям.

На рис. 2 представлены нормированные на f дисперсионные кривые, рассчитанные по формуле (2.6). В расчетах показатель топографического уклона принимался таким же, как и в статье [25]: $b = 2,16$, а m для точных и приближенных расчетов различается: для точных значений m рассчитывается для каждой моды, как решения уравнения (2.5), а для приближенных оно принимается таким же, как и в статье [25], т.е. $m = 2,3204$ для первой моды и $m = 5,1122$ для второй моды. Видно, что графики для приближенных расчетов завышают значения характеристики. В частности, максимальное значение ω/f для первой моды в расчетах

по приближенной формуле составляет 0,68 (при $k = 3,2$, соответствующая длина волны 157 км), а для точного решения $\omega/f = 0,63$ (при $k = 3,3$, соответствующая длина волны 152 км); для второй моды значение максимума по приближенной формуле составляет 0,39 (при $k = 5,6$, соответствующая длина волны 90 км) и 0,36 (при $k = 5,8$, соответствующая длина волны 87 км) в расчетах по точной формуле.

На рис. 3 представлены графики фазовой и групповой скоростей. Видно, что графики точных и приближенных значений фазовых скоростей незначительно отличаются друг от друга: различия в значениях

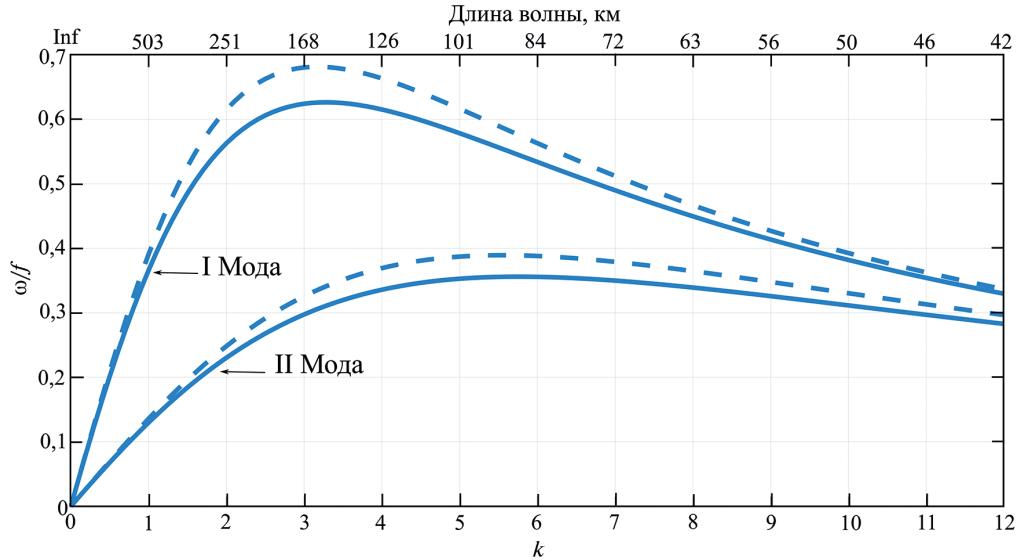


Рис. 2. Дисперсионные кривые для первых двух мод шельфовых волн. Сплошная линия — точное решение, пунктир — приближенное

Fig. 2. The dispersion curves for the first two shelf wave modes. A solid line is an exact solution, and a dotted line is an approximate one

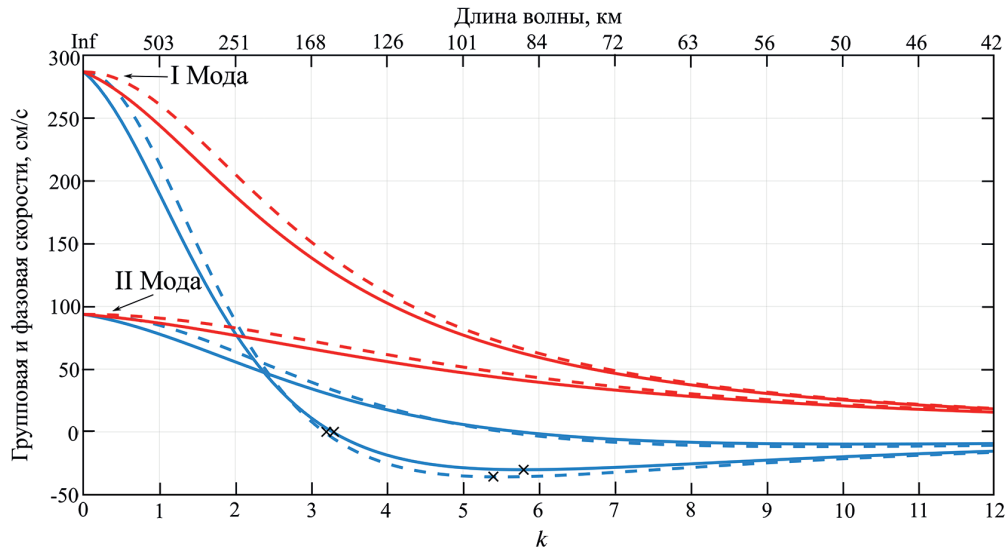


Рис. 3. Групповая (синий цвет) и фазовая (красный цвет) скорости (см/с) двух первых мод шельфовых волн. Сплошная линия — точное решение, пунктир — приближенное. Крестиками показаны точки пересечения с осью абсцисс (при $k = 3,3$ для точного решения, и при $k = 3,2$ для приближенного) и точки перегиба первой моды групповой скорости

Fig. 3. The group (blue) and phase (red) speeds (cm/s) of the first two modes of shelf waves. A solid line is an exact solution, and a dotted line is an approximate one. The crosses show the intersection points with the abscissa axis (at $k = 3.3$ for the exact solution, and at $k = 3.2$ for the approximate one) and the inflection points of the first mode of the group speed

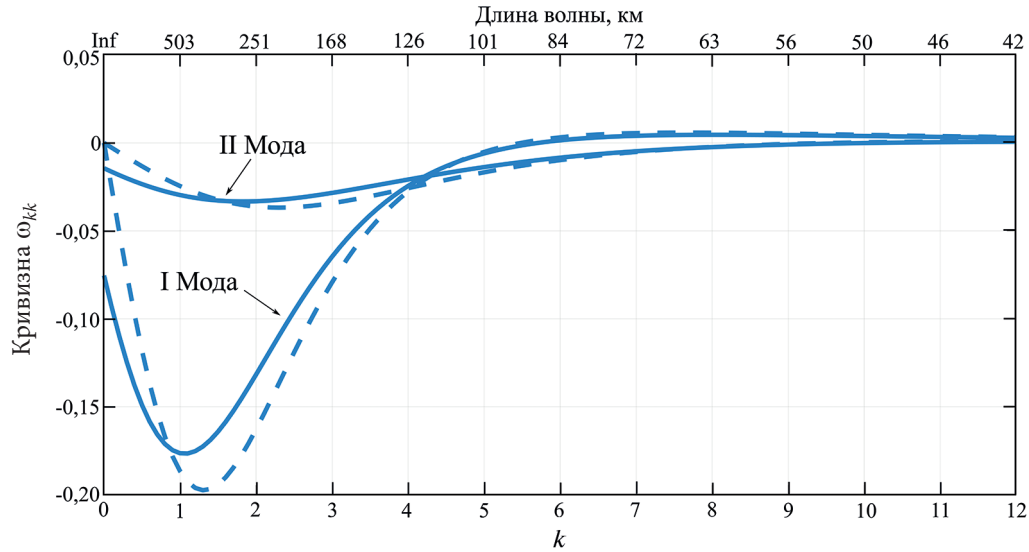


Рис. 4. Функция кривизны изочастоты для первых двух мод шельфовых волн. Сплошная линия — точное решение, пунктир — приближенное

Fig. 4. The isofrequency curvature function for the first two shelf wave modes. A solid line is an exact solution, and a dotted line is an approximate one

не превышают 5%. Однако для групповых скоростей различия более существенны, и значения отличаются уже на 19%. В частности, для первой моды групповая скорость в точке перегиба (при $k = 5,8$) составляет значение — 30,13 см/с, а приближенное значение (при $k = 5,5$) — 35,86 см/с. Для второй моды расхождение уменьшается до 7%, а для третьей (не показано) — до 3%. Для второй моды групповая скорость в точке перегиба (при $k = 10,2$) составляет значение — 9,71 см/с, а приближенное значение (при $k = 9,6$) — 11,70 см/с. Для третьей моды (не показано) экстремумы вне зоны счета. Знак минус говорит о том, что групповая скорость и фазовая скорость в точке перегиба имеют противоположные направления.

Численный анализ точных формул показал, что существует только одна точка перегиба. В точке перегиба вторая производная равна нулю, следовательно, первая производная — групповая скорость имеет экстремум. Получаем классическую точку перегиба волн Россби только в коротковолновом диапазоне $k^2 = 3(m^2 + b^2)$. Это точка пересечения гиперболической лемнискаты с осью абсцисс [31].

На рис. 4 представлены графики кривизны линий изочастоты для точного и приближенного значений, рассчитанные по формуле (2.14). Основной результат анализа кривизны (дисперсии) состоит в том, что дисперсионная кривая имеет только одну классическую точку перегиба, и новых точек перегиба (прохождение через ноль второй производной) не появляется. Следовательно, физика шельфовых волн совпадает с классической физикой волн Россби, как системы волн с нормальной и аномальной дисперсией.

2.5. Длинноволновый предел топографических волн Россби — топографические течения

Известно, что в длинноволновом пределе волны Россби являются течениями. Соответственно, шельфовые (топографические) волны Россби в длинноволновом пределе становятся топографическими течениями [14]:

$$\begin{aligned} V &= A[b\sin(mx) + m\cos(mx)]\exp[b(-x-1)], \quad 0 < x < 1, \\ V &= A(-k)\sin m\exp[-k(x-1)]\exp(-2b), \quad x > 1. \end{aligned} \quad (2.18)$$

В длинноволновом пределе $k \rightarrow 0$ профиль скорости топографического течения имеет только одну продольную компоненту скорости V , и (2.18) принимает вид

$$\begin{aligned} V &= A[b\sin(mx) + m\cos(mx)]\exp[b(-x-1)], \quad 0 < x < 1, \\ V &= 0, \quad x > 1. \end{aligned} \quad (2.19)$$

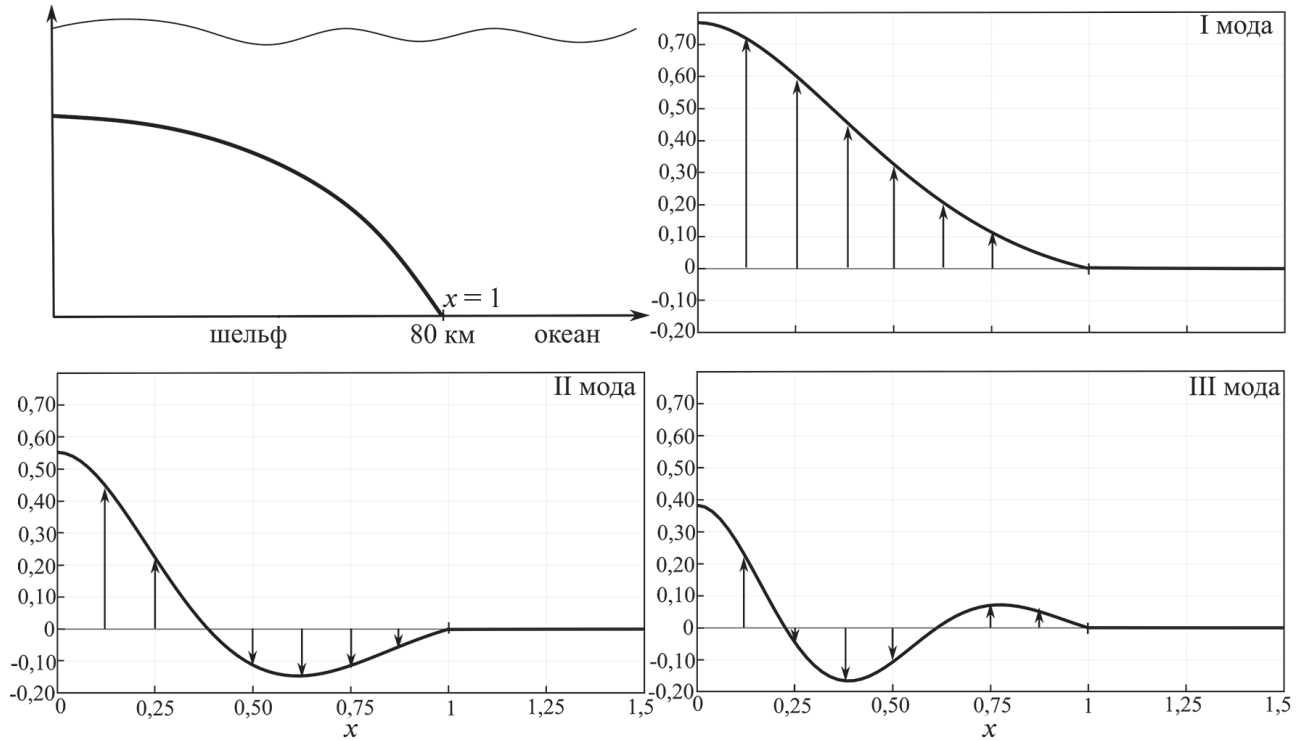


Рис. 5. Продольные скорости V (м/с) для первых 3 мод при $k = 0,1$

Fig. 5. Longitudinal velocities V (m/s) for the first 3 modes at $k = 0.1$

На рис. 5 показаны меридиональные составляющие скоростей течений, рассчитанные по формуле (2.18). Нетрудно заметить, что сшивка поля скорости при $x = 1$ обеспечится за счет условия связи (2.7). Поперечная компонента скорости стремится к нулю: $U \sim k \rightarrow 0$. Тот факт, что сама функция Y остается конечной, не вызывает вопросов, так как физические величины определяются через производные с умножением на топографический множитель $\exp(-2bx)$. Первые три моды дают три профиля топографических течений, где $x = 1$, что соответствует ширине шельфа 80 км.

2.6. Фазовый портрет. Линии уровня

Функция потока, или массовая функция тока, имеет вид

$$\begin{aligned}\Psi &= A \cos(ky) \sin(mx) \exp(b(x-1)), \quad 0 < x < 1, \\ \Psi &= A \cos(ky) \sin(m) \exp(-k(x-1)), \quad x > 1.\end{aligned}\quad (2.20)$$

Составляющие скоростей определяются по формулам:

$$\begin{aligned}U &= Ak \sin(ky) b \sin(mx) \exp[b(-x-1)], \quad 0 < x < 1, \\ U &= A k \sin(ky) \sin m \exp[-k(x-1)] \exp(-2b), \quad x > 1.\end{aligned}\quad (2.21)$$

$$\begin{aligned}V &= A \cos(ky) [b \sin(mx) + m \cos(mx)] \exp[b(-x-1)], \quad 0 < x < 1, \\ V &= A (-k) \cos(ky) \sin m \exp[-k(x-1)] \exp(-2b), \quad x > 1.\end{aligned}\quad (2.22)$$

На рис. 6 показаны линии потока, рассчитанные по формуле (2.20). В расчетах для первой моды $k = 5,5$, $m = 2,8$; для второй моды $k = 5,8$, $m = 5,7$. Видно, что в поле Ψ шельфовые волны имеют вид когерентных структур в виде концентрических окружностей с чередующимися значениями Ψ . В поле скоростей это соответствует вихревым структурам разной полярности. Это подтверждает тот факт, что шельфовые волны, распространяющиеся вдоль берега, оставляя его справа (в северном полушарии), проявляются в виде системы перемещающихся когерентных вихрей [32].

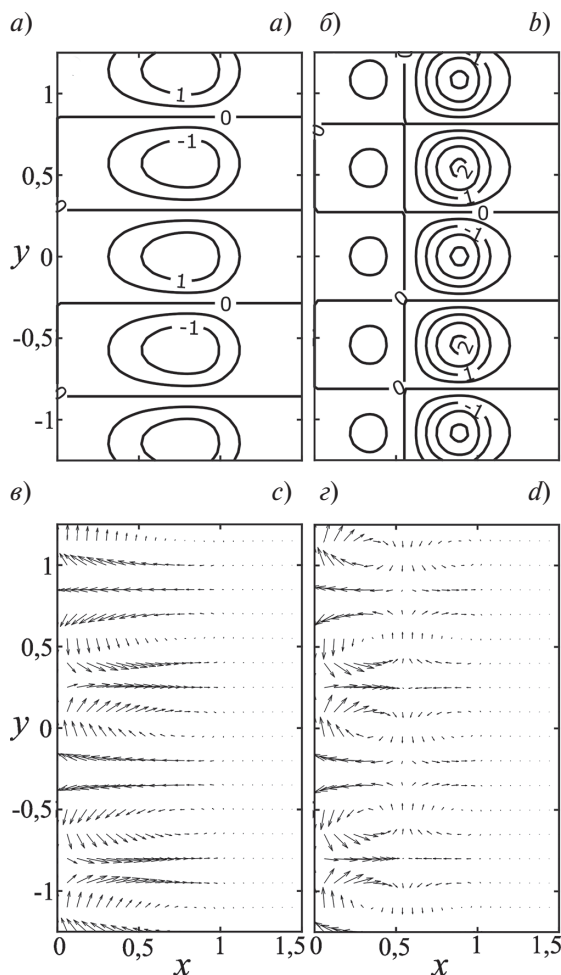


Рис. 6. Первая (а) и вторая (б) моды линий уровня потока и соответствующие вектора течений для первой (в) и второй моды (г). В расчетах для первой моды $k = 5,5$, $m = 2,8$; для второй моды $k = 5,8$, $m = 5,7$

Fig. 6. The first (a) and second (b) modes of the flow lines and the corresponding flow velocities for the first (c) and second modes (d). In calculations, $k = 5.5$ and $m = 2.8$ for the first mode; $k = 5.8$, $m = 5.7$ for the second mode

дольное волновое число стремится к нулю, в то время как поперечное волновое число стремится к некой конечной константе.

Данный факт можно проверить численно прямым расчетом данного параметра для разных значений топографического параметра b или построить графики частоты для разных значений, убедившись в том, что они имеют общую касательную в нуле.

3. Обсуждение результатов и выводы

Специфика шельфовых топографических волн Россби состоит в том, что из-за ограниченности поперечного размера шельфа они становятся квазиодномерными в том смысле, что их поперечное волновое число m становится функцией продольного волнового числа k , то есть $m = m(k)$. Однако графический анализ, проведенный в работе [25], показал, что эта функциональная зависимость является слабой, а функция $m = m(k)$ строго монотонна и изменяется в конечном диапазоне значений. На основании этих качественных выводов авторы [25] предложили считать квазиодномерные шельфовые волны Россби строго одномерными, полагая вместо функциональной зависимости $m = m(k)$ брать некое характерное значение:

2.7. Авто модельность фазовой и групповой скорости в длинноволновом пределе от b

Классический длинноволновый предел волн Россби для фазовой скорости имеет вид $C = -\beta L_r^2$, где L_r — радиус деформации Россби. Из этой формулы следует, что чем больше β , тем больше фазовая и групповая скорость.

Длинноволновый предел для фазовой скорости топографической шельфовой волны Россби (2.6) в размерном виде имеет вид

$$C_n = \frac{2b}{m_n^2(0) + b^2} f L, \quad (2.23)$$

где индекс n — номер моды, b — топографический параметр (см. формулу (2.2)), fL — размерный множитель, определяемый географической широтой и шириной шельфа. При этом $m_n(0)$ определяется из соотношения (2.5):

$$\tan m_n(0) = -\frac{m_n(0)}{b}. \quad (2.24)$$

Может показаться, что безразмерный множитель в выражении (2.23) является сложной зависимостью от топографического параметра b , и в результате мы не знаем, увеличивается или уменьшается фазовая и групповая скорость (в длинноволновом пределе) в зависимости от b . Возможно также, несколько неожиданным является тот факт, что безразмерное выражение является константой и вообще не зависит от b . А это означает, что мы можем рассчитать эти константы и, следовательно, для любой точки земного шара находить размерные фазовые и групповые скорости простым умножением на размерный множитель fL . Эти константы равны следующим значениям: для первой моды 0,4299, для второй моды 0,1403, для третьей моды 0,0613. Выпадение определенного параметра из функциональной зависимости обычно называют авто модельностью по данному параметру. Заметим, что авто модельность безразмерной фазовой и групповой скорости шельфовых волн Россби происходит в длинноволновом пределе. Необычность длинноволнового предела для шельфа состоит в том, что про-

$m = m_0$. При этом оставался нерешенным вопрос: насколько велика ошибка данного приближения. Для ответа на него в данной работе найдены точные выражения для групповой скорости и кривизны дисперсионной кривой, а также произведено численное сравнение точных формул и приближенных.

Для фазовой скорости максимальное расхождение точных формул и приближенных составляет примерно 5 %. Для групповой скорости расхождение уже около 19 %. В частности, для первой моды групповая скорость в точке перегиба (максимальная отрицательная скорость) составляет значение 30,13 см/с, а приближенное значение равно 35,86 см/с. Для второй моды расхождение уменьшается до 7 %, а для третьей — до 3 %.

Анализ кривизны по точным формулам показал, что вторая точка перегиба для шельфовой волны отсутствует, и функциональная зависимость $m(k)$ действительно является слабой.

Принципиально новым моментом в нашей работе является то, что нам удалось построить графики профилей топографических течений (первые три моды). При этом установлена некая автомодельность для экстремума скорости шельфовых течений от значений кривизны топографии. Максимальные скорости шельфовых течений определяются только шириной, где расположен шельф (зависимость от f), и не зависят от крутизны топографии. Сам профиль течения естественно зависит от как от ширины шельфа, так и от крутизны топографии, но значение скорости течения в экстремуме (максимальное по модулю) обладает некой автомодельностью и не зависит от произведения ширины шельфа на крутизну топографии. Отметим также, что все сказанное верно для логарифмических масштабов или, что то же самое, для экспоненциального профиля топографии.

Расчеты функции потока показали, что шельфовые волны имеют вид когерентных структур в виде концентрических окружностей с чередующимися значениями. В поле скоростей это соответствует вихревым структурам разной полярности, т.е. шельфовые волны, распространяющиеся вдоль берега, оставляя его справа (в северном полушарии), проявляются в виде системы перемещающихся когерентных вихрей.

Финансирование

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РНФ № 22-27-00004, при финансовой поддержке гранта СПбГУ № 94033410 и по теме государственного задания 0128-2021-0003.

Funding

This work was financially supported by the RNF grant No. 22-27-00004, financial support of the SPbSU grant No. 94033410 and under the state assignment No. 0128-2021-0003.

Литература

1. Allen J. Models of wind-driven currents on the continental shelf // *Ann. Rev. Fluid Mech.* 1980. 12, 389–433. doi:10.1146/annurev.fl.12.010180.002133
2. Mysak L.A. Recent advances in shelf wave dynamics // *Rev. Geophys.* 1980. Vol. 18. P. 211–241. doi:10.1029/RG018i001p00211
3. Brink K.H. Coastal-trapped waves and wind-driven currents over the continental shelf // *Ann. Rev. Fluid Mech.* 1991. Vol. 23. P. 389–412. doi:10.1146/annurev.fl.23.010191.002133
4. Ле Блон П., Майсек Л. Волны в океане, в 2-х томах. М., Мир. 1981. 846 с.
5. Гневyshev В.Г., Фролова А.В., Кубряков А.А., Собко Ю.В., Белonenko Т.В. Взаимодействие волн Россби со струйным потоком: основные уравнения и их верификация для Антарктического циркумполярного течения // *Изв. РАН. Физика атмосферы и океана*. 2019. Т. 55, № 5. С. 39–50. doi:10.31857/S0002-351555539-50
6. Гневyshev В.Г., Фролова А.В., Колдунов А.В., Белonenko Т.В. Топографический эффект для волн Россби на зональном сдвиговом потоке // *Фундаментальная и прикладная гидрофизика*. 2021. Т. 14, № 1. С. 4–14. doi:10.7868/S2073667321010019
7. Gnevyshev V.V., Frolova A.V., Belonenko T.V. Topographic effect for Rossby Waves on non-zonal shear flow // *Water Resour.* 2022. Vol. 49, N 2. P. 240–248. doi:10.1134/S0097807822020063
8. Hamon B. The spectrums of mean sea level at Sydney, Coff's Harbour, and Lord Howe Island // *J. Geophys. Res.* 1962. Vol. 67, Iss. 13. P. 5147–5155. doi:10.1029/JZ067i013p05147
9. Camayo R., Campos E.J. Application of wavelet transform in the study of coastal trapped waves off the west coast of South America // *Geophys. Res. Lett.*, 2006. Vol. 33. L22601. doi:10.1029/2006GL026395
10. Schulz W.J., Jr., Mied R.P., Snow C.M. Continental shelf wave propagation in the Mid-Atlantic Bight: A general dispersion relation // *J. Phys. Oceanogr.* 2012. Vol. 42. P. 558–568. doi:10.1175/JPO-D-11-0-98.1

11. Chen N., Han G., Yang J., Chen D. Hurricane Sandy storm surges observed by Hy-2a satellite altimetry and tide gauges // J. Geophys. Res. Oceans. 2014. Vol. 119. P. 4542–4548. doi:10.1002/2013JC009782
12. Белоненко Т.В., Волков Д.Л., Колдунов А.В. Шельфовые волны в море Бофорта по данным гидродинамической модели MITgcm. Океанология. 2018. Т. 58, № 6. С. 854–863. doi:10.1134/S0030157418060023
13. Woodham R., Brassington G.B., Robertson R., Alves O. Propagation characteristics of coastally trapped waves on the Australian continental shelf // J. Geophys. Res. Oceans. 2013. Vol. 118. P. 4461–4473. doi:10.1002/jgrc.20317
14. Сандалюк Н.В., Белоненко Т.В., Колдунов А.В. Шельфовые волны в Большом Австралийском заливе по данным спутниковой альтиметрии // Исследование Земли из космоса. 2020, № 6. С. 73–84. doi:10.31857/S0205961420050085
15. Wilkin J.L. Scattering of coastal-trapped waves by irregularities in coastline and topography. Ph.D. thesis, Massachusetts Institute of Technology and Woods Hole Oceanographic Institution, 1988. 120 p. doi:10.1575/1912/4956
16. Huthnance J.M. On coastal trapped waves: analysis and numerical calculation by inverse iteration // J. Phys. Oceanogr. 1978. Vol. 8. P. 74–92
17. Huthnance J.M. Circulation, exchange and water masses at the ocean margin: the role of physical processes at the shelf edge // Prog. Oceanogr. 1995. Vol. 35. P. 353–431, doi:10.1016/0079–6611(95)80003–C
18. Sansón L.Z. Simple models of coastal-trapped waves based on the shape of the bottom topography // J. Phys. Oceanogr. 2012. Vol. 42. P. 420–429. doi:10.1175/JPO-D-11–053.1
19. Middleton J.F., Bye J.A. A review of the shelf-slope circulation along Australia's southern shelves: Cape Leeuwin to Portland // Prog. Oceanogr. 2007. Vol. 75. P. 1–41. doi:10.1016/j.pocean.2007.07.001
20. Echevin V., Albert A., Lévy M., Graco M., Aumont O., Piétri A., Garric G. Intraseasonal variability of nearshore productivity in the Northern Humboldt Current System: The role of coastal trapped waves // Cont. Shelf Res. 2014. Vol. 73. P. 14–30. doi:10.1016/j.csr.2013.11.015
21. Ефимов В.В., Куликов Е.А., Рабинович А.Б., Файн И.В. Волны в пограничных областях океана. Л.: Гидрометеоздат, 1985. 250 с.
22. Huthnance J.M. On trapped waves over a continental shelf // J. Fluid Mech. 1975. Vol. 69. P. 689–704.
23. Pedlosky J. Geophysical Fluid Dynamics. 1st ed. Springer–Verlag, 1982. 636 p.
24. Ball F. Edge waves in an ocean of finite depth // Deep — Sea Res. Oceanogr. Abstr. 1967. Vol. 14. P. 79–88. doi:10.1016/0011–7471(67)90030–7
25. Buchwald V.T., Adams J.K. The propagation of continental shelf waves // Proc. R. Soc. Lond. A. 1968. Vol. 305, N 1481. P. 235–250. doi:10.1098/rspa.1968.0115
26. Гневyshev B.G., Travkin V.S., Белоненко Т.В. Топографический фактор и предельные переходы в уравнениях для субинерционных волн // Фундаментальная и прикладная гидрофизика. 2023. Т. 16, № 1. С. 8–23. doi:10.48612/fpg/92rg-6t7h-m4a2
27. Dukhovskoy D.S., Morey S.L., O'Brien J.J. Influence of multi-step topography on barotropic waves and consequences for numerical modeling // Ocean Modelling. 2006. Vol. 14(1–2). P. 45–60. doi:10.1016/j.ocemod.2006.03.002
28. Drivdal M., Weber J.E.H., Debernard J.B. Dispersion Relation for Continental Shelf Waves When the Shallow Shelf Part Has an Arbitrary Width: Application to the Shelf West of Norway // J. Phys. Oceanogr. 2016. Vol. 46(2). P. 537–549. doi:10.1175/jpo-d-15–0023.1
29. Clarke A.J. Observational and numerical evidence for wind-forced coastal trapped long waves // J. Phys. Oceanogr. 1977. Vol. 7. P. 231–247.
30. Mysak L.A., Leblond P.H., Emery W.J. Trench Waves // J. Phys. Oceanogr. 1979. Vol. 9(5). P. 1001–1013. doi:10.1175/1520–0485(1979)009<1001: TW>2.0.CO;2
31. Гневyshev B.G., Бадулин С.И. Об асимптотическом поведении пакетов линейных волн в многомерном случае. Эталонные решения. Вестник Московского университета. Серия 3. Физика. Астрономия. 2017. 2–17. № 4. С. 73–80.
32. Травкин В.С., Белоненко Т.В., Кочнев А.В. Топографические волны в Курильском районе // Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса. 2022. Т. 19, № 5. С. 222–234. doi:10.21046/2070-7401-2022-19-5-222-234

References

1. Allen J. Models of wind-driven currents on the continental shelf. *Ann. Rev. Fluid Mech.* 1980, 12, 389–433. doi:10.1146/annurev.fl.12.010180.002133
2. Mysak L.A., Recent advances in shelf wave dynamics. *Rev. Geophys.* 1980, 18, 211–241. doi:10.1029/RG018i001p00211
3. Brink K.H. Coastal-trapped waves and wind-driven currents over the continental shelf. *Ann. Rev. Fluid Mech.* 1991, 23, 389–412. doi:10.1146/annurev.fl.23.010191.002133

4. LeBlond P., Mysak L.A. Waves in the ocean. Elsevier Scientific Publishing Company. 1977. 602 p.
5. Gnevyshev V.G., Frolova A.V., Kubryakov A.A., Sobko Yu.V., Belonenko T.V. Interaction between Rossby Waves and a jet flow: Basic equations and verification for the Antarctic Circumpolar Current. *Izvestiya, Atmospheric and Oceanic Physics*. 2019, 55(5), 412–422. doi:10.1134/S0001433819050074
6. Gnevyshev V.G., Frolova A.V., Koldunov A.V., Belonenko T.V. Topographic effect for Rossby waves on a zonal shear flow. *Fundamental and Applied Hydrophysics*. 2021, 14, 1, 4–14. doi:10.7868/S2073667321010019
7. Gnevyshev V.V., Frolova A.V., Belonenko T.V. Topographic effect for Rossby waves on non-zonal shear flow. *Water Resour.* 2022, 49, 2, 240–248. doi:10.1134/S0097807822020063
8. Hamon B. The spectrums of mean sea level at Sydney, Coff's Harbour, and Lord Howe Island. *J. Geophys. Res.* 1962, 67, 5147–5155. doi:10.1029/JZ067i013p05147
9. Camayo R., Campos E.J. Application of wavelet transform in the study of coastal trapped waves off the west coast of South America. *Geophys. Res. Lett.* 2006, 33, L22601. doi:10.1029/2006GL026395
10. Schulz W.J., Jr., Mied R.P., Snow C.M. Continental shelf wave propagation in the Mid-Atlantic Bight: A general dispersion relation. *J. Phys. Oceanogr.* 2012, 42, 558–568. doi:10.1175/JPO-D-11-098.1
11. Chen N., Han G., Yang J., Chen D. Hurricane Sandy storm surges observed by Hy-2a satellite altimetry and tide gauges. *J. Geophys. Res. Oceans*. 2014, 119, 4542–4548. doi:10.1002/2013JC009782
12. Belonenko T.V., Volkov D.L., Koldunov A.V. Shelf waves in the Beaufort Sea in a high-resolution ocean model. *Oceanology*. 2018, 58(6), 778–785. doi:10.1134/S0001437018060024
13. Woodham R., Brassington G.B., Robertson R., Alves O. Propagation characteristics of coastally trapped waves on the Australian continental shelf. *J. Geophys. Res. Oceans*. 2013, 118, 4461–4473. doi:10.1002/jgrc.20317
14. Sandalyuk N.V., Belonenko T.V., Koldunov A.V. Shelf waves in the Great Australian Bight based on satellite altimetry data. *Izv. Atmos. Ocean. Phys.* 2021, 57, 1117–1126. doi:10.1134/S0001433821090619
15. Wilkin J.L. Scattering of coastal-trapped waves by irregularities in coastline and topography. Ph.D. thesis, *Massachusetts Institute of Technology and Woods Hole Oceanographic Institution*, 1988, 120 p. doi:10.1575/1912/4956
16. Huthnance J.M. On coastal trapped waves: analysis and numerical calculation by inverse iteration. *J. Phys. Oceanogr.* 1978, 8, 74–92.
17. Huthnance J.M. Circulation, exchange and water masses at the ocean margin: the role of physical processes at the shelf edge. *Prog. Oceanogr.* 1995, 35, 353–431. doi:10.1016/0079-6611(95)80003-C
18. Sansón L.Z. Simple models of coastal-trapped waves based on the shape of the bottom topography. *J. Phys. Oceanogr.* 2012, 42, 420–429. doi:10.1175/JPO-D-11-053.1
19. Middleton J.F., Bye J.A. A review of the shelf-slope circulation along Australia's southern shelves: Cape Leeuwin to Portland. *Prog. Oceanogr.* 2007, 75, 1–41, doi:10.1016/j.pocean.2007.07.001
20. Echevin V., Albert A., Lévy M., Graco M., Aumont O., Piétri A., Garric G. Intraseasonal variability of nearshore productivity in the Northern Humboldt Current System: The role of coastal trapped waves. *Cont. Shelf Res.* 2014, 73, 14–30. doi:10.1016/j.csr.2013.11.015
21. Efimov V.V., Kulikov E.A., Rabinovich A.B., Fine I.V. Waves in the ocean boundary regions. *Leningrad, Gidrometeoizdat*, 1985, 250 p. (in Russian).
22. Huthnance J.M. On trapped waves over a continental shelf. *J. Fluid Mech.* 1975, 69, 689–704.
23. Pedlosky J. Geophysical Fluid Dynamics. 1st ed. *Springer-Verlag*, 1982. 636 pp.
24. Ball F. Edge waves in an ocean of finite depth. *Deep-Sea Res. Oceanogr. Abstr.* 1967, 14, 79–88. doi:10.1016/0011-7471(67)90030-7
25. Buchwald V.T., Adams J.K. The propagation of continental shelf waves. *Proc. R. Soc. Lond. A* 1968, 305(1481), 235–250. doi:10.1098/rspa.1968.0115
26. Gnevyshev V.G., Travkin V.S., Belonenko T.V. Topographic factor and limit transitions in the equations for subinertial waves. *Fundamental and Applied Hydrophysics*. 2023, 16, 1, 8–23. doi:10.48612/fpg/92rg-6t7h-m4a2
27. Dukhovskoy D.S., Morey S.L., O'Brien J.J. Influence of multi-step topography on barotropic waves and consequences for numerical modeling. *Ocean Modelling*. 2006, 14(1–2), 45–60. doi:10.1016/j.ocemod.2006.03.002
28. Drivdal M., Weber J.E.H., Debernard J.B. Dispersion relation for continental shelf waves when the shallow shelf part has an arbitrary width: Application to the shelf west of Norway. *J. Phys. Oceanogr.* 2016, 46(2), 537–549. doi:10.1175/jpo-d-15-0023.1
29. Clarke A.J. Observational and numerical evidence for wind-forced coastal trapped long waves. *J. Phys. Oceanogr.* 1977, 7, 231–247.
30. Mysak L.A., Leblond P.H., Emery W.J. Trench waves. *J. Phys. Oceanogr.* 1979, 9(5), 1001–1013. doi:10.1175/1520-0485(1979)009<1001:TW>2.0.CO;2

31. Gnevyshev V.G., Badulin S.I. On the asymptotics of multidimensional linear wave packets: Reference solutions. *Moscow University Physics*. 2017, 72(4), 415–423. doi:10.3103/S0027134917040075
32. Travkin V.S., Belonenko T.V., Kochnev A.V. Topographic waves in the Kuril Region. *Sovremennye Problemy Distantionnogo Zondirovaniya Zemli iz Kosmosa*. 2022, 19(5), 222–234. doi:10.21046/2070-7401-2022-19-5-222-234 (In Russian).

Об авторах

ГНЕВЫШЕВ Владимир Григорьевич, РИНЦ Author ID: 298530, ORCID ID: 0000-0001-6654-5570, Scopus Author ID: AAZ-6352–2021, WoS ResearcherID: 6507346231, avi9783608@gmail.com
ТРАВКИН Владимир Станиславович, РИНЦ Author ID: 1023273, ORCID ID: 0000-0002-7254-9313, Scopus Author ID: 57509420800, WoS ResearcherID: HPE-4729–2023, v.travkin@spbu.ru
БЕЛОНЕНКО Татьяна Васильевна, РИНЦ Author ID: 66026, ORCID ID: 0000-0003-4608-7781, Scopus Author ID: 6507005889, WoS ResearcherID: K-2162–2013, btvlisab@yandex.ru

УДК 551.466.3

© Д. В. Чаликов^{1,3}, К. Ю. Булгаков^{1,2}, К. В. Фокина^{1,2*}, 2023

¹Институт океанологии им. П.П. Ширшова РАН, 117997, Россия, Москва, Нахимовский проспект, 36.

²Российский государственный гидрометеорологический университет, 195196, Россия, Санкт-Петербург, Малоохтинский пр., 98,

³Университет Мельбурна, Австралия, Виктория, 310.

*fokinakarina@yandex.ru

ИНТЕРПРЕТАЦИЯ РЕЗУЛЬТАТОВ РАСЧЕТОВ СО СПЕКТРАЛЬНОЙ МОДЕЛЬЮ ПРОГНОЗА ВОЛН С ПОМОЩЬЮ ФАЗО-РАЗРЕШАЮЩЕЙ МОДЕЛИ

Статья поступила в редакцию 24.04.2023, после доработки 13.06.2023, принята в печать 15.06.2023

Аннотация

Статья посвящена интерпретации результатов спектрального прогнозирования ветрового волнения с помощью фазо-разрешающей модели. Спектральные модели рассчитывают эволюцию распределения потенциальной энергии по углу и частоте, но не содержат информации о геометрии и статистических характеристиках волн. Эти сведения приходится извлекать с помощью дополнительных гипотез, не всегда хорошо обоснованных. Предлагается вычислительная процедура, позволяющая трансформировать спектральную информацию в двухмерное волновое поле. Такое поле состоит из совокупности линейных мод со случайно распределёнными фазами. Это поле нереально, поскольку оно не обладает нелинейными свойствами: повышенной вероятностью крупных волн и различными свойствами асимметрии, например, повышенным эксцессом. На следующем этапе разработанной процедуры предлагается принимать воспроизведённое на основе спектра линейное волновое поле как начальное условие для фазо-разрешающей модели. Затруднение состоит в том, что точные модели, формально пригодные для такого счёта, слишком громоздки и неэффективны, что практически исключает их систематическое применение. Положение может быть исправлено привлечением нового типа моделирования трёхмерных волн, основанного на двухмерных уравнениях. Двухмерная модель считается в десятки раз быстрее, чем точная трёхмерная модель. Анализ результатов, полученных с такой моделью, показал, что она воспроизводит статистические характеристики волн, практически не отличающиеся от результатов точного моделирования. В статье описана процедура обработки спектральных данных и приведены примеры использования разработанного метода процедуры для интерпретации спектрального прогноза волн в Балтийском море.

Ключевые слова: трёхмерные волны, волновой спектр, спектральное моделирование, фазо-разрешающее моделирование

© D. V. Chalikov^{1,3}, K. Yu. Bulgakov^{1,2}, K. V. Fokina^{1,2*}, 2023

¹Shirshov Institute of Oceanology RAS, 117997, Nahimovsky Pr., 36, Moscow, Russia

²Russian State Hydrometeorological University, 195196, Malookhtinsky Pr., 98, St Petersburg, Russia

³University of Melbourne, Victoria 3010, Australia

*fokinakarina@yandex.ru

INTERPRETATION OF THE SPECTRAL WAVE FORECAST MODEL RESULTS USING THE PHASE-RESOLVING MODEL

Received 24.04.2023, Revised 13.06.2023, Accepted 15.06.2023

Abstract

The paper presents an interpretation of the results of spectral wave-forecast model using the phase-resolving model. Spectral models provide the information on the evolution of the potential energy distribution in terms of angle and frequency though the information about the geometry and statistical wave characteristics in such models are not available. This information has to be extracted through the additional, often unsubstantiated, hypotheses. The proposed computational procedure transforms spectral information into a two-dimensional wave field which consists of a set of linear modes with randomly distributed phases is proposed. The wave field is not realistic since it does not have non-linear properties, for example, various asymmetry properties such

Ссылка для цитирования: Чаликов Д.В., Булгаков К.Ю., Фокина К.В. Интерпретация результатов расчетов со спектральной моделью прогноза волн с помощью фазо-разрешающей модели // Фундаментальная и прикладная гидрофизика. 2023. Т. 16, № 2. С. 21–33. doi:10.59887/2073-6673.2023.16(2)-2

For citation: Chalikov D.V., Bulgakov K. Yu., Fokina K.V. Interpretation of the Spectral Wave Forecast Model Results using the Phase Resolving Model. *Fundamental and Applied Hydrophysics*. 2023, 16, 2, 21–33. doi:10.59887/2073-6673.2023.16(2)-2

as increased kurtosis. Afterwards the linear wave field reproduced on the basis of the wave spectrum is set as the initial condition for the exact phase-resolving model. The exact models formally suitable for such calculations are cumbersome and inefficient and that practically restricts their broad and regular application. This restriction can be overcome by using a new type of 3D wave simulation based on 2D equations. The 2D model reproduces the statistical characteristics of the wave field similar to the results of the 3D exact model and runs several times faster. The examples of using the developed method of interpretation of the spectral wave forecast in the Baltic Sea are demonstrated.

Keywords: three-dimensional waves, wave spectrum, spectral modeling, phase-resolving modeling

1. Введение

Морские волны создают наибольшие препятствия деятельности человека на море и являются причиной аварий и человеческих жертв. С другой стороны, волны в последнее время рассматриваются как возобновляемый источник энергии, что инициирует проектирование и сооружение опытных волновых электростанций. Исследования морских волн являются наиболее финансируемым разделом наук океанологии. Методы анализа и прогнозирования волн быстро развиваются.

Волны являются мелкомасштабным явлением, их индивидуальное описание возможно лишь для небольших водоёмов, поэтому информация о них обычно даётся в виде одномерных или двухмерных спектров плотности потенциальной энергии. Наиболее важным практическим достижением в этой области геофизической гидродинамики является создание прогностических моделей ветрового волнения. Такие модели, основанные на спектральном представлении волнового поля, обобщают основные экспериментальные и теоретические достижения, полученные за прошедшие двести лет существования теории поверхностных волн.

Спектральные модели вырабатывают спектры, описывающие эволюцию волн в пространстве и времени под воздействием ветра и диссипации с использованием ассимиляции наблюдений [1]. Такая технология была разработана специально для прогнозирования волн. В настоящее время этот подход является единственно возможным методом, позволяющим описать эволюцию волнового поля на больших площадях в течение длительных периодов времени.

Несмотря на широкий диапазон применимости, спектральное моделирование нельзя отнести к прямому численному моделированию, поскольку оно основано на предположении о линейности. На самом деле спектральное описание не содержит никакой информации о самих волнах, а только о распределении энергии волны по направлению и частоте в каждой точке области. Спектральная модель предполагает, что волновое поле состоит из суперпозиции линейных волн со случайными фазами. Преобразованное в физическое волновое поле, оно выглядит нереальным, поскольку реальные волны обычно имеют протяжённые плавные подошвы и острые пики.

Спектральный подход очень эффективен, но он нуждается в дополнительных конструкциях, так как все процессы, влияющие на волны, происходят не в спектральном, а в физическом пространстве. По этой причине спектральные модели используют алгоритмы, разработанные в более детальных подходах, где волны рассматриваются как физические объекты, характеризующиеся специфической геометрией и динамикой. Тем не менее, физика, заложенная в моделях, постоянно нуждается в усовершенствовании, поэтому параллельно с созданием и развитием прогностических моделей активно ведутся работы по разработке методов более детального моделирования волн.

Наиболее разработанным подходом является математическое моделирование, основанное на трёхмерных полных уравнениях потенциального движения жидкости со свободной поверхностью (называемое прямым или фазо-разрешающим моделированием). Существует несколько таких подходов. Наиболее изощрённый подход основан на полных уравнениях, поверхностном интеграле и использовании функции Грина [2]. Основное преимущество метода — его точность. Метод может быть применён для моделирования очень крутых волн и даже волн, приближающихся к обрушению. К недостаткам метода можно отнести его высокую сложность. Применение метода иллюстрируется на примере сравнительно простых волновых полей. Трудно представить, что этот метод может быть применён для обширных многомодовых волновых поверхностей и интегрирования на длительное время. Внедрение многополюсной техники в методе поверхностного интеграла связано со значительными алгоритмическими трудностями.

Альтернативный метод моделирования трёхмерных волн, включающий краевую задачу эллиптического уравнения, решается методом конечных разностей. Такой подход к моделированию нестационарной жидкости со свободной поверхностью разрабатывался последние три десятилетия (см. для примера [3–5]). Основное его преимущество заключается в том, что он базируется на первоначальных уравнениях,

записанных в системе координат, связанной с поверхностью. Данные модели предназначены для инженерных задач, таких как проектирование прибрежных сооружений, моделирование взаимодействия волн с плавающими или фиксированными объектами, изучение волнового режима в эстуариях. Основное преимущество этих моделей состоит в том, что они вместе с детальным описанием динамики индивидуальных волн позволяют успешно моделировать обширные волновые поля в течение сотен и тысяч периодов.

Наиболее популярна в настоящее время схема высокого порядка HOS (High Order Scheme), предложенная в [6]. В декартовой системе координат известно аналитическое решение для потенциала скорости, но оно основано на коэффициентах Фурье на фиксированном уровне, тогда как переменными являются коэффициенты Фурье на свободной поверхности. В связи с этим возникает проблема перехода от одной системы координат к другой. Эта проблема решается путём разложения потенциала скорости вблизи поверхности в ряд Тейлора. Точность этого метода серьёзно не обсуждалась. Применимость HOS метода для моделирования волн с широким спектром пока не ясна (см. [5]).

В работе [7] и последующих статьях даны результаты моделирования эволюции волнового поля, основанные на трёхмерных потенциальных уравнениях, записанных в связанной с поверхностью криволинейной системе координат. В модели [7] (называемой *Full Wave Model*, FWM) предложено вычислительное ускорение этого метода путём разделения потенциала скорости на линейную и нелинейную части. Точность адиабатической версии модели подтверждена воспроизведением бегущей волны Стокса с крутизной $ak = 0,40$ в течение сотен волновых периодов. Удовлетворительная точность также продемонстрирована в расчётах эволюции волнового поля под действием ветра и диссипации [7].

Несмотря на высокую универсальность и точность трёхмерных моделей, они обладают существенными недостатками: алгоритмической сложностью и низкой вычислительной эффективностью. Все модели такого рода основаны на том или ином алгоритме воспроизведения трёхмерного поля потенциала скорости, которое используется только для того, чтобы рассчитать неизвестную характеристику на поверхности — вертикальную скорость. В работах [8–11] предпринят ряд попыток показать, что уравнение Лапласа можно заменить кинематическим поверхностным условием, которое превращает трёхмерную проблему в двухмерную, что ведёт к резкому ускорению вычислений. Многочисленные расчёты показали, что двухмерная фазо-разрешающая модель очень эффективна и даёт результаты, близкие к результатам точной трёхмерной модели.

Такая модель имеет множество новых приложений. Главным из них является возможность усовершенствования алгоритмов, описывающих физические процессы в волнах. Такая работа связана с многократным повторением, каждое из которых очень продолжительно. Естественно, что по окончании работы над алгоритмом ничто не мешает провести проверочные расчёты с точной трёхмерной моделью. Впрочем, основываясь на обширных результатах проверки модели [8–11], можно быть уверенным, что они окажутся очень близкими к результатам, полученным с двухмерной моделью.

В качестве другого возможного приложения в настоящей статье рассматривается объединение спектрального и фазо-разрешающего моделирования. На основе линейной теории спектральную информацию о волнении можно представить в виде мгновенного волнового поля. Это поле характеризуется исходным спектром, но его геометрические характеристики, такие как распределение вероятностей для спектра и моментов, оказываются неточными. В особенности это относится к распределению вероятности экстремальных волн. Для оперативного прогноза и инженерных целей такой информации недостаточно. Например, высота экстремальных волн может быть занижена в 1,5–2 раза.

Информация, даваемая спектральными моделями, может быть существенно расширена путём совместного использования спектральной и фазо-разрешающей моделей. Это объединение может осуществляться трансформацией двухмерного спектра в полярных координатах, полученного в спектральной модели, в пространство волновых чисел, где двухмерный спектр в линейном приближении будет использован для генерации начальных условий, вводимых в трёхмерную фазо-разрешающую модель. Далее модель интегрируется во времени до достижения квазистационарного статистического режима. При интегрировании может использоваться адиабатическая и не адиабатическая версии модели. Нелинейная модель сравнительно быстро трансформирует линейные поля в нелинейные, характеризующиеся рядом свойств асимметрии в распределении вероятностей. Такой подход существенно обогащает выход из спектральных моделей.

Описанная выше схема может основываться на любой трёхмерной модели волн, предназначенной для воспроизведения статистического режима, например, на HOS модели, использующей аналитическое представление потенциала скорости, или на 3D модели [5, 7], использующей прямое решение 3D уравнения для потенциала скорости.

К сожалению, применение схемы, основанной на трёхмерных уравнениях, связано с неприемлемыми затратами машинного времени. Такой подход ещё может использоваться для анализа единичных процессов, что допустимо в исследованиях, но заведомо — не для массовых расчётов. Дальнейший прогресс в этом направлении может быть достигнут путём значительного усовершенствования моделирования двумерного волнения.

2. Ускоренное фазо-разрешающее моделирование

Подробный вывод двумерного уравнения приведён в [8]. Полученная система двумерных уравнений для моделирования эволюции многомодового волнового поля включает стандартные эволюционные кинематические и динамические условия поверхности и дополнительное диагностическое условие для расчёта вертикальной скорости поверхности:

$$\eta_\tau = -\eta_\xi \varphi_\xi - \eta_\vartheta \varphi_\vartheta + (1+s)w, \quad (1)$$

$$\varphi_\tau = -\frac{1}{2}(\varphi_\xi^2 + \varphi_\vartheta^2 - (1+s)w^2) - \eta - p, \quad (2)$$

$$\tilde{w} = A(1+s)^{-1} \left(2(\eta_\xi w_\xi + \eta_\vartheta w_\vartheta) + \Delta \eta w - s \bar{w}_\zeta \right), \quad (3)$$

здесь ξ и ϑ являются «горизонтальными» координатами, следующими за поверхностью; ζ — вертикальная координата ($\zeta = 0$ на поверхности, растёт вверх); τ — время; $\eta(\xi, \vartheta, \tau)$ — высота поверхности над средним уровнем; η_τ — производная по времени; η_ξ и η_ϑ — горизонтальные производные η по ξ и ϑ ; φ — потенциал скорости на поверхности; φ_ξ и φ_ϑ — производные вдоль поверхности по ξ и ϑ ; $\varphi_\zeta = w$ — вертикальная производная потенциала на поверхности (т. е. вертикальная скорость на поверхности); $\Delta = \eta_{\xi\xi} + \eta_{\vartheta\vartheta} - 2D$ «горизонтальный» лапласиан η ; $s = \eta_\xi^2 + \eta_\vartheta^2$; p — давление воздуха на поверхности. Вертикальная скорость w представлена как сумма линейного $\bar{w}$ и нелинейного $\tilde{w}$ компонентов. Линейный компонент $\bar{w} = \bar{\varphi}_\zeta$ рассчитывается аналитически, поскольку $\bar{\varphi}$ удовлетворяет уравнению Лапласа $\bar{\varphi}_{\xi\xi} + \bar{\varphi}_{\vartheta\vartheta} + \bar{\varphi}_{\zeta\zeta} = 0$, которое решается с использованием граничных условий $\bar{\varphi}(\zeta = 0) = \varphi$ и $\bar{\varphi}_\zeta(\zeta \rightarrow \infty) \rightarrow 0$. Распределение по поверхности нелинейного компонента $\tilde{w}$ рассчитывается из уравнения (3).

Коэффициент в (3) рассчитывается по формуле

$$A = \sigma F(\mu), \quad (4)$$

где σ — дисперсия возвышения η , и $\mu = \sigma \sigma_L$ — параметр, где σ_L — дисперсия горизонтального лапласиана высоты $\Delta \eta$. Аппроксимация функции F дана в [5].

Уравнения (1–3) записаны в безразмерной форме, что формально следует из предположения, что ускорение силы тяжести равно единице. Примечательно, что безразмерную форму уравнений также целесообразно использовать не в адиабатической формулировке, поскольку эволюция интегральных характеристик решения происходит в масштабах, во много раз превышающих период и длину волны.

Приближение (4) также верно для размерных переменных, поскольку оно не зависит от внешнего масштаба L . Соотношение (4) и константы в $F(\mu)$ были найдены на основе многочисленных численных экспериментов с FWM и эмпирического (в вычислительном смысле) выбора безразмерных переменных, а также функции и числовых параметров. Вот почему эта упрощённая модель называется эвристической волновой моделью (*Heuristic Wave Model*, HWM).

Численная схема в HWM полностью аналогична численной схеме FWM. Схема основана на методе Фурье с использованием представлений переменных коэффициентов Фурье и сеточных переменных; число степеней свободы в сеточном пространстве в четыре раза превышает число степеней свободы в пространстве Фурье. Вертикальная скорость вычисляется уравнением (3). Для интегрирования по времени использовалась схема Рунге–Кутты четвёртого порядка.

Уравнение (3) представлено в форме, удобной для итераций. Она также решается с помощью метода Фурье. Поскольку итерации начинаются с начального условия, взятого из предыдущего временного шага, типичное число итераций равно двум и никогда не превышает четырёх. Возникновение вычислительной неустойчивости в обеих моделях FWM и HWM обычно сигнализирует о том, что диссипация не может справиться с чрезмерно большой крутизной или кривизной поверхности, которые чаще всего возникают среди коротких волн. В проведённых расчётах вычислительная неустойчивость не возникала.

Упрощённая модель неоднократно проверялась путём сопоставления статистических характеристик волнения, рассчитанных ускоренной и полной моделями. Следует подчеркнуть, что интегрирование во времени проводилось по идентичным уравнениям для уровня и поверхностного потенциала. Различия заключались в способе вычисления нелинейной поправки к линейной компоненте вертикальной скорости: в полной модели использовалось численное решение трёхмерного уравнения для потенциала скорости, а в упрощённой модели указанная выше величина рассчитывалась по проекции этого уравнения на криволинейную поверхность с использованием зависимости между первой и второй вертикальными производными потенциала. Сопоставление проводилось для различных осреднённых статистических характеристик волнения в квазистационарном режиме, включая волновые спектры, спектры диссипации, вертикальной скорости на поверхности, нелинейного обмена энергией [8–11]. Длительные расчёты по воспроизведению развития волнового поля под действием ветра [7, 8] показали также качественно очень близкие результаты. Важно отметить, что поля возвышения, рассчитанные двухмерной и трёхмерной моделями, демонстрируют буквальное совпадение поля возвышения в течение нескольких тысяч шагов. Сравнение распределения вероятностей для моментов поля возвышения до 4-го порядка показали также высокое согласование моделей. Расчёты, обсуждаемые в данной статье, могли бы быть получены также с использованием точной трёхмерной модели, но на них было бы потрачено около двух месяцев непрерывных вычислений. Этот метод не может быть рекомендован для практического использования. Преимущество двухмерной модели состоит в её высокой эффективности: одни и те же варианты счёта с двухмерной моделью проходят в 20–50 раз быстрее, чем с трёхмерной. Точное отношение быстродействий зависит от степени подробности параметризации физических процессов, а также, от объёма и частоты запоминаемой информации.

Область применения новой модели очень широка. Она может использоваться для развития методов параметризации физических процессов в волнах. Известно, что алгоритмы, вставленные в существующие прогностические модели, крайне несовершенны.

В данной статье показано, как новая модель может использоваться совместно с волновыми прогностическими или диагностическими волновыми моделями (типа WAM или WAVEWATCH) для интерпретации спектральных результатов в терминах реальных нелинейных волн. Такой подход может применяться локально для выбранных регионов. Этот метод идеально подходит для расчётов на многопроцессорных компьютерах. Такой подход аналогичен практике применения вложенных моделей для метеорологических прогнозов.

3. Генерация волновых спектров

Волновые спектры генерировались с помощью WAVEWATCH III (v.3.14) [1] — модели прогноза ветровых волн, предназначенной для прогноза спектральной плотности волнового действия, иначе говоря, для распределения потенциальной энергии по углу и частоте. Эволюция спектра в основном происходит под воздействием ветра, диссипации, нелинейных волновых взаимодействий, переноса волновой энергии по горизонтали и переходов волновой энергии от одних волновых чисел к другим.

В качестве атмосферного воздействия для модели WAVEWATCH III используются данные о температуре и влажности на высоте 2 м, а также значения скорости на высоте 10 м. В данном исследовании для получения атмосферных полей применялась модель атмосферной циркуляции WRF [12], разработанная в Национальном центре исследований атмосферы США. Модель WRF основана на полных уравнениях движения для сжимаемой негидростатической жидкости. Аппроксимация конечно-разностных производных осуществляется на C-сетке со схемой интегрирования по времени Рунге-Кутты 2-го и 3-го порядка, с вертикальной гибридной системой координат.

Обе модели были адаптированы для воспроизведения волновых полей в акватории Балтийского моря. Модель WAVEWATCH III использовала следующие вычислительные параметры: пространственное разрешение — 10 км, угловое разрешение — 72 направления, спектральное разрешение — 50 частот на растянутой сетке с шагом, увеличивающимся с множителем 1,06, начиная от 0,08 Гц (что соответствует длине волны 243 м), максимальная частота — 1,65 Гц (соответствует длине волны 0,53 м). В начальный момент времени принималось отсутствие волнения.

В модели WRF расчёты проводились на трёх последовательно вложенных сетках. Узлы последней сетки совпадали с узлами сетки WAVEWATCH, поэтому обмен полями в процессе расчёта не требовал дополнительной интерполяции данных. Начальные и боковые граничные условия для внешней модели генерировались с использованием полей реанализа NCEP [13].

Объединённая модель WRF/WAVEWATCH была использована для воспроизведения волнового режима Балтийского моря за период с 1 мая по 30 ноября 2014 г. Столь длительные расчёты проводились с целью

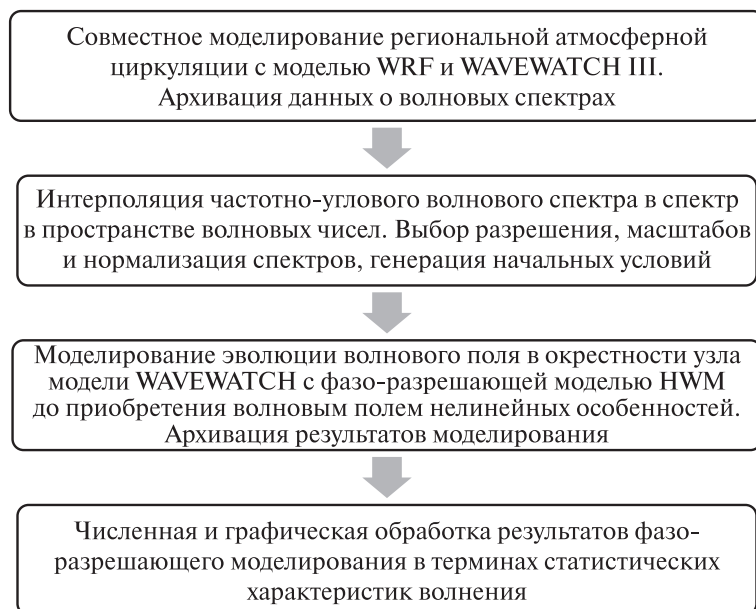


Рис. 1. Диаграмма процесса интерпретации результатов спектрального моделирования в терминах фазо-разрешающих моделей

Fig. 1. Diagram of the process of interpreting the results of spectral modeling in terms of phase-resolving models

получения возможности выборки ситуаций, при которых волнение было достаточно развито. Диаграмма, поясняющая процесс интерпретации результатов спектрального моделирования в терминах фазо-разрешающих моделей, дана на рис. 1. Разработанная система включает ряд программ, написанных на языках ФОРТРАН и IDL (Interactive Data Language).

4. Генерация начальных условий для фазо-разрешающей модели

Модель WAVEWATCH использует полярные координаты (ϕ, r) , где ϕ — направление, r — частота, заданная на нерегулярной сетке, в то время как фазо-разрешающая модель (1)–(3) интегрируется на регулярной равномерной сетке волновых чисел (k, l) . Задача генерации начальных условий для уровня состоит из двух этапов: (1) переноса поля плотности энергии из полярных координат в пространство волновых чисел и (2) масштабирования и дискретизации этого поля в терминах Фурье-коэффициентов для уровня и поверхностного потенциала скорости. Решение этой, казалось бы, простой, задачи связано с рядом технических трудностей. В спектральной задаче используется нерегулярная сетка в полярных координатах, поэтому значения спектральной плотности в узлах сетки имеют резко различающийся вес и поэтому в пространстве (k, l) с увеличением частоты неизбежно высокое сглаживание. Для получения наибольшей достоверности необходимо максимальное подобие спектров в энергосодержащей области спектра, т. е. в окрестности главного волнового пика. Применение в этой области высокого разрешения нецелесообразно, поскольку динамические свойства волнения зависят от конкретного набора мод. Поэтому параметры, задающие (k, l) -сетку, надо регулировать так, чтобы в окрестности волнового пика разрешение было близко к разрешению в полярных координатах. При интерполяции должен сохраняться нулевой момент поля, т. е. полная потенциальная энергия. Сохранение более высоких моментов практически не достижимо. При расчётах все переменные считаются безразмерными, Единственным внешним параметром, учитываемым при нормализации, является масштаб длины L . Для сокращения размеров области в сеточном пространстве целесообразно принять в качестве масштаба длину максимальной волны с частотой ω_1 спектральной модели;

$$L = 2\pi g / \omega_1^2. \quad (5)$$

Поскольку полярная сетка фиксирована, масштаб длины во всех расчётах одинаков: $L = 243,7$ м, что соответствует масштабу времени $T = (L/g)^{1/2} = 5,0$ с. Плотность энергии $S_p(\theta, r)$ в полярных координатах имеет размерность m^2 , поэтому в пространстве волновых чисел плотность энергии $S_{k,l}$ делится на L^2 .

В спектральных моделях полностью отсутствует вторая фундаментальная переменная — потенциал скорости; её приходится воспроизводить на основе линейной теории. В конечном итоге начальные условия для Фурье компонент возвышения $h_{k,l}$ и поверхностного потенциала скорости $\phi_{k,l}$ в фазо-разрешающей модели рассчитываются следующим образом $h_{k,l} = A_{k,l}$

$$\eta(\xi, \vartheta) = \sum_{-M < k < M} \sum_{-M < l < M} h_{k,l} \Theta_{k,l}, \quad (6)$$

где матрица $\Theta_{k,l}$ определяется как

$$\Theta_{kl} = \begin{cases} \cos(k\xi + l\vartheta) & -M_x \leq k \leq M_x, -M_y < l < 0, \\ \cos(k\xi) & -M_x \leq k \leq 0, l = 0, \\ \sin(k\xi) & 0 \leq k \leq M_y, l = 0, \\ \sin(k\xi + l\vartheta) & -M_x \leq k \leq M_x, 0 < l \leq M_y, \end{cases} \quad (7)$$

амплитуда $a_{k,l} = (h_{k,l}^2 + h_{-k,-l}^2)^{1/2}$ и Фурье компоненты каждой моды рассчитывается по плотности спектра $S_{k,l}$:

$$a_{k,l} = (2S_{k,l})^{1/2}, \quad h_{k,l} = a_{k,l} \Theta_{k,l}. \quad (8)$$

Коэффициенты Фурье с индексами противоположного знака рассчитываются так:

$$h_{-k,-l} = a_{k,l} \Theta_{-k,-l}. \quad (9)$$

Таким образом, вектор фазовой скорости моды с амплитудой $a_{k,l}$ коллинеарен вектору (k, l) , где k и l — индексы спектральной плотности $S_{k,l}$. Коэффициенты Фурье для поверхностного потенциала рассчитываются в соответствии с линейной теорией.

$$\phi_{k,l} = \omega_{k,l}^{-1} h_{-k,-l}, \quad \phi_{-k,-l} = -\omega_{k,l}^{-1} h_{k,l}, \quad (10)$$

где $\omega_{k,l} = (k^2 + l^2)^{1/4}$ — частота.

5. Результаты расчётов

Целью настоящей работы является демонстрация подхода, позволяющего представить результаты спектрального моделирования в терминах реальных волн на основе фазо-разрешающего моделирования. Поскольку стандартные методы такого моделирования могут сводиться к очень длительным расчётам со сложной трёхмерной моделью, их применение для сформулированной задачи оказывается практически нереализуемым. Тем не менее, подобные расчёты вполне возможны с использованием недавно разработанного двухмерного подхода, описанного выше. Важно, что при моделировании многомодового волнового поля двухмерная модель HWM даёт практически те же результаты, что и точная трёхмерная модель FWM, но скорость вычислений с HWM в несколько десятков раз выше, чем с FWM. Для оценки осуществимости таких расчётов требуется знать время, необходимое для того, чтобы волновое поле преобразовалось от линейной структуры (т. е. суперпозиции линейных мод со случайными фазами) к более реальной геометрии, характеризующейся острыми гребнями и сглаженными подошвами. Во всех наших расчётах с точными моделями начальные условия были линейные, поэтому представление о том, как происходит переход к нелинейности, было получено многократно. Для иллюстрации этого эффекта был проведён численный эксперимент с ускоренной моделью с разрешением 257×129 мод, с начальными условиями, рассчитанными с JONSWAP спектром для значения $U/c_p = 1$, пиком спектра на волновом числе $k_p = 10$. Результаты контролировались расчётами повторяемости возвышения η . Было установлено, что адаптация поля происходит поразительно быстро — за десятки периодов волны пика. Заведомо достаточно было проводить вычисления для 100 периодов волны пика. Пример модельного расчёта с разрешением 512×257 мод представлен на рис. 2, где даны распределения вероятностей для возвышения (панель 1) и третьего момента поля скорости (панель 2). Вероятность высоких волн выросла примерно на порядок, что показывает рост вертикальной асимметрии. Вероятность больших значений эксцесса свидетельствует о росте заострённости нелинейных волн.

Расчёты эволюции волновых полей осуществлялись с ускоренной двухмерной моделью, описанной выше. Поскольку разрешение спектральной модели довольно низкое, приходилось использовать низкое разрешение в фазо-разрешающей модели: число мод было равно 129×129 , число узлов сетки 256×256 . Шаг по времени Δt был равен 0,01. Для подавления неустойчивости инициировалось сглаживание

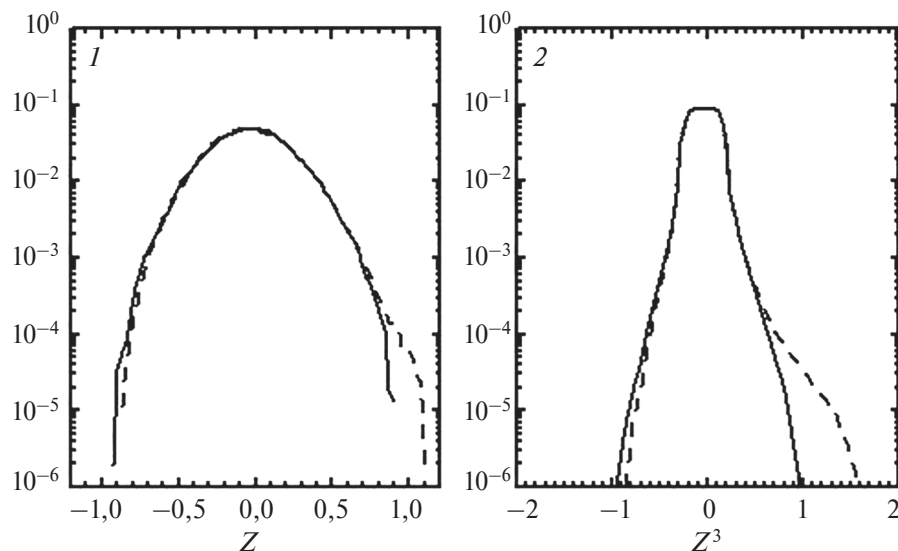


Рис. 2. Результаты модельных расчётов, иллюстрирующие возникновение нелинейных свойств волнового поля. На панелях 1 и 2 показаны повторяемость возвышения $Z = h/H_s$ и третьего момента $Z^3 = (h/H_s)^3$, соответственно. Сплошные линии показывают моменты для линейного поля, т. е. для поля h в начальных условиях, а пунктирные кривые — эти же моменты по истечении периода $\Delta\tau = 100$

Fig. 2. The results of model calculations illustrating the occurrence of the nonlinear properties of the wave field. Panels 1 and 2 show the repeatability of the elevation $Z = h/H_s$ and the third moment $Z^3 = (h/H_s)^3$, respectively. Solid lines are the moments for a linear field, i. e. for the field η in the initial conditions, dotted curves are the same moments after $\Delta\tau = 100$ period

на высоких волновых числах. Во избежание потери энергии был введён приток энергии от ветра, использованный в расчётах с WAVEWATCH. Алгоритмы расчёта диссипации и притока энергии подробно описаны в публикациях (см. [5, 7]). Были проведены специальные расчёты для оценки временного интервала, в течение которого устойчиво вырабатывается основное нелинейное свойства реального волнения — асимметрия распределения вероятности высоты поверхности, сопровождающаяся ростом эксцесса. Оказалось, что для такой эволюции заведомо достаточно проводить интегрирование в течение порядка 100 периодов волны пика спектра. Поскольку интерес представляют случаи, когда высота волн не мала, из всего массива данных были выбраны 49 случаев, когда существенная высота волны H_s превышала 2 м. Характеристики этих случаев приведены в табл. 1, содержащей местоположение и некоторые интегральные характеристики волнения. Далее избранные волновые спектры переносились из полярной WAVEWATCH сетки в равномерную сетку волновых чисел HWM и нормализовались на масштаб длины. Характеристики этих случаев приведены в табл. 1.

Большая часть эти характеристик обеспечены моделью WAVEWATCH. Для всех случаев счёт разбивался на 5 интервалов, каждый продолжительностью 20 периодов волны пика (1000 шагов по времени). Основные результаты, полученные в данных расчётах, даны в двух последних столбцах табл. 1, где указаны максимальная высота волны в начальных условиях и максимальная высота волны в выборке, включающей двухмерные поля возвышения, рассчитанные в течение интервала времени, равного 20 периодам волны пика. В 14 из 48 случаев высота максимальной волны существенно не изменилась; эти случаи из таблицы исключены. В 11 случаях высота максимальной волны уменьшилась по сравнению с исходной (случаи отмечены знаком <), в остальных 25 случаях обнаружено заметное увеличение высоты максимальной волны.

Увеличение повторяемости высоких волн происходит на фоне сохранения полной энергии. Дополнительные расчёты с увеличенным разрешением показали, что скорость роста нелинейности возрастает, если в эволюции формы больших волн участвуют моды с высокими волновыми числами. Эти моды отсутствуют в исходных спектрах, так что приходится дожидаться, пока они не сгенерируются за счёт нелинейного притока энергии. В этом случае обретение волновым полем нелинейных свойств происходит за более длительное время.

Таблица 1

Table 1

Характеристики случаев, избранных для иллюстрации эффекта нелинейной трансформации волнового спектра

Characteristics of cases chosen to illustrate the effect of nonlinear transformation of the wave spectrum

№	Широта, °с.ш.	Долгота, °в.д.	Глубина, м.	Скорость ветра, м/с	Направление ветра, градусы	Высота значительной волны, м.	Средняя длина волны, м.	Средний период волн, с.	Максимальная высота волны в начальных условиях, м.	Максимальная высота волны после релаксации, м
0	62,6	18,9	174,5	16,5	190,2	3,6	81,3	7,0	3,6	4,6
1	62,6	18,9	174,5	17,3	213,0	3,5	79,5	6,9	3,8	5,7
2	57,4	20,2	216,9	14,0	176,6	3,0	75,7	6,7	3,3	3,1<
3	62,6	18,9	174,5	15,5	183,0	3,1	71,6	6,6	3,6	3,8
4	62,6	18,9	174,5	16,7	210,2	3,5	79,4	6,9	4,1	4,8
5	57,4	20,2	216,9	13,7	29,6	2,6	64,4	6,2	2,9	2,5<
6	58,7	18,3	268,6	12,4	118,3	2,5	62,1	6,1	3,4	2,4<
7	57,4	20,2	216,9	13,5	147,2	2,6	62,3	6,1	2,7	2,5<
8	57,4	20,2	216,9	13,5	151,5	2,6	63,9	6,2	2,9	2,8<
9	62,6	18,9	174,5	14,5	181,9	2,6	59,0	6,0	2,6	3,3
10	62,6	18,9	174,5	13,9	211,0	2,7	65,9	6,3	2,6	3,4
11	62,6	18,9	174,5	11,0	243,4	2,8	77,4	6,8	2,9	3,1
12	57,4	20,2	216,9	15,5	330,8	2,6	57,1	5,9	2,9	4,1
13	57,4	20,2	216,9	13,2	25,5	2,0	50,9	5,5	2,1	2,<
14	62,6	18,9	174,5	12,9	50,4	2,0	48,1	5,4	2,1	1,8<
15	57,4	20,2	216,9	13,1	72,2	2,0	45,8	5,2	1,9	1,7<
16	62,6	18,9	174,5	10,8	117,6	2,1	55,7	5,8	2,1	2,<
18	62,6	18,9	174,5	12,6	173,9	2,0	46,7	5,3	2,2	1,9<
19	62,6	18,9	174,5	14,4	201,9	2,2	47,3	5,3	2,	2,9
20	62,6	18,9	174,5	11,6	216,9	2,3	57,3	5,9	2,6	2,8
21	62,6	18,9	174,5	10,2	242,1	2,5	75,7	6,7	2,5	3,2
22	54,8	19,3	109,7	13,6	271,4	2,1	55,1	5,7	2,2	4,1
23	57,4	20,2	216,9	15,9	321,4	2,2	45,6	5,2	2,5	4,
24	57,4	20,2	216,9	9,5	352,3	2,3	70,6	6,5	2,3	2,8
25	62,6	18,9	174,5	8,2	22,2	1,8	52,4	5,6	2,	1,6<
28	62,6	18,9	174,5	10,6	90,1	1,6	39,8	4,9	1,8	1,4<
29	62,6	18,9	174,5	7,1	138,1	2,0	64,7	6,2	2,	2,2
31	62,6	18,9	174,5	12,1	196,0	1,5	33,9	4,5	1,7	1,9
32	62,6	18,9	174,5	11,3	211,9	1,7	39,9	4,9	1,8	2,
33	62,6	18,9	174,5	8,6	244,5	1,6	48,5	5,4	1,6	2,1
34	62,6	18,9	174,5	6,4	275,1	1,8	59,0	5,9	1,7	1,9
35	57,4	20,2	216,9	14,7	314,7	1,8	36,4	4,7	2,2	3,1
36	57,4	20,2	216,9	8,3	347,1	2,0	66,2	6,3	2,	2,4
43	62,6	18,9	174,5	10,1	196,8	1,1	23,7	3,8	1,1	1,3
44	62,6	18,9	174,5	6,8	239,3	1,3	48,7	5,4	1,4	1,3

Пример интерпретации волнового спектра WAVEWATCH с помощью ускоренной фазо-разрешающей модели HWM приведен на рис. 3, показан волновой спектр в пространствах (θ, ω) и (k, l) .

Спектр в (k, l) выглядит растянутым по сравнению с спектром в (θ, ω) из-за неравномерности сетки по радиусу ω . Суммарная потенциальная энергия в обоих представлениях совпадает. На панели с изображено нормированное на H_s поле отклонений свободной поверхности от невозмущенного уровня в физических координатах, нормированных на выбранный масштаб длины (координаты меняются на представленном рисунке от 0 до 2π). Максимальное и минимальное безразмерное возвышение составляет 1,33 и $-1,22$, что равно 4,55 и $-4,41$ м, соответственно. Предельным значениям возвышения соответствуют красный и синий цвета. Волнение существенно трёхмерное. Генеральное направление движения волн отчётливо не выделяется

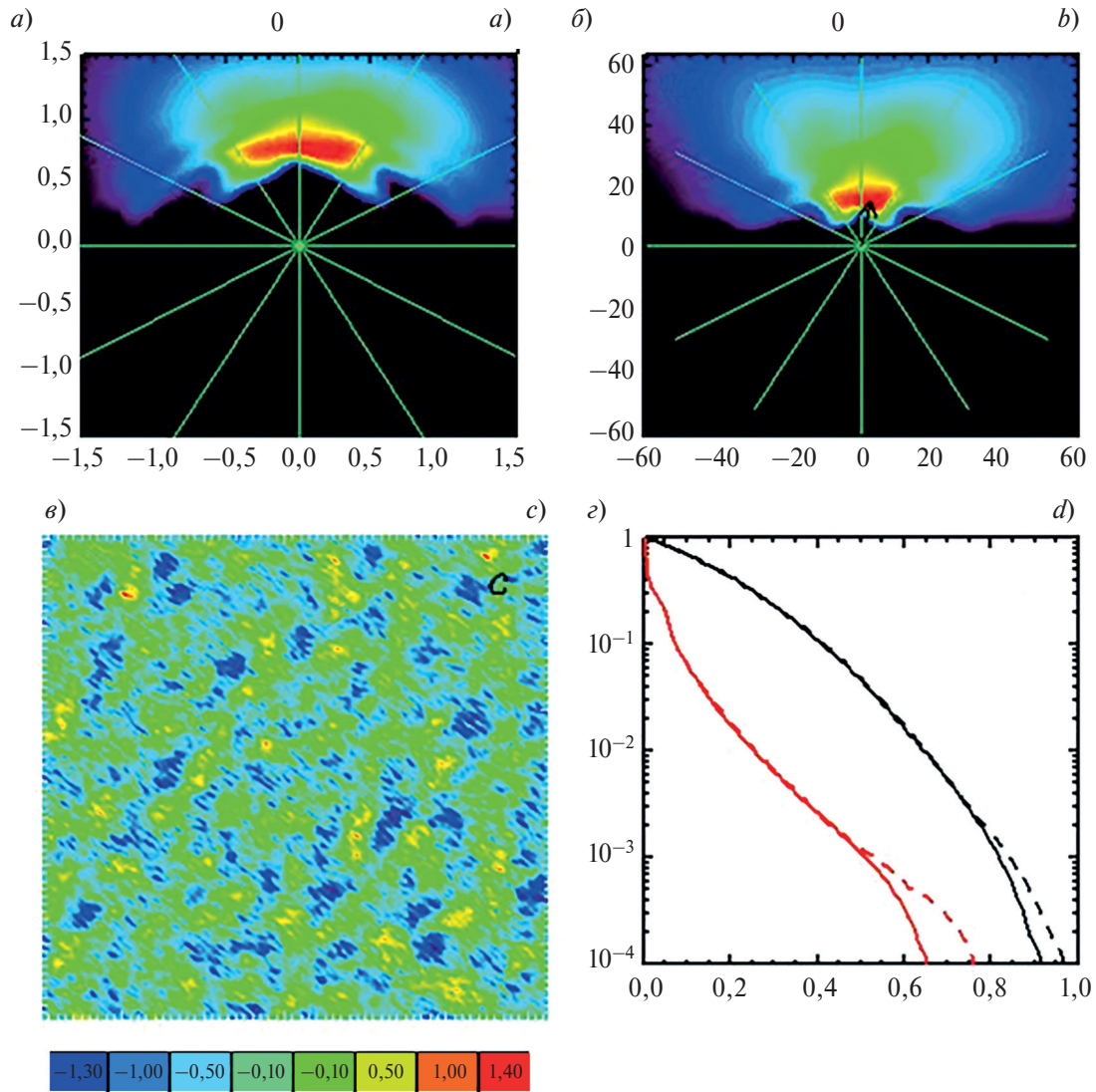


Рис. 3. Результаты интерпретации волнового спектра WAVEWATCH с помощью ускоренной фазо-разрешающей модели HWM: *a* — волновой спектр в координатах (θ, ω) . По осям указана частота ω в направлениях $y = 0$ и в частоте приписан знак фазовой скорости, которая всегда направлена от центра к значению спектра; *b* — этот же волновой спектр, перенесённый интерполяцией в пространство волновых чисел; *c* — мгновенное поле возвышения в конце интегрирования; *d* — повторяемость возвышения и третьего момента поля возвышения $\overline{\eta^3}$. Чёрная стрелка на панели *b* показывает направление ветра, а скорость ветра дана в левом верхнем углу

Fig. 3. The WAVEWATCH wave spectrum interpretation results using the accelerated phase-resolving HWM Model: *a* — the wave spectrum in coordinates (q, w) . The axes indicate the frequency w in the directions $y = 0$ and the sign of the phase velocity is assigned to the frequency, which is always directed from the center to the value of the spectrum; *b* — the same wave spectrum, transferred by interpolation to the space of wave numbers; *c* — an instantaneous elevation field at the end of the integration; *d* — repeatability of the elevation and the third moment of the elevation field. The black arrow on the panel *b* shows the direction of the wind, and the wind speed is given in the upper left corner

из-за растянутости волнового спектра по углу. Этот тип волнения характерен для Балтийского моря. На панели *d* дано распределение вероятности для возвышения (чёрные кривые) и для третьего момента возвышения, характеризующего заострённость гребней. Сплошные линии относятся к начальному полю, а пунктирные — к концу интегрирования. Как мы видим, для нелинейного поля вероятность появления высоких волн и высокого эксцесса примерно на порядок выше, чем в линейном поле.

6. Обсуждение

Представленные в статье результаты относятся к проблеме интерпретации результатов спектрального прогноза волн. Волновой спектр характеризует распределение энергии по частоте (с переменным шагом) и по направлению. Наиболее важными и одновременно самыми простыми характеристиками являются суммарная энергия и генеральное направление волн. Полная определённости имеет место, когда в спектре наблюдается один хорошо выраженный локализованный максимум. В это случае удаётся довольно надёжно оценить характерную высоты волн и их направление. В случаях, когда спектр содержит не один максимум, оценки характерных высот и направлений волн, относящихся к максимумам, также возможны, но, разумеется, менее надёжны. В целом, ответ на вопрос — насколько сильным будет ожидаемое волнение — спектральные модели дают вполне определённый ответ, в том случае, если прогноз ветра будет достаточно удовлетворительным.

Предсказанные спектры содержат не только волновые пики, дающие основной вклад в энергию, но и их спектральное окружение — небольшие волны, важные для описания волн как физических объектов, в которых происходят нелинейные взаимодействия разных масштабов. Для воспроизведения волнового поля в полном объёме необходимо ввести алгоритм трансформации спектра в набор движущихся волновых мод. Этот переход не может обойтись без довольно грубых предположений. Самый очевидный подход может формально использовать численную сетку в пространстве (θ, ω) , поместить в центр каждой элементарной ячейки одну моду с энергией, приходящейся на ячейку, и соответствующим направлением.

Для качественной иллюстрации результата можно было бы двигать каждую моду с её фазовой скоростью. Такое поле будет выглядеть неплохо, но не вполне естественно — более сглажено, чем то, что наблюдается в природе. В действительности вершины волн имеют тенденцию к заострению, а подошвы — к выравниванию. Эти мелкомасштабные свойства создаются модами с высокими волновыми числами, которых в спектральных результатах явно недостаточно.

Можно себе представить другой метод интерпретации спектральных результатов, основанный на предположении, что спектр является достаточно гладкой функцией, заданной на дискретном наборе значений и допускающей интерполяцию между этими значениями. В этом случае спектр можно перенести в достаточно плотную сетку и аппроксимировать большим количеством мод. Тогда воспроизведённое физическое поле обретёт много мелких деталей, появление которых ничем не оправдано. При этом геометрия больших волн станет ещё более искажённой, поскольку произойдёт дробление одной волны на несколько волн с той же суммарной энергией, разными фазами и меньшими амплитудами. Разумеется, воспроизведённое таким образом физическое поле будет очень сильно отличаться от первого варианта.

Чтобы извлечь из спектральных данных дополнительную информацию, лучше предположить, что представленный на конкретной сетке волновой спектр является реальностью. Наибольшее доверия, разумеется, заслуживают участки спектра с высокой энергией, которые предсказывают наличие больших волн, наиболее важных с точки зрения практики. Эти участки возникают в области сравнительно небольших волновых чисел. Соответствие между рассчитанным спектром и спектром, перенесённым в пространство волновых чисел, может быть достигнуто, когда разрешение в области спектрального пика примерно одинаково в исходном и перенесённом спектре. Поскольку размеры элементарных ячеек в полярных координатах растут с увеличением частоты, разрешение в (k, l) пространстве возрастает с ростом волновых чисел. Чтобы избежать появления дискретного спектра, приходится рассчитывать спектральную энергию в каждой точке пространства (k, l) , так что число мод в этом пространстве оказывается гораздо больше, чем предполагаемое число мод в исходном спектре. Поле коротких волн достаточно хаотично, поэтому при интерпретации высокочастотной части спектра допустим произвол при условии сохранения энергии. В целом, такой подход кажется наиболее адекватным.

Все рассмотренные выше затруднения возникают из-за неполноты информации, представленной спектром, в котором не содержится информации о фазах. Достаточная информация имеется в сеточном представлении поверхности или коэффициентах Фурье. Последним нельзя приписывать абсолютный смысл, поскольку реальный процесс не линеен. Так, например, фокусировка энергии, происходящая при совпадении фазе и ведущая к локальному росту высоты волны, инициирует появление дополнительных мод, которые нигде более, как в месте фокусировки, «не нужны».

Предложенный подход можно считать первым опытом в построении системы дополнительной ассимиляции данных спектрального прогноза, заслуживающим дальнейшего развития.

Финансирование

Работа проводилась при поддержке Российского Научного Фонда (проект № 22-21-00139).

Funding

The research was supported by Russian Science Foundation RSF (project No. 22-21-00139).

Литература

1. Tolman H.L. User manual and system documentation of WAVEWATCH III version 3.14. Technical Report. NOAA/NWS/NCEP/MMAB. May 2009.
2. Clamond D., Fructus D., Grue J., Krisitiansen O. An efficient method for three-dimensional surface wave simulations. Part II: Generation and absorption // *J. Comp. Phys.* 2005. Vol. 205. P. 686–705. doi:10.1016/j.jcp.2004.11.038
3. Bingham H.B., Zhang H. On the accuracy of finite-difference solutions for nonlinear water waves // *J. Eng. Math.* 2007. Vol. 58. P. 211–228. doi:10.1007/s10665-006-9108-4
4. Engsig-Karup A.P., Bingham H.B., Lindberg O. An efficient flexible-order model for 3D nonlinear water waves // *J. Comp. Phys.* 2009. Vol. 228. P. 2100–2118. doi:10.1016/j.jcp.2008.11.028
5. Chalikov D. Numerical modeling of sea waves. Springer, 2016. 330 p.
6. Ducrozet G., Bonnefoy F., Le Touzé D., Ferrant P. HOS-ocean: Open-source solver for nonlinear waves in open ocean based on High-Order Spectral method // *Comp. Phys. Comm.* 2016. Vol. 203. P. 245–254. doi:10.1016/j.cpc.2016.02.017
7. Chalikov D. Numerical modeling of surface wave development under the action of wind // *Ocean Sci.* 2018. 14 (3). P. 453–470. doi:10.5194/os-14-453-2018
8. Chalikov D. Accelerated reproduction of 2-D periodic waves // *Ocean Dyn.* 2021. Vol. 71. P. 309–322. doi:10.1007/s10236-020-01435-8
9. Чаликов Д. Двумерное моделирование трехмерных волн // *Океанология.* 2021. Т. 61. № 6. P. 913–924. doi:10.31857/S0030157421060046
10. Chalikov D. A 2D Model for 3D Periodic Deep-Water Waves // *J. Mar. Sci. Eng.* 2022. 10, 410. doi:10.3390/jmse10030410
11. Chalikov D. Statistical Properties of 3-D Waves Simulated with 2-D Phase-Resolving Model // *Phys. Wave Phen.* 2023. Vol. 31. No. 2. P. 114–122. doi:10.3103/S1541308X23020048
12. Michalakes J., Dudhia J., Gill D., Henderson T., Klemp J., Skamarock W., Wang W. The Weather Research and Forecast Model: Software Architecture and Performance // *Proceedings of the 11th ECMWF Workshop on the Use of High Performance Computing in Meteorology.* 2004. P. 25–29.
13. National Centers for Environmental Prediction/National Weather Service/NOAA/U.S. Department of Commerce, NCEP FNL Operational Model Global Tropospheric Analyses, continuing from July 1999. Research Data Archive at the National Center for Atmospheric Research, Computational and Information Systems Laboratory, Boulder, CO. 2000, 11–14. doi:10.5065/D6M043C6

References

1. Tolman H.L. User manual and system documentation of WAVEWATCH III version 3.14. Technical Report. NOAA/NWS/NCEP/MMAB. May 2009.
2. Clamond D., Fructus D., Grue J., Krisitiansen O. An efficient method for three-dimensional surface wave simulations. Part II: Generation and absorption. *J. Comp. Phys.* 2005, 205, 686–705. doi:10.1016/j.jcp.2004.11.038
3. Bingham H.B., Zhang H. On the accuracy of finite-difference solutions for nonlinear water waves. *J. Eng. Math.* 2007, 58, 211–228. doi:10.1007/s10665-006-9108-4
4. Engsig-Karup A.P., Bingham H.B., Lindberg O. An efficient flexible-order model for 3D nonlinear water waves. *J. Comp. Phys.* 2009, 228, 2100–2118. doi:10.1016/j.jcp.2008.11.028
5. Chalikov D. Numerical modeling of sea waves. *Springer*, 2016. 330 p.
6. Ducrozet G., Bonnefoy F., Le Touzé D., Ferrant P. HOS-ocean: Open-source solver for nonlinear waves in open ocean based on High-Order Spectral method. *Comp. Phys. Comm.* 2016, 203, 245–254. doi:10.1016/j.cpc.2016.02.017
7. Chalikov D. Numerical modeling of surface wave development under the action of wind. *Ocean Sci.* 2018, 14 (3), 453–470. doi:10.5194/os-14-453-2018
8. Chalikov D. Accelerated reproduction of 2-D periodic waves. *Ocean Dyn.* 2021, 71, 309–322. doi:10.1007/s10236-020-01435-8
9. Chalikov D. Two-dimensional modeling of three-dimensional waves. *Oceanology.* 2021, 61(6), 850–860. doi:10.1134/S0001437021060047

10. Chalikov D. A 2D Model for 3D Periodic Deep-Water Waves. *J. Mar. Sci. Eng.* 2022, 10, 410. doi:10.3390/jmse10030410
11. Chalikov D. Statistical properties of 3-D waves simulated with 2-D phase-resolving model. *Phys. Wave Phen.* 2023, 31(2), 114–122. doi:10.3103/S1541308X23020048
12. Michalakes J., Dudhia J., Gill D., Henderson T., Klemp J., Skamarock W., Wang W. The weather reseapch and forecast model: Software architecture and performance. *Proceedings of the 11th ECMWF Workshop on the Use of High Performance Computing In Meteorology. Reading U.K. Ed. George Mozdzynski.* 2004, 25–29.
13. National Centers for Environmental Prediction/National Weather Service/NOAA/U.S. Department of Commerce, NCEP FNL Operational Model Global Tropospheric Analyses, continuing from July 1999. *Research Data Archive at the National Center for Atmospheric Research, Computational and Information Systems Laboratory, Boulder, CO.* 2000, 11–14. doi:10.5065/D6M043C6

Об авторах

ЧАЛИКОВ Дмитрий Викторович, РИНЦ Author ID: 606812, ORCID ID: 0000-0001-8698-9558,
Scopus Author ID: 57203700718, WoS ResearcherID: AAO-3528-2020, dmitry-chalikov@yandex.ru
БУЛГАКОВ Кирилл Юрьевич, РИНЦ Author ID: 168662, ORCID ID: 0000-0001-8779-965X,
Scopus Author ID: 55270509900, WoS ResearcherID: R-7744-2016, bulgakov.kirill@gmail.com
ФОКИНА Карина Владимировна, ORCID ID: 0000-0003-1826-0452, fokinakarina@yandex.ru

УДК 551.466.3

© К. В. Фокина^{1,2*}, 2023

¹Институт океанологии им. П.П. Ширшова РАН, 117997, Россия, Москва, Нахимовский проспект, 36.

²Российский государственный гидрометеорологический университет, 195196, Россия, Санкт-Петербург, Малоохтинский пр., 98.

*fokinakarina@yandex.ru

ИСПЫТАНИЯ УСКОРЕННОЙ ДВУХМЕРНОЙ МОДЕЛИ ПОВЕРХНОСТНЫХ ПОТЕНЦИАЛЬНЫХ ВОЛН

Статья поступила в редакцию 22.12.2022, после доработки 10.04.2023, принята в печать 18.04.2023

Аннотация

Работа посвящена дальнейшей проверке ускоренного метода моделирования двумерных поверхностных волн на бесконечной глубине с использованием двухмерной модели, полученной путём упрощения трёхмерных уравнений для потенциальных периодических волн. Упрощённая модель основана на разделении потенциала скорости на линейную и нелинейную составляющие и анализе точного уравнения Пуассона для нелинейной составляющей потенциала на свободной поверхности. Впервые дан вывод соотношения для расчёта полной кинетической энергии в отслеживающей поверхности системе координат. Рассчитанные по ускоренной модели спектральные характеристики волнового поля сравниваются с результатами эквивалентной трёхмерной модели, которая основана на численном решении трёхмерного уравнения Пуассона, записанного в поверхностных координатах для нелинейной составляющей потенциала скорости. Проведённое сравнение демонстрирует, что результаты, полученные по двум различным версиям модели, хорошо согласуются между собой, что позволяет использовать упрощённую модель для быстрого воспроизведения динамики волнового поля, увеличив тем самым скорость расчётов примерно на два порядка.

Ключевые слова: фазо-разрешающее моделирование, волновой спектр, приток энергии, вертикальная скорость на поверхности

© К. В. Фокина^{1,2*}, 2023

¹Shirshov Institute of Oceanology RAS, 117997, Nahimovsky Pr., 36, Moscow, Russia

²Russian State Hydrometeorological University, 195196, Malookhtinsky Pr., 98, St Petersburg, Russia

*fokinakarina@yandex.ru

TESTING OF THE ACCELERATED TWO-DIMENSIONAL MODEL OF SURFACE POTENTIAL WAVES

Received 22.12.2022, Revised 10.04.2023, Accepted 18.04.2023

Abstract

The paper focuses on the validation of the accelerated method for simulation of 2D-surface waves with a use of 2D-model derived by simplifications of 3D-equations for potential periodic waves at infinite depth. The separation of the velocity potential into nonlinear and linear components is used. A derivation of the equation for the total kinetic energy calculation in the surface-following coordinate system is given for the first time. The spectral characteristics of the wave field calculated with the accelerated model are compared with the results from the equivalent full 3D-model. The 3D-model is based on the numerical solution of the 3D-Poisson equation written in surface coordinates for the nonlinear component of the velocity potential. The similarity of the results obtained from the two versions of the model confirms that the new accelerated model can be used to quickly reproduce the wave field dynamics and thereby increase a speed of calculations by about two orders.

Keywords: phase-resolving modeling, wave spectrum, energy input, vertical velocity on the surface

1. Введение

Используемые в настоящее время подробные модели волн можно разделить на две группы: фазо-разрешающие модели (или прямое моделирование волн) и спектральные модели. Спектральное моделирование в настоящий момент является единственным методом, применимым для прогноза морского волнения и позволяющим описывать развитие волнового поля в течение длительного периода времени для больших пространств. Однако спектральное представление волнового поля позволяет получить информацию лишь о распределении волновой энергии по направлению и частоте и не даёт возможности воспроизводить волновое поле в физическом пространстве.

Наиболее полным подходом к изучению волн считается фазо-разрешающее моделирование, которое определяется как математическое моделирование эволюции возвышения поверхности и поля скорости на основе полных потенциальных уравнений гидродинамики. Большинство существующих моделей предназначены для различных инженерных приложений (обеспечение безопасности судов, проектирование морских сооружений, перенос донных отложений и др.). Более точные модели создаются для изучения физических свойств волн.

В отличие от спектрального моделирования фазо-разрешающее моделирование волн воспроизводит реальный физический процесс и основано на хорошо сформулированных полных уравнениях. Такие модели, как правило, являются более сложными, требуют больше вычислительных ресурсов, неприменимы в масштабах океана и поэтому не используются для прогноза ветрового волнения. Наиболее длительная доля расчётов в фазо-разрешающих моделях приходится на итерационное решение эллиптического уравнения для потенциала скорости. Если в двумерных моделях эта проблема полностью решается использованием конформных координат [1], то для трёхмерных моделей численное решение эллиптического уравнения является неотъемлемой частью схемы.

В настоящее время волновое моделирование быстро развивается. Такое моделирование является универсальным инструментом для исследования волновых процессов и разработки схем параметризации (например, для физических процессов с относительно коротким временным масштабом, таких как приток энергии от ветра к волнам и обрушение волн) для спектральных и фазо-разрешающих моделей.

Распространённый подход к трёхмерному моделированию сформулирован в HOS (High Order Scheme) модели [2, 3], разработанной на основе идеи, представленной в [4]. Метод основан на стандартном представлении решения уравнения Лапласа в декартовой системе координат и экстраполяции этого решения на свободную поверхность с помощью ряда Тейлора. Недостатки и преимущества модели HOS обсуждаются в работе [5]. Для волн малой амплитуды и узкого спектра волн точность такого метода высока, однако модель имеет ограничения при моделировании эволюции волн для широкого волнового спектра, содержащего много волновых мод, поскольку необходимо увеличивать порядок ряда Тейлора, что может привести к вычислительной неустойчивости из-за случайного усиления мод с большими волновыми числами.

Другая группа 3D-моделей использует решение уравнения Лапласа в криволинейных координатах. Среди существующих подходов можно также выделить: метод граничного элемента (BIEM) [6], главным достоинством которого является высокая точность и возможность описывать сильно нелинейные волны; и метод поверхностного интеграла [7], подходящий для изучения волн большой крутизны. При моделировании подобных процессов метод имеет определённые преимущества, но он практически неприменим для расчётов эволюции многомодового поля для больших областей.

Все модели, основанные на упомянутых трёхмерных методах, имеют свои преимущества и недостатки (см. [8]). Общим недостатком для всех является низкая производительность из-за того, что все они тем или иным образом разрешают вертикальную структуру волнового поля на основе трёхмерного уравнения для потенциала скорости. Поскольку в процессе разработки любой модели возникает необходимость ее многократного запуска с высоким разрешением, эффективность развития и усовершенствования трёхмерных моделей резко уменьшается.

Для устранения этого недостатка в последнее время была предпринята попытка разработать новый подход к фазо-разрешающему моделированию двумерных периодических волновых полей [9]. Идея заключается в представлении потенциала скорости в виде суммы линейной и нелинейной компонент. Решение для линейной составляющей известно; следовательно, нелинейная составляющая должна рассчитываться с помощью уравнения Пуассона с нулевым граничным условием на поверхности. Такой подход предлагает новый способ упростить вычисления, рассматривая двумерное уравнение Пуассона на поверхности. Подробное описание подобной ускоренной модели приведено ниже.

В работах [10–12] представлено сравнение результатов ускоренной двумерной модели с точной трёхмерной моделью для периодических волн, объединяющей Фурье преобразование и конечно-разностную аппроксимацию по вертикали для уравнения Пуассона. Длительный счёт с высоким разрешением по ускоренной модели показал, что упрощённая модель даёт статистические результаты, аналогичные результатам, полученным по трёхмерной модели. Настоящая работа продолжает подобные сравнения с иным набором параметров для проведения дополнительной проверки ускоренной модели.

2. Трёхмерная модель потенциальных волн

Уравнения модели удобно записывать в следующей поверхности не ортогональной системе координат:

$$\xi = x \quad \vartheta = y \quad \zeta = z - \eta(\xi, \vartheta, \tau) \quad \tau = t, \quad (1)$$

где $\eta(x, y, t) = \eta(\xi, \vartheta, \tau)$ — движущаяся периодическая волновая поверхность, которая может быть представлена рядом Фурье:

$$\eta(\xi, \vartheta, \tau) = \sum_{-M_x < k < M_x} \sum_{-M_y < l < M_y} h_{k,l}(\tau) \Theta_{k,l}, \quad (2)$$

где k, l — компоненты вектора волновых чисел k ; $h_{k,l}(\tau)$ — Фурье амплитуды возвышения поверхности m ; M_x, M_y — число мод в направлении ξ и ϑ соответственно; $\Theta_{k,l}$ — базисные функции разложения Фурье, представленные в виде матрицы

$$\Theta_{k,l} = \begin{cases} \cos(k\xi + l\vartheta) & -M_x \leq k \leq M_x & -M_y \leq l \leq 0 \\ \cos(k\xi) & -M_x \leq k \leq 0 & l = 0 \\ \sin(k\xi) & 0 \leq k \leq M_y & l = 0 \\ \sin(k\xi + l\vartheta) & -M_x \leq k \leq M_x & 0 \leq l \leq M_y \end{cases}. \quad (3)$$

3D-уравнения для потенциальных волн в системе координат (1) при $\xi \leq 0$ принимают вид:

$$\eta_\tau + \eta_\xi \varphi_\xi + \eta_\vartheta \varphi_\vartheta - (\eta_\xi^2 + \eta_\vartheta^2 + 1) \Phi_\zeta = 0, \quad (4)$$

$$\varphi_\tau + \frac{1}{2} (\varphi_\xi^2 + \varphi_\vartheta^2 - (1 + \eta_\xi^2 + \eta_\vartheta^2) \Phi_\zeta^2) + \eta + p = 0, \quad (5)$$

$$\Phi_{\xi\xi} + \Phi_{\vartheta\vartheta} + \Phi_{\zeta\zeta} = Y(\Phi), \quad (6)$$

где Y — оператор:

$$Y(\Phi) = 2\eta_\xi(\Phi)_{\xi\xi} + 2\eta_\vartheta(\Phi)_{\vartheta\vartheta} + (\eta_{\xi\xi} + \eta_{\vartheta\vartheta})(\Phi)_\zeta - (\eta_\xi^2 + \eta_\vartheta^2)(\Phi)_{\zeta\zeta}, \quad (7)$$

где φ — потенциал скорости для $\zeta = 0$, Φ — потенциал скорости для $\zeta < 0$, p — давление на поверхности $\zeta = 0$.

В работе [12] было предложено, что потенциал скорости φ удобно представить в виде суммы линейной $\bar{\varphi}$ и нелинейной компонент $\tilde{\varphi}$:

$$\varphi = \tilde{\varphi} + \bar{\varphi} \quad \Phi = \bar{\Phi} + \tilde{\Phi}. \quad (8)$$

Линейная компонента $\bar{\varphi}$ удовлетворяет уравнению Лапласа:

$$\bar{\Phi}_{\xi\xi} + \bar{\Phi}_{\vartheta\vartheta} + \bar{\Phi}_{\zeta\zeta} = 0 \quad (9)$$

с известным решением

$$\bar{\Phi}(\xi, \vartheta, \zeta, \tau) = \sum_{k,l} \bar{\varphi}_{k,l}(\tau) \exp(|k|\zeta) \Theta_{k,l}, \quad (10)$$

где $|k| = (k^2 + l^2)^{1/2}$, $\bar{\varphi}_{k,l}$ — Фурье-коэффициенты линейной компоненты потенциала на поверхности. Решение удовлетворяет следующим граничным условиям:

$$\begin{aligned} \zeta = 0 & \quad \bar{\Phi} = \bar{\varphi} \\ \zeta \rightarrow \infty & \quad \tilde{\Phi}_\zeta \rightarrow 0 \end{aligned} \quad (11)$$

Нелинейная компонента удовлетворяет уравнению:

$$\tilde{\Phi}_{\xi\xi} + \tilde{\Phi}_{\vartheta\vartheta} + \tilde{\Phi}_{\zeta\zeta} = Y(\tilde{\Phi}) + Y(\bar{\Phi}). \quad (12)$$

Уравнение (12) решается с граничными условиями:

$$\begin{aligned} \zeta = 0 \quad \tilde{\Phi} &= 0 \\ \zeta \rightarrow \infty \quad \tilde{\Phi}_{\zeta} &\rightarrow 0 \end{aligned} \quad (13)$$

На поверхности $\zeta = 0$, уравнение (12) принимает вид

$$\tilde{\Phi}_{\zeta\zeta} = Y(\varphi). \quad (14)$$

Уравнения (4)–(6) записаны в безразмерном виде с использованием масштабов длины L ; времени $L^{1/2}g^{-1/2}$, потенциала скорости $L^{3/2}g^{1/2}$ (g — ускорение свободного падения). Безразмерная длина волны с безразмерным волновым числом k равна $2\pi L/k$.

Поскольку адиабатические уравнения для масштабов, превышающих размеры капиллярных волн, и масштабов, определённых молекулярной вязкостью, являются автомодельными, введение масштабирования резко повышает универсальность результатов. Применение результатов для реальных процессов сводится к выбору величины масштаба L и пересчёту переменных к размерному виду. Разумеется, введение не адиабатических процессов связано с введением новых безразмерных параметров, значения которых легко оцениваются.

3. Двухмерная модель трёхмерных волн

Преимущество трёхмерного моделирования заключается в возможности точного воспроизведения нелинейного движения жидкости в потенциальном приближении. Однако необходимость на каждом временном шаге решать эллиптическое уравнение для потенциала скорости выражается в низкой производительности таких моделей, что является их существенным недостатком.

Рассмотрим уравнение для нелинейной компоненты потенциала (14). Учитывая, что $\tilde{\Phi}(0) = 0$, уравнение (14) при $\zeta = 0$ принимает вид:

$$\tilde{w}_{\zeta} = 2(\eta_{\xi}w_{\xi} + 2\eta_{\vartheta}w_{\vartheta}) + \Delta\eta w - sw_{\zeta}, \quad (15)$$

здесь $w = \varphi_{\zeta}$, $w_{\zeta} = \varphi_{\zeta\zeta}$, $\Delta = (\)_{\zeta\zeta} + (\)_{\vartheta\vartheta}$, $s = \eta_{\xi}^2 + \eta_{\vartheta}^2$.

Принимая $w = \bar{w} + \tilde{w}$, получаем:

$$\tilde{w}_{\zeta} = 2\eta_{\xi}(\bar{w}_{\xi} + \tilde{w}_{\xi}) + 2\eta_{\vartheta}(\bar{w}_{\vartheta} + \tilde{w}_{\vartheta}) + \Delta\eta(\bar{w} + \tilde{w}) - s(\bar{w}_{\zeta} + \tilde{w}_{\zeta}). \quad (16)$$

Уравнение (15) может быть представлено в следующем виде:

$$(1+s)\tilde{w}_{\zeta} = 2(\eta_{\xi}\tilde{w}_{\xi} + \eta_{\vartheta}\tilde{w}_{\vartheta}) + \Delta\eta\tilde{w} + r, \quad (17)$$

где

$$r = 2(\eta_{\xi}\bar{w}_{\xi} + \eta_{\vartheta}\bar{w}_{\vartheta}) + \Delta\eta\bar{w} - s\bar{w}_{\zeta} \quad (18)$$

зависит только от линейной компоненты и рассчитывается, используя Фурье представление (10):

$$\bar{w}(\xi, \vartheta, \zeta) = \sum_{k,l} k \bar{\varphi}_{k,l} \exp(k\zeta) \Theta_{k,l}, \quad (19)$$

$$\bar{w}_{\zeta}(\xi, \vartheta, \zeta) = \sum_{k,l} k^2 \bar{\varphi}_{k,l} \exp(k\zeta) \Theta_{k,l}, \quad (20)$$

$$\bar{w}_{\xi}(\xi, \vartheta, \zeta) = -\sum_{k,l} k \bar{\varphi}_{-k,-l} \exp(k\zeta) \Theta_{k,l}, \quad (21)$$

$$\bar{w}_{\vartheta}(\xi, \vartheta, \zeta) = -\sum_{k,l} l \bar{\varphi}_{-k,-l} \exp(k\zeta) \Theta_{k,l}. \quad (22)$$

Здесь $\bar{\varphi}_{k,l}$ — Фурье-коэффициенты аналитической компоненты потенциала скорости $\bar{\varphi}$.

Наличие $\tilde{w}_{\zeta}$ в уравнении (17) делает систему незамкнутой.

Нелинейная компонента вертикальной скорости $\tilde{w} = \tilde{\varphi}_{\zeta}$ и ее вертикальная производная $\tilde{w}_{\zeta} = \tilde{\varphi}_{\zeta\zeta}$ оказались хорошо связаны друг с другом соотношением [12]

$$A = \frac{\tilde{w}}{\tilde{w}_{\zeta}} = \sigma F(\mu), \quad (23)$$

где σ — безразмерная дисперсия возвышения поверхности:

$$\sigma = \left(\overline{(\eta - \bar{\eta})^2} \right)^{1/2}, \quad (24)$$

μ — параметр:

$$\mu = \sigma \sigma_L, \quad (25)$$

σ_L — дисперсия Лапласиана $\Lambda = \Delta \eta$

$$\sigma_L = \left(\overline{(\Lambda - \bar{\Lambda})^2} \right)^{1/2}. \quad (26)$$

Функция F аппроксимирована формулой:

$$F = \frac{d_0 \mu + d_1}{\mu + d_2}, \quad (27)$$

где $d_0 = 0,535$, $d_1 = 0,0414$, $d_2 = 0,00321$.

При выборе переменных в (24)–(25) было испытано много различных вариантов счета при различных начальных условиях и разрешении. Оказалось, что наиболее подходящими являются энергия, характеризующая дисперсией возвышения σ , и среднеквадратичная кривизна поверхности, характеризующая дисперсией Лапласиана σ_L . Довольно высокая точность аппроксимации (24)–(27) подтверждается многочисленными расчётами в [9–11].

Таким образом, двухмерная модель включает в себя следующие уравнения:

$$\eta_\tau + \eta_\xi \varphi_\xi + \eta_\eta \varphi_\eta - (\eta_\xi^2 + \eta_\eta^2 + 1)w = 0, \quad (28)$$

$$\varphi_\tau + \frac{1}{2}(\varphi_\xi^2 + \varphi_\eta^2 - (1 + \eta_\xi^2 + \eta_\eta^2)w^2) + \eta + p = 0, \quad (29)$$

$$\tilde{w} = \frac{A(2(\eta_\xi w_\xi + \eta_\eta w_\eta) + \Delta \eta w - (\eta_\xi^2 + \eta_\eta^2)\bar{w}_\xi)}{1 + \eta_\xi^2 + \eta_\eta^2}. \quad (30)$$

Уравнение (30) представлено в форме, удобной для итераций, которые выполняются пока не будет выполнено условие:

$$\max |\tilde{w}^i - R^{i-1}| < 10^{-7}, \quad (31)$$

R — правая часть уравнения (30), i — номер итерации.

Основная идея представленной модели заключается в том, чтобы заменить сложный алгоритм расчёта вертикальной скорости простым двухмерным уравнением (30). Таким образом, трёхмерная задача сводится к двухмерной, что позволяет проводить вычисления значительно быстрее. Эволюционные уравнения (4), (5), (28) и (29) для обеих моделей не имеют принципиальных отличий. Разница проявляется в расчёте нелинейной поправки для полной вертикальной скорости, выраженной уравнениями (23) и (27).

4. Параметры модели

Наиболее надёжный способ проверки упрощённой модели заключается в проведении вычислений с одинаковыми начальными условиями и одинаковым набором параметров для обеих моделей. В работе обе модели запускались с разрешением 128×64 Фурье мод и 512×256 узлов.

Предполагается, что рассматривается случай так называемого квазистационарного режима. На самом деле, в нелинейном волновом поле всегда возникают флуктуации амплитуд волновых мод. Большая часть из них относится к обратимым флуктуациям, т.е. мгновенные спектры демонстрируют значительный разброс, который порождает разброс всех других характеристик. Для получения более или менее гладких данных обратимые флуктуации устраняются осреднением по временному ансамблю. Если осреднённые спектры различных характеристик не меняются во времени, процесс можно считать стационарным в статистическом смысле.

На практике, этот процесс никогда точно не реализуется, поскольку нелинейность порождает потоки энергии в сторону больших и малых волновых чисел. Поток в стороны больших чисел вызывает удлинение спектрального «хвоста», а противоположный поток смещает максимум волнового спектра — «дауншифтинг».

Оба эти процесса усиливаются с ростом нелинейности (характеризуемой, например, среднеквадратичным уклоном поверхности). «Дауншифтинг» вводит ограничение на длину рассматриваемого временного интервала. Удлинение спектрального «хвоста» приходится предотвращать введением предельного волнового числа. Это ограничение всегда приводит к быстрому росту энергии на предельных волновых числах, нелинейной неустойчивости и прекращению вычислений. Поэтому во всех спектральных моделях надо вводить высокочастотные фильтры, поглощающие избыток энергии и поддерживающие вычислительную устойчивость. Такую же роль играет, например, подсеточная вязкость в LES (Large Eddy Scale) моделях.

Для компенсации теряемой энергии в обе волновые модели вводится слабый приток энергии от ветра. Такой режим называется квазистационарным. Наиболее общая, но существенно нестационарная ситуация возникает при учёте сильного притока энергии от ветра и диссипации, происходящей при обрушении волн. Это всегда сопровождается ростом энергии и смещением спектра в область низких волновых чисел. Проблема развития волнового поля является центральной проблемой этого раздела геофизической гидродинамики.

Обмен энергией и импульсом между водой и воздухом осуществляется неоднородным распределением динамического давления на поверхности. Комплексные Фурье-компоненты давления на поверхности связаны с Фурье-компонентами возвышения коэффициентом пропорциональности, называемым β -функцией [13]. В настоящее время принято считать, что β -функция зависит от единственного параметра $\Omega = \omega_k U \cos \theta$ (где ω_k и U — безразмерные частота и скорость ветра соответственно, c_k — фазовая скорость k -ой моды; ψ — угол между направлениями ветра и этой модой). История исследования структуры β -функции насчитывает более полувека и большинство схем, рекомендованных для вычисления этой функции, основаны на сильно аналитических или даже умозрительных моделях. Исследование β -функции должно быть основано на одновременном воспроизведении полей возвышения η и поверхностного давления p . Объём полученных таким образом данных не позволяет пока построить β -функцию в достаточно широком диапазоне. Второй метод исследования β -функции заключается в численном моделировании взаимодействия волн и ветра [5]. Этот вариант алгоритма расчёта потока энергии к волнам был введён в прогностическую модель WAVEWATCH и используется с незначительными модификациями во всех моделях.

В обе модели также введен высокочастотный фильтр для обеспечения вычислительной устойчивости и алгоритм, учитывающий обрушение волн. Описание обрушения в прямом моделировании должно удовлетворять трём условиям: (1) предотвращать опрокидывание и следующее за ним вычислительную неустойчивость; (2) реалистично описывать потери локальной потенциальной и кинетической энергии; (3) сохранять объём. Параметризация обрушения быть основана на локальном высокоселективном диффузионном операторе с подходящим коэффициентом диффузии. Алгоритмы притока энергии и опрокидывания волн неоднократно были описаны в публикациях и монографии (см. [5]), поэтому их описание здесь отсутствует.

В качестве начальных условий задавался спектр JONSWAP [14] с волновым числом пика $k_p = 40$ и обратным возрастом волны $U/C_p = 1$ (U — скорость ветра, C_p — фазовая скорость волны пика). Шаг по времени равен $\Delta t = 0,01$, вычисления проводились для 10,000 временных шагов. Полная трехмерная модель волн использует 30 вертикальных уровней неравномерной сетки с коэффициентом растяжения $\gamma = 1,2$. На каждом временном шаге обе модели начинают итерации со значения вертикальной скорости с предыдущего временного шага.

5. Результаты

Объём генерируемой моделью информации превышает сотни гигабайт, поэтому специальная часть программных кодов была отведена выборке, сжатию и предварительной оперативной обработке запоминаемых данных. Процесс разбивался на порции, каждая длиной $\delta t = 10$ (что соответствует примерно 100 периодов волны в пике спектра $T_p = 2\pi k_p^{-1/2} \approx 0,99$). Суммы двумерных спектров различных характеристик накапливались с интервалом $\delta t = 0,1$. Осреднённый по 100 реализациям спектр записывался по окончании порции. Каждый из этих спектров, рассчитанных в 3D-модели, изображён на рис. 1 серыми кривыми. Такой же ансамбль, полученный с 2D-моделью, выглядит совершенно аналогично и на представленном рисунке не приводится. Сплошная и пунктирная кривые дают осреднённые по всему периоду вычислений (т. е. по 1000 реализациям) спектры для 3D и 2D-моделей соответственно.

Некоторые спектральные характеристики волнового поля, полученные по результатам расчётов по полной трёхмерной и ускоренной моделям, представлены на рис. 1. Все спектры были переведены в полярную систему координат (r, θ) ($r = |k|$ — модуль волнового числа, θ — угол) и затем проинтегрированы по углу.

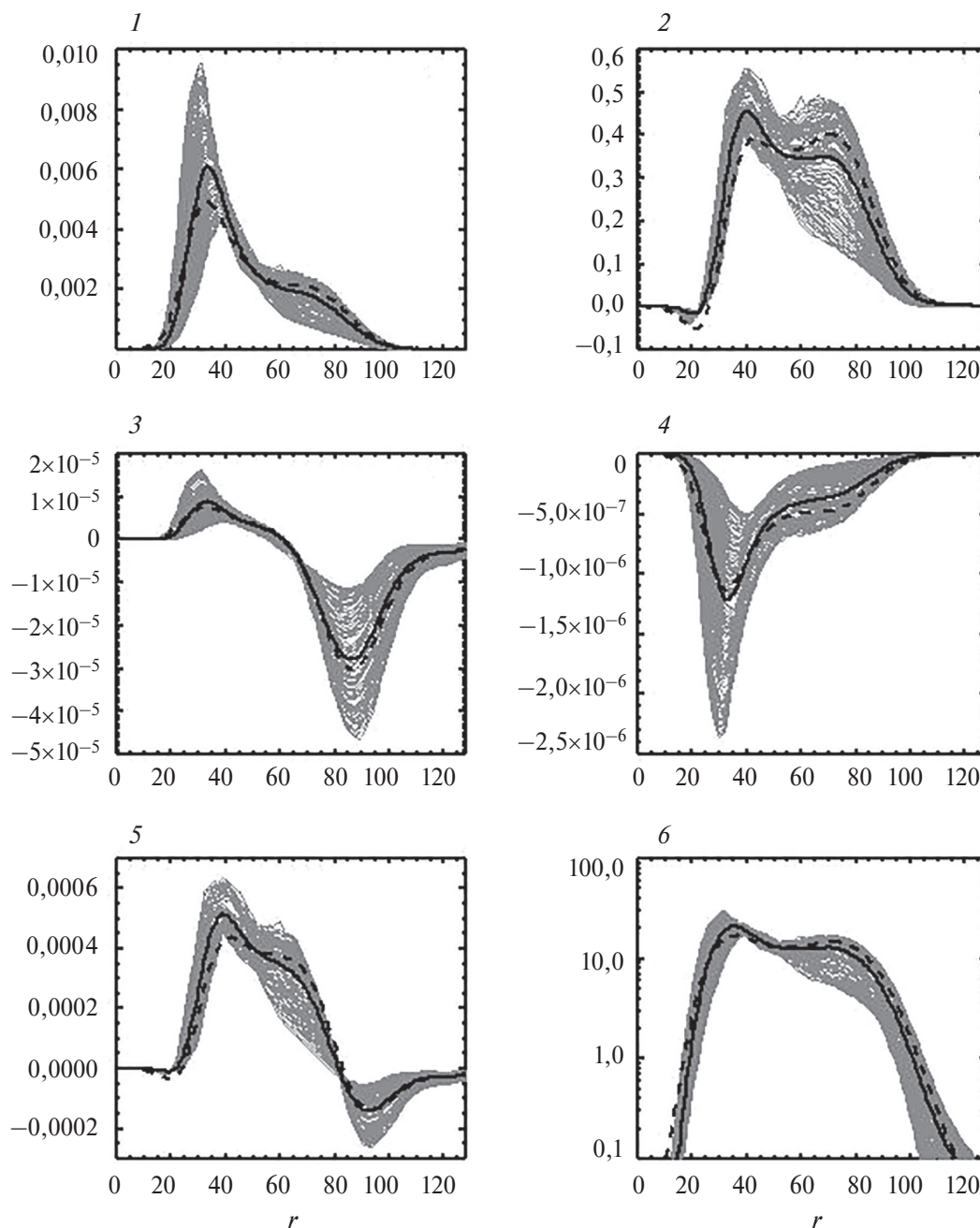


Рис. 1. 1D-спектры: 1) волн $10^4 S(r)$; 2) притока энергии $10^9 S_i(r)$; 3) диссипации хвостовой части спектра $10^5 S_t(r)$; 4) диссипации за счет обрушения волн $10^5 S_b(r)$; 5) баланса энергии $10^6 (S_b(r) + S_t(r) + S_i(r))$; 6) вертикальной скорости на поверхности $10^6 S_w(r)$. Серые кривые показывают разброс спектров, рассчитанных по полной 3D-модели (всего 100 кривых). Сплошная кривая — осреднённый по всему периоду вычислений (10,000 временных шагов) спектр, полученный по полной 3D-модели, пунктирная кривая — то же для ускоренной 2D-модели волн

Fig. 1. 1-D spectra of: 1) wave $10^4 S(r)$; 2) energy input $10^9 S_i(r)$; 3) tail dissipation $10^5 S_t(r)$; 4) breaking dissipation $10^5 S_b(r)$; 5) energy balance $10^6 (S_b(r) + S_t(r) + S_i(r))$; 6) vertical velocity on the surface $10^6 S_w(r)$. The grey curves demonstrate the scatter of the spectra calculated with the full 3-D model (100 curves in total). The solid curve is the spectrum averaged over the entire period of simulation (10,000 time steps), obtained from the full 3-D model, the dotted curve is the same but for the 2-D accelerated model

Как видно из рис. 1 (панель 1), волновые спектры, полученные по двум версиям модели, оказались в целом похожи. Расхождения между результатами, полученными по двум моделям, находятся в пределах дисперсии каждой характеристики, поэтому их нельзя считать существенными. При подобных сравнениях

надо принимать во внимание, что в сильно нелинейной системе процесс всегда сопровождается сильными флуктуациями, которые могут быть инициированы и усилены небольшими модификациями в формулировке модели.

Спектральное распределение притока энергии (*панель 2*) как правило повторяет по форме волновой спектр, поскольку линейно зависит от спектральной плотности. Как можно отметить, основные особенности в форме спектров притока энергии, полученных по полной и ускоренной моделям, похожи между собой. Аналогично волновому спектру, для спектра притока энергии наблюдается второй максимум на интервале $k = 60\text{--}80$.

Алгоритм расчёта диссипации хвостовой части спектра описывает физический процесс диссипации для крутых коротких волн. Диссипация хвостовой части спектра на порядки меньше остальных членов, входящих в общий баланс энергии, однако она играет важную роль в стабилизации численного решения. Как видно (*панель 3*), спектры диссипации для двух вариантов моделей совпадают по форме.

Обе модели показывают, что обрушение происходит при малых волновых числах (*панель 4*). Этот эффект нельзя понимать буквально. В действительности, опрокидываются вершины больших волн, но из-за того, что процесс происходит в виде импульсов, их спектр распространяется в область высоких волновых чисел. Однако полная трёхмерная модель показывает несколько более интенсивное обрушение, чем в ускоренной модели. Основные особенности спектров баланса энергии (*панель 5*) для полной и ускоренной моделей схожи между собой. Аналогичный результат показывает и наиболее важная характеристика, на которой основана двухмерная схема — спектр вертикальной скорости (*панель 6*).

В целом, данные, полученные для обеих моделей, показывают значительное сходство. Подобный результат является предсказуемым, поскольку обе модели основаны на одних и тех же эволюционных уравнениях и отличаются способом сравнительно небольшой нелинейной коррекции вертикальной скорости.

6. Заключение

В ранее опубликованных работах был предложен новый подход к фазо-разрешающему моделированию двухмерных периодических волн на бесконечной глубине. Основная идея такого подхода следует из представления потенциала скорости как суммы линейной и нелинейной компонент [15]. Такой подход позволяет упростить вычисления, рассматривая двухмерное уравнение Пуассона на поверхности.

Значимым преимуществом ускоренной модели является отсутствие расчёта трёхмерной структуры потенциала скорости, что увеличивает скорость расчётов примерно на два порядка. Модель можно использовать для долгосрочного моделирования многомодового волнового поля.

Поскольку введение нового более эффективного подхода является важным шагом в прямом моделировании волн, было решено посвятить данную работу проведению дополнительных исследований и сравнению результатов расчётов по ускоренной двухмерной модели с аналогичными результатами, полученными по полной трёхмерной модели.

Большая часть статьи посвящена демонстрации и анализу различных спектральных характеристик, полученных с помощью полной трёхмерной модели полной волны и ускоренной модели. Пошаговое сравнение счета по ускоренной и полной моделям, которые запускались с одинаковыми начальными условиями, демонстрирует, что решения согласуются на тысячах временных шагов. Приведённые в статье спектры (рис. 1–5) подтверждают, что результаты, полученные двумя моделями достаточно близки.

Настоящая статья отражает текущее состояние исследований по разработке более экономной с вычислительной точки зрения модели ветровых волн. В настоящий момент эта работа продолжается и испытываются новые варианты замыкания системы уравнений. Следует также подчеркнуть, что ускоренная модель не предназначена для полной замены ею точной трёхмерной модели. Сложность трёхмерной модели практически ограничивает возможности фазо-разрешающего моделирования с учётом физических процессов: взаимодействия волн с ветром и течениями, опрокидыванием волн и другими. В действительности, каждый из этих процессов более сложен, чем волновое движение. Например, для параметризации притока энергии от ветра к волнам требуется соединение по меньшей мере двухмерной фазо-разрешающей волновой модели с моделью волнового пограничного слоя, основанной на уравнениях Рейнольдса и тоже достаточно длительные расчёты (см. [5]). Даже когда схема разработана, для её внедрения в фазо-разрешающую модель требуется проведение десятков численных экспериментов. Эта возможность для трёхмерной модели совершенно исключена, но вполне реализуема для двухмерной модели, которая воспроизводит волны достаточно реалистично.

Благодарности

Автор выражает благодарность и признательность д. ф.-м. н., профессору Дмитрию Викторовичу Чаликову за помощь и ценные советы при работе над данной статьей.

Финансирование

Работа проводилась при поддержке Российского Научного Фонда (проект № 22-21-00139).

Funding

The research was supported by Russian Science Foundation RSF (project No. 22-21-00139).

Литература

1. Chalikov D., Sheinin D. Direct modeling of one-dimensional nonlinear potential waves // *Nonlinear Ocean Waves. Series: Advances in Fluid Mechanics*. Vol. 17 / Ed. by W. Perrie. Southampton: Computational Mechanics, 1998. P. 207–258.
2. Dommermuth D., Yue D. A high-order spectral method for the study of nonlinear gravity waves // *Journal of Fluid Mechanics*. 1987. Vol. 184. P. 267–288. doi:10.1017/S002211208700288X
3. West B., Brueckner K., Janda R., Milder M., Milton R. A new numerical method for surface hydrodynamics // *Journal of Geophysical Research*. 1987. Vol. 92. P. 11803–11824. doi:10.1029/JC092IC11P11803
4. Захаров В.Е. Устойчивость периодических волн на поверхности глубокой жидкости // *Прикладная механика и техническая физика*. 1968. № 2. С. 86–94.
5. Chalikov D. Numerical modeling of sea waves. Springer, 2016. 330 p.
6. Beale J.T. A convergent boundary integral method for three-dimensional water waves // *Mathematic of Computation*. 2000. Vol. 70. No. 235. P. 977–1029.
7. Clamond D., Grue J. A fast method for fully nonlinear water wave dynamics // *Journal of Fluid Mechanics*. 2001. Vol. 447. P. 337–355. doi:10.1017/S0022112001006000
8. Чаликов Д.В. Различные подходы к моделированию морских волн // *Фундаментальная и прикладная гидрофизика*. 2022. Т. 15, № 1. С. 19–32. doi:10.48612/fpg/u1df-mlx7-1bxx
9. Chalikov D. A two-dimensional approach to the three-dimensional phase resolving wave modeling // *Examines in marine biology & oceanography*. 2021. Vol. 4(1), EIMBO.000576. doi:10.31031/EIMBO.2021.04.000576
10. Chalikov D. Accelerated reproduction of 2-D periodic waves // *Ocean Dynamics*. 2021. 71(4). P. 309–322. doi:10.1007/s10236-020-01435-8
11. Чаликов Д. Двумерное моделирование трехмерных волн // *Океанология*. 2021. Т. 61, № 6. С. 913–924. doi:10.31857/S0030157421060046
12. Chalikov D. A 2D model for 3D periodic deep-water waves // *Journal of Marine Science and Engineering*. 2022. 10, 410. doi:10.3390/jmse10030410
13. Miles J.W. On the generation of surface waves by shearflows // *Journal of Fluid Mechanics*. 1957. Vol. 3, Iss. 2. P. 185–204. doi:10.1017/S0022112057000567
14. Hasselmann K., Barnett T.P., Bouws E., Carlson H., Cartwright D.E., Enke K., Ewing J.A., Gienapp A., Hasselmann D.E., Kruseman P. et al. Measurements of wind-wave growth and swell decay during the Joint Sea Wave Project (JONSWAP) // *Ergaenzungsheft zur Deutschen Hydrographischen Zeitschrift Reihe A* 1973, A8, P. 1–95.
15. Chalikov D., Babanin A., Sanina E. Numerical modeling of three-dimensional fully nonlinear potential periodic waves // *Ocean Dynamics*. 2014. Vol. 64, 10. P. 1469–1486. doi:10.1007/s10236-014-0755-0

References

1. Chalikov D., Sheinin D. Direct modeling of one-dimensional nonlinear potential waves. *Nonlinear Ocean Waves. Series: Advances in Fluid Mechanics*. Vol. 17 / Ed. by W. Perrie. Southampton: Computational Mechanics, 1998, 207–258.
2. Dommermuth D., Yue D. A high-order spectral method for the study of nonlinear gravity waves. *Journal of Fluid Mechanics*. 1987, 184, 267–288. doi:10.1017/S002211208700288X
3. West B., Brueckner K., Janda R., Milder M., Milton R. A new numerical method for surface hydrodynamics. *Journal of Geophysical Research*. 1987, 92, 11803–11824. doi:10.1029/JC092IC11P11803
4. Zakharov V.E. Stability of periodic waves of finite amplitude on the surface of deep fluid. *Journal of Applied Mechanics and Technical Physics*. 1968, 9(2), 190–194. doi:10.1007/BF00913182

5. Chalikov D. Numerical modeling of sea waves. *Springer*, 2016. 330 p.
6. Beale J.T. A convergent boundary integral method for three-dimensional water waves. *Math. Comput.* 2001, 70, 977–1029.
7. Clamond D., Grue J. A fast method for fully nonlinear water wave dynamics. *Journal of Fluid Mechanics*. 2001, 447, 337–355. doi: 10.1017/S0022112001006000
8. Chalikov D.V. Different approaches to numerical modeling of sea waves. *Fundamental and Applied Hydrophysics*. 2022, 15(1), 19–32. doi.org/10.48612/fpg/uldf-m1x7-lbxg
9. Chalikov D. A two-dimensional approach to the three-dimensional phase resolving wave modeling. *Examines in Marine Biology & Oceanography*. 2021, 4(1), EIMBO.000576. doi:10.31031/EIMBO.2021.04.000576
10. Chalikov D. Accelerated reproduction of 2-D periodic waves. *Ocean Dynamics*. 2021, 71(4), 309–322. doi:10.1007/s10236-020-01435-8
11. Chalikov D. Two-dimensional modeling of three-dimensional waves. *Oceanology*. 2021, 61(6), 850–860. doi: 10.1134/S0001437021060047
12. Chalikov D. A 2D model for 3D periodic deep-water waves. *Journal of Marine Science and Engineering*. 2022, 10, 410. doi:10.3390/jmse10030410
13. Miles J.W. On the generation of surface waves by shearflows. *Journal of Fluid Mechanics*. 1957, 3(2), 185–204. doi:10.1017/S0022112057000567
14. Hasselmann K., Barnett R.P., Bouws E. Measurements of wind-wave growth and swell decay during the Joint Sea Wave Project (JONSWAP). *Deutsches Hydrogr. Inst.* 1973, 95 p.
15. Chalikov D., Babanin A., Sanina E. Numerical modeling of three-dimensional fully nonlinear potential periodic waves. *Ocean Dynamics*. 2014, 64(10), 1469–1486. doi:10.1007/s10236-014-0755-0

Об авторе

ФОКИНА Карина Владимировна, ORCID ID: 0000-0003-1826-0452, fokinakarina@yandex.ru

УДК 551.465

© П. Н. Головин*, М. С. Молчанов, 2023

Федеральное государственное бюджетное учреждение «Арктический и Антарктический научно-исследовательский институт», 199397, ул. Беринга, д. 38, г. Санкт-Петербург, Россия

*golovin@aari.ru

ИССЛЕДОВАНИЕ ИЗМЕНЧИВОСТИ СТРУКТУРЫ И ИНТЕНСИВНОСТИ ПЛОТНОСТНЫХ ТЕЧЕНИЙ В ОБЛАСТИ ШЕЛЬФ-СКЛОН В АНТАРКТИКЕ

Статья поступила в редакцию 20.04.2023, после доработки 08.06.2023, принята в печать 21.06.2023

Аннотация

Исследование заключается в анализе результатов моделирования развития плотностной структуры и бароклинной динамики антарктических шельфовых вод (АШВ) в области шельф-склон во всем геофизическом диапазоне экстремальных метеоусловий образования и существования квазистационарных полыней в Антарктике, способствующих интенсификации формирования АШВ. Для этого используется мелкомасштабная негидростатическая модель *Fluidity-ICOM*. Получены оценки потоков соли (плаваемости) для различных типов ледообразования: статического в полынях, покрытых молодым льдом, и внутриводного — динамического (наиболее эффективного), в полынях с открытой водной поверхностью. В зависимости от увеличения интенсивности формирования АШВ и увеличения скорости их распространения выявлены три режима стока по материковому склону: не волновой — или докритический; вихревой и волновой — или сверхкритические (быстрые). Разделение на режимы подтверждается оценками величин внутреннего числа Фруда Fr . При разбиении развитых придонных плотностных течений на склоне пространственные масштабы меандров, вихрей или фронтальных волн оказались близкими по величине (как и их толщина), что согласуется с модельными оценками локального бароклинного радиуса деформации Россби — Rd_L для этих течений. Они совпадают подобными оценками Rd_L , полученными на основе данных натурных измерений, для антарктического склонового фронта (АСФ) в море Содружества. Полученные оценки скоростей распространения плотностных течений и перепада плотностей на их границе также совпадают с данными натурных измерений. Получены оценки объемного q_v и удельного q_l потоков АШВ на материковом склоне вблизи района существования прибрежной полыни Дарнли в море Содружества, которые позволяют оценить возможный вклад каскадинга АШВ в образование донных вод при различных режимах стока. Точность и корректность оценок q_v и q_l обеспечивается мелкомасштабной дискретностью вычислений, с использованием негидростатической модели *Fluidity-ICOM* и учетом событий увеличения интенсивности образования АШВ в полынях с открытой водной поверхностью. При увеличении пространственного шага вычислений X в численных экспериментах в 4 раза недооценка q_v составляет ~30 %. Поэтому в крупномасштабных и даже в мезомасштабных гидростатических моделях недооценка q_v и q_l может быть неприемлемой (в несколько раз).

Ключевые слова. Антарктика, ледообразование в полынях, формирование плотных вод, негидростатическая мелкомасштабная модель, моделирование стока плотных вод, материковый склон, плотностные течения, оценки стока

© P. N. Golovin*, M. S. Molchanov, 2023

FSBI “Arctic and Antarctic Research Institute”, 199397, Berings Str., 38, St Petersburg, Russia

*golovin@aari.ru

STUDY OF THE STRUCTURE AND INTENSITY OF DENSITY CURRENTS IN THE SHELF-SLOPE REGION IN THE ANTARCTIC

Received 20.04.2023, Revised 08.06.2023, Accepted 21.06.2023

Abstract

The research involves the examination of modeling outcomes regarding the density structure and baroclinic dynamics of Antarctic shelf waters (ASW) within the shelf-slope area, encompassing a wide range of extreme weather conditions. We used

Ссылка для цитирования: Головин П.Н., Молчанов М.С. Исследование изменчивости структуры и интенсивности плотностных течений в области шельф-склон в Антарктике // Фундаментальная и прикладная гидрофизика. 2023. Т. 16, № 2. С. 44–63. doi:10.59887/2073–6673.2023.16(2)–4

For citation: Golovin P.N., Molchanov M.S. Study of the Structure and Intensity of Density Ccurrents in the Shelf-Slope Region in the Antarctic. *Fundamental and Applied Hydrophysics*. 2023, 16, 2, 44–63. doi:10.59887/2073–6673.2023.16(2)–4

a small-scale non-hydrostatic *Fluidity-ICOM* model to understand the formation and persistence of quasi-stationary polynyas in the Antarctic, which play a role in enhancing the formation of ASW. The salt fluxes, or buoyancy, are calculated for different forms of ice formation, namely static ice formation in young ice-covered polynyas and dynamic intra-water ice formation, which is considered the most effective and occurs in open water polynyas. Based on the intensification of ASW formation and its spread, three distinct modes of propagation along the continental slope have been identified: non-wave or subcritical mode, vortex mode, and wave or supercritical mode, which is characterized by rapid flow. The classification into different modes is determined by the internal Froude number (Fr) estimates. At the moment when the most developed stage of near-bottom density currents are transformed on a slope, the spatial dimensions of meanders, eddies, or frontal waves were found to be similar in magnitude, as well as their thickness. This observation aligns with model calculations of the local baroclinic Rossby deformation radius (Rd_L) for these currents. These findings agree with comparable assessments of the baroclinic Rossby deformation radius (Rd_L) for the Antarctic Slope Front (ASF) in the Commonwealth Sea, which were based on field observations. Additionally, the calculated propagation velocities of density currents and the density gradients at their boundaries coincide with the data obtained from field measurements. By estimating the volumetric fluxes (q_v) and specific fluxes (q_l) of ASW along the continental slope near the Cape Darnley coastal polynya area in the Commonwealth Sea, we can determine the contribution of ASW cascading to the formation of bottom waters under different flux regimes. The precision and accuracy of the q_v and q_l estimates are ensured through small-scale calculations using the non-hydrostatic *Fluidity-ICOM* model. These calculations consider the occurrences of intensified ASW formation in open water polynyas. Numerical experiments have revealed that a four-fold increase in a spatial step X results in an underestimation of q_v by approximately 30%. As a consequence, in large-scale and even mesoscale hydrostatic models, such underestimation of q_v and q_l may be unsatisfactory (several times lower).

Keywords: Antarctic, sea ice formation in polynyas, dense water formation, non-hydrostatic small-scale model, dense water flow modeling, continental slope, density currents, flux estimation

1. Введение

Области шельф-склон во всех океанах отличаются активной динамикой вод. Особенно таковыми являются полярные акватории в Антарктике, где в отдельных районах на шельфах морей в холодный период года существуют квазистационарные прибрежные, заприпайные или прибарьерные полыньи [1–6]. В таких районах при локальном интенсивном ледообразовании происходит активное формирование плотных антарктических шельфовых вод (АШВ) [7–13]. Распространяясь за пределы полыней АШВ стекают по шельфу и континентальному склону в виде придонных плотностных течений [1–3, 5, 6].

На скорость распространения, структуру и устойчивость этих течений влияют мезомасштабные и локальные топографические неоднородности дна на шельфе и склоне [6, 14–16]. Значительный уклон шельфа и склона способствуют стоку плотных АШВ, при этом каскадинг приобретает ярко выраженный, неустойчивый характер [15–20]. И наоборот на относительно гладком и пологом шельфе и склоне сток АШВ носит устойчивый — квазигеострофический характер. А наличие на шельфе депрессий способствуют накоплению плотных вод на шельфе, что отмечается даже в летний период [15–18]. Однако, очевидно, что при существующих особенностях топографии дна еще одним важным фактором, влияющим на структуру и интенсивность плотностных течений АШВ является сезонная эффективность формирования плотных АШВ в областях существования полыней. Она зависит от типа ледообразования в полынье, определяющего скорость поступления солей в воду — интенсивность внешних потоков плавучести на поверхности полыньи.

Наиболее эффективное ледообразование происходит в полыньях с открытой водной поверхностью, которое носит внутриводный — динамический характер [12, 13, 21–24]. Скорость статического — вертикального ледообразования на нижней поверхности молодого льда в конжеляционной полынье много слабее, но в свою очередь, она значительно превышает скорость роста льда на нижней поверхности однолетних дрейфующих льдов или припайного льда, ограничивающих полынью [23, 25–30]. Диапазон изменчивости внешних потоков соли (плавучести) в различных полыньях велик. В связи с этим представляет интерес исследовать закономерности развития и изменчивость интенсивности плотностных течений на шельфе и континентальном склоне, во всем геофизическом (наблюдаемом) диапазоне зимнего атмосферного форсинга, при котором происходит активное формирование АШВ в области вскрытия и существования квазистационарных полыней (прибрежных, заприпайных, прибарьерных).

Выполнить подобное исследование можно только используя возможности численного моделирования в негидростатической постановке в развитии от мелкого масштаба до мезомасштаба. Для этого используется мелкомасштабная негидростатическая модель *Fluidity-ICOM* опробованная ранее в [31]. В статье приводится краткое описание модели и модернизированной конфигурации графического вывода результатов вычислений. Проводится анализ реального атмосферного форсинга во всем диапазоне условий возможного вскрытия и существования полыней с открытой водной поверхностью и покрытых молодым льдом.

Приводятся результаты ряда 3-*D* численных экспериментов для различных условий существования квазистационарных полыней в Антарктике. На основе результатов этих экспериментов приводятся оценки потоков плотных вод в верхней части материкового склона. Исследуется влияние увеличения пространственного разрешения вычислений на оценки величин этих потоков. Проводится верификация результатов вычислений на основе уникальных современных данных натурных измерений. Проводится сравнительный анализ с результатами лабораторных исследований распространения плотностных течений по наклонному дну.

2. Краткое описание модели и постановка численных экспериментов

Модель *Fluidity ICOM (the Imperial College Ocean Model)* [32] позволяет численно моделировать процессы стока плотных вод по шельфу и склону на 3-*D* адаптивной неструктурированной сетке (рис. 1, *a*) с автоматическим измельчением до заданных масштабов и с использованием негидростатической динамики.

Модель основана на полной системе уравнений термогидродинамики океана в которую входят уравнения сохранения массы, уравнения Навье-Стокса и Рейнольдса, включая эффекты турбулентности, совместно с уравнениями сохранения для солёности и температуры в трех измерениях и уравнением состояния морской воды [33]. Для решения уравнений Навье-Стокса и Рейнольдса с использованием адаптивных

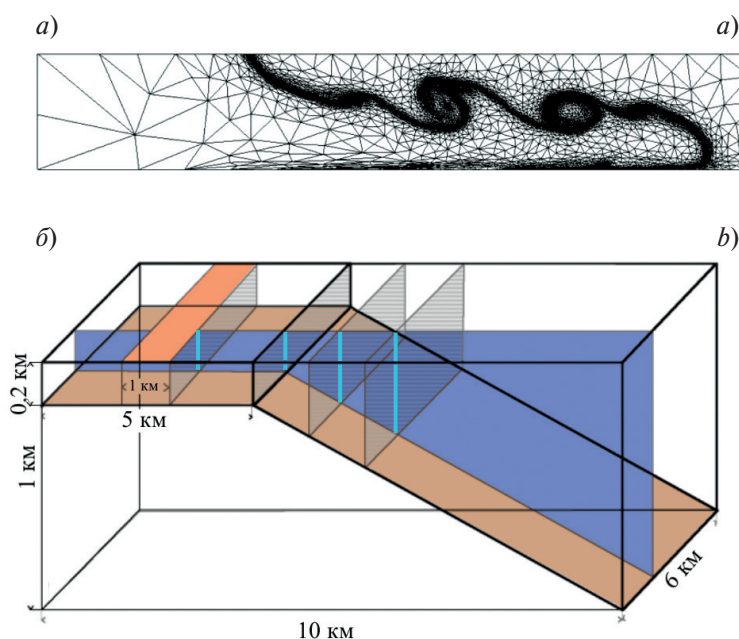


Рис. 1. *a* — пример измельчения (приспособления) адаптационной сетки в модели *Fluidity-ICOM* при моделировании распространения придонного гравитационного течения на плоском дне [40]; *b* — вычислительный домен — схема численных экспериментов с потоковым способом задания начальных условий в модели *Fluidity-ICOM*. Поток соли (плавучести) в результате ледообразования задается на верхней границе встроенной полыньи шириной 1 км (оранжевый цвет). Заштрихованные плоскости: синяя — поперечный разрез — поперек шельфа и склона; серые — продольные разрезы — вдоль полыньи, вдоль бровки шельфа или вдоль склона; коричневая — придонная плоскость на шельфе и склоне; синие линии — вертикальные распределения гидрофизических параметров

Fig. 1. *a* — an example of the adaptation grid refinement in the *Fluidity-ICOM* model when simulating a near-bottom gravity current propagation on a flat bottom [40]; *b* — computational domain representing a scheme of numerical experiments with a flux initial conditions method in the *Fluidity-ICOM* model. The salt flux (buoyancy) as a result of ice formation is set at the built-in polynya surface area 1 km wide (orange color)

неструктурированных сеток реализуется конечно-элементный метод Галеркина с разрывными базисными функциями (*DG — Discontinuous Galerkin*). [32, 34, 35]. Такой подход демонстрирует решения с высоким порядком точности в задачах моделирования ламинарных и турбулентных течений [36]. Турбулентные процессы могут быть параметризованы различными способами, во всех численных расчетах вязкость вычислялась в формулировке Смагоринского [37], т. е. связывалась с размером фильтра (шага сетки) и крупномасштабным ограничением скорости деформации крупных вихрей (т. е. с градиентами скорости вычисляемого поля течения). Трение о дно определяется через формулировку коэффициента трения. Более подробное описание постановки модели и используемых уравнений представлены в [32, 38–40].

Модель применялась для моделирования гравитационных течений при внезапном исчезновении барьера (*lock-exchange flows*), хорошо демонстрирующих, как *Fluidity ICOM* адаптирует сетку (рис. 1, а) для процессов высокого разрешения только там, где это действительно необходимо. [40, 41]. Она так же применялась для моделирования течений, переноса примеси различной природы в морях, заливах, эстуариях и других природных водоемах [42].

Граничные и начальные условия

Боковые границы моделируемого бассейна открыты для свободного протекания. Свободная поверхность бассейна рассматривается как подвижная граница, и на ней используется кинематическое граничное условие. Для задания начальных условий используется потоковый способ, схема представлена на рис. 1, б. Расчет внешних потоков соли (плавучести) представлен в разделе 3.

Модернизированная визуализация вывода результатов расчетов в модели

Файлы вывода модели *Fluidity-ICOM*, содержащие данные моделирования, управляются с помощью *Visualization Toolkit (VTK — <http://www.vtk.org/>)*. Из-за применения неструктурированных адаптивных сеток предлагаемый разработчиком пакет визуализации позволяет строить только наружные поверхности вычислительного домена. По существу, базовая графика модели является демонстративной, и она не удовлетворяет поставленным исследовательским задачам. В нашем применении требуется: знать численные значения моделируемых гидрофизических характеристик (солености, температуры, плотности, проекций скорости) в любой точке вычислительного домена и на любом выбранном шаге вычислений; строить различные разрезы, вертикальные профили в любой точке домена; строить любые карты распределений в заранее выбранных областях (рис. 1, б) и при этом иметь возможность задать необходимую шкалу изменчивости любого из параметров.

Такое решение было достигнуто путем программной интерполяции данных вычислений из неструктурированной сетки на регулярную сетку на любом интересующем шаге вычислений, что является особенностью программного пакета преобразований [31].

Постановка численных экспериментов

Постановка 3-D численных экспериментов уже осуществлялась в [31] при моделировании мелкомасштабной динамики вод на шельфе и склоне в мезомасштабном (региональном) развитии, что позволяют сделать вычислительные возможности модели *Fluidity-ICOM* и возможности вычислительного кластера.

Расчетный домен — это трехмерная прямоугольная область с размерами — $1 \times 10 \times 6$ км (общая глубина — ширина шельфа-склона — длина шельфа), ширина шельфа 5 км и глубина шельфа 200 м (рис. 1, б). Масштаб расчетного домена выбирался исходя из оценок локального бароклинного радиуса деформации Россби — $Rd_L \approx 2\text{--}3$ км, полученного для антарктического склонового фронта (АСФ) на основе данных натурных наблюдений [17, 19]. Расчетная область в 3–4 раза превышает Rd_L . На поверхности в середине шельфа встраивалась полынья шириной 1 км (рис. 1, б). Таким образом, геометрически моделировалась или заприпайная или прибарьерная полынья. Для исследования влияния топографии дна на динамику придонных плотностных течений задавался наблюдаемый в одном из районов моря Содружества уклон шельфа $s = 0,007$ и уклон материкового склона $s = 0,16$ (базовый — без локальных деталей) [15, 16, 18]. Минимальный шаг адаптивной сетки вычислений по вертикали задается = 5 м исходя из соображений разрешения придонного погранслоя Экмана в полярных акваториях, по горизонтали = 50 м, шаг по времени $\Delta t = 100$ с. Такое разрешение сеточной области является адекватным для детального исследования процесса стока плотных вод по материковому склону, что подтверждается данными натурных наблюдений [15–20]. В начальный момент времени везде задается значение солености $S = 34,4$ psu [18] и нулевое поле скоростей.

На поверхности полыньи задается внешний поток соли (плавучести), что позволяет в численных экспериментах воспроизвести процесс гравитационной конвекции — процесс образования плотных вод на шельфе, например, в области вскрытия под действием ветра квазистационарной заприпайной (или прибарьерной,

или прибрежной) полыньи, распространение их по шельфу и склону. Принятые начальные условия — отсутствие вертикальной стратификации (или она слаба) наблюдается в действительности в обширных областях шельфа — конвекция осолонения достигает дна в конце зимы.

3. Атмосферный форсинг и внешние потоки плавучести

Представленное исследование заключается в моделировании развития бароклинной динамики вод на шельфе и континентальном склоне во всем реально наблюдаемом — геофизическом диапазоне экстремальных метеоусловий образования и существования квазистационарных полыней в Антарктике. Исходя из космических наблюдений за ледяным покровом, атмосферного реанализа и инструментальных метеонаблюдений [7–13], диапазон атмосферного форсинга, способствующего наиболее интенсивному ледообразованию и инъекции солей в воду зимой, можно представить следующим образом. Во-первых, это полынья, покрытая молодым льдом толщиной 3–10 см (конжеляционная полынья) при ветрах $W \approx 2–7$ м/с и температуре воздуха — $T_a \approx -20 \dots -35$ °С, со статическим — вертикальным нарастанием льда на нижней поверхности. Время существования такой полыньи (с молодым льдом 3–10 см) — 3–4 суток. Во-вторых, характерные условия вскрытия и поддержания полыньи с открытой водной поверхностью при отжимных (необходимое условие) ветрах $W \approx 12–16$ м/с и температуре воздуха — $T_a \approx -15 \dots -20$ °С. Такие условия чаще возникают в результате прохождения атмосферных фронтов в циклонах зимой [23]. Время существования такой полыньи не более 1–2 суток. В-третьих, суперэкстремальные условия вскрытия и сравнительно длительного поддержания квазистационарной полыньи с открытой водной поверхностью при отжимных ветрах $W \approx 16–30$ м/с и температуре воздуха — $T_a \approx -20 \dots -30$ °С. Такие условия в зимний период наблюдаются в отдельных прибрежных или прибарьерных районах шельфовых ледников в Антарктических морях, когда на ледяной покров действуют сильные (и холодные) катабатические ветры, дующих с ледяного купола Антарктиды [12, 13, 24, 43, 44]. Район существования полыней Дарнли и Маккензи в море Содружества и заливе Прюдс в Антарктике [11] потенциально подвержен влиянию катабатических ветров [24, 44, 45]. Время существования такой полыньи 1–3 суток. Сроки существования полыней с различным типом ледообразования послужили ориентиром времени расчетов в численных экспериментах, когда внешние потоки соли (плавучести) приблизительно (по порядку величины) можно считать квазипостоянными.

Все полыньи, имеющие ветровое происхождение, являются областями, где происходит экстремальная теплоотдача в атмосферу, особенно при существовании открытой водной поверхности [12, 24], что обеспечивает наибольшую ледопродуктивность [46] и интенсивное выделение рассола в воду [12]. В приповерхностном слое влияния волно-ветровой турбулентности ледообразование носит динамический, внутриводный характер [21–23, 29, 42]. Происходит значительное локальное (под полыней) осолонение приповерхностного слоя, которое приводит к развитию активной соленостной конвекции [12, 26, 27] и интенсивному формированию плотных вод [6–9, 11], которые распространяясь по шельфу, затем стекают по материковому склону (рис. 2).

С уменьшением ветра и волнения полынья будет покрываться молодым льдом. В этом случае будет происходить статический или вертикальный рост молодого льда на его нижней поверхности.

Оценка теплопотерь с открытой водной поверхности полыньи

В основе методики оценки ледопродуктивности и связанных с нею потоков соли в морскую воду в полынях с открытой водной поверхностью в зимний период лежат балансовые представления [22, 26, 27, 29, 48] когда поток теплоты кристаллизации — $F_{кр}$, выделяемый при образовании кристаллов внутриводного льда в приповерхностном турбулентном слое полыньи, эквивалентен суммарным теплопотерям с открытой водной поверхности полыньи $Q \approx F_{кр}$. Величина Q определялась для открытой водной поверхности квазистационарной прибрежной полыньи Дарнли в море Содружества в Антарктике во всем диапазоне зимних метеоусловий, способствующих существованию полыньи [8, 24] на основе балансовой модели из [22], которая совпадает с подобными моделями, используемыми в [26, 27]. Расчеты выполнялись для температуры морской воды близкой к температуре замерзания, на поверхности полыньи устанавливается тепловой баланс при температуре воды близкой к температуре замерзания, естественный для этого периода [8, 24]. В связи с этим существует понятие зимней — чисто соленостной конвекции, обусловленной исключительно потоком солей в воду либо при статическом ледообразовании на нижней поверхности льда в полынье, покрытой молодым льдом, либо при внутриводном — динамическом ледообразовании в приповерхностном турбулентном слое в полынье с открытой водной поверхностью. Пренебрежения учета потока тепла нет, так как не требуется охлаждения воды до температуры замерзания.

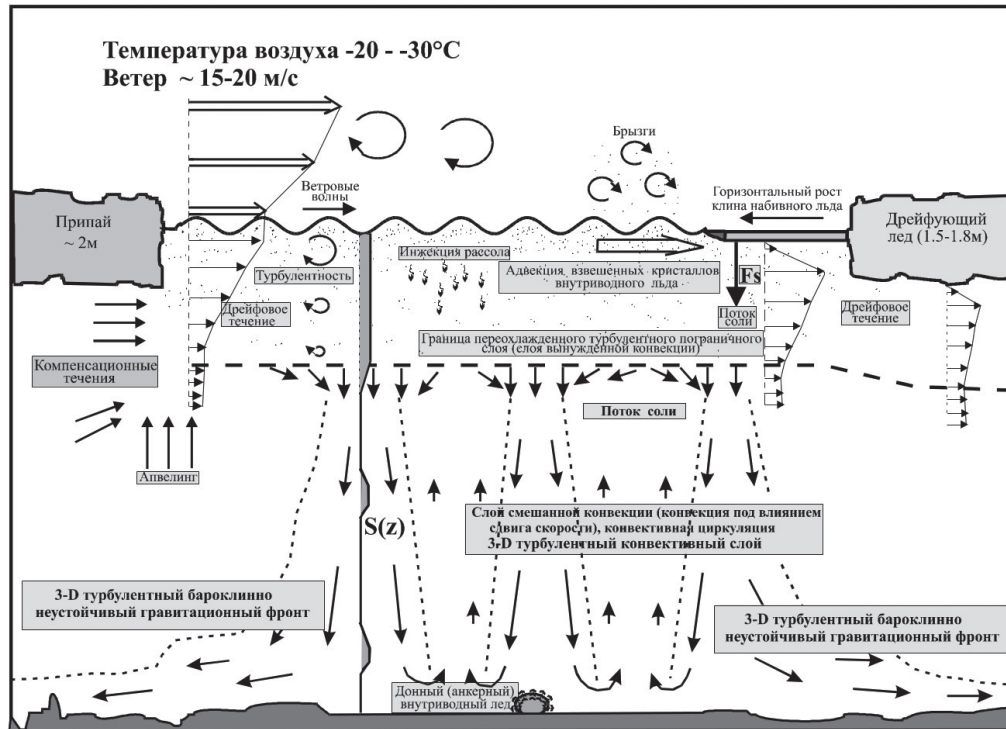


Рис. 2. Схема различных разномасштабных циркуляций, конвективной и бароклинической динамики в зимней заприпайной (прибрежной или прибарьерной) полынье с открытой водной поверхностью, которая периодически образуется и поддерживается сильным отжимным ветром в некоторых шельфовых областях антарктических морей. Схема формирования плотных антарктических шельфовых вод (АШВ) при интенсивной инъекции солей в воду в результате внутриводного — динамического ледообразования при достижении солёностной конвекции дна

Fig. 2. Scheme of various circulations of different scales, convective and baroclinic dynamics in a winter open water polynya (coastal or near-barrier), which is periodically formed and sustained by a strong wind in shelf areas of the Antarctic seas. Formation scheme of dense ASW with intensive salt injection into water as a result of intra-water (dynamic) ice formation when the salinity convection is reached the bottom

Полученные оценки $Q \sim 1000\text{--}4000 \text{ Вт/м}^2$ согласуются с подобными, основанными на многочисленных данных натурных наблюдений на полыньях в арктических и антарктических морях [26–29, 49–51] и подтверждается современными наблюдениями на полыньях в Антарктике [12, 24].

Оценка скорости внутриводного ледообразования и потоков соли в полынье с открытой водной поверхностью

Исходя из условия эквивалентности $Q \approx F_{\text{кр}}$ мы можем получить только массу чистого (пресного) льда. Таким образом скорость образования внутриводного $dh/dt = F_{\text{кр}}/\rho_i \cdot L$. Здесь размерность dh/dt в [м/с], h — толщина слоя льда, $\rho_i = 0,92 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$ — плотность льда (пресных кристаллов внутриводного льда), $L = 3,34 \cdot 10^5 \text{ Дж/кг}$ — скрытая теплота фазовых переходов [26]. Так же скорость ледообразования можно выразить в единицах массы льда M_i , т.е. оценить изменение во времени массы льда образовавшегося на единице площади $dM_i/dt = (dh/dt) \cdot \rho_i$ в [кг/м² · с], или $dM_i/dt = F_{\text{кр}}/L = Q/L$.

При этом количество солей, поступающих в воду — внешний поток соли (плаучести) в полынья, обусловленный внутриводным ледообразованием, определяется по формуле $F_{s_{\text{вв}}} = \rho_i \cdot (dh/dt) \cdot (S_w - S_i)$ [26]. Если $S_i \approx 0 \text{ psu}$ (кристаллы внутриводного льда пресные), тогда $F_{s_{\text{вв}}} = \rho_i \cdot (dh/dt) \cdot S_w \approx (F_{\text{кр}}/L) \cdot S_w \approx (Q/L) \cdot S_w$. Здесь, $F_{s_{\text{вв}}}$ в [кг/м² · с] при размерности S_w в [кг/кг]. Значение $S_w \approx 34,5 \text{ psu}$ или $34,5 \cdot 10^{-3} \text{ кг/кг}$, что соответствует фактически измеренной солёности, например, в прибрежной полынье Дарнли зимой и [24]. Величина $F_{s_{\text{вв}}}$ полученная для характерных (средних) условий вскрытия и поддержания открытой водной поверхности в полынье при прохождении атмосферных фронтов $\approx 10^{-4} \text{ [кг/м}^2 \cdot \text{с]}$. Для супер экстремальных условий вскрытия и поддержания полыньи под влиянием кататических ветров в отдельных районах Антарктики $F_{s_{\text{вв}}} \approx 5 \cdot 10^{-4} \text{ [кг/м}^2 \cdot \text{с]}$.

Оценка потока соли в полынье, покрытой молодым льдом

Для оценок потоков соли F_s в морскую воду при статическом нарастании молодого льда в полынье, были привлечены результаты ряда натурных экспериментов [52] по исследованию изменчивости профиля солености в нарастающем молодом льду на зимних арктических разводьях, которые были выполнены на нескольких дрейфующих станциях. Данные этих экспериментов совпадают с другими подобными натурными данными [53–55] и обладают гораздо большей репрезентативностью по сравнению с теоретическими оценками, или результатами лабораторных экспериментов. При толщине молодого льда ~ 5 см величина $F_s \approx 0,15 \cdot 10^{-4}$ [кг/м² · с]. Натурная оценка F_s стыкуется с модельной оценкой $F_{s_{\text{вв}}}$ для условий внутриводного ледообразования в полынье при маловетренной или безветренной погоде ($W \approx 0\text{--}2$ м/с), что говорит о корректности последней.

Полученные величины $F_{s_{\text{вв}}}$ и принятые F_s являются характерными для разных полыней, которые, конечно, в течение типичного времени существования этих полыней претерпевают изменчивость. Однако, они приемлемы для идеализированных численных экспериментов.

4. Анализ результатов численных экспериментов

Результаты представленных численных экспериментов при различном атмосферном форсинге и различных типах ледообразования в полынях позволяют детально проанализировать пространственную структуру наиболее развитых плотностных течений АШВ в области шельф-склон от мелкого масштаба до мезомасштаба (рис. 3).

Модель *Fluidity-ICOM* корректно воспроизводит развитие конвективных циркуляций под полыньей, распространение плотностных течений по шельфу и склону, которые во всем диапазоне экстремальных внешних потоков плавучести, носят ярко выраженный неустойчивый характер. При увеличении интенсивности образования АШВ в области полыней частота событий неустойчивости на верхней границе придонных плотностных течений, обусловленных бароклинностью [17], по мере распространения по шельфу, увеличивается, а расстояние между ними — уменьшается, особенно это отмечается на склоне (рис. 3).

Наблюдаемая пространственная структура плотностных течений в придонном слое весьма разнообразна (рис. 3). При относительно слабых потоках плавучести в полынье, покрытой молодым льдом, на момент наибольшего развития (72h) наблюдается не волновой режим распространения плотностных течений по материковому склону (рис. 3, а), если исходить из классификации, принятой в лабораторных исследованиях [56–58]. Его нельзя назвать ламинарным, так как плотностное течение структурировано и наблюдаются области неустойчивости. Режим распространения наиболее развитых (45h) плотностных течений на шельфе-склоне при интенсивном внутриводном ледообразовании в полынье с открытой водной поверхностью можно назвать вихревым. Четко видны области вихреобразования при распространении меандров плотных вод на бровке шельфа и склоне (рис. 3, б). Этот режим подробно описан в [31]. А вот при суперэкстремальных потоках солей (плавучести), в полынях с открытой водной поверхностью, поддерживаемой холодными кататическими ветрами в отдельных районах Антарктики, режим наиболее развитых (45h) придонных плотностных течений носит отчетливый волновой характер [56–58]. Плотностное течение разбивается на систему регулярных фронтальных волн, распространяющихся друг за другом вниз и вдоль по склону (рис. 3, в).

Под термином наиболее развитых придонных плотностных течений подразумевается течение на последний момент расчетного времени в экспериментах (45h) или (72h), которые выбирались исходя из времени существования полыней разного типа. Дальнейший расчет не имеет смысла, так как в природных условиях внешние потоки плавучести резко меняются (часто больше чем на порядок). Полынья либо вскрывается, либо покрывается молодым льдом. Процесс развития каскадинга носит сугубо нестационарный характер, поэтому определить степень развития плотностных течений не представляется возможным. Следует говорить, о развивающихся течениях в придонном слое, так как квазистационарное состояние в тех объективных временных рамках существования полыней разного типа не достижимо.

Возникновение волнового режима склонового каскадинга оказалось неожиданным результатом численного моделирования. В лабораторных исследованиях такой режим стока возникает при достаточно строгих условиях: задаваемый поток более плотной жидкости или перепад плотности между плотностным течением и окружающей средой должен быть значительным, так же весьма значительным должен быть и уклон дна на склоне (даже существует понятие минимального критического уклона дна) [57]. В представленных численных экспериментах мы задаем репрезентативный — геофизически обоснованный внешний поток соли (плавучести) в полынье и исследуем развитие плотностной структуры — эволюцию перепадов

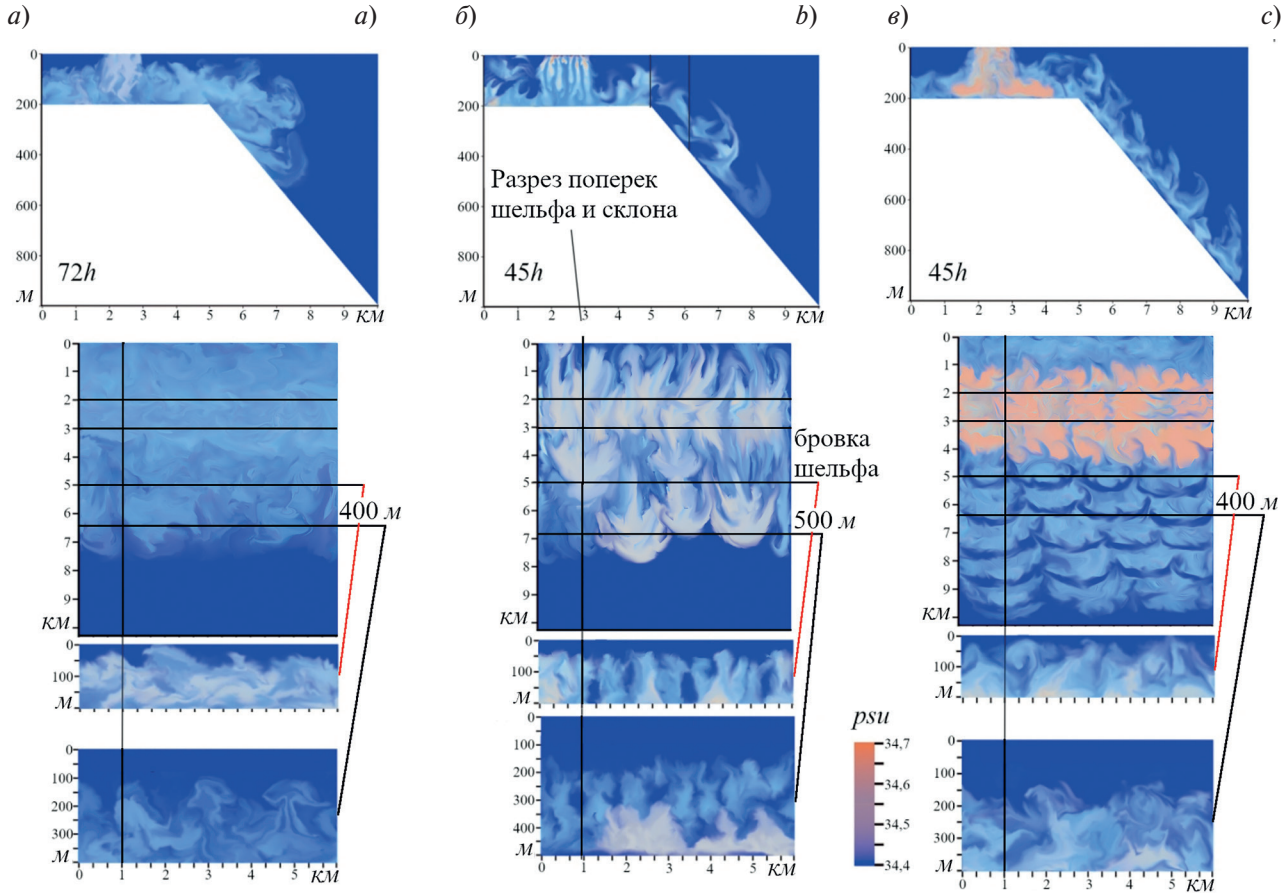


Рис. 3. Реализация 3-х мелкомасштабных экспериментов в мезомасштабном развитии в негидростатической постановке на модели *Fluidity-ICOM* с использованием потокового способа задания начальных условий. Задается поток соли (плавучести): *a* — в полынье, покрытой молодым льдом; *б* — в полынье с открытой водной поверхностью при типичных — средних зимних условиях вскрытия полыньи под действием отжимного ветра; *в* — в полынье с открытой водной поверхностью, в суперэкстремальных условиях влияния кatabатических ветров. Представлены: разрезы солёности (плотности) поперек шельфа и материкового склона; карта солёности (плотности) в придонном горизонте; разрезы солёности (плотности) вдоль бровки шельфа и вдоль верхней части склона на моменты времени, когда придонные плотностные течения наиболее развиты — расчетное время либо 72h, либо 45h. Горизонтальные черные линии показывают границы полыньи и продольные разрезы на бровке шельфа и склоне. Вертикальные — показывают разрез поперек шельфа и склона, и точки построенных вертикальных распределений гидрофизических характеристик (см. рис. 5)

Fig. 3 Results of three small-scale experiments in mesoscale development in a non-hydrostatic setting *Fluidity-ICOM* model using the flux conditions method. Salt flux (buoyancy) is set for: *a* — a young ice covered polynya; *b* — a wind-driven open water polynya during typical (average) winter conditions; *c* — a katabatic wind driven open water polynya during extreme conditions. Presented are: sections of salinity (density) across the shelf and continental slope; salinity (density) map in the near-bottom layer; salinity (density) sections along the shelf edge and along the upper slope at the moments of the most developed stage of near-bottom density currents — at the estimated time is either 72h or 45h. Horizontal black lines show polynya boundaries and sections along the shelf edge and slope. Vertical lines — show a section across the shelf and slope, and points of the constructed vertical profiles of hydrophysical characteristics (Fig. 5)

плотности (трансформацию придонных плотностных течений) на шельфе и склоне. Также в вычислительном домене (рис. 1, б) — задаем фактически наблюдаемый крутой уклон дна на континентальном склоне в море Содружества [16–18]. Поэтому, на основе этого модельного результата можно предположить, что в отдельных районах Антарктики на существующих крутых склонах, при суперэкстремальном атмосферном форсинге в районах вскрытия и поддержания прибрежной или прибарьерной полыньи с открытой водной поверхностью, может реализоваться волновой режим стока образующихся плотных АШВ.

При анализе графической иллюстрации численных экспериментов (рис. 3) отмечается универсальная структурная особенность разбиения развитых придонных плотностных течений на склоне при всех режимах стока АШВ: пространственные масштабы меандров на разрезах вдоль бровки шельфа и верхней части склона (рис. 3, *а*), вихрей (рис. 3, *б*), фронтальных волн (рис. 3, *в*) — близки по величине и составляют $\sim 1,5\text{--}2,5$ км. Анализ продольных разрезов в верхней части склона горизонтальных составляющих скорости течения поперек шельфа и склона U и вертикальных составляющих скорости течения W подтверждают этот факт (рис. 4). При этом толщины плотностных течений АШВ в верхней части склона, во всех режимах стока, также практически совпадают и составляют $H_{\text{шв}} \approx 150\text{--}170$ м (рис. 3–5). Хотя потоки соли (плавучести) в полынье с открытой водной поверхностью, обусловленные внутриводным ледообразованием $Fs_{\text{вв}}$, превышают в 7–10 раз потоки соли Fs в полынье, покрытой молодым льдом, а в суперэкстремальных условиях $Fs_{\text{вв}}$ превышают Fs в 25–30 раз (показано выше).

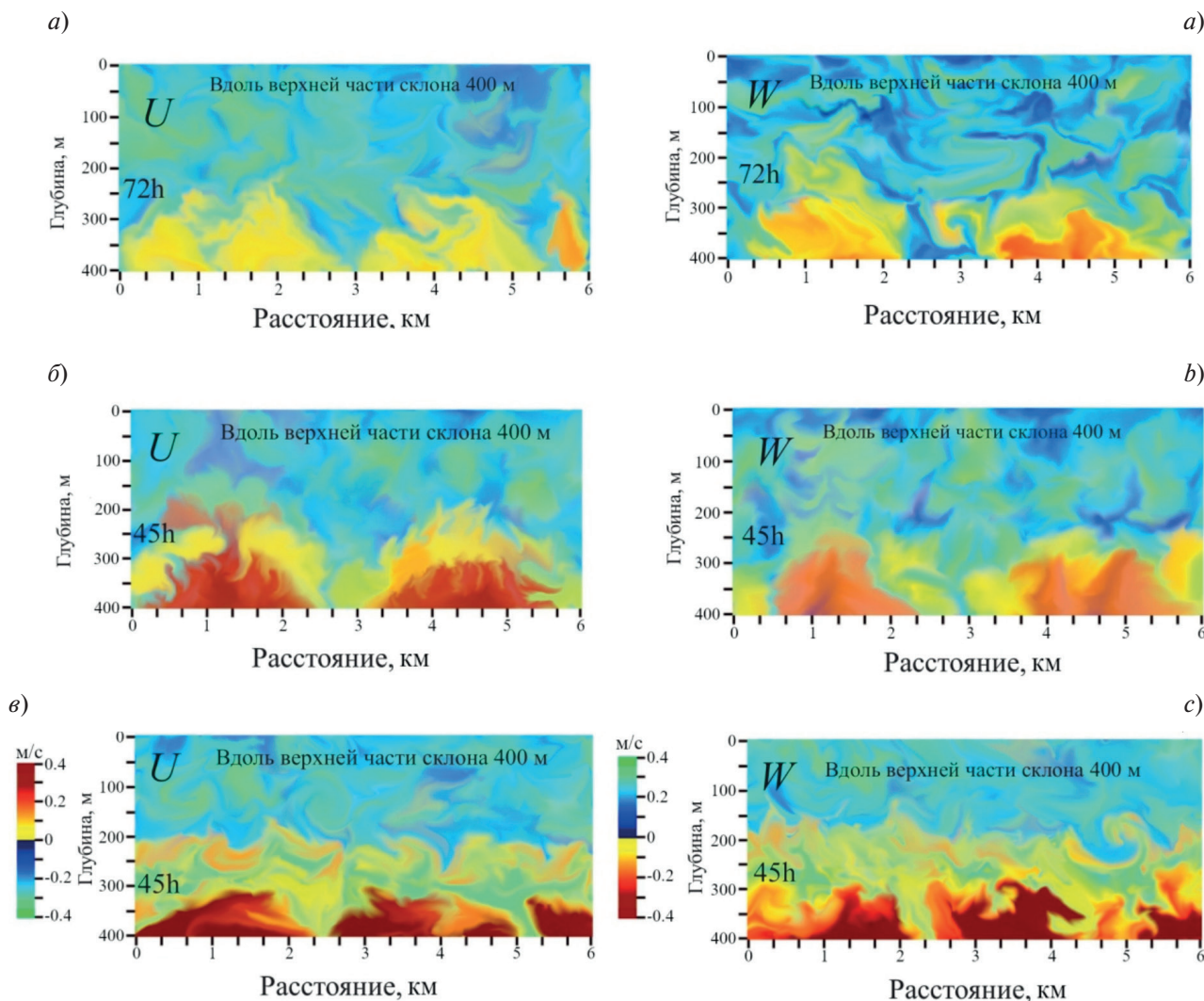


Рис. 4. Структура поля горизонтальной составляющей скорости течения, направленной поперек шельфа и склона — U и вертикальной составляющей скорости течения — W на разрезах вдоль верхней части материкового склона (400 м) в наиболее развитых придонных плотностных течениях — расчетное время либо 72h, либо 45h. В численных экспериментах: *а* — полынья, покрытая молодым льдом; *б* — полынья с открытой водной поверхностью — характерные атмосферные условия; *в* — полынья с открытой водной поверхностью — экстремальные условия влияния кatabатических ветров

Fig. 4. The structure of the horizontal component U (directed across the shelf and slope) and the vertical component of the velocity W over sections across the upper part of the continental slope (400 m) at the most developed stage of near-bottom density currents, the estimated time is either 72h or 45h. In numerical experiments: *a* — young ice covered polynya; *b* — open water polynya under typical atmospheric conditions; *c* — katabatic wind-driven open water polynya under extreme conditions

Видимые пространственные масштабы дискретизации — разбиения придонных плотностных течений на бровке шельфа и склоне (рис. 3, 4) для разных режимов стока согласуются с оценками локального бароклинного радиуса деформации Россби для этих течений — $Rd_L \approx (g' \cdot H_{шв})^{0.5}/f$ в верхней части склона, полученные на основе рассчитанных значений гидрофизических характеристик (рис. 5). Здесь, $H_{шв}$ — локальная толщина плотностного течения, $g'_x = g\Delta\rho_x/\rho$ — масштаб плавучести, $\Delta\rho_x$ — локальный горизонтальный перепад плотности, g — ускорение свободного падения, $f \approx 1,4 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$ — параметр Кориолиса. Так, для не волнового режима величина $Rd_L \approx 1,5$ км, для вихревого — $Rd_L \approx 1,7$ км, для волнового — $Rd_L \approx 1,9$ км. Модельные оценки Rd_L являются репрезентативными, так как полностью совпадают с многочисленными подобными оценками Rd_L сделанными для антарктического склонового фронта (АСФ) в море Содружества на основе данных натурных измерений [16–20].

Близость модельных оценок Rd_L , определяющих пространственный масштаб разбиения развитых плотностных течений на меандры, струи, вихри или фронтальные волны на бровке шельфа и склоне, а также близость значений толщин этих плотностных течений $H_{шв}$ показывает их слабую зависимость от сильно различающихся внешних потоков плавучести в полыньях разного типа. Небольшим оказался и диапазон изменчивости горизонтальных перепадов плотности в верхней части склона на границе плотностных течений в зависимости от режима стока в численных экспериментах — $\Delta\rho_x \approx 0,03\text{--}0,05 \text{ кг/м}^3$ (рис. 5). Здесь следует отметить, что рассчитанные локальные величины $\Delta\rho_x$ так же полностью совпадают с значениями $\Delta\rho_x$ для АСФ, полученные на основе многочисленных данных натурных наблюдений [16–20]. Т. е. модель *Fluidity-ICOM* корректно отражает трансформацию плотностных течений в процессе распространения.

Наибольшей изменчивости подвержены рассчитанные горизонтальные составляющие скорости придонных плотностных течений поперек шельфа и склона $U \approx 0,12\text{--}0,4 \text{ м/с}$, величины которых в верхней части склона различаются в 2,5–3 раза, и особенно различаются вертикальные составляющие скорости течений $W \approx 0,1\text{--}0,4 \text{ м/с}$ — в 3–4 раза (рис. 5). Таким образом, со значительным увеличением интенсивности ледообразования — увеличением внешних потоков соли (плавучести), например при вскрытии полыньи и поддержании открытой водной поверхности сильным отжимным ветром, т. е. с увеличением интенсивности формирования плотных АШВ (рис. 2), значительно возрастает скорость распространения АШВ по шельфу за пределы полыньи и скорость их стока по материковому склону.

Увеличение скорости распространения АШВ определяет возникновение вихревого или волнового режима стока плотностных течений на крутом материковом склоне, которые также можно назвать сверхкритическими или быстрыми режимами стока. Это подтверждают оценки величин внутреннего числа Фруда $Fr = V/(g' \cdot h)^{0.5}$ для опускающегося слоя плотных вод [59] в верхней части склона, полученные на основе рассчитанных значений гидрофизических характеристик — $Fr = V/(g' \cdot H_{шв})^{0.5}$ (рис. 5). Здесь, $V = (U^2 + W^2)^{0.5}$ — скорость распространения плотностного течения по склону (рис. 5), $H_{шв}$ — локальная толщина плотностного течения, $g'_x = g\Delta\rho_x/\rho$ — масштаб плавучести, $\Delta\rho_x$ — локальный горизонтальный перепад плотности на границе плотностного течения (рис. 5), g — ускорение свободного падения. Так, при не волновом режиме стока $Fr \approx 0,8$ — докритическая величина; при вихревом режиме $Fr \approx 1,7$ — уже сверхкритическая величина, значительно превышающая критическую $Fr = 1$; при волновом режиме, когда V еще больше возрастает (рис. 5), значение $Fr \approx 2,1$. Полученные результаты численных экспериментов согласуются с результатами лабораторных исследований стока плотностных течений по склону [56–57].

Далее следует отметить, что рассчитанные величины $V = (U^2 + W^2)^{0.5} \approx 0,2\text{--}0,6 \text{ м/с}$ для различных режимов стока являются вполне правдоподобными, так как близки к оценкам V , которые получены на основе данных натурных наблюдений в области шельф-склон в море Содружества [17], и полностью совпадают с наблюдаемыми в натурных условиях скоростями стока плюмов плотных вод на материковом склоне в море Уэдделла, где значения $V \approx 0,4\text{--}0,9 \text{ м/с}$ [5]. В этих случаях авторы [5] также указывают на сверхкритичность таких придонных плотностных течений, когда возможна их периодическая неустойчивость в виде локальных гидравлических скачков.

5. Оценки потоков плотных вод на склоне

Вычислительные возможности модели *Fluidity-ICOM* и дополнительные возможности представления результатов расчетов (появились после модернизации графического вывода модели) позволяют получить прямые достоверные оценки потоков плотных вод в любой части вычислительного домена, в частности на разрезе вдоль верхней части материкового склона (рис. 4). Выполненные расчеты величин объемного — q_v в $[\text{м}^3/\text{с}]$ и удельного — q_l в $[\text{м}^2/\text{с}]$ (на единицу длины) потоков плотных вод в придонном слое на материковом склоне (на моменты наибольшего развития плотностных течений) позволяют оценить возможный

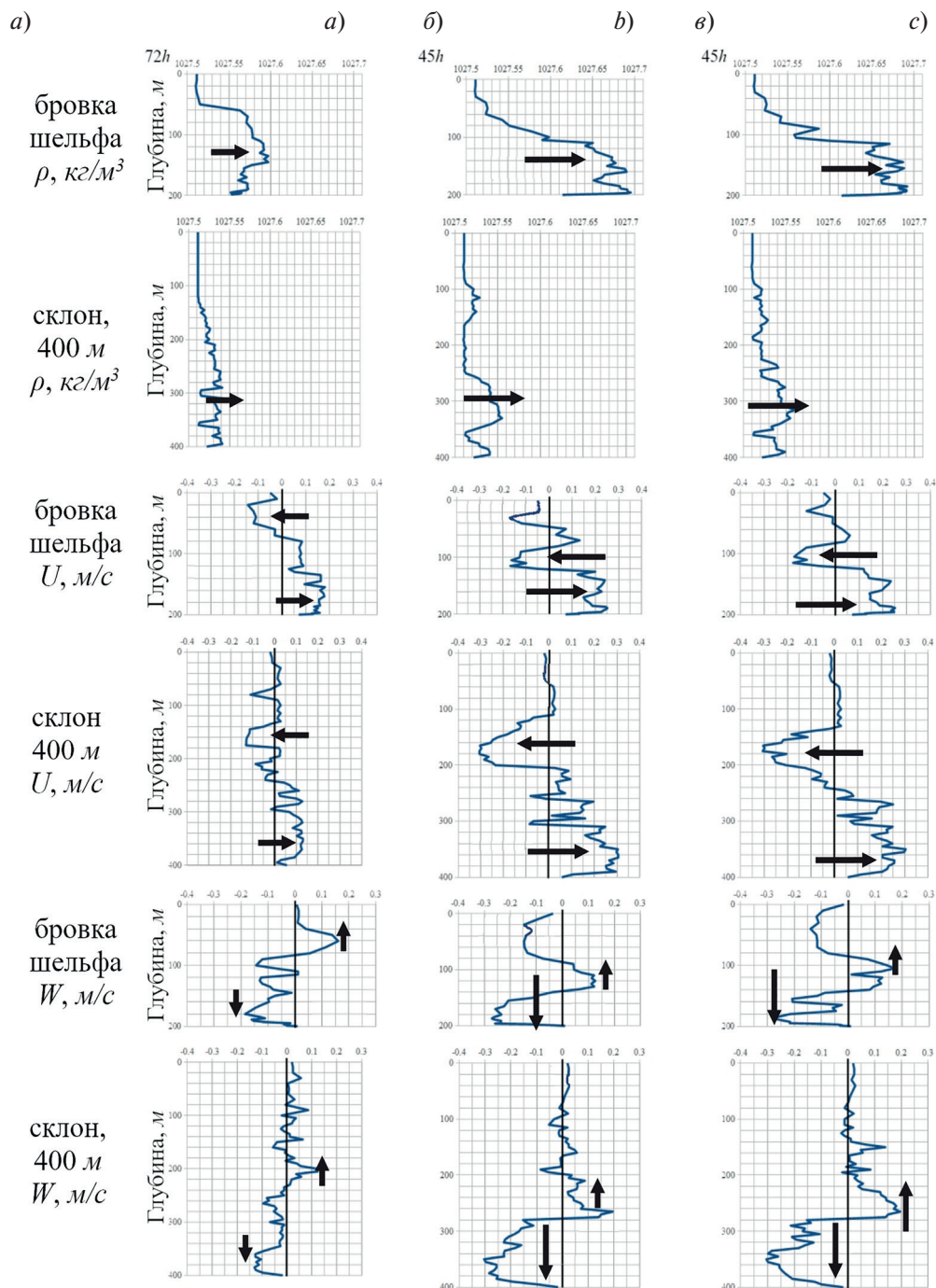


Рис. 5. Рассчитанные на момент времени наибольшего развития придонных плотностных течений на шельфе и материковом склоне (либо 72h, либо 45h) вертикальные распределения плотности, горизонтальной и вертикальной составляющих скорости на бровке шельфа и в верхней части склона (400 м). В численных экспериментах: *a* — полынья, покрытая молодым льдом; *b* — полынья с открытой водной поверхностью — характерные атмосферные условия; *c* — полынья с открытой водной поверхностью — экстремальные условия влияния кататических ветров. Стрелки показывают очевидные направления движения жидкости в слоях — вниз, вверх, вправо (в направлении склона и по склону), влево (в направлении бровки шельфа и по шельфу) (см. рис. 3)

Fig. 5. Calculated at the moment of the most developed stage of near-bottom density currents on the shelf and continental slope (is either 72h or 45h) vertical density distributions, horizontal and vertical velocity components on the shelf edge and in the upper slope (400 m). In numerical experiments: *a* — young ice covered polynya; *b* — open water polynya under typical atmospheric conditions; *c* — katabatic wind-driven open water polynya under extreme conditions. The arrows show the directions of water movement in the layers, down, up, to the right (in the direction of the slope and along the slope), to the left (in the direction of the shelf edge and along the shelf) (Fig. 3)

вклад каскадинга АШВ в образование донных вод при различных режимах стока. Результаты расчетов представлены в таблице. Репрезентативность и точность полученных модельных оценок потоков плотных вод на склоне с одной стороны обеспечивает мелкомасштабная дискретность вычислений, позволяющая детально исследовать мелкомасштабную динамику вод в мезомасштабном развитии, а с другой стороны — задание при постановке численных экспериментов наиболее репрезентативных внешних потоков соли (плаучести).

Полученная величина удельного потока q_l на склоне при не волновом режиме стока АШВ, образующихся в области полыни, покрытой молодым льдом (таблица), оказалась близкой к оценке q_b , основанной на данных натурных наблюдений [18], что так же подтверждает репрезентативность модельной оценки q_l . Однако, при вихревом режиме стока величина q_l (как и величина q_v) — почти в 2 раза, а при волновом режиме стока — почти в 3 раза больше. Т.е. при интенсификации образования АШВ в экстремальных метеоусловиях в области вскрытия и поддержания полыней с открытой водной поверхностью величина потока плотных АШВ по склону может увеличиваться в 2–3 раза. Поэтому такие события необходимо учитывать при оценке объемов формирования донных вод в конкретных областях материкового склона близких к районам существования квазистационарных полыней в Антарктике за холодный период года, иначе будет значительная их недооценка.

При анализе полученных модельных оценок объемного потока q_v при разных режимах стока АШВ возникает вопрос много это или мало? Попробуем понять, используя данные космических наблюдений за состоянием ледяного покрова, в частности — за площадью развития прибрежной полыни Дарнли и прибарьерной полыни Маккензи в море Содружества и заливе Прюдс в Антарктике в разгар зимы — конец июня 2015 г. (рис. 6). Они были получены на основе данных о концентрации льда (процент сплоченности

Таблица

Table

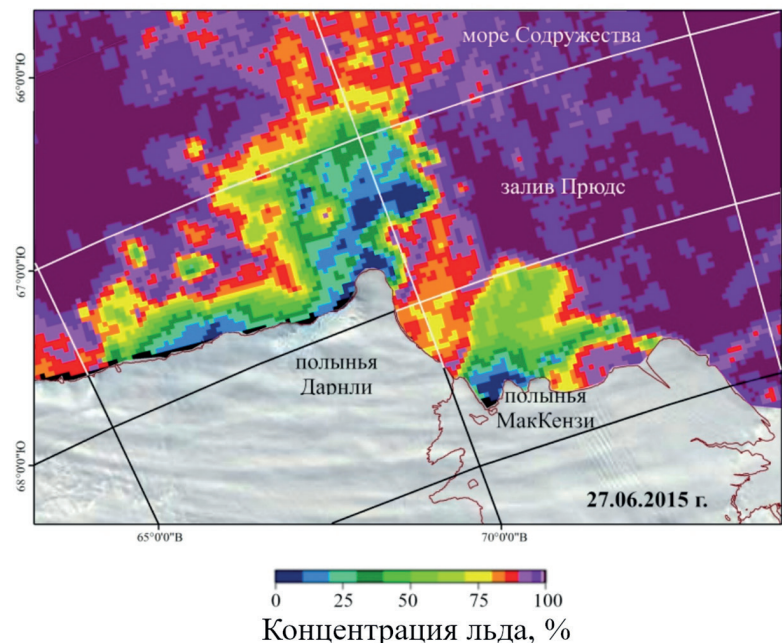
Оценки интенсивности потоков плотных вод в верхней части материкового склона при различных режимах стока наиболее развитых придонных плотностных течений, на основе рассчитанных значений составляющих скоростей течения (рис. 4, 5)

Estimates of the intensity of dense water flows in the upper part of the continental slope under various flow modes at the most developed stage of near-bottom density currents, based on the calculated values of the current velocity components (Fig. 4, 5)

Режим стока	Время наибольшего развития придонных плотностных течений, ч	Минимальное вертикальное-горизонтальное разрешение, м	Объемный поток, q_v , м ³ /с	Удельный поток, q_l , м ² /с
Неволновой	72	5–50	83104	13,9
Вихревой	45	5–50	143622	23,9
Вихревой	45	20–200	103488	17,3
Волновой	45	5–50	181950	30,3

Рис. 6. Спутниковый радиометрический снимок AMSR-2 района существования квазистационарной прибрежной полыни Дарнли и прибарьерной полыни Маккензи в море Содружества и заливе Прюдс в Антарктике зимой (июнь) 2015 г.

Fig. 6. AMSR-2 image of the open water area of the Darnley quasi-stationary coastal polynya and the Mackenzie barrier polynya in the Commonwealth Sea and Prydz Bay in Antarctica in winter (June) 2015



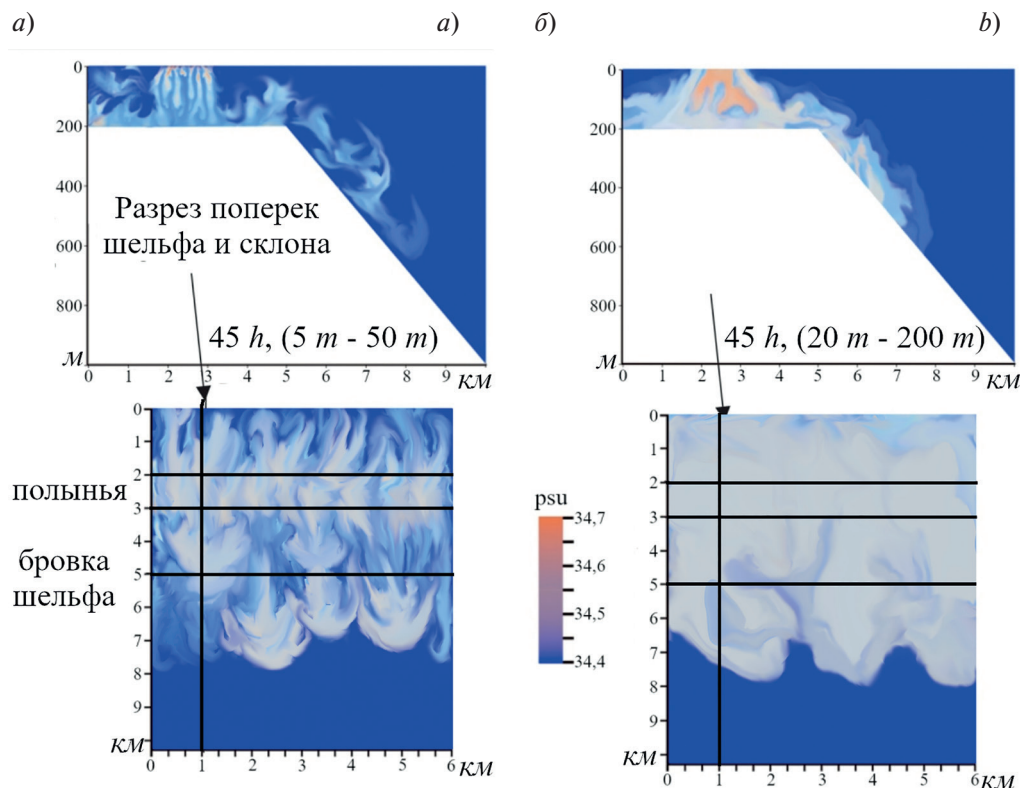


Рис. 7. Реализация 2-х мелкомасштабных численных экспериментов в негидростатической постановке на модели Fluidity-ICOM. Задается поток соли (плавучести) в полынье с открытой водной поверхностью при типичных зимних условиях вскрытия полыньи под действием отжимного ветра (рис. 2): *a* — минимальное разрешение 5–50 м по вертикали и горизонтали и *b* — 20–200 м. Представлены: разрезы солености (плотности) поперек шельфа и материкового склона; карта солености (плотности) в придонном горизонте на момент наибольшего развития придонных плотностных течений — 45h. Черные линии показывают границы полыньи и бровку шельфа

Fig. 7. Results of two small-scale numerical experiments in a non-hydrostatic setting the Fluidity-ICOM model. The salt flux (buoyancy) in a wind-driven open water polynya is specified under the typical winter conditions (Fig. 2): *a* — a minimum resolution of 5–50 m vertically and horizontally and *b* — 20–200 m. Presented are: sections of salinity (density) across the shelf and continental slope; salinity (density) map in the near-bottom layer at the moment of the most developed stage of near-bottom density currents in 45h. The black lines show the boundaries of the polynya and the shelf edge

морского льда), представленных в открытом доступе на сайте <https://seaice.uni-bremen.de>, которые являются спутниковыми зондированиями Земли при помощи микроволнового радиометра AMSR-2, измеряющего яркостную температуру, и обработанные с помощью алгоритма ARTIST Sea Ice (ASI).

Из рисунка 6 можно определить, что протяженность части прибрежной полыньи Дарнли (находится не далеко от бровки шельфа [рис. 1, 16]) с открытой водной поверхностью (синий цвет) в зимних условиях (июнь) может достигать ~ 60 км, при общей длине полыньи ~ 135 км (рис. 6). Длина расчетного домена = 6 км (рис. 1). Таким образом, из Таблицы можно определить, что в условиях, когда полынья полностью покрыта молодым льдом величина объемного потока, стекающих по склону плотных АШВ, которые образуются по всей длине полыньи Дарнли может достигать очень большой величины $q_v \approx 1800000 \text{ м}^3/\text{с}$ или $q_v \approx 1,8 \text{ Sv}$. Однако, если под действием сильного отжимного ветра зимой часть полыньи вскроется и некоторое время будет существовать с открытой водной поверхностью (рис. 6), значение объемного потока АШВ по склону может возрасти до величин $q_v > 2,4 \text{ Sv}$, а в супер экстремальных условиях, при вскрытии полыньи под действием кatabатических ветров [12, 13] — может еще больше возрасти до величины $q_v > 2,8 \text{ Sv}$.

Полученные значения q_v значительно (в несколько раз) превышают подобные оценки, сделанные ранее для района материкового склона недалеко от этой же полыньи Дарнли в море Содружества на основе численного моделирования и с использованием данных натурных наблюдений, где $q_v \approx 0,5-0,6$ Sv [60]. Однако в [60] использовалась гидростатическая модель с пространственным шагом расчетной сетки — пространственным разрешением $X = 4$ км, и с внешними потоками соли — плавучести, обусловленными только статическим ледообразованием на нижней поверхности молодого льда, внутриводное ледообразование при возможном вскрытии полыньи не учитывалось. Кроме того, авторами [60] было проведено исследование влияния увеличения X в численных экспериментах на оценку объема стекающих плотных вод по склону, т. е. — на оценку величины q_v . Так, при увеличении X от 1–2 км до 4 км, оценка величины q_v уменьшалась на 20 %, а при увеличении X до 16 км (разрешение в крупномасштабных моделях) оценка q_v уменьшалась уже почти в 2 раза, что приводит к значительной недооценке потоков плотных вод на материковых склонах в Антарктике в крупномасштабных и климатических моделях [60]. Что бы понять на сколько может быть недооценена величина q_v в [60] было высказано мнение, что не хватает подобного модельного исследования на вычислительных сетках с мелким масштабом.

Далее покажем такое исследование с использованием негидростатической модели *Fluidity-ICOM*, являющейся наиболее корректной для анализа динамики плотностных течений на крутых материковых склонах [61], с мелкомасштабным пространственным разрешением, и с учетом потоков соли в результате внутриводного ледообразования в полынье с открытой водной поверхностью — вихревой режим (таблица). Оказалось, что при увеличении X в 4 раза с 50 м до 200 м, оценка q_v на материковом склоне уменьшается на ~30 % (таблица), что вероятно связано с размыванием мелкомасштабной структуры плотностных течений на склоне (рис. 7). А если увеличить X до 2 км, т. е. — увеличить X в 40 раз (не говоря уже о 4 км или 16 км)? Тогда, возможно, полученные оценки $q_v \approx 1,8-2,4$ Sv уменьшатся в несколько раз и, вполне вероятно, будут близки к оценкам q_v в [60].

Таким образом, из проведенного анализа следует, что наиболее точными и корректными оценками потока плотных вод на крутых материковых склонах, вероятно, могут быть только те, которые получены при постановке численных экспериментов с использованием мелкомасштабных негидростатических моделей, когда разрешается пространственная структура придонных плотностных течений (рис. 3, 7, а). В крупномасштабных, и даже мезомасштабных (региональных) моделях при значительной пространственной дискретности вычислений недооценка таких потоков возможно будет не приемлемо большой (в несколько раз). И еще больше возрастет, если не учитывать события вскрытия и существования полыней с открытой водной поверхностью, в которых происходит наиболее интенсивное формирование АШВ.

6. Основные выводы

Для корректного исследования изменчивости структуры и интенсивности плотностных течений в области шельфа и крутого континентального склона в Антарктике используется мелкомасштабная негидростатическая модель *Fluidity-ICOM*. Возможность решения задач с высоким порядком точности в модели определяется применением 3-D адаптивной неструктурированной сетки с автоматическим измельчением до заданных масштабов и потоковым заданием начальных условий. Модель позволяет анализировать мелкомасштабную динамику плотностных течений в мезомасштабном развитии. А проведенная глубокая модернизация графического вывода результатов вычислений в модели позволяет оценить безразмерные параметры, характеризующие динамику плотностных течений и интенсивность этих течений.

Представленное исследование заключается в сравнении результатов моделирования развития плотностной структуры и бароклинной динамики АШВ в области шельф-склон во всем реально наблюдаемом — геофизическом диапазоне экстремальных метеоусловий образования и существования квазистационарных полыней в Антарктике, способствующих интенсификации формирования АШВ. Для этого получены репрезентативные оценки потоков тепла с открытой водной поверхности полыньи, которая поддерживается сильным отжимным ветром или экстремальным кatabатическими ветром, дующим с купола Антарктиды, которые позволяют оценить скорости внутриводного — динамического ледообразования в полынье и обусловленные им потоки соли (внешние потоки плавучести). Так же оценены потоки соли в полынье, покрытой молодым льдом, которые оказались в 7–30 раз меньше чем в полыньях с открытой водной поверхностью.

В связи с этим в области шельф-склон поставлены три оригинальных 3-D численных эксперимента: с встроеной полыньей, покрытой молодым льдом, с полыньей с открытой водной поверхностью, и с полыньей с открытой водной поверхностью, поддерживаемой экстремальным кatabатическим ветром.

В полыньях задаются реальные внешние потоки соли (плавучести) обусловленные различными типами ледообразования вертикальным — статическим и внутриводным — динамическим, при котором моделируется очередное вскрытие под действием ветра квазистационарной полыньи (прибрежной, запирпайной или прибарьерной), при фактических параметрах атмосферного форсинга. В экспериментах воспроизводится зимняя гравитационная конвекция осолонения как локальный интенсивный процесс образования плотных вод на шельфе, которые затем в виде плотностных течений (каскадинга) распространяются по шельфу и континентальному склону, с близкой к фактической топографии дна в море Содружества в Антарктике.

Во всех численных экспериментах корректно моделируется развитие придонных плотностных течений, неустойчивый характер которых на шельфе и склоне проявляется более ярко с увеличением интенсивности формирования плотных АШВ в полыньях.

В зависимости от увеличения скорости распространения АШВ, при интенсификации их формирования в области существования полыней различного типа, выявлены три режима стока АШВ по материковому склону: не волновой — или докритический при каскадинге АШВ из под конжеляционной полыньи; вихревой и волновой или сверхкритические — при каскадинге (разной интенсивности) из под полыней с открытой водной поверхностью. Разделение на режимы подтверждается модельными оценками величин внутреннего числа Фруда Fr , которые согласуются с результатами лабораторных исследований стока плотностных течений по склону. Рассчитанные величины скорости стока V на склоне при различных режимах стока АШВ являются вполне правдоподобными, так как близки к оценкам V , полученных на основе данных натурных наблюдений и полностью совпадают с инструментальными наблюдениями за скоростями стока плюмов плотных вод на материковом склоне.

При всех режимах стока АШВ отмечается универсальная структурная особенность разбиения наиболее развитых придонных плотностных течений на склоне: пространственные масштабы меандров, вихрей или фронтальных волн оказались близкими по величине, что согласуются с оценками локального бароклинного радиуса деформации Россби — Rd_L для этих течений. Модельные оценки Rd_L являются репрезентативными, так как полностью совпадают с многочисленными подобными оценками Rd_L сделанными для антарктического склонового фронта (АСФ) в море Содружества на основе данных натурных измерений. Толщина плотностных течений при различных режимах стока, так же оказалась близкой. Небольшим оказался и диапазон изменчивости рассчитанных горизонтальных перепадов плотности $\Delta\rho_x$ на границе этих течений на склоне, хотя диапазон изменчивости внешних потоков плавучести в полыньях весьма велик. Модельные оценки $\Delta\rho_x$ полностью совпадают со значениями $\Delta\rho_x$ для АСФ, полученные на основе данных натурных наблюдений. Т. е. модель *Fluidity-ICOM* корректно отражает трансформацию плотностных течений в процессе распространения по шельфу и склону.

Получены модельные оценки объемного q_v и удельного q_l потоков АШВ на материковом склоне вблизи района существования квазистационарной прибрежной полыньи Дарнли в море Содружества, которые позволяют оценить возможный вклад каскадинга АШВ в образование донных вод при различных режимах стока. Они значительно (в несколько раз) превышают похожие оценки, выполненные ранее. Тем не менее, в настоящее время, эти оценки являются наиболее точными и корректными, что с одной стороны обеспечивается мелкомасштабной дискретностью вычислений, с использованием негидростатической модели *Fluidity-ICOM*, а с другой стороны — заданием наиболее репрезентативных внешних потоков соли (плавучести), учитывающих внутриводное ледообразование. Проведено исследование влияния увеличения пространственного шага вычислений X в численных экспериментах оценку q_v . Увеличение X в 4 раза приводит к недооценке q_v , ~30 %. Таким образом, наиболее точными и корректными оценками q_v на крутых материковых склонах, вероятно, могут быть только те, которые получены при постановке численных экспериментов с использованием мелкомасштабных негидростатических моделей. В крупномасштабных, и даже мезомасштабных (региональных) гидростатических моделях при значительной пространственной дискретности вычислений недооценка таких потоков может быть не приемлемой (в несколько раз). И еще больше возрастет, если не учитывать события вскрытия и существования полыней с открытой водной поверхностью, в которых происходит наиболее интенсивное формирование АШВ.

Финансирование

Представленное исследование выполнено при поддержке Российского научного фонда — грант № 22-27-00013.

Фunding

The presented study was supported by the Russian Science Foundation — grant No. 22-27-00013.

Литература

1. Foster T.D., Carmack E.C. Frontal zone mixing and Antarctic bottom water formation in the southern Weddell Sea // Deep Sea Res. 1976. Vol. 23. P. 301–317. doi:10.1016/0011-7471(76)90872-X
2. Foster T.D., Foldvik A., Middleton J.H. Mixing and bottom water formation in the shelf break region of the southern Weddell Sea // Deep Sea Res. 1987. Vol. 34, № 11. P. 1771–1794. doi:10.1016/0198-0149(87)90053-7
3. Fahrbach E., Rohardt G., Scheele N., et al. Formation and discharge of deep and bottom water in the northwestern Weddell Sea // J. Mar. Res. 1995. Vol. 53, N4 P. 515–538. doi:10.1357/0022240953213089
4. Foldvik A., Kvinge T., Torresen T. Bottom currents near the continental shelf break in the Weddell Sea. In: Oceanology of the Antarctic Continental Shelf. Antarctic Research Series. 1985. Vol. 43. P. 5–20. doi:10.1029/AR043p0021
5. Foldvik A., Gammelsrod T., Osterhus S., et al. Ice shelf water overflow and bottom water formation in the southern Weddell Sea // J. Geophys. Res. 2004. Vol. 109. C02015. doi:10.1029/2003JC002008
6. Baines P.G., Condie S.A. Observations and modelling of Antarctic downslope flows: a review. In: Ocean, ice, and atmosphere: interactions at the Antarctic continental margin. Antarctic Research Series. 1998. Vol. 75. P. 29–49. doi:10.1029/AR075p0029
7. Fuseo G., Budillon G., Sperie G. Surface heat fluxes and thermohaline variability in the Ross Sea and Terra Nova Bay polynya // Cont. Shelf Res. 2009. № 29. P. 1887–1895. doi:10.1016/j.csr.2009.07.006
8. Ohshima K.I., Fukamachi Y., Williams G.D., Nihashi S. et al. Antarctic Bottom Water production by intense sea-ice formation in the Cape Darnley polynya // Nat. Geosci. 2013. № 6(3). P. 235–240. doi:10.1038/ngeo1738
9. Snow K., Sloyan B.M., Rintoul S.R., Hogg A.M., Downes S.M. Controls on circulation, cross-shelf exchange, and dense water formation in an Antarctic polynya // Geophys. Res. Lett. 2016. № 43. P. 7089–7096. doi:10.1029/2016GL069479
10. Snow K., Hogg A.M., Sloyan B.M., Downes S.M. Sensitivity of Antarctic bottom water to changes in surface buoyancy fluxes // J. Clim. 2016. № 29. P. 313–330. doi:10.1175/JCLI-D-15-0467.1
11. Williams G.P., Herraiz-Borreguero L., Roquet F., Tamura T., et al. The suppression of Antarctic bottom water formation by melting ice shelves in Prydz Bay // Nat. Commun.. 2016. Vol. 7. P. 12577 doi:10.1038/ncomms12577
12. Ackley S.F. et al. Sea-ice production and air/ice/ocean/ biogeochemistry interactions in the Ross Sea during the PIPERS2017 autumn field campaign // Annals of Glaciology. 2020. Vol. 61(82). P. 181–195. doi:10.1017/aog.2020.31
13. De Pace L. et al. Frazil ice growth and production during katabatic wind events in the Ross Sea, Antarctica // The Cryosphere. 2020. Vol. 14. P. 3329–3347 doi:10.5194/tc-14-3329-2020
14. Головин П.Н. Условия формирования шельфовых вод и стока на разных акваториях Арктики и Антарктики // Метеорология и гидрология. 2012. № 12. С. 55–68.
15. Головин П.Н., Антипов Н.Н., Клепиков А.В. Особенности глубоководного каскадинга на антарктическом материковом склоне (на примере моря Содружества) // Метеорология и гидрология. 2018. № 12. С. 81–93.
16. Головин П.Н., Антипов Н.Н., Клепиков А.В., Молчанов М.С., Кашин С.В., Чистяков И.А. Пространственные закономерности стока плотных вод на антарктическом шельфе и материковом склоне // Метеорология и гидрология. 2022. № 11. С. 91–110.
17. Головин П.Н., Антипов Н.Н., Клепиков А.В. Механизмы вентиляции глубинных и донных вод над антарктическим материковым склоном // Метеорология и гидрология. 2019. № 6. С. 52–69.
18. Головин П.Н., Антипов Н.Н., Клепиков А.В. Сток антарктических шельфовых вод в летний период на шельфе и материковом склоне моря Содружества и их влияние на формирование донных вод Южного океана // Океанология. 2011. Т. 51, № 3. С. 393–408.
19. Головин П.Н., Антипов Н.Н., Клепиков А.В. Исследование устойчивости Антарктического склонового фронта в море Содружества // Метеорология и гидрология. 2013. № 11. С. 64–78.
20. Головин П.Н., Антипов Н.Н., Клепиков А.В. Интрузионное расслоение Антарктического склонового фронта // Океанология. 2016. Т. 56, № 4. С. 514–528. doi:10.7868/S0030157416030084
21. Martin S. Frazil ice in rivers and oceans // Ann. Rev. Fluid Mech. 1981/ № 13. P. 379–397. doi:10.1146/annurev.fl.13.010181.002115
22. Монахов Е.И. Условия формирования внутриводного льда — Дис. к. г. н. фонды ФБГУ «РФ ААНИИ». 1989. 171 с.
23. Головин П.Н. Роль квазистационарной заприпайной полыньи в формировании плотных шельфовых вод в зимний период и их последующем склоновом каскадинге (на примере моря Лаптевых) // Метеорология и гидрология. 2008. № 11. С. 57–75.

24. *Ohshima K.I.* Direct observations of coastal polynyas and glacier-ocean interaction in the East Antarctica // presentation from the OASIS Workshop. 2017. Bremerhaven. Germany. 14–17th June. URL: https://soos.aq/images/soos/activities/cwg/oasis/presentations2017/Wednesday/6_oasis_kay_ohshima.pdf
25. *Захаров В.Ф.* Роль заприпайной полыньи в гидрологическом и ледовом режиме моря Лаптевых // *Океанология*. 1966. Т. VI. С. 1014–1022.
26. *Martin S., and Cavalieri D.J.* Contributions of the Siberian shelf polynyas to the Arctic Ocean intermediate and deep water // *J. Geophys. Res.* 1989. Vol. 94. P. 12725–12738. doi:10.1029/JC094iC09p12725
27. *Cavalieri D.J., Martin S.* The contribution of Alaskan, Siberian, and Canadian coastal polynyas to cold halocline layer of the Arctic Ocean // *J. Geophys. Res.* 1994. Vol. 99. P. 18343–18362. doi:10.1029/94JC01169
28. *Schumacher J.D., K. Aagaard, C.H. Pease, Tripp R.B.* Effects of a shelf polynya on flow and water properties in the northern Bering Sea // *J. Geophys. Res.* 1983. Vol. 88. P. 2723–2732. doi:10.1029/JC088iC05p02723
29. *Smith S.D., R.D. Muench, Pease C.H.* Polynyas and leads: An overview of physical processes and environment // *J. Geophys. Res.* 1990. Vol. 95, № C6. P. 9461–9479. doi:10.1029/JC095IC06P09461
30. *Smith S.D., R.J. Anderson, G. et al.* An investigation of a polynya in the Canadian archipelago, 2, Structure of turbulence and sensible heat flux // *J. Geophys. Res.* 1983. Vol. 88. P. 2900–2910. doi:10.1029/JC088iC05p02900
31. *Головин П.Н., Молчанов М.С.* Мелкомасштабное моделирование динамики вод на шельфе и континентальном склоне в Антарктике // *Метеорология и гидрология*. 2023. № 6. С. 21–43. doi:10.52002/0130-2906-2023-6-21-43
32. *Piggott M.D., Gorman G.J. et al.* A new computational framework for multi-scale ocean modelling based on adapting unstructured meshes // *Int. J. Numer. Meth. Fluids*. 2008. Vol. 56. P. 1003–1015. doi:10.1002/fld.1663
33. *Chen C.T., Millero F.J.* Effect of salt content on the temperature of maximum density and static stability in Lake Ontario // *Limnology and Oceanography*. 1977. Vol. 22, № 1. P. 158–159.
34. *Галеркин Б.Г.* Стержни и пластины. Ряды в некоторых вопросах упругого равновесия // *Вестник инженеров*. 1915. № 19. С. 897–908.
35. *Hiester H.R.* The application of adaptive mesh techniques to numerical simulations of gravity current flows // Thesis or dissertation. 2011a. Imperial College London. doi:10.25560/9227
36. *Волков А.В., Ляпунов С.В.* Исследование эффективности использования численных схем высокого порядка точности для решения уравнений Навье-Стокса и Рейнольдса на неструктурированных адаптивных сетках // *Журнал вычислительной математики и математической физики*. 2006. Т. 46, № 10. С. 1894–1907.
37. *Smagorinsky J.* General circulation experiments with the primitive equations. I. The basic experiment // *Mon. Wea. Rev.* 1963. Vol. 91. P. 99–164. doi:10.1175/1520-0493(1963)091<0099:GCEWTP>2.3.CO;2
38. *Davies D.R., Wilson C.R., Kramer S.C.* Fluidity: A fully unstructured anisotropic adaptive mesh computational modelling framework for geodynamics // *Geochem. Geophys. Geosyst.* 2011. Vol. 12. Q06001. doi:10.1029/2011GC003551
39. *Piggott M.D., Farrell P.E., Wilson C.R., Gorman G.J., Pain C.C.* Anisotropic mesh adaptivity for multi-scale ocean modelling // *Philosophical Transactions of The Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*. 2009. Vol. 367 (1907). P. 4591–4611.
40. *Hiester H.R., Piggott M.D., P.A. Allison* The impact of mesh adaptivity on the gravity current front speed in a two-dimensional lock-exchange // *Ocean Modelling*. 2011b. Vol. 38. Issues 1–2. P. 1–21. doi:10.1016/j.ocemod.2011.01.003
41. *Hiester H.R., Piggott M.D., Farrell P.E., Allison P.A.* Assessment of spurious mixing in adaptive mesh simulations of the two-dimensional lock-exchange // *Ocean Modelling*. 2014. Vol. 73. P. 30–44. doi:10.1016/j.ocemod.2013.10.003
42. *Jacobs C.T., Collins G.S., Piggott M.D., Kramer S.C., Wilson C.R.G.* Multiphase flow modelling of volcanic ash particle settling in water using adaptive unstructured meshes // *Geophys. J. Int.* 2013. Vol. 192, № 2. P. 647–665. doi:10.1093/gji/ggs059
43. *Wendler G., Stearns C., Weidner G., Durgaund G., Parish T.R.* On the extraordinary katabatic winds of Adelie Land // *J. Geophys. Res.* 1997. Vol. 102. P. 4463–4474. doi:10.1029/96JD03438
44. *Parish T.R., Walker R.* A re-examination of the winds of Adelie Land, Antarctica // *Aust. Met. Mag.* 2006. Vol. 55. P. 105–117.
45. *Parish T.R.* Surface winds over the Antarctic continent: A review // *Rev. Geophys.* 1988. Vol. 26. № 1. P. 169–180. doi:10.1029/RG026i001p00169
46. *Tamura T., Ohshima K.I., Nihashi S.* Mapping of sea ice production for Antarctic coastal polynya // *Geophys. Res. Lett.* 2008. Vol. 35. L07606. doi:10.1029/2007GL032903
47. *Martin S., Kauffman P.* A field and laboratory study of wave damping by grease ice // *J. Glaciol.* 1981. № 27. P. 281–314.
48. *Pease C.H.* The size of wind-driven coastal polynyas // *J. Geophys. Res.* 1987. Vol. 92. P. 7049–7059. doi:10.1029/JC092iC07p07049
49. *Winsor P., Bjork G.* Polynya activity in the Arctic Ocean from 1958 to 1997 // *J. Geophys. Res.* 2000. Vol. 105, № C4. P. 8789–8803. doi:10.1029/1999JC900305
50. *Danielson S., Aagaard K., Weingartner T., Martin S., Winsor P., Gawarkiewicz G., Quadfasel D.* The St. Lawrence polynya and the Bering shelf circulation: New observations and a model comparison // *J. Geophys. Res.* 2006. Vol. 111, № C9. P. 1029–1057. doi:10.1029/2005JC003268

51. *Drucker R., Martin S.* Observation of ice thickness and frazil ice in the St. Lawrence Island polynya from satellite imagery, upward looking sonar, and salinity/temperature moorings // *J. Geophys. Res.* 2003. Vol. 108, № C5. P. 3149–3167. doi:10.1029/2001JC001213
52. *Головин П.Н.* Конвективный массоперенос в подледном слое зимнего разводья в Арктическом бассейне // *Океанология.* 1995. Т. 35, № 6. С. 854–863.
53. *Макитас А.П.* Тепловой баланс арктических льдов в зимний период. Л.: Гидрометеиздат, 1984. 67 с.
54. *Доронин Ю.П., Хейсин Д.Е.* Морской лед. Л.: Гидрометеиздат, 1980. 320 с.
55. *Weeks W.F., Ackley S.* The growth, structure and properties of sea ice. Hanover (N.H.): U.S. Cold Region Research and Engineering Lab. Springfield. Va. available from N.T. I. S. 1982. 130 p.
56. *Зацепин А.Г., Костяной А.Г., Семенов А.В.* Лабораторное исследование осесимметричного плотностного течения на наклонном дне во вращающейся жидкости // *Океанология.* 1996, Т. 36, № 3. С. 339–346.
57. *Зацепин А.Г., Гриценко В.А., и др.* Лабораторное и численное исследования процесса распространения плотностных течений по склону дна // *Океанология.* 2005. Т. 45, № 1. С. 5–15.
58. *Shapiro G.I., Zatsepin A.G.* Gravity current down a steeply inclined slope in rotating fluid // *Ann. Geophys.* 1997. Vol. 15. P. 366–374. doi:10.1007/s00585–997–0366-x
59. *Тернер Дж.* Эффекты плавучести в жидкости. М.: Мир, 1977. 431 с.
60. *Mensah V., Yoshihiro Nakayama Y., Fujii M., Nogi Y., Ohshima K.I.* Dense water downslope flow and AABW production in a numerical model: Sensitivity to horizontal and vertical resolution in the region off Cape Darnley polynya // *Ocean Modelling.* 2021. Vol. 165/ 101843. doi:10.1016/j.ocemod.2021.101843
61. *Вольцингер Н.Е., Андросов А.А.* Моделирование длинноволновой динамики на материковом склоне океана и регионах свала глубин // *Фундаментальная и прикладная гидрофизика.* 2020. Т. 13, № 4. С. 16–26. doi:10.7868/S2073667320040024

References

1. *Foster T.D., Carmack E.C.* Frontal zone mixing and Antarctic bottom water formation in the southern Weddell Sea. *Deep Sea Res.* 1976, 23, 301–317. doi:10.1016/0011–7471(76)90872-X
2. *Foster, T.D., Foldvik A., Middleton J.H.* Mixing and bottom water formation in the shelf break region of the southern Weddell Sea. *Deep Sea Res.* 1987, 34, 11, 1771–1794. doi:10.1016/0198-0149(87)90053-7
3. *Fahrbach E., Rohardt G., Scheele N., et al.* Formation and discharge of deep and bottom water in the northwestern Weddell Sea. *J. Mar. Res.* 1995, 53, 4, 515–538. doi:10.1357/0022240953213089
4. *Foldvik A., Kvinge T., Torresen T.* Bottom currents near the continental shelf break in the Weddell Sea. In: *Oceanology of the Antarctic Continental Shelf. Antarctic Research Series.* 1985, 43, 5–20. doi:10.1029/AR043p0021
5. *Foldvik A., Gammelsrod T., Osterhus S., et al.* Ice shelf water overflow and bottom water formation in the southern Weddell Sea. *J. Geophys. Res.* 2004, 109, C02015. doi:10.1029/2003JC002008
6. *Baines P.G., Condie S.A.* Observations and modelling of Antarctic downslope flows: a review. In: *Ocean, ice, and atmosphere: interactions at the Antarctic continental margin. Antarctic Research Series.* 1998, 75, 29–49. doi:10.1029/AR075p0029
7. *Fuseo G., Budillon G., Sperie G.* Surface heat fluxes and thermohaline variability in the Ross Sea and Terra Nova Bay polynya. *Cont. Shelf Res.* 2009, 29, 1887–1895. doi:10.1016/j.csr.2009.07.006
8. *Ohshima K.I., Fukamachi Y., Williams G.D., Nihashi S.* et al. Antarctic Bottom Water production by intense sea-ice formation in the Cape Darnley polynya. *Nat. Geosci.* 2013, 6(3), 235–240. doi:10.1038/ngeo1738
9. *Snow K., Sloyan B.M., Rintoul S.R., Hogg A.M., Downes S.M.* Controls on circulation, cross-shelf exchange, and dense water formation in an Antarctic polynya. *Geophys. Res. Lett.* 2016, 43, 7089–7096. doi:10.1002/2016GL069479
10. *Snow K., Hogg A.M., Sloyan B.M., Downes S.M.* Sensitivity of Antarctic bottom water to changes in surface buoyancy fluxes. *J. Clim.* 2016, 29, 313–330. doi:10.1175/JCLI-D-15-0467.1
11. *Williams G.P., Herraiz-Borreguero L., Roquet F., Tamura T., et al.* The suppression of Antarctic bottom water formation by melting ice shelves in Prydz Bay. *Nat. Commun.* 2016, 7, 12577. doi:10.1038/ncomms12577
12. *Ackley S.F.* et al. Sea-ice production and air/ice/ocean/ biogeochemistry interactions in the Ross Sea during the PIPERS2017 autumn field campaign. *Annals of Glaciology.* 2020, 61(82), 181–195. doi:10.1017/aog.2020.31
13. *De Pace L.* et al. Frazil ice growth and production during katabatic wind events in the Ross Sea, Antarctica. *The Cryosphere.* 2020, 14, 3329–3347. doi:10.5194/tc-14–3329-2020
14. *Golovin P.N.* Conditions of the formation and runoff of shelf waters in different water areas of the Arctic and Antarctic. *Russ. Meteorol. Hydrol.* 2012, 37, 752–761. doi:10.3103/S106837391211009X

15. Golovin P.N., Antipov N.N., Klepikov A.V. Peculiarities of Dense Water Cascading off the Deep Part of Antarctic Continental Slope (A Case Study for the Commonwealth Sea). *Russ. Meteorol. Hydrol.* 2018, 43, 852–861. doi:10.3103/S1068373918120063
16. Golovin P.N., Antipov N.N., Klepikov A.V. et al. Spatial Patterns of Dense Water Runoff on the Antarctic Shelf and Continental Slope. *Russ. Meteorol. Hydrol.* 2022, 47, 882–895. doi:10.3103/S1068373922110085
17. Golovin P.N., Antipov N.N., Klepikov A.V. Mechanisms of Deep and Bottom Water Ventilation over the Antarctic Continental Slope. *Russ. Meteorol. Hydrol.* 2019, 44, 404–415. doi:10.3103/S1068373919060050
18. Golovin P.N., Antipov N.N., Klepikov A.V. Downflow of the Antarctic shelf water at the shelf and continental slope of the Commonwealth Sea in the summer season and its effect on the bottom water formation in the Southern Ocean. *Oceanology*. 2011, 51, 370–384. doi:10.1134/S000143701103009X
19. Golovin P.N., Antipov N.N., Klepikov A.V. Studying the stability of the Antarctic slope front in the Commonwealth Sea. *Russ. Meteorol. Hydrol.* 2013, 38, 766–775. doi:10.3103/S106837391311006X
20. Golovin P.N., Antipov N.N., Klepikov A.V. Intrusive layering of the Antarctic slope front. *Oceanology*. 2016, 56, 470–482. doi:10.1134/S0001437016030085
21. Martin S. Frazil ice in rivers and oceans. *Ann. Rev. Fluid Mech.* 1981, 13, 379–397.
22. Monahov E.I. The conditions of the intra-water ice formation (P.h.D. monography). *Collections RFSI AARI*, 1989.
23. Golovin P.N. The role of quasi-stationary flaw polynya in formation of dense shelf waters in the wintertime and their subsequent slope cascading (the Laptev Sea case study). *Russ. Meteorol. Hydrol.* 2008, 33, 718–731. doi:10.3103/S106837390811006X
24. Ohshima K.I. Direct observations of coastal polynyas and glacier-ocean interaction in the East Antarctica. *Presentation from the OASIIS Workshop*. 2017, Bremerhaven. Germany. 14–17th June. URL: https://soos.aq/images/soos/activities/cwg/oasiis/presentations2017/Wednesday/6_oasiis_kay_ohshima.pdf
25. Zakharov V.F. The role of the fast-ice polynya in the hydrological and ice regime of the Laptev Sea. *Oceanology*. 1966, 6, 1014–1022 (in Russian).
26. Martin S., Cavalieri D.J. Contributions of the Siberian shelf polynyas to the Arctic Ocean intermediate and deep water. *J. Geophys. Res.* 1989, 94, 12725–12738. doi:10.1029/JC094iC09p12725
27. Cavalieri D.J., Martin S. The contribution of Alaskan, Siberian, and Canadian coastal polynyas to cold halocline layer of the Arctic Ocean. *J. Geophys. Res.* 1994, 99, C9, 18343–18362. doi:10.1029/94JC01169
28. Schumacher J.D., Aagaard K., Pease C.H., Tripp R.B. Effects of a shelf polynya on flow and water properties in the northern Bering Sea. *J. Geophys. Res.* 1983, 88, 2723–2732. doi:10.1029/JC088iC05p02723
29. Smith S.D., R.D. Muench, Pease C.H. Polynyas and leads: An overview of physical processes and environment. *J. Geophys. Res.* 1990, 95, C6, 9461–9479. doi:10.1029/JC095iC06P09461
30. Smith S.D., Anderson R.J., G. et al. An investigation of a polynya in the Canadian archipelago, 2, Structure of turbulence and sensible heat flux. *J. Geophys. Res.* 1983, 88, 2900–2910. doi:10.1029/JC088iC05p02900
31. Golovin P.N., Molchanov M.S. Fine-scale modeling of water dynamics on the shelf and continental slope in the Antarctic. *Russ. Meteorol. Hydrol.* 2023, 6, 21–43. doi:10.52002/0130-2906-2023-6-21-43 (in Russian).
32. Piggott M.D., Gorman G.J. et al. A new computational framework for multi-scale ocean modelling based on adapting unstructured meshes. *Int. J. Numer. Meth. Fluids*. 2008, 56, 1003–1015. doi:10.1002/fld.1663
33. Chen C.T., Millero F.J. Effect of salt content on the temperature of maximum density and static stability in Lake Ontario. *Limnology and Oceanography*. 1977, 22, 1, 158–159.
34. Galerkin B.G. Rods and plates. Series in some questions of elastic equilibrium. *News magazine of engineers*. 1915, 19, 897–908 (in Russian).
35. Hiester H.R. The application of adaptive mesh techniques to numerical simulations of gravity current flows. *Thesis or dissertation*. 2011a. Imperial College London. doi:10.25560/9227
36. Volkov A.V., Lyapunov S.V. Investigation of the efficiency of using high-order accuracy numerical schemes for solving the Navier–Stokes and Reynolds equations on unstructured adaptive grids. *Computational Mathematics and Mathematical Physics*. 2006, 46, 10, 1808–1820. doi:10.1134/S0965542506100162
37. Smagorinsky J. General circulation experiments with the primitive equations. I. The basic experiment. *Mon. Wea. Rev.* 1963, 91, 99–164. doi:10.1175/1520-0493(1963)091<0099:GCEWTP>2.3.CO;2
38. Davies D.R., Wilson C.R., Kramer S.C. Fluidity: A fully unstructured anisotropic adaptive mesh computational modelling framework for geodynamics. *Geochem. Geophys. Geosyst.* 2011, 12, Q06001. doi:10.1029/2011GC003551
39. Piggott M.D., Farrell P.E., Wilson C.R., Gorman G.J., Pain C.C. Anisotropic mesh adaptivity for multi-scale ocean modelling. *Philosophical Transactions of The Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*. 2009, 367(1907), 4591–4611.
40. Hiester H.R., Piggott M.D., Allison P.A. The impact of mesh adaptivity on the gravity current front speed in a two-dimensional lock-exchange. *Ocean Modelling*. 2011b, 38, 1–2, 1–21. doi:10.1016/j.ocemod.2011.01.003

41. *Hiester H.R., Piggott M.D., Farrell P.E., Allison P.A.* Assessment of spurious mixing in adaptive mesh simulations of the two-dimensional lock-exchange. *Ocean Modelling*. 2014, 73, 30–44. doi:10.1016/j.ocemod.2013.10.003
42. *Jacobs C.T., Collins G.S., Piggott M.D., Kramer S.C., Wilson C.R.G.* Multiphase flow modelling of volcanic ash particle settling in water using adaptive unstructured meshes. *Geophys. J. Int.* 2013, 192, 2, 647–665. doi:10.1093/gji/ggs059
43. *Wendler G., Stearns C., Weidner G., Durgaund G., Parish T.R.* On the extraordinary katabatic winds of Adelie Land. *J. Geophys. Res.* 1997, 102, 4463–4474.
44. *Parish T.R., Walker R.* A re-examination of the winds of Adelie Land, Antarctica. *Aust. Met. Mag.* 2006, 55, 105–117.
45. *Parish T.R.* Surface winds over the Antarctic continent: A review. *Rev. Geophys.* 1988, 26, 1, 169–180. doi:10.1029/RG026i001p00169
46. *Tamura T., Ohshima K.I., Nihashi S.* Mapping of sea ice production for Antarctic coastal polynya. *Geophys. Res. Lett.* 2008, 35, L07606. doi:10.1029/2007GL032903
47. *Martin S., Kauffman P.* A field and laboratory study of wave damping by grease ice. *J. Glaciol.* 1981, 27, 281–314.
48. *Pease C.H.* The size of wind-driven coastal polynyas. *J. Geophys. Res.* 1987, 92, 7049–7059. doi:10.1029/JC092iC07p07049
49. *Winsor P., Bjork G.* Polynya activity in the Arctic Ocean from 1958 to 1997. *J. Geophys. Res.* 2000, 105, C4, 8789–8803. doi:10.1029/1999JC900305
50. *Danielson S., Aagaard K., Weingartner T., Martin S., Winsor P., Gawarkiewicz G., Quadfasel D.* The St. Lawrence polynya and the Bering shelf circulation: New observations and a model comparison. *J. Geophys. Res.* 2006, 111, C9, 1029–1057. doi:10.1029/2005JC003268
51. *Drucker R., Martin S.* Observation of ice thickness and frazil ice in the St. Lawrence Island polynya from satellite imagery, upward looking sonar, and salinity/temperature moorings. *J. Geophys. Res.* 2003, 108, C5, 3149–3167. doi:10.1029/2001JC001213
52. *Golovin P.N.* Convective Mass-transfer in the Sub-ice Layer of Winter Leads in the Arctic Basin. *Oceanology*. 1995, 35, 6, 854–863 (in Russian).
53. *Makshas A.P.* Thermal balance of Arctic ice in winter. *Leningrad, Gidrometeoizdat*, 1984. 67 p. (in Russian).
54. *Doronin Yu.P., Heisin D.E.* Sea ice. *Leningrad, Gidrometeoizdat*, 1980 (in Russian).
55. *Weeks W.F., Ackley S.* The growth, structure and properties of sea ice. Hanover (N.H.): U.S. Cold Region Research and Engineering Lab. Springfield. Va. available from N.T. I. S. 1982. 130 p.
56. *Zatsepin A.G., Kostianoy A.G., Semenov A.V.* Laboratory study of axisymmetric density flow on an inclined bottom in a rotating fluid. *Oceanology*. 1996, 36, 339–346 (in Russian).
57. *Zatsepin A.G., Grizenko V.A. et al.* Laboratory and Numerical Studies of the Propagation of Density Currents along the Bottom Slope. *Oceanology*. 2005, 45, 1, 5–15 (in Russian).
58. *Shapiro G.I., Zatsepin A.G.* Gravity current down a steeply inclined slope in rotating fluid. *Ann. Geophys.* 1997, 15, 366–374. doi:10.1007/s00585-997-0366-x
59. *Turner J.* Buoyancy Effects in Fluids (Cambridge Monographs on Mechanics). *Cambridge University Press*. doi:10.1017/CBO9780511608827
60. *Mensah V., Yoshihiro Nakayama Y., Fujii M., Nogi Y., Ohshima K.I.* Dense water downslope flow and AABW production in a numerical model: Sensitivity to horizontal and vertical resolution in the region off Cape Darnley polynya. *Ocean Modelling*. 2021, 165, 101843. doi:10.1016/j.ocemod.2021.101843
61. *Voltzinger N.E., Androsov A.A.* Modelling long-wave dynamics on the continental slope of the ocean and areas of sharp depth variation. *Fundamental and Applied Hydrophysics*. 2020, 13, 4, 16–26. doi:10.7868/S2073667320040024 (in Russian).

Об авторах

ГОЛОВИН Павел Николаевич, РИНЦ Author ID: 140551, Scopus Author ID: 6602132931, golovin@aari.ru
МОЛЧАНОВ Михаил Сергеевич, РИНЦ Author ID: 879684, Scopus Author ID: 5608261720, mms@aari.ru

УДК 551.466.7

© Б. А. Каган*, А. А. Тимофеев, 2023

Институт океанологии им. П.П. Ширшова РАН, 117997, Россия, Москва, Нахимовский проспект, 36.

*kagan.ba@spb.ocean.ru

ВЫСОКОРАЗРЕШАЮЩЕЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПОВЕРХНОСТНОГО ПОЛУСУТОЧНОГО ПРИЛИВА M_2 В ВОСТОЧНО-СИБИРСКОМ МОРЕ: ЕГО ДИНАМИКА И ЭНЕРГЕТИКА

Статья поступила в редакцию 13.12.2022, после доработки 21.04.2023, принята в печать 02.05.2023

Аннотация

В рамках высокоразрешающей версии трехмерной конечно-элементной гидростатической модели QUODDY-4 воспроизведены поля динамических характеристик (амплитуды и фазы приливных колебаний уровня и эллипсов баротропной приливной скорости), отвечающих поверхностному полусуточному приливу M_2 в безлёдном Восточно-Сибирском море. Показано, что соответствующая приливная карта моря включает 4 реальные амфидромии левого вращения, обязанные своим существованием интерференции встречных прогрессивных волн Пуанкаре в южной части моря, 1 ложную амфидромию с центром на о. Новая Сибирь и 4 мелкомасштабные амфидромии, обусловленные интерференцией встречных волн Кельвина. Из них 3 образуются в узких проливах, расположенных в окрестности о-вов Большой и Малый Ляховский и 1 — на входе в Чаунскую губу. В свою очередь, баротропная приливная скорость в области максимума в северо-западной части моря достаточно высока (достигает нескольких десятков см/с), а за пределами максимума ее поле имеет полосчатую структуру, в которой баротропная скорость не превышает 10 см/с. Приводятся поля средних (за приливный цикл) интегральных по глубине составляющих бюджета баротропной приливной энергии (плотности энергии, ее адвективного переноса, горизонтального волнового потока и скорости диссипации за счет придонного трения). Сравнение модельных значений приливных колебаний уровня с данными его мареографных измерений приводит к заключению, что оценка их соответствия может быть признана удовлетворительной, учитывая сравнительно небольшие амплитуды прилива в море в целом.

Ключевые слова: моделирование; поверхностный полусуточный прилив; приливные колебания уровня и приливные скорости; бюджет баротропной приливной энергии; Восточно-Сибирское море

© Б. А. Каган*, А. А. Тимофеев, 2023

Shirshov Institute of Oceanology, Russian Academy of Sciences, 36 Nakhimovsky Prosp., Moscow, 117997, Russia

*kagan.ba@spb.ocean.ru

HIGH-RESOLVING MODELING OF THE SURFACE SEMIDIURNAL M_2 TIDE IN THE EAST-SIBERIAN SEA

Received 13.12.2022, Revised 21.04.2023, Accepted 02.05.2023

Abstract

In the framework of a high-resolving version of the 3D finite-element hydrostatic model QUODDY-4 we have simulated the fields of dynamic characteristics (amplitudes and phases of tidal elevations and barotropic tidal velocity ellipses) corresponding to the surface semidiurnal M_2 tide in the no-ice East-Siberian Sea. It is shown that the obtained tidal chart has a complex structure, determined by 4 real amphidromes of left rotation which are induced by interference of counter-coming progressive Poincare waves in the southern part of the sea, 1 fake amphidrome with the center upon the Novaya Sibir Isl. and 4 small-scale amphidromes caused by interference of counter-coming Kelvin waves, from which 3 are formed in the narrow straits in the region of Bolshoy and Maly Lyahovsky Isls. and 1 near the entrance of the Chaunskaya Guba. Tidal amplitudes in the vicinity of the Novaya Sibir Isl. achieve 20–30 cm, whereas in the remaining part of the sea they are comparatively small and do not exceed 5–10 cm. Accordingly, the field of barotropic tidal velocities in the north-western part of the sea basically consists of high values (they are tens of cm/s), but in the other parts of the sea barotropic velocities are small (lower than 10 cm/s) and their field has a band structure. The fields of the averaged (over a tidal cycle) integrated in depth constituents of the barotropic tidal energy budget (namely, the barotropic tidal

Ссылка для цитирования: Каган Б.А., Тимофеев А.А. Высокоразабрашающее моделирование поверхностного полусуточного прилива M_2 в Восточно-Сибирском море: его динамика и энергетика // Фундаментальная и прикладная гидрофизика. 2023. Т. 16, № 2. С. 64–72. doi:10.59887/2073–6673.2023.16(2)–5

For citation: Kagan B.A., Timofeev A.A. High-Resolving Modeling of the Surface Semidiurnal M_2 Tide in the East-Siberian Sea. *Fundamental and Applied Hydrophysics*. 2023, 16, 2, 64–72. doi:10.59887/2073–6673.2023.16(2)–5

energy density, the advective transport and the horizontal wave flux per unit length of this energy and the rate of its dissipation due to the bottom friction) are presented. Also, a comparison of predicted tidal elevations with the mareographic level measurement data states that an estimate of their agreement may be considered as satisfactory taking into account that the tidal amplitudes in the sea as a whole are small.

Keywords: modeling, surface semidiurnal tide, surface tidal elevations, barotropic tidal velocities, barotropic tidal energy budget, the East-Siberian Sea

1. Введение

Еще до последнего этапа моделирования океанских приливов авторы работы [1] предприняли немалые усилия, чтобы восполнить наметившийся пробел в наших знаниях о поверхностном полусуточном приливе M_2 в Северном Ледовитом океане и, в частности, в Восточно-Сибирском море. Сведения о нем в то время были весьма ограниченными. Впоследствии их работа была продолжена в [2–4], в результате чего было установлено, что приливная карта названного моря включает от 2 до 4 амфидромий неизвестного происхождения и 1 ложную амфидромию с центром на о-вах Новая Сибирь и Котельный. Следует, однако, иметь в виду, что приведенные в [1–4] приливные карты моря, кроме представленной в [4], были получены с использованием низкораз разрешающих моделей и потому нуждаются в ревизии в рамках моделей с более высоким разрешением. Учитывая сказанное, мы поступим следующим образом: во-первых, с помощью высокораз разрешающей версии трехмерной конечно-элементной гидростатической модели QUODDY-4 воспроизведем новую приливную карту моря, отвечающую гармонике M_2 поверхностного прилива, и попытаемся выяснить, адекватна ли она в смысле адекватности сложившихся представлений о ней. С этой целью уточним количество и происхождение амфидромий, содержащихся в ней, и сравним модельные значения амплитуд и фаз приливных колебаний уровня с данными мареографных измерений. Данные спутниковой альтиметрии уровня и *in situ* измерений скоростей приливных течений не приводятся из-за того, что первые из них оказались недостаточными, а вторые, как ни странно, — фактически отсутствующими. Во-вторых, выполним анализ остающихся совершенно неизученными полей средних (за приливный цикл) интегральных по глубине составляющих бюджета баротропной приливной энергии (плотности, адвективного переноса и горизонтального волнового потока этой энергии и скорости ее диссипации из-за придонного трения). Такова была двойная цель настоящего сообщения.

2. Модель QUODDY-4 в приближении однородного моря

Давно замечено, что поверхностные приливы в стратифицированном и однородном море мало отличаются друг от друга. Это обстоятельство послужило объяснением того, что при воспроизведении поверхностных приливов стратифицированное море можно заменить однородным. Мы не будем отказываться от этой традиции и при воспроизведении поверхностного полусуточного прилива M_2 в Восточно-Сибирском море воспользуемся высокораз разрешающей версией трехмерной конечно-элементной гидростатической модели QUODDY-4 в однородном приближении. Ее подробное описание дается в [5], и потому здесь, во избежание повторений, ограничимся только перечислением модельных уравнений в приближении однородного моря и разъяснением физических предпосылок, лежащих в основе некоторых граничных условий. В приближении однородного моря модель QUODDY-4 включает так называемое двумерное обобщенное уравнение неразрывности в волновой форме для возмущений уровня свободной поверхности моря, непреобразованные уравнения движения в приближении Буссинеска для горизонтальной скорости, эволюционные уравнения для характеристик турбулентности (кинетической энергии турбулентности (КЭТ) и масштаба турбулентности), трехмерное уравнение неразрывности, служащее для определения вертикальной скорости, уравнение гидростатики и соотношение приближенного подобия для коэффициента вертикальной турбулентной вязкости. После переноса членов, характеризующих эффекты адвекции и горизонтальной турбулентной диффузии импульса, на предыдущий шаг по времени упомянутые модельные уравнения решаются как система нестационарных одномерных (по вертикали) неоднородных дифференциальных уравнений.

Граничные условия для КЭТ на свободной поверхности моря и его дне (точнее, на ближайших к ним расчетных уровнях) задаются условием Дирихле, вытекающим из приближенного равенства между продукцией и диссипацией КЭТ при аппроксимации масштаба турбулентности законом стенки, условием, связывающим КЭТ с квадратом скорости трения. При оценке горизонтальной скорости на свободной поверхности моря вертикальный турбулентный поток импульса считается равным нулю, а на ближайшем ко дну расчетном уровне параметризуется квадратичным законом сопротивления с коэффициентом сопротивления, равным 5×10^{-3} . Вертикальная скорость на свободной поверхности моря, как обычно, определяется

кинематическим соотношением. Вертикальное перемешивание описывается 2,5-уровневой схемой турбулентного замыкания [6], коэффициент горизонтальной турбулентной диффузии — формулой Смагоринского [7]. Остальные граничные условия и их параметры принимаются такими же, как в оригинальной версии модели [5].

Горизонтальное разрешение конечно-элементной сетки задается в среднем (по площади моря) равным 3,5 км. Соответственно, баротропный радиус деформации Россби, равный 219,9 км, дискретизируется посредством 63-х конечных элементов. Вводится отслеживающая топографию дна вертикальная координата с неравномерным распределением слоев по вертикали. Толща моря делится на 40 слоев переменной толщины, сгущающихся по мере приближения к свободной поверхности моря и его дну. Шаг по времени задается равным 11,2 с, необходимость выбора которого диктуется используемым способом решения модельных уравнений по вертикали (см. выше). Приливная частота полагается равной частоте гармоники M_2 поверхностного прилива, а приливные колебания уровня моря, выступающие здесь в качестве приливного форсинга, — совпадающими с полученными в высокоразрешающей арктической приливной модели [4], дополненной данными спутниковой альтиметрии.

Модельные уравнения интегрируются до выхода решения на квазипериодический режим, когда среднее (за приливный цикл и по площади моря) изменение интегральной по глубине плотности баротропной приливной энергии становится меньшим 0,2 %. Это условие выполняется по истечении 23-х приливных циклов после начального момента времени.

3. Результаты моделирования

Мы уже говорили о сложной структуре поверхностного полусуточного прилива M_2 в Восточно-Сибирском море. Судя по рис. 1, на котором представлена модельная приливная карта прилива M_2 , она определяется существованием 4 реальных амфидромий левого вращения в южной части моря, 1 ложной амфидромии с центром на о. Новая Сибирь и 4 мелкомасштабных амфидромий, 3 из которых располагаются к западу и югу от о-вов Большой и Малый Ляховский и 1 — на входе в Чаунскую губу. Четыре крупномасштабные амфидромии левого вращения своим происхождением обязаны интерференции встречных прогрессивных волн Пуанкаре в южной части моря, примыкающей к побережью материка и западному побережью о. Врангеля, мелкомасштабные — интерференции встречных волн Кельвина. Из них три образуются при интерференции названных волн Кельвина, распространяющихся вдоль узких проливов в окрестности указанных выше островов, четвертая — еще в одной узкости, вызванной существованием сравнительно узкого входа в Чаунскую губу. Отметим заметное увеличение амплитуд приливных колебаний уровня вблизи о. Новая Сибирь, достигающее здесь 20–30 см, и их небольшие значения в остальной части моря, не превышающие 5–10 см.

Та же особенность заметна также на рис. 2, на котором изображено модельное поле эллипсов баротропных приливных скоростей. Оно имеет своеобразный характер, связанный с существованием максимума скоростей в северо-западной части моря и полосчатой структуры на остальной акватории моря. Максимум скоростей содержит значения до нескольких десятков см/с, в других частях моря скорости невелики и близки к нулю. В этих областях структура насчитывает 4 полосы. Одна примыкает к северной открытой границе моря и содержит близкие к нулю скорости. К югу от нее находится зональная полоса, в которой баротропные скорости принимают умеренные значения. Дальше к югу можно видеть еще одну полосу, скорости в которой уменьшаются с увеличением расстояния на юг, и, наконец, в окрестности материка лежит четвертая полоса, в которой скорости обращаются в нуль. Особо следует выделить своего рода круговорот скорости вокруг о. Новая Сибирь и фрагменты такого круговорота вокруг о. Врангеля.

Приведем оценки средней квадратичной абсолютной векторной ошибки определения амплитуд и фаз приливных колебаний уровня. Для 10-ти пунктов мареографных измерений уровня в Восточно-Сибирском море она оказалась равной 4,1 см, т. е. всего лишь на 1,1 см большей, чем в модели [4], ассимилирующей весь имеющийся массив эмпирических данных о приливе в море, включая данные спутниковой альтиметрии. Для сравнения: та же ошибка в модели [1], которая, как и наша модель, не использует какую-либо процедуру ассимиляции данных, составляет 7,5 см. Как видно, ошибки определения приливных колебаний уровня в двух последних моделях отличаются друг от друга разительно. Предположительно, это может быть вызвано, помимо прочего, выбором разных пространственных разрешений.

Переходя к обсуждению полей энергетических характеристик (их определения приводятся в [8]), начнем с поля средней (за приливный цикл) интегральной по глубине плотности полной (кинетической + потенциальной) баротропной приливной энергии (рис. 3). Как и поле эллипсов баротропных скоростей, оно

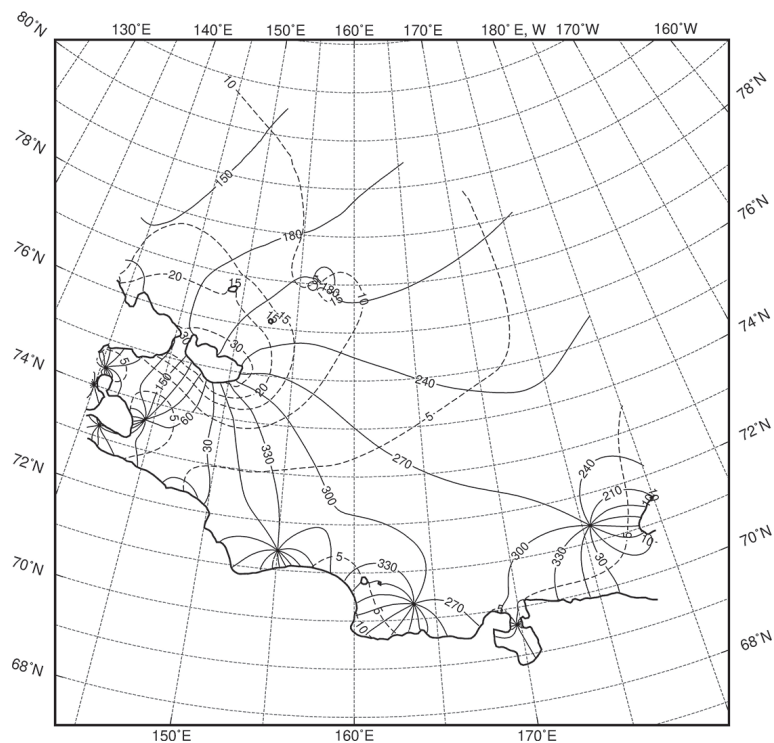


Рис. 1. Поле изоамплитуд (пунктир, см) и изофаз (сплошные линии, град.) приливных колебаний уровня, отвечающих гармонике M_2 в Восточно-Сибирском море

Fig. 1. Fields of isoamplitudes (dashed lines, cm) and isophases (solid lines, deg.) of tidal elevations for the M_2 harmonic in the East-Siberian Sea

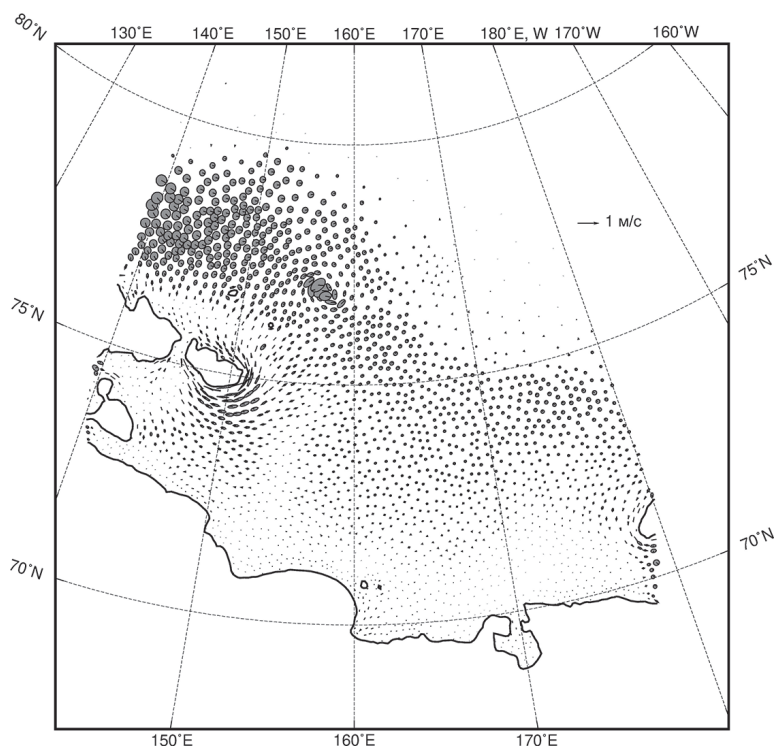


Рис. 2. Поле эллипсов баротропной приливной скорости в Восточно-Сибирском море. Штриховкой показаны эллипсы с вращением вектора скорости по часовой стрелке, без штриховки — против часовой стрелки

Fig. 2. Field of ellipses of the barotropic tidal velocities in the East-Siberian Sea. Ellipses with clockwise rotation of the velocity vector are shaded, with counterclockwise are not

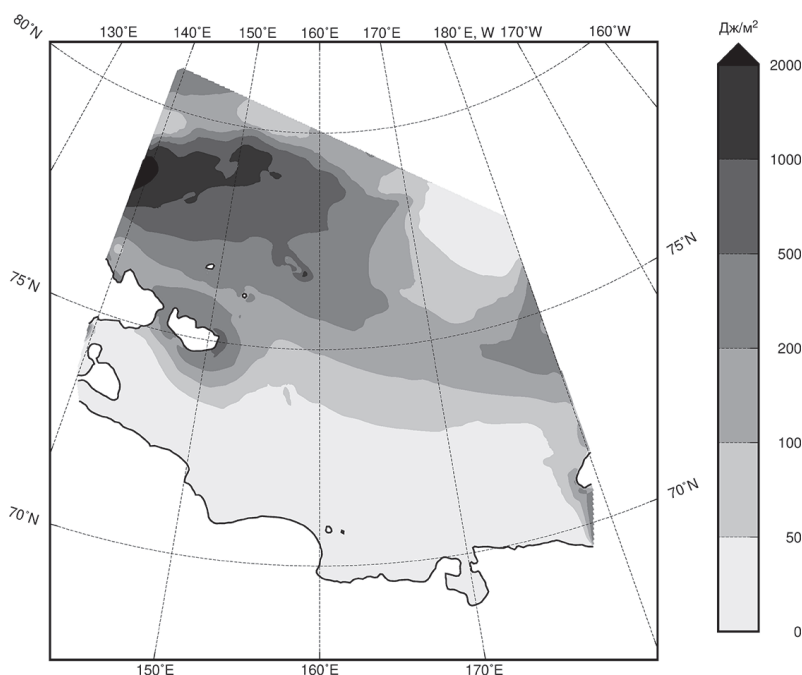


Рис. 3. Поле средней (за приливный цикл) интегральной по глубине плотности полной (кинетической + потенциальной) баротропной приливной энергии в Восточно-Сибирском море

Fig. 3. Field of the averaged (over a tidal cycle) integrated in depth total (kinetic + potential) barotropic tidal energy density in the East-Siberian Sea

обладает полосчатой структурой. В данном случае оно содержит три максимума. Один из них, более сильный, располагается в северо-западной части моря, другой — вокруг о. Новая Сибирь, третий — в окрестности центральной части восточной открытой границы моря. Подчеркнем систематическое уменьшение переменной по мере удаления от береговой линии островов, в результате чего очертания максимумов скорости вокруг о. Новая Сибирь и в окрестности восточной границы отдаленно напоминают по форме окружности. Обращает на себя внимание также заметное уменьшение переменной до 50 Дж/м^2 и меньше с приближением к береговой линии материка. Средняя (за приливный цикл и по площади моря) интегральная по глубине плотность баротропной приливной энергии составляет $102,6 \text{ Дж/м}^2$.

Согласно рис. 4, средний (за приливный цикл) интегральный по глубине адвективный перенос кинетической баротропной приливной энергии представляет собой сочетание отдельных так называемых круговоротов и разнонаправленных потоков этой энергии. Первые из них образуются вокруг о. Новая Сибирь, о-вов Большой и Малый Ляховский и о. Врангеля, а также в открытом море (к северу от м. Шелагского, Колымского побережья, Гусиной губы и в окрестности северо-западного максимума переменной). Хотелось бы отметить особо их ослабление с приближением северной открытой границы моря и береговой линии материка, а также четко выраженное ослабление разнонаправленных потоков.

Поле среднего (за приливный цикл) интегрального по глубине горизонтального волнового потока потенциальной баротропной приливной энергии (рис. 5) имеет более упорядоченную структуру, чем поле адвективного переноса (ср. рис. 4 и 5). Оба включают 3 максимума рассматриваемой переменной в северо-западной части моря, в области вокруг о. Новая Сибирь и в окрестности восточной открытой границы моря, но есть и отличие: поле первой более упорядоченно, чем второй. Это нетрудно видеть, сравнивая оба поля. Основная особенность касается организации горизонтального волнового потока, связанной с поступлением потока в море через северную и восточную открытые границы моря. Затем обе ветви потока распространяются на юго-запад, постепенно поворачивают на запад и проникают через западную открытую границу из Восточно-Сибирского моря в море Лаптевых. Обратим внимание также на несоизмеримость адвективного переноса и горизонтального волнового потока: второй из них на два порядка величины больше первого.

Поле средней (за приливный цикл) скорости диссипации баротропной приливной энергии за счет придонного трения в общем напоминает поле плотности баротропной приливной энергии в смысле существования

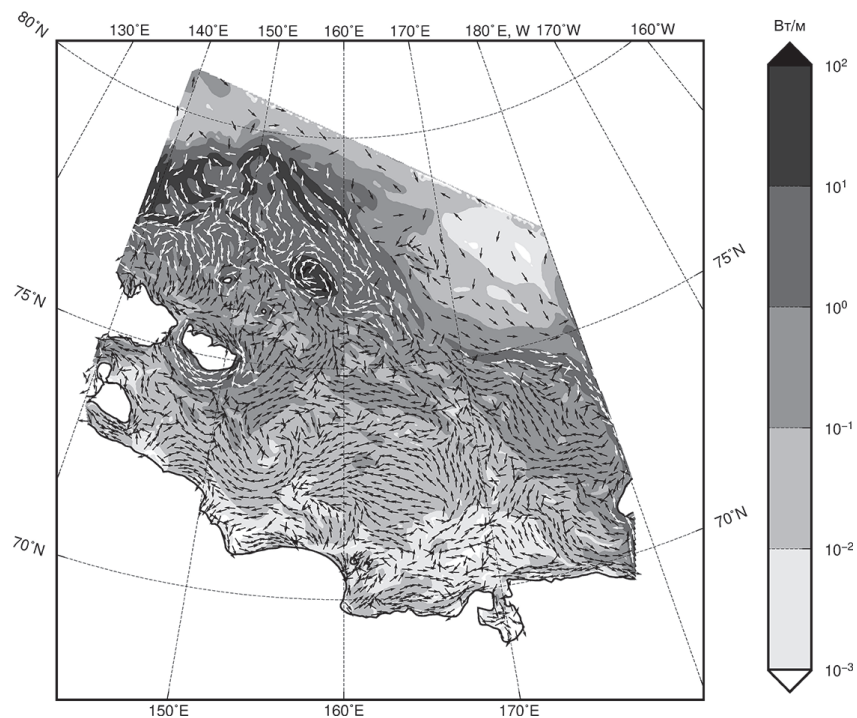


Рис. 4. Поле среднего (за приливный цикл) интегрального по глубине адвективного переноса кинетической баротропной энергии в Восточно-Сибирском море. Стрелками показаны направления переноса, оттенками серого цвета — абсолютные значения

Fig. 4. Field of the averaged (over a tidal cycle) integrated in depth advective transport of kinetic barotropic tidal energy in the East-Siberian Sea. Arrows indicate the transport direction, shades of gray — transport values

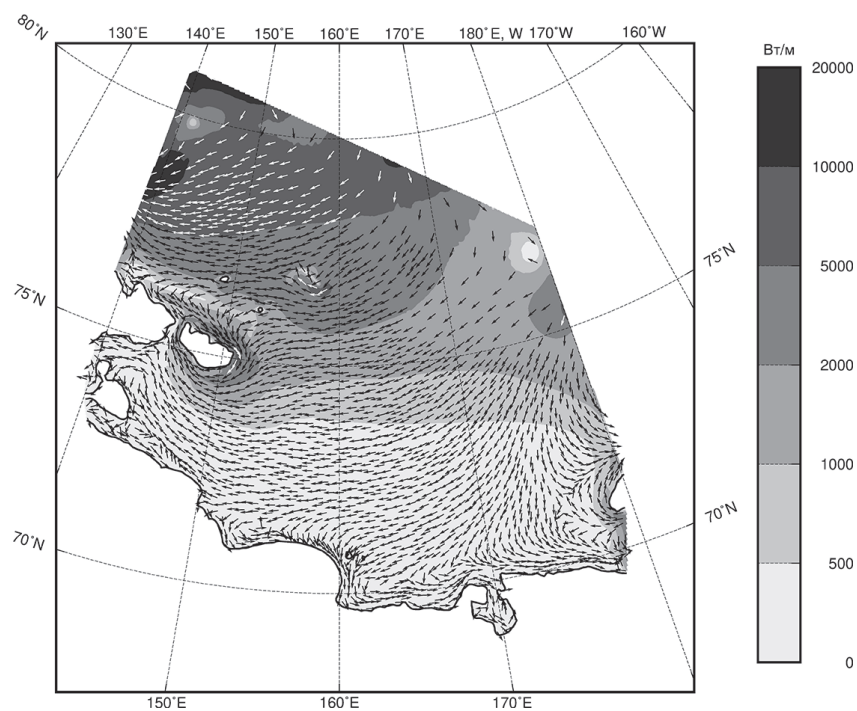


Рис. 5. Поле среднего (за приливный цикл) интегрального по глубине горизонтального волнового потока потенциальной баротропной приливной энергии в Восточно-Сибирском море. Пояснения см. на рис. 4

Fig. 5. Field of the averaged (over a tidal cycle) integrated in depth horizontal wave flux of potential barotropic tidal energy in the East-Siberian Sea. Explanations see in Fig. 4

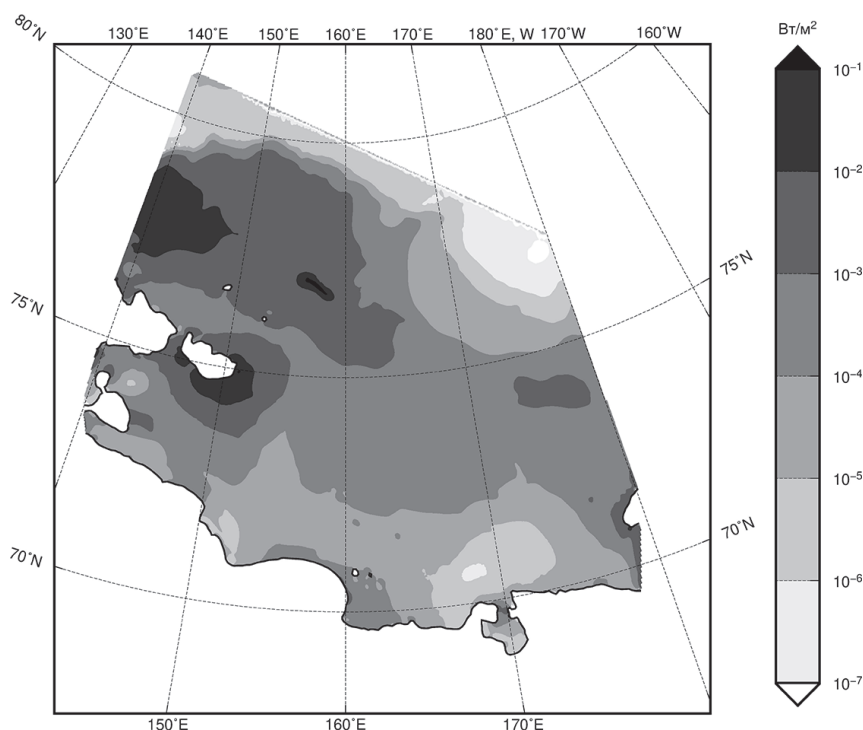


Рис. 6. Поле средней (за приливный цикл) скорости диссипации баротропной приливной энергии в Восточно-Сибирском море

Fig. 6. Field of the averaged (over a tidal cycle) dissipation rate of barotropic tidal energy in the East-Siberian Sea

3 максимумов переменных и полосчатой структуры за их пределами. В двух из них, упомянутых первыми, диссипация достигает 10^{-2} Вт/м², в третьем превышает 10^{-3} Вт/м². Примерно такое же изменение диссипации происходит в восточном направлении. В целом, полосчатая структура диссипации в открытом море проявляется достаточно отчетливо. В прибрежных районах материка диссипация равна 10^{-4} – 10^{-3} Вт/м² и меньше в основном из-за ослабления баротропных приливных скоростей. Средняя (за приливный цикл и по площади моря) скорость диссипации составляет $1,8 \times 10^{-3}$ Вт/м².

Теперь, располагая средними (в том же смысле) значениями плотности и скорости диссипации баротропной приливной энергии, можно оценить время диссипации, определяемое как отношение указанных переменных. Оно получилось равным 3 ч, т. е. примерно в 2 раза большим, чем в море Лаптевых [9]. Такое увеличение времени диссипации в Восточно-Сибирском море объясняется соответствующим уменьшением диссипации по сравнению с ее значением в море Лаптевых, вызванным ослаблением баротропных приливных скоростей в Восточно-Сибирском море.

4. Заключение

В рамках высокоразрешающей версии трехмерной конечно-элементной гидростатической модели QUODDY-4 воспроизведены поля динамических и энергетических характеристик поверхностного полусуточного прилива M_2 в безледном Восточно-Сибирском море. Показано, что модельное поле изоамплитуд и изофаз приливных колебаний уровня имеет сложную структуру, включающую 4 реальные амфидромии левого вращения в южной части моря, вызванные интерференцией встречных прогрессивных волн Пуанкаре, 1 ложную амфидромию с центром на о. Новая Сибирь и 4 мелкомасштабные амфидромии, обязанные своим происхождением интерференции встречных волн Кельвина, распространяющихся вдоль узких проливов в районе о-вов Большой и Малый Ляховский и через вход в Чаунскую губу. Установлено заметное увеличение амплитуд приливных колебаний уровня (до 30 см) в окрестности о. Новая Сибирь, усиление баротропных приливных скоростей в северо-западной части моря и вблизи северной открытой границы моря, существование так называемых круговоротов скорости вокруг о-вов Новая Сибирь и Врангеля, вырождение эллипсов баротропных приливных скоростей в точки в восточной и центральной частях моря и особенно в окрестности береговой линии материка.

Приводится средняя квадратичная абсолютная векторная ошибка определения амплитуд и фаз приливных колебаний уровня, равная 4,1 см. Она сравнивается с результатами моделей [1, 4]. В модели [1], не использующей ассимиляцию эмпирических данных о приливе, ошибка составляет 7,5 см, в модели [4], включающей ее, — 3,0 см. Отсюда и из нашей модели следует, что согласие модельных оценок с данными наблюдений улучшается (ошибка будет меньше) как при ассимиляции данных наблюдений, так и при уменьшении пространственного разрешения. Последнее задается равным $10'$ в модели [1] и 5 км в модели [4]. Какой из названных способов предпочтительнее, судить рано. Об этом можно будет говорить, когда количество таких сравнений станет больше.

Описываются найденные впервые поля средних (за приливный цикл) интегральных по глубине составляющих бюджета баротропной приливной энергии (именно, плотности баротропной приливной энергии, адвективного переноса и горизонтального волнового потока этой энергии и скорости ее диссипации за счет придонного трения).

Финансирование

Работа выполнена в рамках государственного задания (тема FMWE-2021-0014).

Funding

This work was performed within the framework of the state assignment (theme FMWE-2021-0014).

Литература

1. Kowalik Z., Proshutinsky A. Yu. The Arctic Ocean tides // The Polar Oceans and their role in shaping the global environment. *Geophys. Monogr. Ser.*, Vol. 85, Eds. O.M. Johanessen et al., AGU, Washington, D.C. 1994. P. 137–158. doi:10.1029/GM085p0137
2. Прошутинский А.Ю. Полусуточные приливы Северного Ледовитого океана по результатам моделирования // Труды ААНИИ. 1993. Вып. 429. С. 29–44.
3. Поляков И.В., Дмитриев Н.Е. Прилив M_2 в Северном Ледовитом океане. Структура баротропного прилива // Метеорология и гидрология. 1994. № 1. С. 56–68.
4. Padman L., Erofeeva S. A barotropic reverse tidal model for the Arctic Ocean // *Geophys. Res. Lett.* 2004. Vol. 31. L02303. doi:10.1029/2003GL019003
5. Ip J.T.C., Lynch D.R. QUODDY-3 User's Manual: Comprehensive coastal circulation simulation using finite elements: Nonlinear prognostic time-stepping model. Report Number NML-95-1, Thayer School of Engineering, Dartmouth College, Hanover, New Hampshire, 1995, 46 p. URL: http://www-nml.dartmouth.edu/Publications/internal_reports/NML-95-1/95-1/Q3_3.ps
6. Mellor G.L., Yamada T. Development of a turbulence closure model for geophysical fluid problems // *Rev. Geophys. Space Phys.* 1982. Vol. 20, No. 4. P. 851–875. doi:10.1029/RG020i004p00851
7. Smagorinsky J. General circulation experiments with the primitive equations // *Mon. Wea. Rev.* 1963. Vol. 91, No. 3. P. 99–164. doi:10.1175/1520-0493(1963)091<0099:GCEWTP>2.3.CO;2
8. Каган Б.А., Тимофеев А.А. Динамика и энергетика поверхностных и внутренних полусуточных приливов в Белом море // Известия РАН. Физика атмосферы и океана. 2005. Т. 41, № 4. С. 550–566.
9. Каган Б.А., Тимофеев А.А. Динамика и энергетика полусуточных приливов в море Лаптевых: результаты высококоразрешающего моделирования поверхностного прилива M_2 // Фундаментальная и прикладная гидрофизика. 2020. Т. 13, № 1. С. 15–23. doi:10.7868/S2073667320010025

References

1. Kowalik Z., Proshutinsky A. Yu. The Arctic Ocean tides. In: The Polar Oceans and their role in shaping the global environment. *Geophys. Monogr. Ser.*, Vol. 85, Eds. O.M. Johanessen et al., AGU, Washington, D.C. 1994, P. 137–158. doi:10.1029/GM085p0137. doi:10.1029/GM085p0137
2. Proshutinsky A. Yu. Semidiurnal tides in the Arctic Ocean from modeling results. *Trudy AANII*. 1993, 429, 29–44 (in Russian).
3. Polyakov I.V., Dmitriev N.E. M_2 tide in the Arctic Ocean: Structure of a barotropic tide. *Meteorologiya i Gidrologiya*. 1994, 1, 56–68 (in Russian).
4. Padman L., Erofeeva S. A barotropic reverse tidal model for the Arctic Ocean. *Geophysical Research Letters*. 2004, 31(2), L02303. doi:10.1029/2003GL019003

5. *Ip J.T.C., Lynch D.R.* QUODDY-3 User's Manual: Comprehensive coastal circulation simulation using finite elements: Nonlinear prognostic time-stepping model. Report Number NML-95-1, Thayer School of Engineering, Dartmouth College, Hanover, New Hampshire, 1995, 46 p. URL: http://www-nml.dartmouth.edu/Publications/internal_reports/NML-95-1/95-1/Q3_3.ps
6. *Mellor G.L., Yamada T.* Development of a turbulence closure model for geophysical fluid problems. *Reviews of Geophysics and Space Physics*. 1982, 20(4), 851–875. doi:10.1029/RG020i004p00851
7. *Smagorinsky J.* General circulation experiments with the primitive equations. *Mon. Wea. Rev.* 1963, 91(3), 99–164. doi:10.1175/1520-0493(1963)091<0099: GCEWTP>2.3.CO;2
8. *Kagan B.A., Timofeev A.A.* Dynamics and energetics of surface and internal semidiurnal tides in the White Sea. *Izvestiya, Atmospheric and Oceanic Physics*. 2005, 41(4), 498–512.
9. *Kagan B.A., Timofeev A.A.* Dynamics and energetics of tides in the Laptev Sea: The results of high-resolving modeling of the surface semidiurnal tide M_2 . *Fundamental and Applied Hydrophysics*. 2020, 13(1), 15–23. doi:10.7868/S2073667320010025 (in Russian)

Об авторах

КАГАН Борис Абрамович, РИНЦ Author ID: 1171, ORCID ID: 0000-0003-0637-3636,
Scopus Author ID: 7005584755, WoS ResearcherID: AAD-1931–2021, kagan.ba@spb.ocean.ru
ТИМОФЕЕВ Андрей Александрович, РИНЦ Author ID: 69284, ORCID ID: 0009-0009-3680-3220,
Scopus Author ID: 57208159130, WoS ResearcherID: AAB-4597–2021, timofeev.aa@spb.ocean.ru

УДК 556.556:551.511.6

© С. Р. Богданов, Н. И. Пальшин, Р. Э. Здорovenнов, А. В. Митрохов, П. С. Кузнецов,
Ю. С. Новикова, Г. Э. Здорovenнова*, 2023

Институт водных проблем Севера Карельского научного центра РАН, 185030, Россия, Республика Карелия,
г. Петрозаводск, пр. Александра Невского, 50.

*zdrovennova@gmail.com

ОЦЕНКА ЭФФЕКТИВНОСТИ ПЕРЕМЕШИВАНИЯ НЕБОЛЬШОГО ДИМИКТИЧЕСКОГО ОЗЕРА ПРИ ПОВЕРХНОСТНОМ ВЫХОЛАЖИВАНИИ

Статья поступила в редакцию 05.02.2023, после доработки 06.06.2023, принята в печать 26.06.2023

Аннотация

Представлены результаты изучения перемешивания водной массы небольшого лесного димиктического озера на этапе летнего нагревания. Ветровое воздействие ограничено малой площадью зеркала (80–110 на 400 м) и залесенностью берегов, поэтому летом превалирует конвективный механизм перемешивания при охлаждении поверхности озера в ночные часы. Оценка эффективности перемешивания η осуществлялась интегральным энергетическим методом, на основе вычислений потока плавучести и изменения базовой потенциальной энергии по трансформации температурного профиля. Для этой цели использовалась температурная коса с 13 высокочувствительными датчиками; измерения проводились в середине лета 2022 г. в течение 35 дней с дискретностью в одну минуту. По данным акустических профилографов рассчитана скорость диссипации энергии, что позволило произвести альтернативную оценку эффективности перемешивания. Для величины η получена оценка $\sim 0,4$, которая существенно превышает «каноническое» значение 0,17 для случая ветрового перемешивания.

Ключевые слова: небольшое димиктическое озеро, температура воды, поток плавучести, скорость диссипации энергии, доступная потенциальная энергия, эффективность перемешивания

© S. R. Bogdanov, N. I. Palshin, R. E. Zdrovennov, A. V. Mitrokhov, P. S. Kuznetsov, J. S. Novikova,
G. E. Zdrovennova, 2023

Northern Water Problems Institute of the Karelian Research Centre of RAS, 185030, Aleksander Nevsky st., 50
Petrozavodsk, Republic of Karelia, Russia

*zdrovennova@gmail.com

ESTIMATION OF MIXING EFFICIENCY OF A SMALL DIMICTIC LAKE DUE TO SURFACE COOLING

Received 05.02.2023, Revised 06.06.2023, Accepted 26.06.2023

Abstract

The paper presents the results of studying the mixing of the water mass of a small forest dimictic lake at the stage of summer heating. The wind effect is limited by the small area of the mirror (the size of the lake is 80–110 by 400 m) and the forested shores, so in summer the convective mixing mechanism prevails when the lake surface cools at night. Evaluation of the mixing efficiency η was carried out by the integral energy method, based on the calculations of energy pumping and changes in the background potential energy according to the temperature profile transformation. For this purpose, a chain with 13 highly sensitive temperature sensors was used; the measurements were carried out in the middle of summer 2022 for 35 days with a time interval of one minute. Acoustic current profiler's data were used to estimate turbulent velocity fluctuations and calculate the energy dissipation rate, which made it possible to make an alternative assessment of the mixing efficiency. The value of $\eta \sim 0,4$ was obtained, which significantly exceeds the "canonical" value of 0,17 for the case of wind mixing.

Keywords: a small dimictic lake, water temperature, buoyancy flux, energy dissipation rate, available potential energy, mixing efficiency

Ссылка для цитирования: Богданов С.Р., Пальшин Н.И., Здорovenнов Р.Э., Митрохов А.В., Кузнецов П.С., Новикова Ю.С., Здорovenнова Г.Э. Оценка эффективности перемешивания небольшого димиктического озера при поверхностном выхолаживании // Фундаментальная и прикладная гидрофизика. 2023. Т. 16, № 2. С. 73–88.

doi:10.59887/2073-6673.2023.16(2)-6

For citation: Bogdanov S.R., Palshin N.I., Zdrovennov R.E., Mitrokhov A.V., Kuznetsov P.S., Novikova J.S., Zdrovennova G.E. Estimation of Mixing Efficiency of a Small Dimictic Lake due to Surface Cooling. *Fundamental and Applied Hydrophysics*. 2023, 16, 2, 73–88. doi:10.59887/2073-6673.2023.16(2)-6

1. Введение

Интерес к изучению механизмов и эффективности перемешивания природных вод сохраняется уже в течение нескольких десятилетий. Изучение закономерностей перестройки/сглаживания температурных и плотностных профилей, эволюции термоклина, перемешивания глубинных стратифицированных слоев имеет большое значение для исследований функционирования биоты, газового режима, а также для изучения отклика режима перемешивания озер на наблюдаемые изменения климата. Также важен и фундаментальный аспект, связанный с изучением особенностей турбулентного тепло- и массообмена в температурно-стратифицированной среде.

В рамках количественного рассмотрения суть проблемы заключается в отыскании той части внешней накачки энергии, которая идет собственно на необратимое перемешивание водной толщи, в противовес вязкой диссипации. При этом под накачкой понимается такое внешнее воздействие, которое приводит к возникновению неустойчивости температурного (плотностного) профиля и последующей генерации кинетической энергии в водной толще. Возникновение турбулентности, в свою очередь, приводит к появлению локальных инверсий плотности и, в конечном счете, к сглаживанию температурных неоднородностей на молекулярном уровне. При этом с физической точки зрения следует подчеркнуть два момента. Первый — собственно перемешивание (в англоязычной литературе этот процесс называется *mixing*); выравнивание температуры (плотности) происходит за счет молекулярной теплопроводности. Такое перемешивание само по себе происходит крайне медленно. Процесс ускоряется за счет внешних воздействий, которые приводят к возникновению гравитационной неустойчивости и механическому перемещению слоев жидкости (*stirring*).

Второй аспект касается количественных оценок «энергии перемешивания». Для верхней оценки характерных удельных мощностей, описывающих собственно перемешивание, обычно используются значения 10^{-7} – 10^{-6} Вт/кг [1], которые на несколько порядков меньше, чем характерные значения, описывающие теплообмен водной толщи с атмосферой. Так, в период открытой воды, при мощности падающего коротковолнового излучения ~ 500 Вт/м² для озера глубиной 10 м удельная мощность составляет $\sim 0,05$ Вт/кг. В абсолютном выражении, таким образом, изменение энергии, связанное с перестройкой профилей температуры и плотности в процессе молекулярного перемешивания, весьма мало. В качестве иллюстрации на рис. 1 приведена последовательность идеализированных профилей плотности, соответствующих разной степени перемешивания водного столба. Изменения потенциальной энергии (в расчете на квадратный метр поверхности) при последовательных переходах из состояния I в состояния II, III и IV составляют соответственно $gH^2(\rho_1 - \rho_0)/24$, $gH^2(\rho_1 - \rho_0)/48$ и $gH^2(\rho_1 - \rho_0)/16$. Типичная для лета разность плотностей у поверхности и дна небольших бореальных озер составляет $\sim (1-3)$ кг/м³, так что «энергозатратность» указанных переходов составляет лишь единицы Дж на квадратный метр, или $\sim 10^{-3}$ Дж/кг. Столь малые изменения энергии затрудняют количественное описание процессов перемешивания и проведение адекватных оценок.

Подходы и понятийный аппарат, используемые при изучении перемешивания, можно разделять по нескольким признакам [2], например, энергетический и динамический, локальный и интегральный. В рамках динамического подхода центральное понятие, используемое для количественного описания перемешивания — коэффициент турбулентной диффузии K , связывающий поток плавучести $B = -\langle b'w' \rangle$ (где $b' = -g\rho' / \rho_0$, g — ускорение свободного падения, ρ_0 — плотность пресной воды при температуре 3,98 °C,

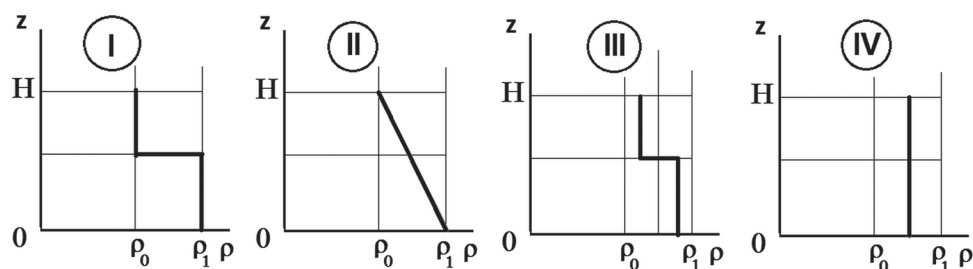


Рис. 1. Последовательность идеализированных профилей плотности, представляющих термоклин (I, III), линейную стратификацию (II) и полное перемешивание (IV)

Fig. 1. Sequence of idealized density profiles representing thermocline (I, III), linear stratification (II), and complete mixing (IV)

ρ' — отклонение плотности от равновесного профиля $\langle \rho \rangle(z)$ при возмущениях устойчивой стратификации, w' — пульсационная вертикальная скорость с градиентом температуры через представление: $B = K \partial \langle b(z) \rangle / \partial z \equiv KN^2$ (здесь $\langle b(z) \rangle = -g \langle \rho(z) \rangle / \rho_0$, N — частота Брента-Вайсяля, z — глубина) [3].

В рамках альтернативного (энергетического) подхода в качестве основных параметров используются поток плавучести B и скорость диссипации кинетической энергии турбулентности ε , при этом в качестве количественной меры эффективности перемешивания (mixing efficiency) η используется потоковое число Ричардсона $Ri_f = B/(B + \varepsilon)$ [3, 4]. Смежный энергетический параметр — коэффициент смешения $\Gamma = B/\varepsilon$ — позволяет представить величину K в более удобном для оценок виде: $K = \Gamma \varepsilon / N^2$ [5]. В случае механического перемешивания при условии стационарности процесса величина Ri_f представляет собой отношение потока плавучести к внешней накачке. При этом до недавнего времени предполагалось, что значение Ri_f универсально и составляет 0,17 [6], что соответствует значению 0,2 для коэффициента смешения Γ . В дальнейшем, однако, было показано, что эти значения Ri_f и Γ не универсальны и зависят, например, от значения модифицированного числа Рейнольдса (“buoyancy Reynolds number” [7]) $Re_b = \frac{\varepsilon}{\nu N^2}$ (ν — кинематическая вязкость).

Поток плавучести B остается одним из центральных понятий энергетического подхода, однако его использование при расчетах неудобно тем, что величина B описывает и обратимые, и необратимые взаимопревращения потенциальной и кинетической энергий. В этой связи в рамках энергетического подхода вместо B все чаще используют, по аналогии со скоростью диссипации ε кинетической энергии, удельную мощность $\varepsilon_p = k \langle (\nabla b)^2 \rangle$ (k — коэффициент молекулярной теплопроводности) диссипации потенциальной энергии [3, 8]. Соответственно, изменяется определение коэффициента смешения Γ и эффективности перемешивания, например: $\eta = \frac{\varepsilon_p}{\varepsilon_p + \varepsilon}$.

Рассмотренные выше подходы оперируют с локальными величинами. При изучении перемешивания природных вод параллельно развивались и интегральные подходы, методология которых основана на использовании интегральных энергетических параметров. Одним из таких параметров является критерий устойчивости Шмидта St (Дж/м²), представляющий собой работу, необходимую для полного перемешивания стратифицированного водного столба единичной площади [9]. Смежная безразмерная величина — Lake Number L_N — используется при изучении ветрового перемешивания [10]. В последнее время интегральные подходы получают все большее распространение. Помимо чисто технических здесь есть и физические основания: даже пространственно локализованные процессы перемешивания вызывают перестройку температурного поля во всем объеме жидкости [11, 12], включая области, удаленные от зоны смешения. Соответственно, при изучении перемешивания природных вод необходимо рассматривать перемешанные и стратифицированные слои водной толщи как единую энергетическую систему и учитывать их взаимовлияние.

В рамках этих подходов разработан понятийный аппарат, позволивший углубить представления о механизме перемешивания и создать эффективные алгоритмы его оценок. Центральными здесь являются понятия доступной E_a (Available Potential Energy, APE) и базовой E_b (Background Potential Energy, BPE) потенциальных энергий [11, 13]. При этом APE представляет ту часть потенциальной энергии, которая может быть конвертирована в энергию кинетическую. В свою очередь величина BPE представляет собой потенциальную энергию, которой бы обладал столб жидкости после «виртуального» адиабатного перераспределения его слоев к состоянию с равновесным устойчивым профилем. Как показано в цитируемых работах, приращение базовой потенциальной энергии на единицу массы в единицу времени соответствует потоку энергии ε_p и служит наиболее фундаментальной и адекватной мерой той части необратимо конвертируемой энергии, которая связана собственно с перемешиванием [2]. Важно отметить, что величина E_b может быть рассчитана непосредственно по опытным данным.

В данной работе для изучения перемешивания используется именно интегральный энергетический подход, при этом оценка эффективности перемешивания осуществляется по формуле

$$\eta = \Delta E_b / \Delta E. \quad (1)$$

Здесь $\Delta E = \Delta E_b + \Delta E_i$ — «накачка», количество энергии, поступившей в систему за некоторый промежуток времени («эпизод перемешивания» в дальнейшем), $\Delta E_i = \int \varepsilon dt$ и ΔE_b — соответствующие изменения внутренней энергии (за счет вязкой диссипации кинетической энергии E_k) и BPE.

Следует отметить, что в случае конвективного механизма перемешивания вклад в изменение E_b вносят не только собственно перемешивание, но также изменения средней температуры и плотности, обусловленные тепловым воздействием. При этом вычисление эффективности по формуле (1) осуществляется только с учетом первого из этих вкладов. В этой связи в дальнейшем обозначение E_b используется именно для той части потенциальной энергии, которая связана с неоднородностью профиля плотности. Подробнее оба вклада рассмотрены в разделе 3.2.

Существенным обстоятельством, усложняющим решение задач перемешивания природных вод, является тот факт, что на разных этапах годового термического цикла преобладают различные механизмы энергетической накачки. В период открытой воды эти механизмы в основном представлены ветро-волновым воздействием, поверхностным выхолаживанием, динамикой внутренних волн. В период ледостава наиболее эффективно водная толща перемешивается при развитии радиационно-генерированной конвекции, когда движущей силой перемешивания является неоднородное по вертикали нагревание столба воды [14]. При этом оценки эффективности перемешивания, полученные при изучении разных механизмов, существенно разнятся (иногда на порядок и более [15]). Кроме того, даже вычленение эпизодов перемешивания, в течение которых превалирует лишь какой-то один механизм, представляет собой непростую задачу.

В данной работе представлены результаты изучения перемешивания в небольшом лесном димиктическом озере на этапе летнего нагревания. Выбранное в качестве объекта исследования озеро слабо подвержено ветровому воздействию в связи с небольшой площадью поверхности (80–110 на 400 м) и залесенностью берегов. Основным механизмом перемешивания его водной толщи на этапе летнего нагревания можно считать конвективное перемешивание, развивающееся в результате потерь тепла с поверхности. Такие условия на этапе летнего нагревания чаще всего складываются в ночные часы. По результатам измерений температуры воды, солнечной радиации и течений осуществлен расчет потоков тепла через поверхность раздела вода-атмосфера, основных энергетических параметров и эффективности перемешивания.

2. Объект исследования и методы измерений

На первом этапе планирования эксперимента основное внимание было уделено выбору объекта исследования, в котором было бы возможно выявить такие эпизоды, когда поверхностное выхолаживание можно рассматривать как практически единственный (или, во всяком случае, превалирующий) механизм перемешивания. В качестве такого объекта было выбрано небольшое лесное озеро — Голубая ламба, расположенное в южной части Карелии (62°15' с. ш., 33°15' в. д.). Ламбами в Карелии традиционно называют небольшие лесные бессточные озера площадью до 0,1 км². Голубая ламба имеет вытянутую форму в плане, ее котловина длиной ~400 м и шириной 80–110 м ориентирована с юго-востока на северо-запад. Водное питание озера в основном осуществляется за счет атмосферных осадков, что определяет высокую прозрачность воды и очень низкую минерализацию ≤ 10 мг/л. При малой площади зеркала это озеро относительно глубокое (средняя и максимальная глубины 4,3 и 8 м). На этапе летнего нагревания озеро полностью не перемешивается, так как ветровое воздействие и горизонтальная адвекция тепла существенно ограничены малой длиной разгона ветра и его ослаблением у поверхности воды в результате влияния берегового склона и леса на прилегающей к озеру территории. Голубая ламба — типичный димиктический водоем с двумя периодами полного перемешивания весной после схода льда и осенью.

Измерения проводились в период с 30 июня по 3 августа 2022 г. Измерители скоростей и косы с датчиками температуры и радиации были прикреплены к плоту в центре озера. Для измерений температуры воды на глубинах 0,4, 0,9; 1,4, 1,9; 2,4, 2,9; 3,4, 3,9; 4,4, 4,9; 5,4, 5,9 и 6,4 м использовались высокочувствительные температурные датчики с логгерами RBR (Канада) с точностью 0,002 °С. По измерениям температуры рассчитывалась плотность воды по формуле Чена-Миллера [16] без учета минерализации, ввиду ее низких значений и малой изменчивости по водному столбу. Таким же датчиком на расстоянии 0,1 м над водой измеряли температуру воздуха. Потоки солнечной радиации измеряли на глубинах 0,1, 0,3, 0,7, 1,3, 2,1, 3,1 и 4,1 м с помощью датчиков фотосинтетической активной радиации (ФАР) «Alec Electronics» (Япония) с разрешением 1 мкмоль/(м² · с). Измерения скоростей течений проводились в слое 0,6–3,6 м с использованием двух акустических трехлучевых профилографов течений (Aquadopp Nortek Profiler HR, ADCP). Дискретность измерений температуры воды, потоков ФАР и скоростей течений составляла одну минуту.

3. Методы расчетов

Оценки эффективности конвективного перемешивания при поверхностном выхолаживании проводились в рамках интегрального метода на основе расчета базовых энергетических параметров — BPE и ε .

По экспериментальным данным об изменении температурного профиля при поверхностном охлаждении озера в ночные часы независимо рассчитывались скорость генерации кинетической энергии и изменение E_b . По данным ADCP была также осуществлена непосредственная альтернативная оценка ϵ . Эффективность перемешивания η и коэффициент смешения $\Gamma = \eta/(1-\eta)$ рассчитывались для выделенных «чистых» эпизодов ночного выхолаживания. При расчете всех энергетических параметров принимались во внимание специфические особенности, характерные для рассматриваемого механизма перемешивания, связанного с радиационной накачкой. Эти особенности последовательно представлены ниже.

3.1. Доступная потенциальная энергия и поток плавучести

Первая особенность заключалась в оценке энергии внешней накачки. С физической точки зрения эта накачка реализуется в виде потока доступной потенциальной энергии, обусловленного поверхностным охлаждением и, соответственно, увеличением плотности приповерхностного слоя [17]. Возникающий при этом неустойчивый профиль плотности приводит к возникновению движения и генерации кинетической энергии турбулентности (Turbulent Kinetic Energy, TKE) E_k в конвективно-перемешанном слое (КПС) толщиной $h_{\text{КПС}}$. Скорость J^{TKE} такой генерации определяется потоком плавучести B , который может быть рассчитан непосредственно, причем расчеты существенно упрощаются по сравнению со случаем подледной радиационно-генерированной конвекции, когда осуществляется неоднородный по объему прогрев водной толщи. Суть этого упрощения заключается в том, что при поверхностном выхолаживании поток плавучести изменяется в КПС практически линейно [17–19], так что его среднее значение в пределах перемешанного слоя составляет $B_s/2$, где B_s — поток плавучести на поверхности [Вт/кг]. В свою очередь, величина B_s выражается через плотность W (Вт/м²) поверхностного потока тепла: $B_s = \alpha g W / (c\rho_0)$. В результате для скорости генерации кинетической энергии, $B_s \rho_0 h_{\text{КПС}} / 2$ (Вт) во всем КПС получаем соотношение:

$$J^{TKE} = \frac{\alpha g h_{\text{КПС}}}{2c} W. \quad (2)$$

Здесь α — коэффициент теплового расширения, c — удельная теплоемкость.

Пренебрегая адвекцией, а также потерями на генерацию внутренних волн, в рамках одномерной модели величину J^{TKE} можно приравнять скорости диссипации ϵ , а при рассмотрении каждого отдельного эпизода перемешивания суммарную генерацию $\int J^{TKE} dt$ кинетической энергии за соответствующий промежуток времени можно приравнять количеству диссипированной энергии ΔE_i (строго говоря, это будет оценка сверху). Таким образом, величина ΔE_i в расчетной формуле (1) для эффективности η может быть получена непосредственным интегрированием по времени соотношения (2).

Проблема, однако, заключается в том, что величина W включает вклады от длинноволнового излучения, конвекции, теплопроводности и латентного переноса тепла (см., например, [20]). Для оценки этих вкладов необходимы дополнительные данные о внешних параметрах, включая температуру и влажность воздуха, а также скорость ветра.

Расчет потока тепла на поверхности озера осуществлялся тремя способами: по модели FLake [21], в соответствии с подходом, приведенным в [22] и на основе изменений теплозапаса столба воды на станции измерений за определенные промежутки времени. При этом коротковолновая солнечная радиация на поверхности воды рассчитывалась по измерениям ФАР. Для оценки потоков длинноволновой радиации из воды в атмосферу и из атмосферы в воду, а также чувствительного и скрытого потоков тепла через поверхность воды использовались данные метеостанции Петрозаводск [23], удаленной от Голубой ламбы на юго-восток на 70 км. Эта метеостанция наиболее близко расположена к району исследований. Была обнаружена высокая корреляция между рядами наблюдений метеопараметров на этой метеостанции и данными метеонаблюдений на берегу озера Вендюрского (расстояние до Голубой ламбы менее трех км) в разные месяцы с апреля по ноябрь 1999–2021. Сравнение рядов многолетних измерений показало высокие значения коэффициентов корреляции: для температуры воздуха 0,97, для абсолютной влажности воздуха 0,96, для общей облачности 0,74, для скорости ветра 0,5, небольшая корреляция по скорости ветра обусловлена влиянием местных особенностей рельефа на этот параметр. Расчеты потоков тепла выполнялись с временным шагом в один час. Использование данных удаленной метеостанции может приводить к погрешности оценок потоков тепла через поверхность озера, а на оценки интегрального потока тепла, рассчитанного в соответствии с изменениями теплозапаса столба воды, могут оказывать влияние внутренние волны в нижнем стратифицированном слое и адвективный перенос. Между интегральными потоками тепла, полученными на основании изменений теплозапаса в столбе воды, и рассчитанными потоками тепла по моделям Flake

и в соответствии с подходом, изложенным в [22], установлены регрессионные зависимости с коэффициентами детерминации 0,77 (регрессионный коэффициент 0,88) и 0,82 (регрессионный коэффициент 1,00) соответственно. Сравнение этих данных позволило выделить периоды, когда перестройка температурного профиля в озере в ночные часы происходила, главным образом, в результате конвективного перемешивания при охлаждении поверхности воды, а влиянием внутренних волн в придонном стратифицированном слое и адвективным переносом тепла можно было пренебречь. Такие периоды были наиболее характерны для июля 2022 г.

3.2. Базовая потенциальная энергия

Вторая особенность расчетов связана с оценками базовой потенциальной энергии E_b . Для каждого момента времени осуществлялась сортировка реального профиля плотности путем адиабатного перераспределения слоев жидкости в порядке монотонного увеличения плотности с глубиной. Соответствующий устойчивый профиль обозначим за $\rho(z, t)$. При этом потенциальная энергия E_p в момент времени t будет определяться стандартной формулой:

$$E_p(t) = g \int_0^{H(t)} \rho(z, t) z dz. \quad (3)$$

Как уже отмечалось во введении, в случае конвективного механизма перемешивания изменение величины E_p происходит не только за счет перестройки профиля плотности, но также за счет общего охлаждения/нагрева толщи жидкости. В частности, в случае поверхностного выхолаживания происходит уменьшение средней температуры столба воды, увеличение средней плотности $\bar{\rho}$ и уменьшение высоты H водного столба (уменьшение H со временем подчеркивается представлением верхнего предела интеграла в (3) в виде $H(t)$).

На первый взгляд в абсолютных единицах изменения H могут показаться незначительными. Действительно, пренебрегая потоком тепла на границе вода-дно, изменение температуры столба воды за единицу времени можно оценить непосредственно из баланса энергии: $\Delta T = W / (c\bar{\rho}H)$. Соответственно, изменение средней плотности можно представить в виде: $\Delta \bar{\rho} = \alpha \bar{\rho} \Delta T = \alpha W / (cH)$. Для озера без внешних стоков в рамках одномерной модели (пренебрегаем адвекцией) $\Delta \bar{\rho} / \bar{\rho} = -\Delta H / H$, так что скорость изменения толщины можно представить в виде $\Delta H = -\alpha W / (c\bar{\rho})$. Согласно этой оценке, при интенсивности поверхностного выхолаживания $W \sim 100$ Вт/м² уменьшение H за ночь составляет лишь 10^{-5} м, то есть, сотые доли миллиметра; при этом относительные изменения средней плотности $\bar{\rho}$ и толщины H составляют величину порядка 10^{-6} .

Изменение ΔE_{p0} потенциальной энергии за единицу времени, обусловленное общим охлаждением и уплотнением водного столба, можно оценить по формуле:

$$\Delta E_{p0} = mg \Delta H / 2 = \rho g H \Delta H / 2 = \frac{\alpha g H}{2c} W. \quad (4)$$

Таким образом, в абсолютном выражении прирост ΔE_{p0} оказывается весьма малым: соотношение (4) включает множитель $\alpha g H / c$, характерное значение которого при температуре воды ~ 20 °С составляет $\sim 10^{-6}$. С одной стороны, это означает, что работа сжатия составляет лишь миллионную часть внешнего потока энергии. В то же время сопоставление формул (2) и (4) свидетельствует о том, что изменение потенциальной энергии за счет изменения H сопоставимо с диссипированной в КПС энергией.

Таким образом, при изучении динамики E_p следует принимать во внимание изменение высоты столба воды: изменение потенциальной энергии обусловлено как собственно сглаживанием профиля плотности при перемешивании, так и расширением/сжатием жидкости в целом; при этом оба вклада сопоставимы. В свою очередь, при оценке эффективности перемешивания следует принимать во внимание только первый из этих вкладов. При этом возникает вопрос о способах разделения указанных вкладов, методах вычленения того из них, который обусловлен собственно перемешиванием.

В этой связи, возвращаясь к формуле (3), осуществим дифференцирование, учитывая зависимость верхнего предела интегрирования от времени. В результате получим следующее выражение для приращения ΔE_p :

$$dE_p(t) / g = \int_0^{H(t)} d\rho(z, t) z dz + \rho(H, t) H dH. \quad (5)$$

В свою очередь, представляя плотность в виде $\rho = \bar{\rho} + \rho'$, интегральное слагаемое можно представить в виде двух частей, связанных с изменением средней плотности и собственно процессом перемешивания (связанным с перестройкой профиля температуры и плотности, то есть, с величиной ρ'):

$$\int_0^{H(t)} d\rho(z,t) z dz = \int_0^{H(t)} d\rho'(z,t) z dz + H^2 d\bar{\rho} / 2. \quad (6)$$

С учетом (6), а также соотношения $d\bar{\rho} / \bar{\rho} = -dH / H$, окончательное выражение для приращения dE_p в линейном по малому параметру dH/H приближении принимает вид:

$$dE_p(t) = dE_b(t) + dE_{p0}(t) = g \int_0^{H(t)} d\rho'(z,t) z dz + g \bar{\rho} H dH / 2. \quad (7)$$

Формула (7) дает искомое представление потенциальной энергии в виде двух слагаемых, первое из которых связано с перестройкой профиля плотности при перемешивании, а второе обусловлено охлаждением водного столба в целом. При оценках второго — линейного по dH/H — слагаемого возникает техническая проблема: непосредственное измерение изменений H с требуемой точностью ($\sim 10^{-6}$) практически невозможно. Эта проблема решается за счет использования высокочувствительных датчиков температуры. Высокая точность измерений температуры позволяет отследить соответствующие малые изменения средней плотности (и, соответственно, высоты водного столба). Так, при температуре воды $\sim 20^\circ\text{C}$, когда $\alpha \sim 10^{-4}$, используемые датчики позволяют регистрировать изменения плотности с точностью до $d\bar{\rho} / \bar{\rho} = -\alpha dT \sim 10^{-7}$. В этой связи при проведении конкретных расчетов второе слагаемое в формуле (5) представлялось в эквивалентном виде $-gH^2 d\bar{\rho} / 2$, и его оценка осуществлялась по рассчитанным изменениям средней плотности $\bar{\rho}$.

3.3. Скорость диссипации ϵ кинетической энергии

Расчет ϵ осуществлялся по данным ADCP в рамках процедуры, подробно представленной в [24]; на основе анализа продольной корреляционной функции $D_{LL}(r)$ скоростей в двух точках, разнесенных вдоль акустического луча на расстояние r . Излучатели двух использованных ADCP были расположены весьма близко друг к другу (43 см), анализ динамики компонент средней скорости, измеренных независимо каждым из приборов, показал приемлемость допущения о горизонтальной однородности. В этой связи при оценке ϵ для каждой глубины использовались усредненные по шести лучам значения. Практически для всего интервала измерений с 30 июня по 5 июля и в ночные и в дневные часы, по корреляционным функциям выявлялся достаточно протяженный (до декады и более масштабов r) инерционный интервал с характерным Колмогоровским скейлингом («закон 2/3»: $D_{LL} = C\epsilon^2 / 3r^{2/3}$, $C \approx 2,09$ — константа Колмогорова). Это позволило непосредственно оценить величину ϵ .

4. Результаты

4.1. Температура воды, потоки солнечной радиации и скорости течений

В период измерений дневные максимумы потока ФАР на глубинах 0,1, 2,1 и 4,1 м достигали 3000, 1000 и 500 мкмоль/м², соответственно.

В дневные часы верхний слой озера прогревался с образованием слабой термической стратификации. Из-за достаточно высокой прозрачности воды значительная часть солнечной энергии расходовалась на нагревание нижележащего стратифицированного слоя воды. Так, например, 4 июля в стратифицированном слое глубже 2 м утилизировалось больше 53 % солнечной радиации, а 16–17 июля на глубинах свыше 4 м поглощалось около 22 % солнечной радиации.

С 30 июня по 3 августа 2022 г. в верхнем слое озера (до глубины 3,9 м) можно выделить три синоптических периода с повышением и понижением температуры воды; в этот же период в стратифицированном слое наблюдалось накопление тепла с почти монотонным по времени приростом температуры (рис. 2).

В результате потерь тепла в атмосферу в ночные часы температура воды верхнего слоя озера понижалась с формированием КПС (рис. 2–4). Поскольку в перемешанном слое отличие в показаниях температурных датчиков не превышало $0,5^\circ\text{C}$, то для определения нижней границы этого слоя был принят условный критерий — превышение разницы температуры между соседними датчиками более, чем на $0,5^\circ\text{C}$. Таким образом,

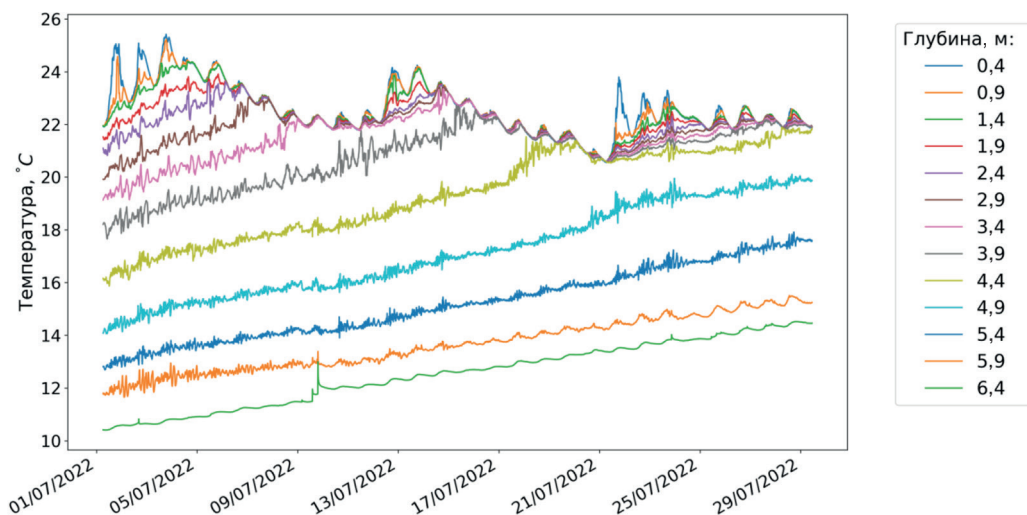


Рис. 2. Изменение температуры воды с 1 по 29 июля на разных глубинах, с шагом 0,5 м

Fig. 2. Water temperature change from 1 to 29 July at different depths, with a step of 0.5 m

глубина нижней границы КПС определялась по глубине температурного датчика, показания которого превышали показания нижележащего датчика более, чем на $0,5\text{ }^{\circ}\text{C}$. В среднем толщина КПС увеличивалась в течение периода наблюдений, но на фоне синоптических колебаний положение нижней границы этого слоя было достаточно изменчивым (рис. 3). Эволюцию КПС также наглядно иллюстрируют приведенные на рис. 4 семейства профилей температуры и плотности, рассчитанной по формуле Чена-Миллера [16].

Во всей водной толще озера постоянно наблюдались колебания температуры воды с суточным периодом (рис. 2, 3). В стратифицированном слое присутствовали также колебания температуры с периодами от нескольких минут до нескольких часов. Диапазон периодов колебаний внутренних волн в таком маленьком водоеме как Голубая ламба ограничен в высокочастотной области частотой Брента-Вяйсяля, а в низкочастотной области — главной продольной модой бароклинной сейши. В соответствии с рассчитанной частотой Брента-Вяйсяля периоды свободных колебаний в стратифицированном слое озера в июле 2022 г. должны были быть не меньше 1–2 мин. Резонансные усиления колебаний коротких внутренних волн могут

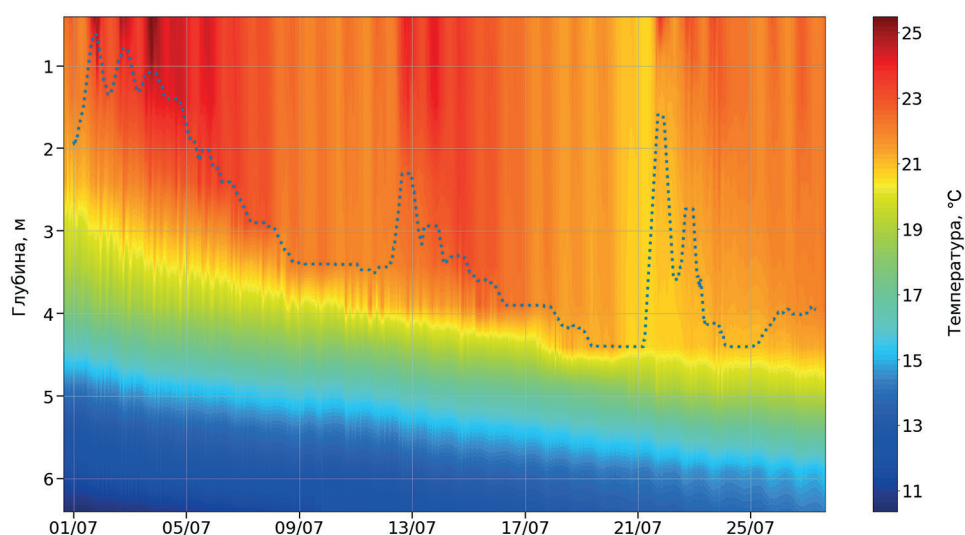


Рис. 3. Динамика температуры воды с 30 июня по 29 июля 2022 г. Пунктирная линия показывает примерное положение нижней границы перемешанного слоя

Fig. 3. Dynamics of water temperature from 30 June to 29 July 2022. The dotted line schematically represents the lower boundary of the mixed layer

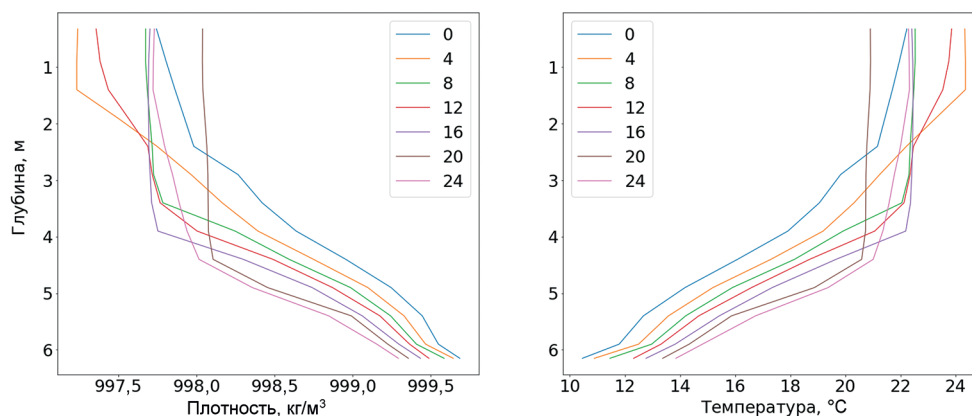


Рис. 4. Эволюция вертикальных профилей плотности (левая панель) и температуры (правая панель) с 30 июня по 24 июля 2022. Цифры в легенде соответствуют номеру дня, отсчитываемому от 30 июня; дискретность представления профилей четыре дня

Fig. 4. Evolution of vertical profiles of density (left panel) and water temperature (right panel) from 30 June to 24 July 2022. The numbers in the legend correspond to the number of the day counted from 30 June 2022; discreteness of representation of profiles four days

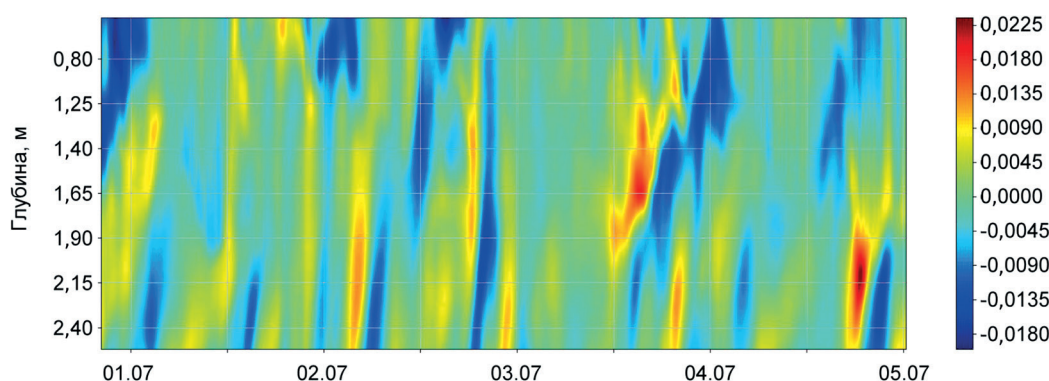


Рис. 5. Горизонтальная компонента скорости течения (м/с) в период с 1 по 5 июля 2022 г.

Fig. 5. Horizontal current velocity component (m/s) from July 1 to July 5, 2022

возбуждаться в результате колебаний главной продольной моды баротропной сейши, оценки периода которой с учетом геометрических размеров озера составили около двух минут. В стратифицированном слое под КПС также возможны колебания с большими периодами до первой продольной моды бароклинной сейши. Ее оценки при глубине КПС около 4 м и разности температуры между верхним и нижним слоем до 7–8 °C составили 80–95 мин. Полученные оценки сейш не учитывают форму строения реальной озерной котловины, т. к. выполнены для прямоугольного бассейна с постоянной глубиной и двухслойной стратификацией. Однако такие оценки позволили подобрать периоды усреднения (~60 мин) температурных данных, чтобы учесть влияние внутренних волн и уменьшить разброс при расчетах базовой потенциальной энергии.

Скорости течений в поверхностном перемешанном слое Голубой ламбы, оцененные по измерениям ADCP, достигали нескольких мм/с. В качестве примера на рис. 5 приведено изменение одной из горизонтальных компонент скорости одного из приборов в слое 0,6–2,5 м в период с 1 по 5 июля 2022 г.

4.2. Поток плавучести и базовая потенциальная энергия

Важным для оценки перемешивания при поверхностном выхолаживании является выделение периодов, когда перестройка температурного профиля в озере в ночные часы происходила, главным образом, в результате конвективного перемешивания при охлаждении поверхности воды, а влиянием внутренних волн в стратифицированном слое и адвективным переносом тепла можно было пренебречь.

Для этой цели была рассчитана средняя по столбу воды температура $\bar{T}$, и были выбраны такие ночные интервалы, когда $\bar{T}$ монотонно уменьшалась. За весь период наблюдений указанный критерий выполнялся для большинства ночных интервалов, так что практически каждую июльскую ночь можно рассматривать как автономный эпизод перемешивания, и для каждого из этих эпизодов последовательно осуществить расчет основных энергетических параметров. При этом для оценки η по формуле (1) необходимо рассчитать динамику той части E_p , которая связана с собственно перемешиванием и перестройкой температурного профиля (первое слагаемое в (7)), а также накопленного потока плавучести $\int J^{TKE} dt$ (с использованием формулы (2)).

В качестве примера на рис. 6 приведены результаты расчета удельных (на единицу массы столба) энергетических параметров для 3-дневного интервала (16–18 июля), включающего три последовательных эпизода ночного перемешивания.

Изменение потенциальной энергии представлено на графике двумя кривыми, описывающими приращение тех ее частей, которые связаны с перестройкой температурного профиля и охлаждением/нагреванием водного столба в целом. При этом приращение второй из этих частей, определяемое вторым слагаемым в соотношении (6), изменяется практически синхронно с температурой. В частности, эта часть потенциальной энергии уменьшается в ночное время, когда выхолаживание приводит к увеличению средней плотности и, соответственно, уменьшению высоты H столба. В то же время базовая потенциальная энергия E_b , которая служит индикатором перемешивания, во всех трех эпизодах ночного выхолаживания изменяется практически противофазно по отношению к средней температуре и демонстрирует ожидаемый монотонный рост. На графике представлен также накопленный поток плавучести $\int J^{TKE} dt$, позволяющий оценить диссипацию кинетической энергии для каждого эпизода перемешивания.

Для каждого эпизода перемешивания, эффективность η рассчитывалась по формуле (1) как отношение приращения BPE к величине внешней накачки за соответствующий промежуток времени. Для трех представленных на рис. 6 эпизодов величины Γ и η варьировались в пределах 0,59–0,65 и 0,37–0,39 соответственно. Результаты расчетов, проведенных для нескольких других эпизодов перемешивания, приведены в таблице. При этом следует также отметить, что для каждого из этих эпизодов коэффициент корреляции зависимостей BPE и диссипированной энергии (определяемой накопленным потоком плавучести) от времени был весьма высоким. Для наглядности на рис. 7 представлены изменения обеих этих величин, усредненных по 60-минутному интервалу, для всех рассмотренных эпизодов. Коэффициент детерминации, рассчитанный по всем шести эпизодам, представленным в таблице, составил 0,98.

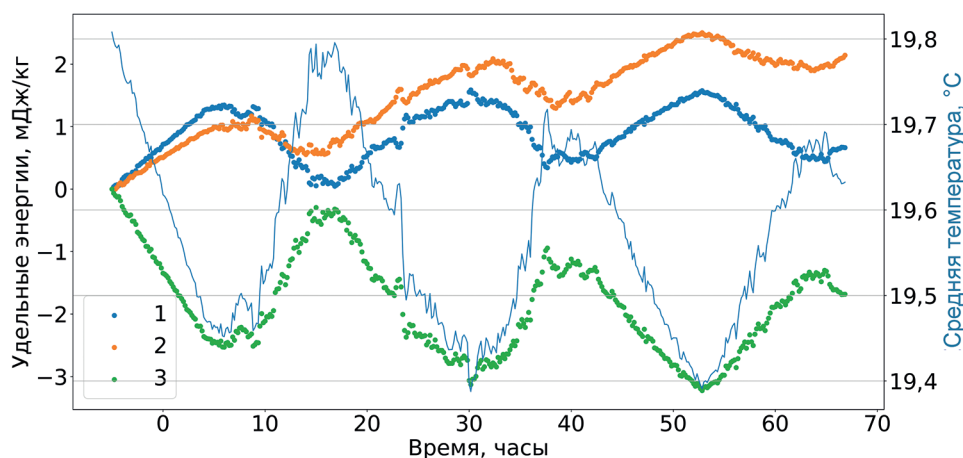


Рис. 6. Изменение средней по столбу температуры воды (тонкая синяя линия), а также динамика накопленного потока плавучести (1) и тех частей потенциальной энергии, которые связаны с перестройкой профиля плотности (2) и изменением средней по столбу температуры (3). Старт 19:00 16 июля 2022 г.

Fig. 6. Variation of the column-averaged water temperature (thin blue line), as well as the dynamics of a cumulative buoyancy flux (1) and those parts of the potential energy that are associated with the density profile rearrangement (2) and the variation of the column-average temperature (3). Start 19:00 July 16, 2022

Энергетика эпизодов перемешивания

Energetics of mixing episodes

Старт эпизода	Длительность эпизода (ч)	Поток плавучести (мДж/кг)	Прирост E_b (мДж/кг)	Γ	η
19:00 9 июля	12	0,92	0,69	0,75	0,43
19:00 16 июля	12	1,70	1,10	0,65	0,39
19:00 17 июля	12	1,30	0,85	0,65	0,39
19:00 18 июля	12	1,70	1,00	0,59	0,37
19:00 27 июля	12	1,10	0,80	0,73	0,42
19:00 28 июля	12	1,20	0,90	0,75	0,43
19:00 29 июля	12	1,40	0,70	0,5	0,33

В целом по всем рассмотренным эпизодам получены оценки η от 0,33 до 0,43 и Γ = от 0,5 до 0,75, которые примерно в 2,5 раза превышают соответствующие «канонические» значения. При этом следует иметь в виду, что расчеты диссипации, как отмечалось в разделе 3.1, производились в формате «оценка сверху», соответственно, приведенные значения коэффициента Γ и эффективности η перемешивания следует трактовать как оценку снизу для этих величин. В этой связи полученный результат хорошо согласуется с «завышенными» оценками, которые были получены ранее при изучении конвекции, генерируемой гравитационной неустойчивостью [12, 25, 26]. Как следствие, можно сделать предварительный вывод об аномально высокой эффективности перемешивания для случая радиационной накачки по сравнению с ветровой, а также об универсальности значения η для разных типов (объемная и поверхностная) радиационной накачки. Для проверки и возможного уточнения этого вывода необходимо провести аналогичные оценки для озер других типов и осуществить статистическую обработку результатов.

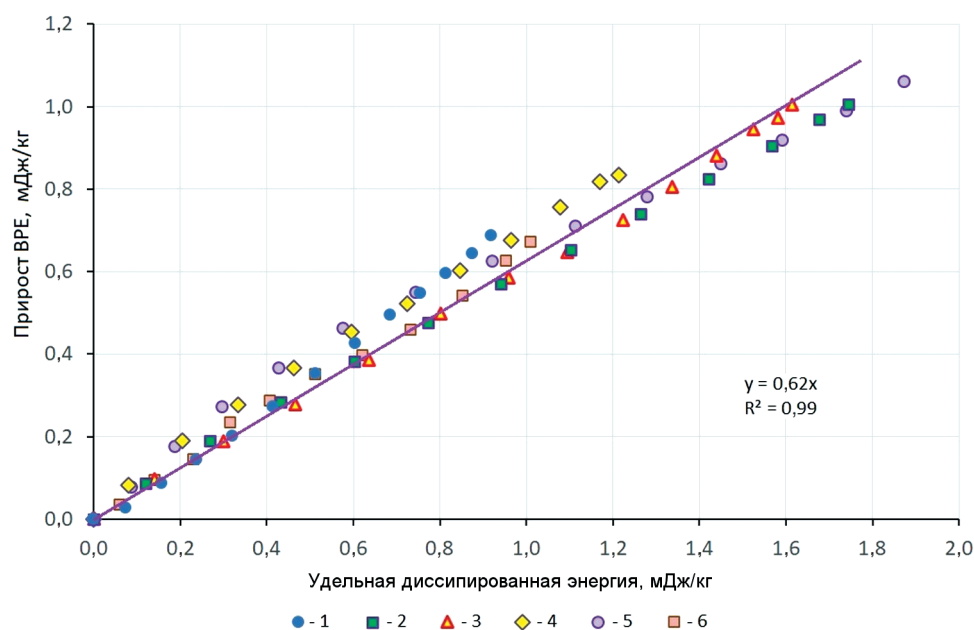


Рис. 7. Отношение удельного прироста BPE к удельной диссипированной энергии для выделенных ночных эпизодов перемешивания: 1—9—10 июля, 2—16—17 июля, 3—17—18 июля, 4—18—19 июля, 5—19—20 июля, 6—27—28 июля

Fig. 7. The ratio of the specific increase of BPE to the specific dissipated energy for the selected nighttime episodes of mixing: 1 — July 9—10, 2 — July 16—17, 3 — July 17—18, 4 — July 18—19, 5 — July 19—20, 6—27—28 July

4.3. Скорость диссипации

Для верификации полученных результатов был осуществлен расчет скорости диссипации кинетической энергии по методу структурных функций, по данным от двух ADCP в период с 30.06 по 05.07.2022. Построение функции $D_{LL}(r)$ было осуществлено для 46 точек в середине зоны сканирования, в соответствии с числом ячеек ADCP (при их общем числе 78), которые были использованы в качестве референсных при осуществлении расчетов. При толщине ячейки 25 мм указанным точкам соответствует диапазон глубин от 1,15 м до 2,20 м, при общем диапазоне сканирования ADCP 0,6–3,6 м.

В большинстве случаев в зависимости D_{LL} от r выявлялся инерционный интервал протяженностью в декаду масштабов и более, что позволило произвести непосредственный расчет динамики величины ϵ ; характерное для ночных интервалов значение ϵ составляет 10^{-8} . Следует отметить, что сам факт наличия инерционного интервала косвенно свидетельствует о наличии развитой турбулентности в перемешанном слое. Что касается количественных оценок, и, в частности, параметра Рейнольдса Re , за основу можно взять известное соотношение для конвективной скорости [27]: $w^* = (Bh_{\text{КПС}})^{1/3}$. Подставляя в эту формулу характерные значения $B \sim 2 \cdot 10^{-8}$ и $h_{\text{КПС}} \sim 3$, получаем оценку $w^* \sim 4$ мм/с, которая согласуется со значениями, полученными при обработке данных ADCP (рис. 5). При этом, принимая в качестве характерного масштаба длины толщину $h_{\text{КПС}}$ перемешанного слоя, для параметра Re получаем оценку снизу $\sim 10^4$, которая свидетельствует о турбулентном характере движения в перемешанном слое.

По рассчитанным значениям ϵ (Вт/кг) для каждого из указанных слоев была построена зависимость диссипированной энергии от времени и, соответственно, среднее по всем 46 слоям значение этой энергии (рис. 8).

Далее, в предположении, что вязкая диссипация однородно распределена в КПС, для нескольких выбранных эпизодов перемешивания (представлены затененными областями на рис. 8) была рассчитана суммарная по каждому из эпизодов диссипированная энергия (Дж), а также ее значения $Q = \int \epsilon dt$, нормированные на единицу массы всего водного столба (Дж/кг).

Для этих же эпизодов был произведен расчет изменений базовой потенциальной энергии и выполнена независимая оценка эффективности перемешивания с использованием представления $\eta = \Delta E_b / (\Delta E_b + Q)$. В период с 30 июня по 5 июля для ночных эпизодов были получены оценки η в диапазоне 0,76–0,86, значительно превышающие оценки, основанные на расчете приращений BPE и внешней накачки. Одна из причин расхождения в оценках η может заключаться в том, что в период с 30 июня по 5 июля КПС еще не был полностью сформирован, что вносит погрешности в расчеты как по первому методу, например, при вычислении скорости генерации кинетической энергии по формуле (2), так и по второму, при вычислении средней по КПС скорости диссипации ϵ . В целом, можно констатировать качественное согласие результатов, полученных альтернативными методами.

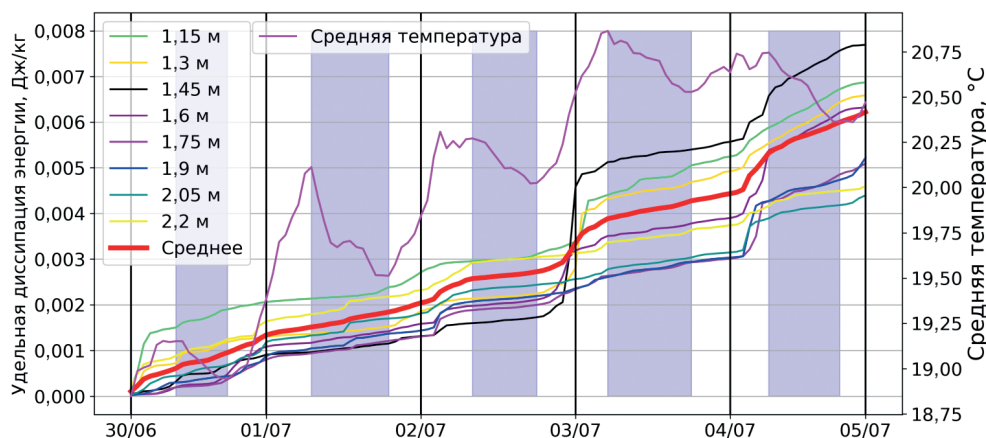


Рис. 8. Зависимость диссипированной энергии от времени для некоторых глубин. Эпизоды ночного выхолаживания отмечены затененными областями

Fig. 8. Time dependence of dissipated energy for some depths. Episodes of night cooling are marked by shaded areas

5. Обсуждение и выводы

В работе проанализированы возможности интегрального энергетического подхода при изучении перемешивания водной массы озера для случая, когда в качестве основного механизма перемешивания преобладает поверхностное охлаждение. Представлена методика расчета основных параметров, используемых при таком подходе: базовой потенциальной энергии и скорости генерации кинетической энергии.

По результатам обработки опытных данных для эффективности перемешивания получены весьма высокие ($\sim 0,4$) значения, существенно превышающие общепринятую оценку 0,17, полученную при изучении ветрового перемешивания. Ранее близкая по значению оценка η была получена в работе [26] при изучении конвекции подо льдом, возникающей за счет неоднородного прогрева водной толщи. Однако вопрос об аномальных высоких значениях η и универсальности этих значений при разных типах радиационной накачки остается открытым.

Для верификации предложенного метода планируется проведение новой серии экспериментов, в том числе на других озерах. Особое внимание при этом будет уделено тем факторам, которые, предположительно, могут существенно повлиять на оценку η . К таким факторам можно отнести вертикальную дискретность температурных датчиков и временной интервал измерений. Данные температурных кос планируется дополнить результатами многократных зондирований. Для независимой оценки внешней накачки в число непосредственно измеряемых величин следует также включить температуру и влажность воздуха, скорость ветра, и обеспечить большую точность их измерений. Актуальным остается также использование ADCP, в первую очередь — для оценки средней по водному столбу скорости диссипации ϵ . Оценки таких средних непосредственно по экспериментальным данным возможны лишь при условии, что диапазон сканирования включает всю водную толщу.

Отдельного внимания заслуживают и вопросы собственно физического характера. В частности, остается проблематичным вопрос о приемлемости одномерного приближения при расчете эффективности перемешивания. Отказаться от этого приближения при обработке большей части опытных данных, когда измерения локализованы в горизонтальной плоскости, пока что практически невозможно. Однако некоторые шаги в этом направлении могут быть предприняты, например, для уточнения расчетов потенциальной энергии по формуле (3). А именно, в некоторой степени можно учесть влияние батиметрии объекта на указанные расчеты. Для этого нужно построить гипсометрическую кривую $S(z)$ и включить ее в качестве множителя в подынтегральное выражение в формуле (3). Дополнительного рассмотрения требует также вопрос об инерции отклика системы на внешнее воздействие. В частности, запаздывание такого отклика может оказать существенное влияние на предварительный выбор и идентификацию эпизодов перемешивания.

Следует также иметь в виду, что объект, использованный в данной работе (небольшое лесное озеро, слабо подверженное ветровому перемешиванию), уникален в том отношении, что для него удалось в относительно «чистом» виде выбрать интервалы времени, когда превалировал механизм поверхностного выхолаживания. В общем же случае вопрос о вычленении эпизодов с превалированием какого-то одного механизма остается актуальным, как и алгоритмы, позволяющие оценить вклад каждого из механизмов в случаях комбинированного (например, сочетание поверхностного выхолаживания и ветрового перемешивания) внешнего воздействия.

Финансирование

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РНФ 21-17-00262 «Перемешивание в бореальных озерах: механизмы и их эффективность».

Funding

This work was supported by Russian Science Foundation grant 21-17-00262, “Mixing in Boreal Lakes: Mechanisms and its efficiency”.

Литература

1. Bouffard D., Wüest A. Convection in Lakes // Annual Review of Fluid Mechanics. 2019. Vol. 51(1). P. 189–215. doi:10.1146/annurev-fluid-010518-040506
2. Gregg M.C., D'Asaro E.A., Riley J.J., Kunze E. Mixing Efficiency in the Ocean // Annual Review of Marine Science. 2018. Vol. 10, N 1. P. 443–473.

3. Maffioli A., Brethouwer G., Lindborg E. Mixing efficiency in stratified turbulence // *Journal of Fluid Mechanics*. 2016. Vol. 794, P. R3. doi:10.1017/jfm.2016.206
4. Monismith S.G., Koseff J.R., White B.L. Mixing efficiency in the presence of stratification: when is it constant? // *Geophysical Research Letters*. 2018. Vol. 45, N 11. P. 5627–5634. doi:10.1029/2018GL077229
5. Osborn T.R. Estimates of the local rate of vertical diffusion from dissipation measurements // *Journal of Physical Oceanography*. 1980. Vol. 10, N 1. P. 83–89. doi:10.1175/1520-0485(1980)010<0083: EOTLRO>2.0.CO;2
6. Wunsch C., Ferrari R. Vertical mixing, energy, and the general circulation of the oceans // *Annual Review of Fluid Mechanics*. 2004. Vol. 36, N 1. P. 281–314. doi:10.1146/annurev.fluid.36.050802.122121
7. Gibson C.H. Fossil temperature, salinity, and vorticity turbulence in the ocean — *Marine Turbulence Proceedings of the 11th International Liege Colloquium on Ocean Hydrodynamics* // Elsevier Oceanography Series. 1980. Vol. 28. P. 221–257.
8. Salehipour H., Peltier W.R. Diapycnal diffusivity, turbulent Prandtl number and mixing efficiency in Boussinesq stratified turbulence // *Journal of Fluid Mechanics*. 2015. Vol. 775. P. 464–500. doi:10.1017/jfm.2015.305
9. Piccioni F., Casenave C., Lemaire B.J., et al. The thermal response of small and shallow lakes to climate change: new insights from 3D hindcast modelling // *Earth System Dynamics*. 2021. Vol. 12, N 2. P. 439–456. doi:10.5194/esd-12-439-2021
10. Robertson D.M., Imberger J. Lake Number, a Quantitative Indicator of Mixing Used to Estimate Changes in Dissolved Oxygen // *Internationale Revue der gesamten Hydrobiologie und Hydrographie*. 1994. Vol. 79, N 2. P. 159–176. doi:10.1002/iroh.19940790202
11. Winters K., Lombard P., Riley J., D'asaro E. Available potential energy and mixing in density-stratified fluids // *Journal of Fluid Mechanics*. 1995. Vol. 289. P. 115–128. doi:10.1017/S002211209500125X
12. Wykes M.S.D., Hughes G.O., Dalziel S.B. On the meaning of mixing efficiency for buoyancy-driven mixing in stratified turbulent flows // *Journal of Fluid Mechanics*. 2015. Vol. 781. P. 261–275. doi:10.1017/jfm.2015.462
13. Peltier W.R., Caulfield C.P. Mixing efficiency in stratified shear flows // *Annual Review of Fluid Mechanics*. 2003. Vol. 35, N 1. P. 135–167. doi:10.1146/annurev.fluid.35.101101.161144
14. Farmer D.H. Penetrative convection in the absence of mean shear // *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*. 1975. Vol. 101, N 430. P. 869–891. doi:10.1002/QJ.49710143011
15. Bluteau C.E., Jones N.L., Ivey G.N. Turbulent mixing efficiency at an energetic ocean site // *Journal of Geophysical Research: Oceans*. 2013. Vol. 118, N 9. P. 4662–4672. doi:10.1002/jgrc.20292
16. Chen C.-T. A., Millero F.J. Precise thermodynamic properties for natural waters covering only the limnological range // *Limnology and Oceanography*. 1986. Vol. 31, N 3. P. 657–662. doi:10.4319/lo.1986.31.3.0657
17. Jonas T., Terzhevik A.Y., Mironov D.V., Wüest A. Radiatively driven convection in an ice-covered lake investigated by using temperature microstructure technique // *Journal of Geophysical Research*. 2003. Vol. 108, N C6. P. 3183. doi:10.1029/2002JC001316
18. Mason P.J. Large-eddy simulation of the convective atmospheric boundary layer // *Journal of Atmospheric Sciences*. 1989. Vol. 46. P. 1492–1516. doi:10.1175/1520-0469(1989)046<1492: LESOTC>2.0.CO;2
19. Zikanov O., Slinn D., Dhanak M. Turbulent convection driven by surface cooling in shallow water // *Journal of Fluid Mechanics*. 2002. Vol. 464. P. 81–111. doi:10.1017/S0022112002001015
20. Kalinowska M.B. Effect of water–air heat transfer on the spread of thermal pollution in rivers // *Acta Geophysica*. 2019. Vol. 67, N 2. P. 597–619. doi:10.1007/s11600-019-00252-y
21. Mironov D.V., Heise E., Kourzeneva E., et al. Implementation of the lake parameterization scheme FLake into the numerical weather prediction model COSMO // *Boreal Environment Research*. 2010. Vol. 15. P. 218–230.
22. Zdorovennov R., Palshin N., Zdorovennova G., Efremova T., Terzhevik A. Interannual variability of ice and snow cover of a small shallow lake // *Estonian Journal of Earth Sciences*. 2013. Vol. 61, N 1. P. 26–32. doi:10.3176/earth.2013.03
23. Reliable prognosis. URL: <https://rp5.ru/> (accessed: 24.01.2023)
24. Volkov S., Bogdanov S., Zdorovennov R., et al. Fine scale structure of convective mixed layer in ice-covered lake // *Environmental Fluid Mechanics*. 2019. Vol. 19, N 3. P. 751–764. doi:10.1007/s10652-018-9652-2
25. Hughes G.O., Gayon B., Griffiths R.W. Available potential energy in Rayleigh–Bénard convection // *Journal of Fluid Mechanics*. 2013. Vol. 729. P. R3. doi:10.1017/jfm.2013.353
26. Ulloa H.N., Wüest A., Bouffard D. Mechanical energy budget and mixing efficiency for a radiatively heated ice-covered waterbody // *Journal of Fluid Mechanics*. 2018. Vol. 852. P. R1. doi:10.1017/jfm.2018.587
27. Deardorff J.W. Preliminary results from numerical integrations of the unstable planetary boundary layer // *Journal of the Atmospheric Sciences*. 1970. Vol. 27, P. 1209–1211. doi: [https://doi.org/10.1175/1520-0469\(1970\)027<1209: PRFNIO>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1970)027<1209: PRFNIO>2.0.CO;2)

References

1. Bouffard D., Wüest A. Convection in Lakes. *Annual Review of Fluid Mechanics*. 2019, 51(1), 189–215. doi:10.1146/annurev-fluid-010518-040506

2. Gregg M.C., D'Asaro E.A., Riley J.J., Kunze E. Mixing Efficiency in the Ocean. *Annual Review of Marine Science*. 2018, 10, 1, 443–473.
3. Maffioli A., Brethouwer G., Lindborg E. Mixing efficiency in stratified turbulence. *Journal of Fluid Mechanics*. 2016, 794, R3. doi:10.1017/jfm.2016.206
4. Monismith S.G., Koseff J.R., White B.L. Mixing efficiency in the presence of stratification: when is it constant? *Geophysical Research Letters*. 2018, 45, 11, 5627–5634. doi:10.1029/2018GL077229
5. Osborn T.R. Estimates of the local rate of vertical diffusion from dissipation measurements. *Journal of Physical Oceanography*. 1980, 10, 1, 83–89. doi:10.1175/1520-0485(1980)010<0083: EOTLRO>2.0.CO;2
6. Wunsch C., Ferrari R. Vertical mixing, energy, and the general circulation of the oceans. *Annual Review of Fluid Mechanics*. 2004, 36, 1, 281–314. doi:10.1146/annurev.fluid.36.050802.122121
7. Gibson C.H. Fossil temperature, salinity, and vorticity turbulence in the ocean — Marine Turbulence Proceedings of the 11th International Liege Colloquium on Ocean Hydrodynamics. *Elsevier Oceanography Series*. 1980, 28, 221–257.
8. Salehipour H., Peltier W.R. Diapycnal diffusivity, turbulent Prandtl number and mixing efficiency in Boussinesq stratified turbulence. *Journal of Fluid Mechanics*. 2015, 775, 464–500. doi:10.1017/jfm.2015.305
9. Piccioni F., Casenave C., Lemaire B.J., et al. The thermal response of small and shallow lakes to climate change: new insights from 3D hindcast modelling. *Earth System Dynamics*. 2021, 12, 2, 439–456. doi:10.5194/esd-12-439-2021
10. Robertson D.M., Imberger J. Lake Number, a Quantitative Indicator of Mixing Used to Estimate Changes in Dissolved Oxygen. *Internationale Revue der gesamten Hydrobiologie und Hydrographie*. 1994, 79, 2, 159–176. doi:10.1002/iroh.19940790202
11. Winters K., Lombard P., Riley J., D'asaro E. Available potential energy and mixing in density-stratified fluids. *Journal of Fluid Mechanics*. 1995, 289, 115–128. doi:10.1017/S002211209500125X
12. Wykes M.S.D., Hughes G.O., Dalziel S.B. On the meaning of mixing efficiency for buoyancy-driven mixing in stratified turbulent flows. *Journal of Fluid Mechanics*. 2015, 781, 261–275. doi:10.1017/jfm.2015.462
13. Peltier W.R., Caulfield C.P. Mixing efficiency in stratified shear flows. *Annual Review of Fluid Mechanics*. 2003, 35, 1, 135–167. doi:10.1146/annurev.fluid.35.101101.161144
14. Farmer D.H. Penetrative convection in the absence of mean shear. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*. 1975, 101, 430, 869–891. doi:10.1002/QJ.49710143011
15. Bluteau C.E., Jones N.L., Ivey G.N. Turbulent mixing efficiency at an energetic ocean site. *Journal of Geophysical Research: Oceans*. 2013, 118, 9, 4662–4672. doi:10.1002/jgrc.20292
16. Chen C.-T. A., Millero F.J. Precise thermodynamic properties for natural waters covering only the limnological range. *Limnology and Oceanography*. 1986, 31, 3, 657–662. doi:10.4319/lo.1986.31.3.0657
17. Jonas T., Terzhevik A.Y., Mironov D.V., Wüest A. Radiatively driven convection in an ice-covered lake investigated by using temperature microstructure technique. *Journal of Geophysical Research*. 2003, 108, C6, 3183. doi:10.1029 / 2002JC001316
18. Mason P.J. Large-eddy simulation of the convective atmospheric boundary layer. *Journal of Atmospheric Sciences*. 1989, 46, 1492–1516. doi:10.1175/1520-0469(1989)046<1492: LESOTC>2.0.CO;2
19. Zikanov O., Slinn D., Dhanak M. Turbulent convection driven by surface cooling in shallow water. *Journal of Fluid Mechanics*. 2002, 464, 81–111. doi:10.1017/S0022112002001015
20. Kalinowska M.B. Effect of water–air heat transfer on the spread of thermal pollution in rivers. *Acta Geophysica*. 2019, 67, 2, 597–619. doi:10.1007/s11600-019-00252-y
21. Mironov D.V., Heise E., Kourzeneva E., et al. Implementation of the lake parameterization scheme FLake into the numerical weather prediction model COSMO. *Boreal Environment Research*. 2010, 15, 218–230.
22. Zdorovenkov R., Palshin N., Zdorovenova G., Efremova T., Terzhevik A. Interannual variability of ice and snow cover of a small shallow lake. *Estonian Journal of Earth Sciences*. 2013, 61, 1, 26–32. doi:10.3176/earth.2013.03
23. Reliable prognosis. URL: <https://rp5.ru/> (accessed: 24.01.2023)
24. Volkov S., Bogdanov S., Zdorovenkov R., et al. Fine scale structure of convective mixed layer in ice-covered lake. *Environmental Fluid Mechanics*. 2019, 19, 3, 751–764. doi:10.1007/s10652-018-9652-2
25. Hughes G.O., Gayon B., Griffiths R.W. Available potential energy in Rayleigh–Bénard convection. *Journal of Fluid Mechanics*. 2013, 729, R3. doi:10.1017/jfm.2013.353
26. Ulloa H.N., Wüest A., Bouffard D. Mechanical energy budget and mixing efficiency for a radiatively heated ice-covered waterbody. *Journal of Fluid Mechanics*. 2018, 852, R1. doi:10.1017/jfm.2018.587
27. Deardorff J.W. Preliminary results from numerical integrations of the unstable planetary boundary layer. *Journal of the Atmospheric Sciences*. 1970, 27, 1209–1211. doi: [https://doi.org/10.1175/1520-0469\(1970\)027<1209: PRFNIO>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1970)027<1209: PRFNIO>2.0.CO;2)

*Богданов С.Р., Пальшин Н.И., Здоровеннов Р.Э., Митрохов А.В., Кузнецов П.С., Новикова Ю.С., Здоровеннова Г.Э.
Bogdanov S.R., Palshin N.I., Zdorovennov R.E., Mitrokhov A.V., Kuznetsov P.S., Novikova J.S., Zdorovennova G.E.*

Об авторах

БОГДАНОВ Сергей Рэмович, РИНЦ Author ID: 147395, ORCID ID: 0000-0003-4150-2712,
Scopus Author ID: 22950031500, WoS ResearcherID: Y-5047—2019, Sergey.R.Bogdanov@mail.ru

ПАЛЬШИН Николай Иннокентьевич, РИНЦ Author ID: 69931, ORCID ID: 0000-0003-1540-3788,
Scopus Author ID: 6701733667, WoS ResearcherID: L-8634—2013, npalshin@mail.ru

ЗДОРОВЕННОВ Роман Эдуардович, РИНЦ Author ID: 135760, ORCID ID: 0000-0003-1695-4872,
Scopus Author ID: 8847365600, WoS ResearcherID: L-8294—2013, romga74@gmail.com

МИТРОХОВ Андрей Васильевич, РИНЦ Author ID: 599520, Scopus Author ID: 35103038600, a.mitrokhov@list.ru

КУЗНЕЦОВ Павел Сергеевич, ORCID ID: 0009-0001-5737-1588, kuznetsov.pavel04200@gmail.com

НОВИКОВА Юлия Сергеевна, ORCID ID: 0000-0002-3330-6861, NovYuliana@gmail.com

ЗДОРОВЕННОВА Галина Эдуардовна, РИНЦ Author ID: 184542, ORCID ID: 0000-0003-2726-0104,
Scopus Author ID: 8847365700, WoS ResearcherID: L-8214—2013, zdorovennova@gmail.com

УДК 599.537:534.75:57.024

© М. П. Иванов^{1*}, А. А. Родионов^{2,3}, Л. Е. Леонова¹, Т. В. Гришина¹, Л. К. Римская-Корсакова⁴, 2023

¹Санкт-Петербургский государственный университет, 199034, Россия, Санкт-Петербург, Университетская наб., 7–9.

²Институт океанологии им. П.П. Шишова РАН, 117997, Россия, Москва, Нахимовский проспект, 36.

³Санкт-Петербургский научный центр Российской академии наук, 199034, Россия, Санкт-Петербург, Университетская наб., 5.

⁴АО Акустический институт им Н.Н. Андреева, 117449, Россия, Москва, ул. Шверника, 4.

*20mivanov@mail.ru

ПРОВОКАЦИЯ ВЕРБАЛЬНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ДЕЛЬФИНОВ ПО ГИДРОАКУСТИЧЕСКОМУ КАНАЛУ НА ОСНОВЕ КОГНИТИВНОЙ ЭМПАТИИ

Статья поступила в редакцию 28.02.2023, после доработки 09.04.2023, принята в печать 17.05.2023

Аннотация

Провокация гидроакустического коммуникационного взаимодействия дельфинов *Tursiops truncatus* на основе когнитивной эмпатии показала, что они в процессе «диалога» используют пакеты ультракоротких импульсов. Длительность пакетов варьирует от 40 до 3000 мс с модуляцией интервала между ультракороткими импульсами от ~1 до ~120 мс и паузами между пакетами. Рисунок модуляции интервалов структурирован с использованием различных законов модуляции. Сигналы коммуникации получены в эксперименте при участии трех животных, знающих основную задачу — последовательное акустическое дифференцирование двух предметных стимулов. Стимулом гидроакустического взаимодействия служит разрешение неопределенности при обучении респондента обратной задаче дифференцирования. Это порождает у наблюдателей эмоциональную эмпатию и провоцирует вокализацию между особями. Проведен подробный анализ двигательных поведенческих и акустических актов. Рассмотрены достоинства и недостатки представленной методики запуска процесса когнитивной эмпатии, которая и приводит к провокации гидроакустического взаимодействия между особями. В рассматриваемой методике эхолокационные и коммуникационные сигналы разнесены во времени и пространстве, что позволяет их однозначно идентифицировать.

Ключевые слова: вербальная коммуникация дельфинов, пакеты импульсов, модуляция интервала в пакетах коммуникационных сигналов

© М. П. Иванов^{1*}, А. А. Родионов^{2,3}, Л. Е. Леонова¹, Т. В. Гришина¹, Л. К. Римская-Корсакова⁴, 2023

¹St. Petersburg State University, 7–9 Universitetskaya Emb., St. Petersburg, 199034, Russia

²Shirshov Institute of Oceanology, Russian Academy of Sciences, 36 Nakhimovsky Prosp., Moscow, 117997, Russia

³St. Petersburg Research Center of the Russian Academy of Sciences, 5 Universitetskaya Nab., St. Petersburg, 199034, Russia

⁴JSC Acoustic Institute named after N.N. Andreev, 4 Shvernika Str., Moscow, 117449, Russia

*20mivanov@mail.ru

PROVOCATION OF VERBAL INTERACTION OF DOLPHINS VIA A HYDRO-ACOUSTIC CHANNEL ON THE BASIS OF COGNITIVE EMPATHY

Received 28.02.2023, Revised 09.04.2023, Accepted 17.05.2023

Abstract

The provocation of the hydroacoustic communication interaction of *Tursiops truncatus* dolphins based on cognitive empathy showed that they use packets of ultrashort pulses (USPs) in the process of “dialogue”. The duration of bursts varies from 40 ms to 3000 ms with modulation of the interval between USPs from ~1 to ~120 ms and pauses between bursts. The interval modulation pattern is structured using various modulation laws. The communication signals were obtained in an experiment with the

Ссылка для цитирования: Иванов М.П., Родионов А.А., Леонова Л.Е., Гришина Т.В., Римская-Корсакова Л.К. Провокация вербального взаимодействия дельфинов по гидроакустическому каналу на основе когнитивной эмпатии // Фундаментальная и прикладная гидрофизика. 2023. Т. 16, № 2. С. 89–110. doi:10.59887/2073-6673.2023.16(2)-7

For citation: Ivanov M.P., Rodionov A.A., Leonova L.E., Grishina T.V., Rimskaia-Korsakova L.K. Provocation of Verbal Interaction of Dolphins via a Hydro-Acoustic Channel on the Basis of Cognitive Empathy. *Fundamental and Applied Hydrophysics*. 2023, 16, 2, 89–110. doi:10.59887/2073-6673.2023.16(2)-7

participation of three animals, who knew the main task of sequential acoustic differentiation of two objective stimuli. The impetus for hydroacoustic interaction is the resolution of uncertainty when teaching the respondent the inverse differentiation problem. This generates emotional empathy in observers and provokes vocalization between individuals. The advantages and disadvantages of methodological methods of provoking hydroacoustic interaction are considered in detail, starting the process of cognitive empathy. In the method under consideration, echolocation and communication signals are spaced apart in time and space, which allows them to be uniquely identified.

Keywords: dolphin verbal communication, bursts of impulses, interval modulation in packets of communication signals

1. Введение

Начало исследований акустики дельфинов было положено в 1961 году [1], однако вплоть до настоящего времени основные вопросы по коммуникационному взаимодействию так и остались нерешенными. Несмотря на очевидную вокализацию животных, которые используют гидроакустический канал как основной канал для получения информации о среде обитания, для поиска пищи, ориентации и связи между особями [2], до сих пор нет однозначной интерпретации коммуникационных сигналов и соответствующих им собственных поведенческих актов или реакций партнеров. Наиболее парадоксальным является факт отсутствия универсальных сигналов опасности или тревоги. Данным классом сигналов пользуются практически все млекопитающие, но он не обнаружен у дельфинов.

Изучение сигналов эхолокации позволило однозначно выделить класс сигналов, связанных с поиском подводных объектов на различных дистанциях [3, 4]. Прямые эксперименты по исследованию эхолокации показали, что дельфины меняют последовательность импульсов в зависимости от акустических условий среды [5]. Акустическая последовательность импульсов, как правило, состоит из одиночных импульсов, интервал между которыми связан с дальностью до объекта поиска, или кодированной временной последовательности в пакетах ультракоротких импульсов (УКИ), период следования которых также связан с дальностью до объекта поиска [6, 7]. Длительность пакетов и количество импульсов в пакетах зависит от акустических условий среды [8]: чем дальше цель или сложнее помеховая обстановка, тем длиннее пакеты импульсов. В этих экспериментах показана возможность дельфинов обнаруживать объекты на расстояниях до 650 м.

В экспериментальной работе [9] достоверно показана возможность животного обнаруживать объекты на расстоянии до 850 м. В данных опытах расстояние между животным и фантомным эхо минимально, что позволяет считать, что среда изотропная, а полученные результаты свидетельствуют о потенциальных возможностях эхолокационной системы дельфина при решении задачи обнаружения, т. е. экспериментально получена характеристика энергетической дальности сонара дельфина *Tursiops truncatus*.

Таким образом, зарегистрирован и исследован класс сигналов, однозначно связанных с процессом поиска и распознавания подводных объектов в различных акустических условиях лабораторного эксперимента. Импульсы, излучаемые дельфинами, сосредоточены во времени длительностью 10–20 мкс. Они знакопеременные, биполярные и сверхширокополосные с неопределенным спектральным максимумом, т. е. ультракороткие импульсы или пакеты УКИ с время-импульсной модуляцией (ВИМ). Интервал между УКИ меняется в некоторых пакетах в пределах от 1 до 5 мс, а в других — от 10 до 120 мс. Амплитуда акустического давления УКИ достигала 220 дБ относительно 1 мкПа/м [3, 4]. Понятно, что сужение частотной характеристики тракта регистрации приводит к искажению импульсов эхолокации и коммуникации, но временная структура между импульсами сохраняется. Большой разброс уровня акустического давления также приводит к неизбежным искажениям УКИ, но временная картина пауз вполне сохранна.

По результатам длительных этолого-акустических наблюдений к классу социальных сигналов относятся пакеты УКИ и частотно-модулированные (ЧМ) длинные импульсы (свисты) [10]. Предполагается, что некоторые дельфины (семейства *Phocoenidae*, *Physeteridae*, *Cephalorhynchinae*) не используют ЧМ сигналы, а сигналы коммуникации формируются с помощью пакетов УКИ [11–13]. Интервал между импульсами в длинных пакетах импульсов меняется от 0,5 до 10 мс [14]. Они хорошо регистрируются во время высокой социальной активности при расстояниях между особями 2 м ÷ 14 м [14]. Длинные пакеты импульсов ~100 ÷ 1300 мс интерпретируются как эмоциональные сигналы [15]. Следующий класс сигналов — это смешанные сигналы, которые состоят из пакетов импульсов с одновременным излучением ЧМ сигналов [16]. Длительность пакетов и длительность ЧМ сигналов синхронизированы с началом и окончанием излучения смешанного сигнала [17].

Класс частотно-модулированных и частотно-манипулированных (ЧМн) сигналов рассматривается в очень многих работах [18–20] и данный класс сигналов активно используется для создания словаря акустических команд, которые животные способны повторять [21]. Повторение животными сигналов с более

сложной структурой, например человеческой речи [22], внушает оптимизм для построения языка посредника и не только на уровне команд, но и на уровне построения глаголов и смысловых предложений [23, 24]. Предполагается, что класс ЧМ сигналов животные используют как обозначение «имени». Доказательства данного факта в виде прямого лабораторного эксперимента не существует, но использование индивидуальных ЧМ сигналов как «имя собственное» широко обсуждается в научной литературе [25].

Альтернативная гипотеза применения класса ЧМ сигналов предполагает использование их для ближней ориентации. При этом наличие индивидуальных ЧМ сигналов позволяет успешно отстраиваться от ЧМ сигналов других особей [26]. Данная гипотеза также не имеет прямого экспериментального подтверждения.

Вопрос о создании прямого эксперимента, в котором однозначно можно исследовать класс сигналов в процессе акустического коммуникационного взаимодействия до сих пор остается открытым. Многим исследователям удавалось наблюдать спонтанное акустическое взаимодействие между животными, когда пара животных, находившихся по разные стороны сети, вдруг начинали яростно «облаивать» друг друга. Это можно интерпретировать как форму выражения конфликта с двигательным актом нападения и защиты. Если убрать преграду, открыть калитку, то борьба за мнимую территорию прекратится [27]. Но сигналы «диалога» в данном случае вряд ли удастся обнаружить, т. к. неожиданно подкрепленный сигнал будет единственным воспроизводимым сигналом из всех возможных вариантов акустического репертуара.

История развития эксперимента по коммуникационному взаимодействию дельфинов в лабораторных условиях содержания животных не так богата [28, 29].

В эксперименте по изучению гипотетического «языка» дельфинов (Дж. Бастиан [30] и В. Маркова [31]) поведенческая реакция животных оценивалась с помощью математической статистики, которая однозначно показала зависимость поведения двух животных от условного раздражителя и программы опыта. Однако авторы не смогли обнаружить корреляции между акустическим поведением и двигательным актом животного в задаче коммуникационного взаимодействия. В результате Дж. Бастиана отказался трактовать данный эксперимент как опыт с передачей информации между дельфинами с помощью акустических сигналов. В. Марков решил, что все сигналы, которые зарегистрированы в эксперименте, являются сигналами коммуникации и стал строить возможный словарь акустических взаимодействий [31].

Дж. Бастиан и В. Марков в своих работах не дают методических решений по обучению животных акустическому взаимодействию. Авторы предположили, что дельфины обладают ярко выраженным альтруистическим поведением, что и должно привести к положительному решению задачи акустического взаимодействия.

Действительно, некоторые поведенческие акты диких дельфинов показывают взаимодействие между животными при совместном добывании пищи. Подобное взаимодействие передается из поколения в поколение. Опыт показывает, что после нескольких месяцев пленения животные привыкают к мертвой рыбе, которую дает им человек, и к лечению от неизбежных заболеваний, что приносит явное облегчение животным. В результате происходит последовательный процесс одомашнивания молодых и взрослых дельфинов. Дельфины не стремятся покинуть вольер, даже если калитка оставлена открытой на долгое время [32].

Чаще всего обучение с пищевым подкреплением формирует информационный канал между человеком и животным, основанный на условно-рефлекторных реакциях: стимул (предмет, акустический сигнал и т. д.) — ответная двигательная реакция — пищевое подкрепление. Такой канал позволяет выработать любые элементарные действия, которые основаны на провокации двигательного действия на некоторый стимул или просто провокации некоторого действия, которое включено в цепочку последовательных двигательных действий. Если провокация действия (стимул) вызывает необходимую двигательную реакцию, то ее можно соответствующим образом подкрепить, т. е. сообщить адресату, что именно это действие и нужно.

В нашем разбираемом случае (по работам В. Маркова и Дж. Бастиана) коммуниканты должны передавать друг другу информацию о двигательных реакциях, которые они выполняют. Контроль подобной реакции реализуется с помощью повторения действий одного животного вторым животным. Действие первого животного, которое выполнило поставленную перед ним задачу нажимать на педаль при появлении стимула можно и не подкреплять. Двигательная цепочка действий второго животного, если она совпадает с двигательными реакциями первого животного, подкрепляется пищей. Пищу выдают и первому животному, если второе выполнило задачу верно. Но вознаграждение отставлено во времени, и за что получает пищу первое животное — остается загадкой. Информационный канал «стимул — реакция — подкрепление» имеет жесткий временной интервал, который ограничен по времени. Нарушение временного интервала при подкреплении приводит к стрессу или сильному затягиванию процесса обучения. Конечно, авторы учли возможные проблемы с отставленным подкреплением.

Авторы использовали проникновение гидроакустических сигналов из вольтера в вольтер как решающий фактор передачи информации между животными, однако приближение к педали ответной реакции является и демаскирующим фактором. Поэтому предполагается, что сигналы приближения к педали ответной реакции хорошо локализируются вторым животным. То есть, никто не отрицает самообучения животных по неучтенным признакам.

Дразнящее многообразие акустических [33] возможностей обеспечивается красочной палитрой излучаемых сигналов в диапазоне от десятков герц до двух сотен килогерц, а возможно и гораздо шире. Гидроакустическая коммуникация при отсутствии других информационных каналов должна иметь необходимую помехоустойчивость, которая и достигается многообразием форм излучаемых сигналов [34]. Сигналы с модуляцией по амплитуде, частоте и времени достигают таких разнообразных форм, что не поверить в акустическую коммуникацию практически невозможно, т. к. для некоторых видов китообразных в полярную ночь гидроакустический канал становится единственным каналом связи не только между удаленными особями, но и связи на близком расстоянии. В данной статье будем исходить из того, что коммуникация является специализированным частным случаем более общего понятия социального взаимодействия [34].

Цель данной работы — провести подробный анализ двигательного и гидроакустического поведения во время провокации вербального взаимодействия в условиях лабораторного эксперимента [35]. В данном эксперименте провоцируется когнитивная эмпатия, основанная на интеллектуальных процессах, которая позволяет не только сочувствовать, но и понимать другого. Вопрос, к какому типу эмпатии принадлежит мозг дельфина в данном опыте, предстоит еще выяснить. В рассматриваемом эксперименте сигналы эхолокации легко идентифицируются, как и сигналы вербального взаимодействия, что необходимо для понимания временной структуры выделенных сигналов коммуникации и обнаружения временной модуляции в них.

2. Методика

В описываемом эксперименте однозначно идентифицируется двигательное и акустическое поведение, которые связаны с задачей эхолокации и передачей информации. Двигательная реакция взаимодействия, по которой ориентируется исследователь, — это поворот туловища или головы друг к другу (двигательное поведение аналогичное демонстрации агрессии) и одновременное акустическое взаимодействие [35].

Априори подразумевается, что коммуникационное взаимодействие дельфинов предполагает оправданное (инкриминированное) ожидание прежде всего потому, что гидроакустический дистантный канал передачи информации является единственным, позволяющим животным решать общую акустическую задачу в условиях глубины и нехватки света в ночное время суток, и особенно в арктических условиях.

Процесс коммуникации по Л. Тондлу [36] предполагает наличие каналов передачи информации, наделенной конкретным значением, и сопоставимость интересов особей-коммуникантов. Учитывая, что прямой эксперимент по изучению акустической коммуникации не разработан, остановимся, прежде всего, на критериях подбора испытуемых. Это должны быть животные:

- 1) лабораторные (контроль гидроакустических и двигательных актов животных во время лабораторных испытаний);
- 2) одного стада, т. к. необходимо знать «язык» друг друга (уровень коммуникативной компетенции);
- 3) молодые с ярко выраженным исследовательским поведением (угасающим с возрастом);
- 4) примерно одного возраста (снижение индивидуальных доминантных предпочтений);
- 5) знающие задачи друг друга (набор выполняемых команд сопоставим с каждым из индивидуумов, участвующих в эксперименте).

Эксперимент спланирован так, чтобы:

- 1) между опытами животные содержались совместно в отдельном отсеке (формирование и поддержание стада);
- 2) пищевая доминанта во время эксперимента была максимально снижена (формирование благоприятного социального взаимодействия);
- 3) кормление животных проводилось только в экспериментальном отсеке (снижение конкуренции за пищу и повышение мотивации для участия в опытах);
- 4) очередность перехода в экспериментальный отсек животные выбирали самостоятельно в соответствии с иерархическим статусом внутри стада (контроль состояния иерархического поведения в стаде);
- 5) общая задача (компетентность), предмет информации или провоцирующий фактор коммуникационного взаимодействия ставились для всех животных.

Эксперимент был поставлен в бухте Казачьей в 2007 г. и проводился в свайно-сетевом вольере размером 25×10 м и глубиной 4 м (рис. 1). Вольер разделен сетью с ячейкой 5×5 см на три отсека, а т.к. эксперимент проводился осенью, то сети оставались чистыми от нароста. Первый отсек — общий (16×10 м), предназначен для совместного содержания животных между опытами. Второй отсек — экспериментальный (5×10 м). Третий отсек — технический (4×10 м), предназначен для передержки одного животного между опытами. В опыте принимали участие три половозрелых особи: две самки и один самец. Все дельфины предварительно были обучены проходить через калитки, установленные между отсеками. Сигналом перехода в другой отсек служит открытие экспериментатором калитки и двигательная команда рукой, указывающая куда необходимо перейти (рис. 1).

Для поддержания благоприятного социального взаимодействия между особями все животные между опытами содержались в первом отсеке, в котором моделировалась естественная обстановка стада. В эксперименте участвовали лабораторные животные, которые никогда не были задействованы в цирковых выступлениях. Ориентировочный возраст 10–12 лет, причем животные отловлены из одного стада. Кормление животных проводилось отдельно и только во втором отсеке во время обучения. Порядок очередности работы с животным в экспериментальном отсеке определялся животными в соответствии с установленным самими животными иерархическим статусом. В соответствии с иерархией начинали опыт самки, и заканчивал опыт самец. Очередность между самками, как правило, соблюдалась без выраженного соперничества.

Цепь двигательных поведенческих реакций в серии из трех опытов была построена следующим образом. Обучение и эксперимент по дифференцированию предметных стимулов проводится со всеми животными в экспериментальном отсеке. Животные по очереди переходят в экспериментальный отсек, выполняют необходимое число испытаний и переходят в другие отсеки, освобождая место для проведения испытаний другим животным. Первый в экспериментальный отсек по сигналу экспериментатора заходит доминирующая самка. После нее — вторая самка, а первая переходит в третий отсек. В завершающем опыте вторая самка и самец меняются местами самостоятельно без сигнала экспериментатора.

Все дельфины были обучены дифференцировать по гидроакустическому каналу два предметных стимула разных по размеру, материалу и форме — латунная сфера диаметром 5 см, дюралюминиевый цилиндр диаметром 5 см и высотой 7 см. Стимулы предъявлялись последовательно и равновероятно.

Двигательная реакция животного начиналась с подхода к манипулятору старта «S» (рис. 1). В качестве манипулятора старта «S» использовался излучатель. По акустическому сигналу дельфин занимает стартовую позицию «S». Манипулятор ответной реакции «М» служил для обозначения реакции дельфина на положительный стимул с пищевым подкреплением. Двигательная реакция на отрицательный стимул — оставаться на месте (S) с контрольным временем 5–15 с без пищевого подкрепления. Опыты проводились на всех животных 2 раза в день по ~20 испытаний с каждым животным. Положительный/отрицательные стимулы предъявлялись равновероятно. Манипуляторы «S», «М» и место предъявления стимула «С» расположены на одной линии. Расстояние между «S» и «М» составляло 3 м, расстоянием между «S» и место экспозиции стимула «С» составляло 5 м.

Для регистрации акустической активности использовали гидрофон, он же являлся и манипулятором ответной реакции «М». Сигналы регистрировались с помощью магнитофона «Тембр-2М», предусилителя

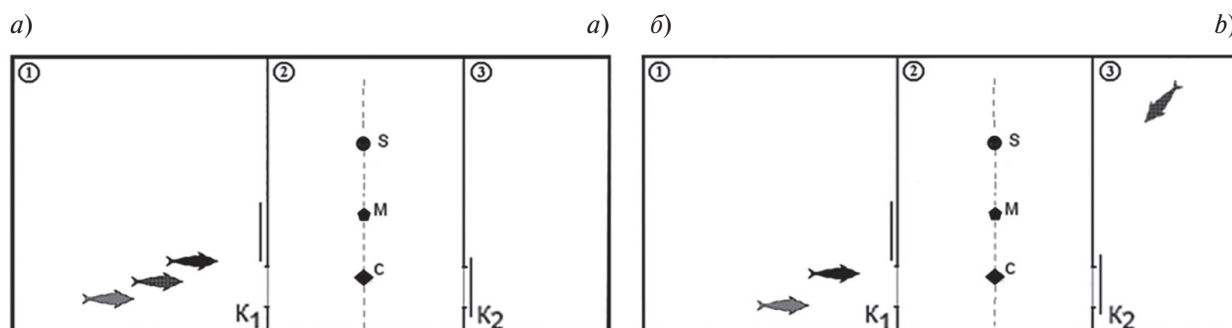


Рис. 1. Вольер разделен на три отсека: 1 — общий, 2 — экспериментальный, 3 — технический; K_1 , K_2 — калитки; S — место старта; M — манипулятор ответной реакции; C — места предъявления стимула; а, б — иерархическое поведение экспериментальных животных при переходе из отсека в отсек

Fig. 1. The aviary is divided into three compartments: 1 — general, 2 — experimental, 3 — technical; K_1 , K_2 — gates; S, start site, M, response manipulator, C, stimulus presentation sites; а, б — hierarchical behavior of experimental animals when moving from compartment to compartment

и гидрофона в полосе частот до 20 кГц. При такой ограниченной частотной полосе приемного тракта частотная характеристика импульсов дельфина разрушалась, но временные параметры между импульсами и пакетами импульсов сохранялись неизменными. Для акустического контроля среды использовались колонки магнитофона.

Цепочка условно-рефлекторных (УР) двигательных реакций на положительный стимул состоит из: акустического сигнала «Старт» — дельфин занимает стартовую позицию «S», ориентируясь в сектор экспозиции стимула «C»; при экспозиции положительного стимула дельфин плывет к манипулятору «M» и касается его, после чего следует акустическое подкрепление и пищевое вознаграждение. На отрицательный стимул цепь УР состоит из последовательности действий: акустический сигнал — дельфин занимает стартовую позицию «S»; экспозиция отрицательного стимула «C» (3–6 с) — дельфин остается на старте в течение всего времени экспозиции стимула и после него.

Процедура эксперимента состоит из двух частей. В первой части: все животные обучаются реакции дифференцирования и последовательно выполняют одну задачу, в которой положительный стимул — сфера⁺, а отрицательный стимул — цилиндр⁻. При выполнении задачи дифференцирования одним животным (респондент) две другие особи выполняют задачу внимательных и добровольных наблюдателей. Пищевое вознаграждение получает только респондент. Предполагалось, что все животные в процессе обучения и контроля выполняют последовательно роль наблюдателя и респондента.

Во второй части эксперимента, когда все животные знают все необходимые действия во время дифференцирования стимулов при выполнении задачи респондентом, а также выполнение задачи внимательным наблюдателем, проводится процедура переучивания задачи дифференцирования на обратную, в которой положительным стимулом служит цилиндр⁺, а отрицательным стимулом — сфера⁻. Во время переучивания респондент неизбежно совершает ряд ошибочных действий, обучаясь новому решению задачи. В данном случае предполагается, что процесс накопления ошибок респондента является провоцирующим фактором изменения эмоционального фона в поведении наблюдателей. Развитие эмоциональных переживаний наблюдателей провоцирует акустическое коммуникационное взаимодействие.

3. Результаты

Первое, что привлекает внимание исследователя, — это иерархическое поведение животных в первом (общем) отсеке, которое подтверждает сформированность стадного поведения. Во время содержания в общем отсеке акустическое поведение сопровождалось всеми известными сигналами (рис. 2) — эхолокацион-

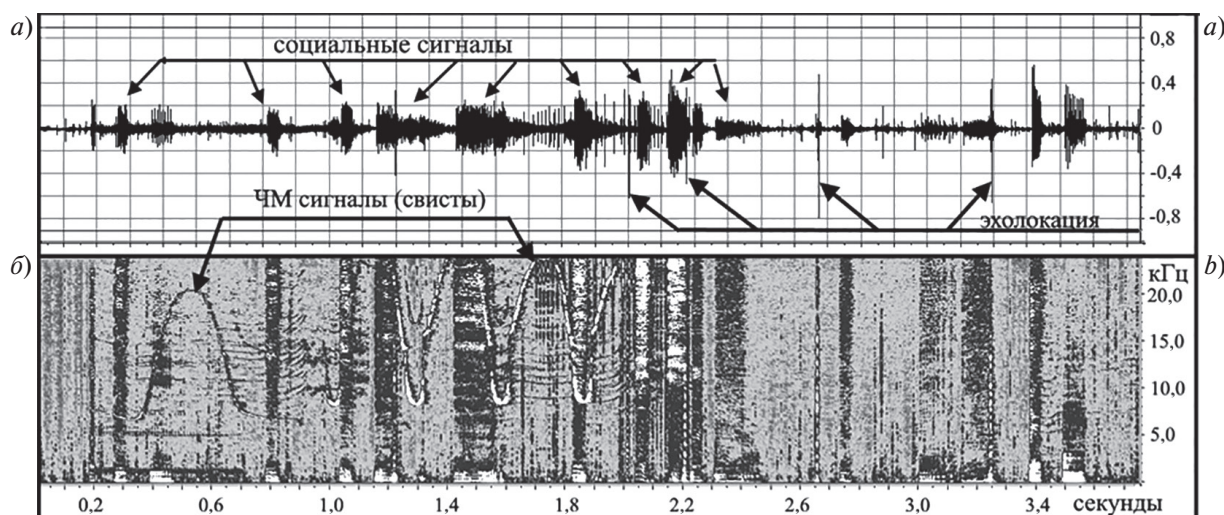


Рис. 2. Фрагмент акустического поведения животных в общем отсеке: а — осциллограмма акустического поведения дельфинов при взаимодействии в стаде; б — сонограмма выделенного фрагмента в полосе частот до 20 кГц (частота квантования 48 кГц)

Fig. 2. Oscillogram of the acoustic behavior of animals in the common compartment: а — a fragment of the acoustic behavior of dolphins during interaction in the herd; б — sonogram of the selected fragment in the frequency band up to 20 kHz (quantization frequency 48 kHz); 1 — social signals; 2 — frequency-modulated signals; 3 — echolocation signals

ными импульсами, свистовыми сигналами (ЧМ импульсы), социальными сигналами, которые при аудио прослушивании воспринимаются как «кряки», «визги», сигналами эхолокации, а также смешанными сигналами, сопровождающими игровое поведение.

Цепь двигательных поведенческих реакций в серии из трех опытов выглядела следующим образом. Открывается калитка между первым и вторым отсеками (рис. 1, а), дельфины выстраиваются в очередь перед калиткой в ожидании сигнала от экспериментатора. По сигналу экспериментатора (взмах рукой в сторону второго отсека) первой в экспериментальный отсек заходит доминирующая (предположительно) самка. Калитка закрывается и после проведения опыта с доминирующей самкой открывается калитка между вторым (экспериментальным) и третьим (техническим) отсеками. Доминирующая самка переходит в третий отсек и после закрытия калитки она остается там до окончания опыта с самцом.

На следующем этапе открывали калитку между первым и вторым отсеками, дельфины снова выстраивались в очередь, и по сигналу экспериментатора во второй отсек проходила вторая самка (рис. 1, б). По завершению второго опыта калитку между первым и вторым отсеком открывали, самка с самцом самостоятельно (без дополнительного сигнала от экспериментатора) менялись местами.

Цепь актов иерархического поведения в экспериментах повторялась однозначно от опыта к опыту, что свидетельствует о благоприятной социальной атмосфере в стаде. По существу, иерархическое поведение является своеобразным тестом социального взаимодействия членов стада. Предполагается, что у данной группы животных формируется одинаковая «языковая компетенция» (термин школы Хомского [37]) с известным всем особям набором задач по обнаружению и распознаванию предметных и акустических стимулов.

Если обучение прошло успешно, то, как правило, респондент полностью сконцентрирован на решении задачи последовательного дифференцирования предметных стимулов с помощью сонара с вероятностью равной единице и способен выполнять эту работу бесконечно. При прослушивании вольера отчетливо слышны эхолокационные сигналы респондента, и только иногда и очень тихо прослушиваются аналогичные сигналы от наблюдателей. Внимание наблюдателей полностью сконцентрировано на работе испытуемого, что подтверждается их поведением. Животные стоят близко к разделяющей их сетке с ориентацией головы в направлении испытуемого или стимула (рис. 3, а).

Представленные на рис. 4—8 результаты временного и спектрального анализа сигналов коммуникации показывают качественную картину вариации различных модуляций высокочастотных импульсных последовательностей, что демонстрирует процесс передачи информации с помощью время-импульсной модуляции и время импульсной модуляции последовательности пакетов. Все сигналы хорошо идентифицируются во времени и пространстве. Длительность пакетов меняется от 25 до 2000 мс. Интервал пауз между пакетами меняется от 90 до 2200 мс.

Для выполнения второй части эксперимента в качестве будущего респондента был выбран самец как наиболее старательный испытуемый, который завершал серию из двух и начинал третий опыт, когда все животные к этому моменту были сыты. В первых же испытаниях самца стали переучивать на обратную задачу дифференцирования, что естественно привело к серии из 10 подряд ошибочных решений. В данном случае, по мере накопления ошибок, реакция наблюдателей была ярко выражена в быстрых движениях головы

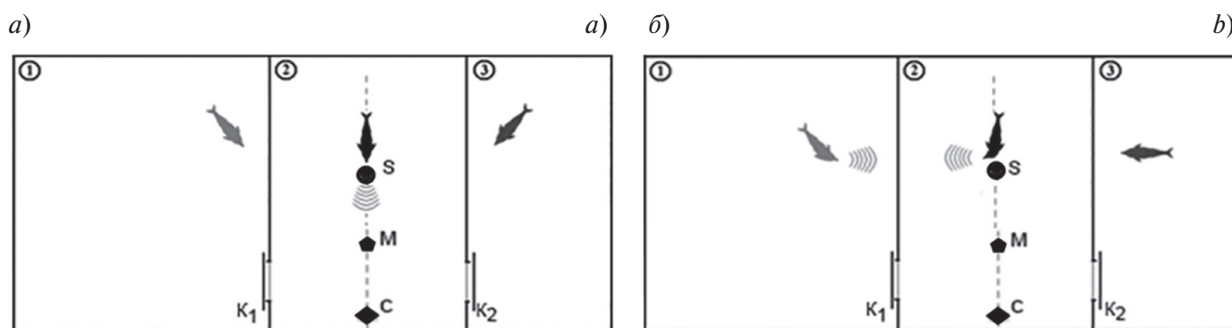


Рис. 3. Двигательное поведение дельфинов во время опыта по дифференцированию стимула: а — поведение наблюдателей во время выполнения задачи дифференцирования предметных стимулов респондентом; б — двигательное и акустическое поведение наблюдателей и респондента во время «диалога» — поворот головы друг к другу

Fig. 3. Motor behavior of dolphins during the experiment on stimulus differentiation: а — the behavior of observers during the task of differentiating object stimuli by the respondent; б — motor and acoustic behavior of the observers and the respondent during the “dialogue” — turning the head to each other

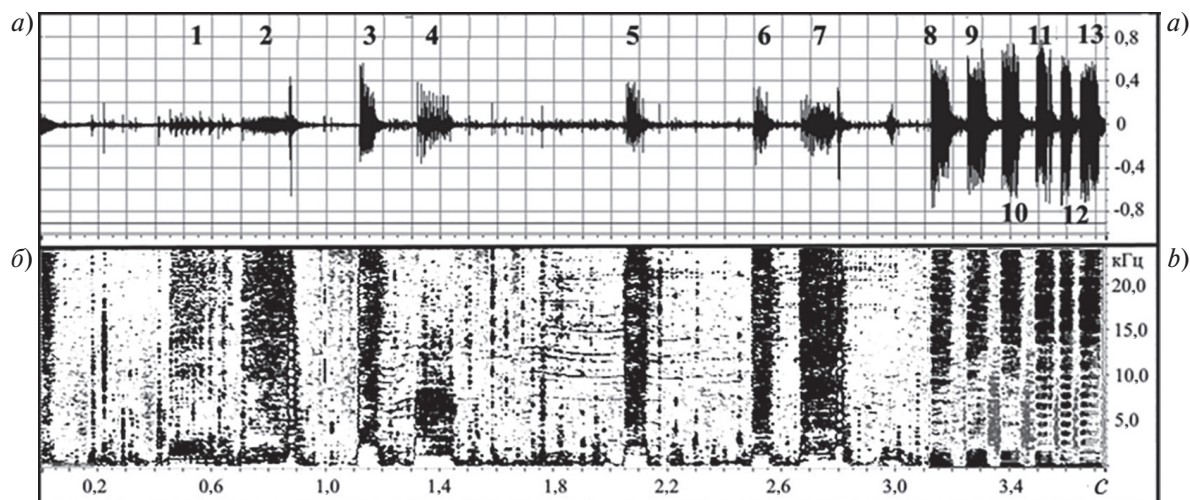


Рис. 4. Фрагмент вербального акустического поведения: *a* — осциллограмма акустического поведения с помощью пакетов УКИ № 1...7 акустические пакеты с большими паузами между пакетами и пакеты № 8...13, различной длительности с интервалами между УКИ от 2 мс до 6 мс и короткими паузами между пакетами; *б* — сонограмма выделенного фрагмента в диапазоне частот до 20 кГц

Fig. 4. Oscillogram of verbal acoustic behavior: *a* — a fragment of acoustic behavior using UWB packets No. 1...7 acoustic packets with long pauses between packets and a fragment of a series of packets and packets No. 8...11, of various durations with intervals between UWB from 2 ms to 6 ms and short pauses between bursts; *b* — sonogram of the selected fragment in the frequency range up to 20 kHz

в направлении от стимула к самцу и обратно, покачивании туловища влево/вправо, а во время прослушивания бассейна была выраженная эхолокация в сторону стимула и повизгивание. Следующая ошибка респондента при продолжении испытаний привела к бурной акустической реакции наблюдателей и ответной реакции респондента с ярко выраженной двигательной реакцией всех участников опыта с визуальным и акустическим контактом. На рис. 3 представлена двигательная реакция дельфинов в момент визуального и акустического коммуникационных взаимодействий. Самец подходил сначала к правому и потом к левому наблюдателю и в этот момент между респондентом и наблюдателями происходил бурный акустический «диалог» (рис. 3, б). Последующие ошибки респондента также приводили к акустическому «диалогу» с выраженной двигательной реакцией поворота головы друг к другу (рис. 3, б). В данном опыте «консультация во время диалога» не привела к изменению поведения респондента при выполнении задачи дифференцирования.

При эхолокации на предметные стимулы все импульсы направлены в сектор обзора экспозиции стимула (рис. 3, а), а временные параметры интервала между импульсами эхолокации однозначно связаны с дальностью до цели. Серии пакетов, связанные с коммуникационным взаимодействием по пространству наблюдения с геометрическим и акустическим максимумом в сторону коммуниканта, нацелены на визуальный контакт с максимальным уровнем акустического давления УКИ. Именно поэтому дополнительной статистической обработки характеристик двигательного поведения на предметные стимулы и акустического взаимодействия между животными не требуется. Все двигательные реакции связаны с экспериментальным процессом и идентифицируются с акустическим сопровождением.

При провокации и приглашении к «диалогу», а также в самом «диалоге» однозначно выделяются пакеты импульсов. Серии пакетов импульсов характеризуются длительностью пакета, длительностью минимального и максимального интервалов между импульсами в пакете, количеством импульсов. По ним строится кривая ВИМ, вычисляется коэффициент разнообразия пакетов импульсов по их длительности: $K_{\text{разн.}} = (t_{\text{max}} - t_{\text{min}}) / (t_{\text{max}} + t_{\text{min}})$. Чем ближе коэффициент разнообразия к 1, тем сильнее выражено разнообразие. С помощью вычисления коэффициента разнообразия пакеты разделяются на две группы — пакеты 1 рода, у которых $K_{\text{разн.}} < 0,5$, и пакеты 2 рода, у которых $K_{\text{разн.}} > 0,5$. Обрабатываемый фрагмент фильтруется от реверберационного фона (дельфины во время «диалога» находились близко у поверхности воды) и сигналов эхолокации (эхолокационные сигналы рядом находящихся животных). Учитывая малую частоту квантования сигналов (48 кГц), проводить оценку спектральных характеристик сигналов на высоких частотах не имеет смысла. Однако некоторые параметры оценить вполне возможно: длительность пакета, интервал между импульсами в пакете, длительность пауз между пакетами, закон изменения ВИМ в пакетах, количество импульсов в пакетах.

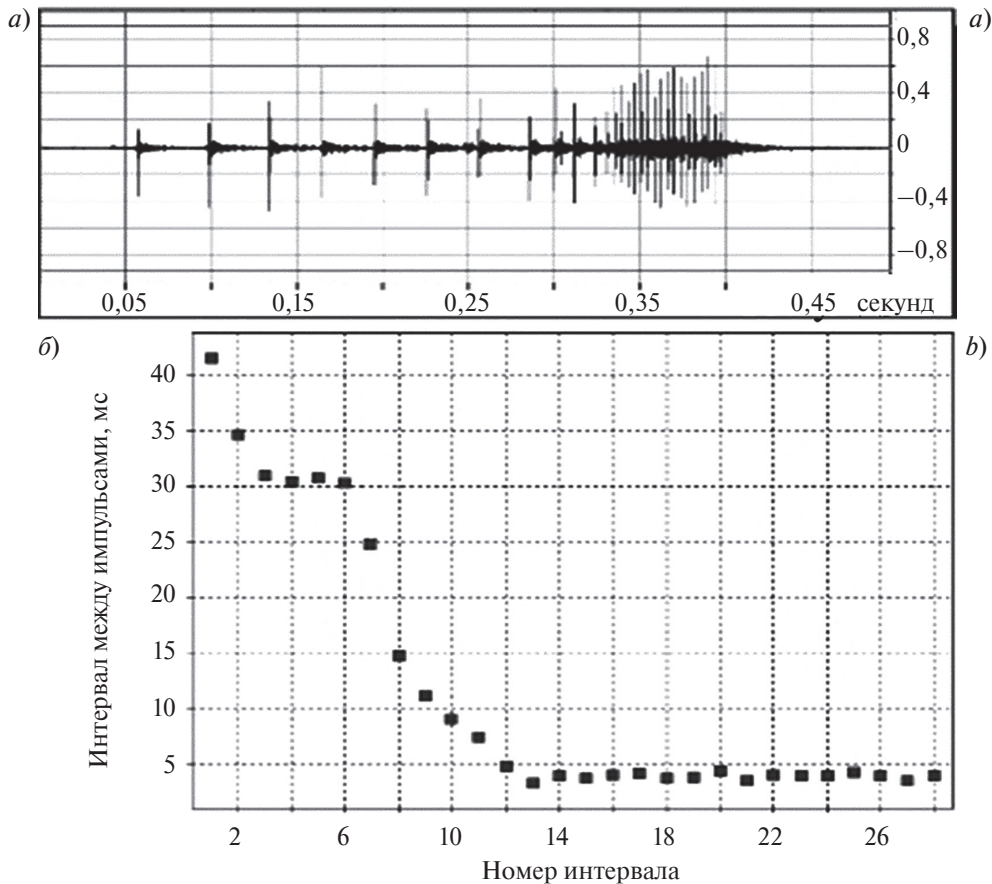


Рис. 5. Пакет импульсов во время вербального взаимодействия длительностью 350 мс: *a* — осциллограмма пакета; *b* — график зависимости изменения интервала между импульсами от номера интервала по порядку (минимальная величина составляет ($t_{\min} = 3,5$ мс, максимальная $t_{\max} = 41$ мс, $K_{\text{разн}} = 0,84$))

Fig. 5. Oscillogram of a burst of impulses during a verbal interaction; packet duration 350 ms: *a* — temporary display of the package; *b* — graph of the dependence of the change in the interval between pulses on the number of the interval in order (the minimum value is $t_{\min} = 3.5$ ms, the maximum $t_{\max} = 41$ ms, $K_{\text{variety}} = 0.84$)

На рис. 5 представлена осциллограмма коммуникационного сигнала с временными параметрами $t_{\min} = 3,5$ мс и $t_{\max} = 41$ мс, $K_{\text{разн}} = 0,84$. При этом максимальный интервал между импульсами начинается между первым и вторым импульсами в пакете и далее длительность паузы меняется от максимума к минимуму (с 1-го по 14-й импульсы).

Длительность пакета (рис. 6) составляет ~ 973 мс с модуляцией интервала УКИ от $t_{\min} = 3,9$ мс до $t_{\max} = 124$ мс, а коэффициент разнообразия $K_{\text{разн}} = 0,94$. Этот пакет можно разделить на три фрагмента. Первый фрагмент от 1-го до 13-го импульса — интервал между УКИ меняется от 30 до 124 мс. От 14-го до 20-го импульса интервал меняется от 2 до 13,5 мс (коэффициент разнообразия $K_{\text{разн}} = 0,74$). От 21-го до 38-го импульса интервал меняется от 3 до 4 мс (коэффициент разнообразия $K_{\text{разн}} = 0,14$).

Паузы между 1-м и 14-м импульсами на рис. 5 и 6 разнонаправлены. На рис. 5 от максимума к минимуму, в то время как на рис. 6 от минимальной величины до максимальной и далее присоединяется пакет с минимальным $K_{\text{разн}} = 0,14$.

Длительность серии из 4-х пакетов — 1,2 с (рис. 7). Длительность пакета составляет № 1—234 мс, с переменным интервалом между УКИ $\sim 2,5$ —22 мс; пакета № 2—75 мс, с переменным интервалом между УКИ — $\sim 1,6$ —2,5 мс; длительность пакета № 3—72 мс, с переменным интервалом между УКИ от $\sim 1,8$ до 3,2 мс; длительность пакета № 4—120 мс, с переменным интервалом между УКИ от 3 до 4 мс. Длительность пауз между пакетами: № 1—2 составляет ~ 320 мс; № 2—3 составляет ~ 245 мс; № 3—4 составляет ~ 130 мс.

Приведенный фрагмент записи на рис. 8 воспринимается на слух со всеми искажениями и фильтрацией весьма интригующе, напоминая некоторые несформировавшиеся человеческие речевые структуры.

Анализ фонограмм показал, что коммуникационные сигналы состоят из последовательности длинных пакетов импульсов с изменяемой длительностью от 25 до 1000 мс и более. Пакеты импульсов состоят

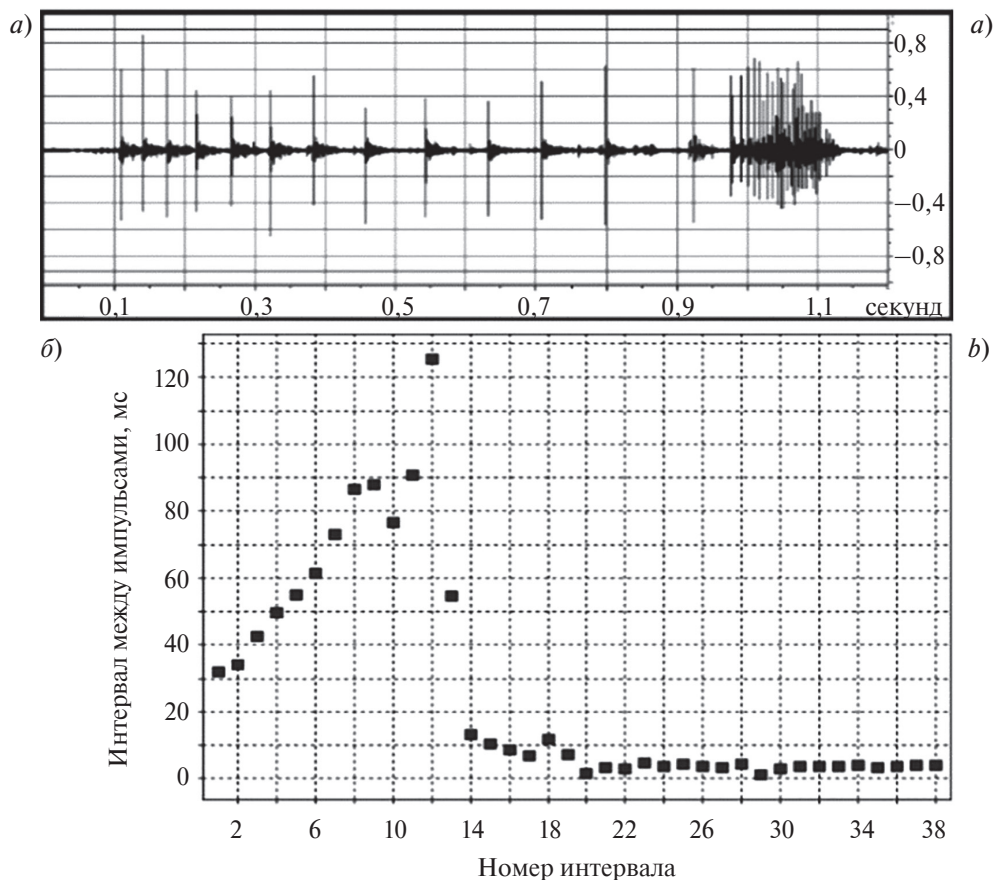


Рис. 6. Пакет УКИ во время вербального взаимодействия; *a* — осциллограмма пакета импульсов длительностью ~973 мс; *b* — график изменения интервала между УКИ от номера интервала по порядку ($t_{\min}=3,9$ мс до $t_{\max}=124$ мс, $K_{\text{разн.}}=0,94$)

Fig. 6. Oscillogram of the UWB package during verbal interaction; *a* — temporal display of a burst of impulses, the duration of a fragment is 1s; *b* — graph of the change in the interval between UWB from the number of the interval in order

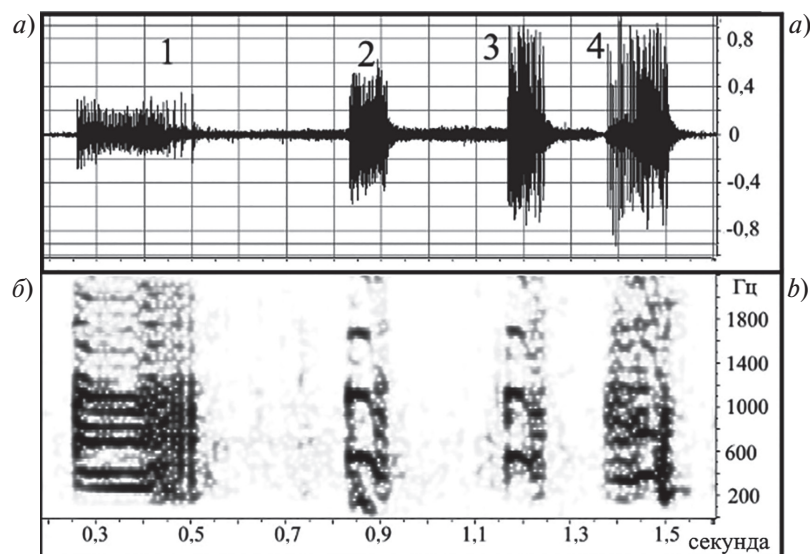


Рис. 7. Серия пакетов УКИ во время вербального взаимодействия; *a* — осциллограмма пакетов импульсов; *b* — сонограмма пакетов УКИ в низкочастотной области (до 20 кГц)

Fig. 7. Oscillogram of a series of UWB packets during verbal interaction; *a* — temporal display of impulse packets; *b* — graph of the power spectral density of UWB packets in the low-frequency region (up to 20 kHz)

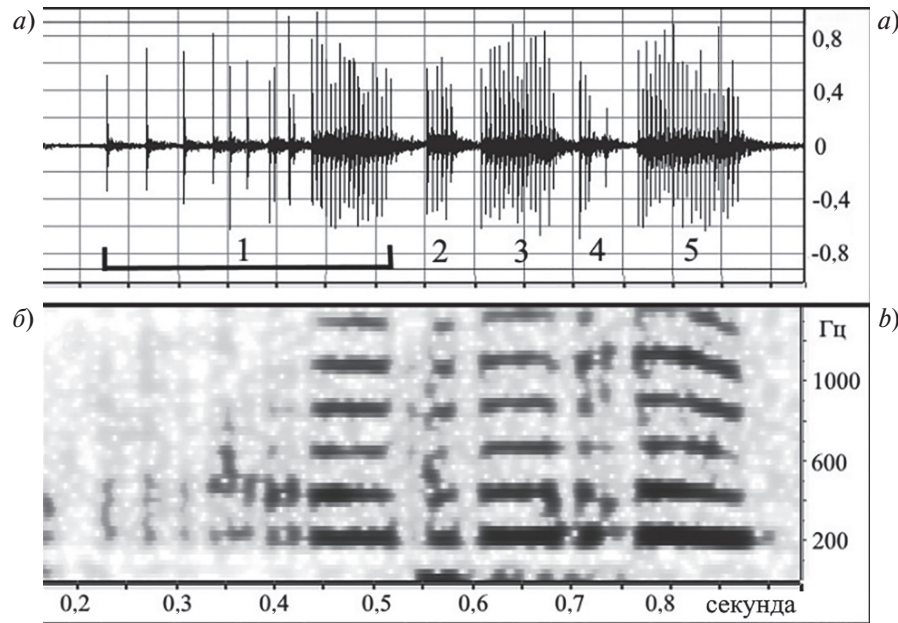


Рис. 8. Серия пакетов импульсов при вербальном взаимодействии: *а* — осциллограмма из 5-ти пакетов; *б* — сонограмма в низкочастотной области (до 15 кГц). Длительность серии пакетов — 639 мс. Пакет № 1—287 мс; № 2—26 мс; № 3—73 мс; № 4—9 мс; № 5—100 мс. Интервал между УКИ в: пакете № 1 — ~4—40 мс; № 2 ~ 4 мс; № 3 — ~4 мс; № 4 — ~4 мс; № 5 — ~4 мс. Длительность пауз между пакетами: № 1—2 ~36 мс; № 2—3 ~30 мс; № 3—4 ~27 мс; № 4—5 ~46 мс

Fig. 8. The duration of a series of packets is 639 ms. Packet No. 1—287 ms, No. 2—26 ms, No. 3—73 ms, No. 4—9 ms, No. 5—100 ms. The interval between UWB in: package No. 1 is from ~4 ms to 40 ms, No. 2 is ~4 ms, No. 3 is ~4 ms, No. 4 is ~4 ms, No. 5 is ~4 ms. Duration of pauses between packets: No. 1—2 ~ 36 ms; No. 2—3 ~ 30 ms; No. 3—4 ~ 27ms; No. 4—5 ~46 ms

из последовательности импульсов с переменными паузами между ними. Длительность пауз меняется от 1 до 10 мс и, как правило, изменение интервала происходит по некоторому пока не выясненному закону. Результаты временного анализа сигналов коммуникации представляют качественную картину вариации различных модуляций в пакетах с высокой частотой следования импульсов в пакетах и низкой частотой следования импульсов в пакетах, что, по-видимому, демонстрирует процесс передачи информации.

4. Обсуждение

Полученный результат действительно отражает поставленную задачу, а именно провокацию акустического коммуникационного взаимодействия. В представленном эксперименте нет доказательства передачи информации от индивида к индивиду, но доказано, что «диалог» спровоцирован. Провокация действия возможного «диалога» является необходимой экспериментальной базой, на которой можно построить эксперимент по акустическому взаимодействию животных, в котором передача информации является следствием разрешения неопределенности. Создание неопределенности входит в процесс провокации тогда, когда все участники возможного «диалога» информированы о решении основной задачи на 100 %. Любое отклонение от основной задачи влечет за собой состояние неопределенности, для разрешения которой требуется приложить некоторые «умственные» усилия.

Полученный результат показывает, что неопределенность для всех участников эксперимента приводит к действию — к акустическому взаимодействию с «попыткой совместного» разрешения возникшей проблемы. Эмоциональное состояние наблюдателей зависит от количества ошибок, совершаемых респондентом, т.е. уровень эмоциональной нагрузки определяется обстановкой неопределенности от испытания к испытанию. На пике эмоциональных переживаний наблюдатели провоцируют «диалог» с респондентом. Это позволяет однозначно сопоставить акустические сигналы с поведенческими актами животных во время опыта, не используя математическую статистику для доказательства коммуникационного поведения.

Таким образом, в разбираемой методике факт провокации акустического взаимодействия однозначно фиксируется по двигательной реакции животных поворотом их друг к другу с одновременным гидроакустическим актом, который сопровождается до тех пор, пока животные «смотрят» друг на друга. Такое поведение напоминает поведение людей во время общения или поведение, например собак во время нереализованного действия, которое включает другую систему, а именно голосовое оповещение, если невозможно выполнить непосредственный контакт. В данном случае нереализованное действие у собак может выражаться в громком лае при невозможности довести действие до конца — подойти к хозяину. Аналогичная акустическая реакция возникает у собаки, которую ведут на поводке при появлении на горизонте другой собаки. Если встречаются дружелюбные собаки, у которых эти отношения каким-то образом сформировались ранее, то эти встречи сопровождаются эмоционально окрашенным дружелюбным акустическим взаимодействием.

К сожалению, эксперимент с провокацией вербального взаимодействия на основе когнитивной эмпатии был выполнен только один раз. Вместе с тем показано, что с помощью представленной методики можно спровоцировать коммуникационное взаимодействие. На основе представленных данных можно строить новые эксперименты при формировании неопределенности с использованием множества предметных стимулов для распознавания или классификации, т. е. менять сценарии.

Провокация коммуникационного поведения в экспериментах будет исходить от наблюдателей, а функцию наблюдателей должны по очереди выполнять все участники эксперимента. Наблюдатель может выполнять функцию информированного подсказчика, если предварительно он обучен основному эксперименту, а также решению новой задачи, о которой не знают остальные участники будущего опыта. Надо заметить, что этот эксперимент позволяет проводить отбор животных, которые «добросовестно и добровольно» выполняют работу наблюдателей, что говорит об устойчивом исследовательском или подражательном рефлексе в течение всего эксперимента. Наблюдатель обязательно выполняет эту функцию и смотрит в отсек, где проводится опыт, но только тогда, когда он точно знает основную задачу. Потеря интереса у животного, выполняющего функцию наблюдателя к происходящему в экспериментальном отсеке, свидетельствует о необходимости поиска отвлекающих стимулов или замены животного. Нарушение устойчивого исследовательского поведения является критерием отбора животных для дальнейшей экспериментальной работы.

При повторении такого опыта необходимо понять, когда вводить подкрепление во время акустического взаимодействия: в середине или по окончании акустического контакта, но с обязательным визуальным контактом друг с другом. В настоящее время этот процесс не исследован. Поэтому давать какие-то рекомендации рискованно. Понятно, что необходим долгий процесс исследования, но можно предположить, что любое введенное подкрепление может оказаться неоднозначно связанным по времени с необходимой реакцией. Момент акустического контакта однозначно связан с несколькими действиями: вокализацией, двигательной реакцией наблюдения за коммуникантом и/или наблюдением за действиями дрессировщика. Введение акустического подкрепления в момент ответной реакции на провокацию коммуникационного поведения может ошибочно трактоваться животным и зафиксировать неверные действия при информационном обмене. Если закрепилась связь стимула на вокализацию, то не факт, что именно на вокализацию, сопровождаемую коммуникационным процессом, т. е. может образоваться связь на другой сопутствующий сигнал. Предполагается, что нечто аналогичное описано в статье [9], в которой одни животные при решении задачи обнаружения фантомного эха, отставленного на большие дальности (время), перешли на эхолокацию сигналами, состоящими из пакетов импульсов, а одно животное продолжало работать в моноимпульсном режиме эхолокации.

Способность предвидеть действия и их последствия требует некоторого планирования. Представленная методика показывает, что дельфины тоже обладают способностью планировать. Это предполагает презентацию цели, ситуации, последовательности действий и их результатов. Как показано в работе [38], подобное планирование у животных касается в большей степени текущих потребностей. Они начинают планировать, когда голодны или находятся в опасности.

В представленном эксперименте у всех дельфинов к моменту провокации коммуникационного взаимодействия пищевая доминанта отсутствует, а исследовательский рефлекс сохраняется, что отчетливо выражено в реакции наблюдателей. Опираясь на исследования по изучению зеркальных нейронов [39], предполагается, что наблюдения за сородичами (партнерами) действительно мобилизуют «зеркальные нейроны», которые ответственны за сопереживание. Таким образом, если рассматривать сопереживание или эмоцию как стимул, то, как правило, определить силу такого стимула затруднительно, а вот знак эмоционального накала (позитивные либо негативные эмоции) — гораздо легче. Предположим, что сопереживание ошибочных действий респондента — это негативное эмоциональное возбуждение. В работе [40] показано, что

исследователи предпочитают оценивать изменение структуры звуков в зависимости от степени негативно-го эмоционального возбуждения животного, а не от степени положительного эмоционального возбуждения. В этой же работе показано, что вокализации, выражающие положительные эмоции, проявляются гораздо реже, чем вокализации, выражающие отрицательные эмоции.

Развитие эксперимента по данной методике позволит наблюдать либо формирование подражательного поведения, либо поведенческие акты, связанные с передачей гидроакустической информации, т. е. исследовать коммуникацию как взаимодействие, включающее обязательный информационный обмен и обслуживающие его системы специализированных сигналов-посредников. Предполагается, что такие сигналы используют «компетентные» участники взаимодействия, у которых возникает потребность регуляции поведения партнера. В конечном итоге хотелось бы получить эксперимент, в котором животные передают информацию друг другу, а от взаимных акустических коммуникационных действий зависит результат. Результат первого эксперимента представлен в работе [35].

Эксперимент по провокации акустического взаимодействия спланирован с учетом всех перечисленных требований с использованием лабораторных животных. В силу специфики восприятия цирковых животных, связанной с решением задачи «стимул — двигательная реакция — подкрепление — вознаграждение» и восприятием команд дрессировщика, они не рекомендуются для участия в таких экспериментах.

Лабораторные животные воспитываются иначе, но так, чтобы во время проведения научных испытаний пищевое вознаграждение сводилось к минимальному объему или вообще не применялось. Пищевое вознаграждение для лабораторных животных используется только во время обучения или во время подвижных игр в качестве эмоциональной разгрузки. Вознаграждение дает исследователь, скрытно бросая рыбу в воду, а дельфин самостоятельно по всплеску ориентируется на нее. Суточный рацион распределяется в зависимости от экспериментальной нагрузки и выдается перед опытом или после его завершения. Количество получаемой рыбы до и после опыта зависит от трудности опыта и добросовестного выполнения поставленных задач.

Попытаемся доказать, что результат провокации коммуникационного взаимодействия с помощью изменения эмоционального состояния и сопереживания, т. е. проникновение в субъективный мир другого индивида, обусловлен эмпатией. Психологи считают, что способность к эмпатии, по-видимому, связана с развитием довербальных взаимодействий между матерью и ребенком, когда желания и потребности совпадают с реакциями на них. Некоторые психологи полагают, что эмпатия составляет ядро коммуникации, а в коммуникативной деятельности она способствует сбалансированности межличностных отношений, делает поведение социально адекватным [41].

В нашем случае момент проявления эмпатии установить по мимике невозможно, т. к. у дельфина в отличие от других млекопитающих отсутствует мимическая реакция (застывшая маска улыбки), но в данном опыте моторная реакция в виде покачивания головой (вверх/вниз) или всем телом (слева/направо) достаточно заметна. Где же живут наши чувства? Сегодня можно ответить на этот вопрос — это «зеркальные нейроны». Без зеркальных нейронов не было бы интуиции и эмпатии [42]. И в этой же книге: «Отдельные явления зеркального отражения наблюдаются у многих высших позвоночных животных, живущих в социальных группах, в том числе у собак и обезьян». Теперь можно добавить, что явление зеркального отражения наблюдаются и у дельфинов.

Проведем анализ схемы коммуникационного контакта (общения), которая, например, у детей протекает по определенным законам и не зависит от того, какими средствами пользуются собеседники для обмена информацией [43]. Основные этапы контакта:

1. *Установление контакта:* инициатор общения привлекает внимание другого коммуниканта одним из следующих способов — взглядом, прикосновением, жестом, вербально. Благодаря этому устанавливается визуальный контакт, который, как правило, сохраняется (у детей — обязательно) на протяжении всего времени общения.

2. *Передача информации:* инициатор общения убеждается в принятии и готовности коммуниканта к общению (визуальный контакт), передает информацию и обязательно ожидает ответ.

3. *Прием информации:* коммуникант принял информацию от партнера, анализирует ее, отвечает или ожидает ответной реакции.

4. *Завершение диалога:* происходит по взаимному соглашению или в одностороннем порядке. Прекращается визуальный контакт, прекращается разговор, обмен жестами и другими коммуникативными средствами.

Как пишет автор, внимательное изучение «схемы беседы» дает материал для суждения об устойчивости внимания детей к собеседникам (взрослым и сверстникам), о месте сверстника в системе социального взаимодействия каждого ребенка, о качестве каждого структурного звена в целостном коммуникативном

действию, умении ожидать ответную информацию и в соответствии с ней строить дальнейшее коммуникативное поведение. Анализ «схемы беседы» позволяет выявить различные патологии, трудности обучения или восприятия, которые позволяют детскому психологу провести диагностику социальной сверхактивности, угнетения или способности к адаптации. Используем эту схему для анализа наблюдаемого процесса в нашем опыте.

В нашем эксперименте участвуют три дельфина, и для удобства анализа «схемы беседы» обозначим коммуникантов следующим образом: коммуникант-1 находится в общем вольере (К-1); коммуникант-2 находится в экспериментальном отсеке (К-2); коммуникант-3 находится в техническом отсеке (К-3).

В представленном опыте было спровоцировано две «беседы», которые наблюдались в явном виде, в котором сигналы эхолокации разделены в пространстве и во времени от сигналов коммуникации. В соответствии с принятыми обозначениями в эксперименте с дельфинами первая «схема беседы» протекала следующим образом:

1. Инициатор контакта К-1 привлекает вербально К-2; устанавливается визуальный контакт между К-1 и К-2, что подтверждается поворотом головы и туловища друг к другу.
2. Инициатор общения К-1 вербально передает информацию К-2 и возникает «диалог».
3. Вербальный и визуальный контакт между К-1 и К-2 продолжается в форме «диалога» в течение ~5–6 с.
4. Инициатор контакта К-3 привлекает вербально К-2; визуальный контакт между К-3 и К-2 устанавливается, что подтверждается поворотом головы и туловища друг к другу.
5. Инициатор общения К-3 вербально передает информацию К-2 и возникает «диалог».
6. Вербальный и визуальный контакт между К-3 и К-2 продолжается в форме «диалога» течение ~5–6 с.
7. Завершение «диалога» происходит по взаимному соглашению или в одностороннем порядке. Прекращается вокализация и визуальный контакт.

Вторая «схема беседы» протекала следующим образом:

1. Инициатор контакта К-3 привлекает вербально К-2; устанавливается визуальный контакт между К-3 и К-2, что подтверждается поворотом головы друг к другу.
2. Инициатор общения К-3 вербально передает информацию К-2 и возникает «диалог».
3. Вербальный и визуальный контакт между К-3 и К-2 продолжается в течение ~4–10 с.
4. Инициатор контакта К-1 привлекает вербально К-2; визуальный и вербальный контакт между К-3 и К-2 прекращается, но устанавливается визуальный контакт между К-1 и К-2, что подтверждается поворотом головы друг к другу.
5. Инициатор общения К-1 вербально передает информацию К-2 и возникает «диалог».
6. Вербальный и визуальный контакт между К-2 и К-1 продолжается в течение 4–10 с.
7. Завершение «диалога» происходит по взаимному соглашению или в одностороннем порядке определить сложно, но прекращается вокализация и визуальный контакт.

К сожалению, во время эксперимента не проводилась видеосъемка, поэтому точную временную привязку определить невозможно.

В результате между коммуникантами наблюдается постоянное, в высокой степени равнонаправленное внимание — явление, называемое в нейробиологии «совместное внимание» («joint attention»), которое также обеспечивается механизмом работы зеркальных нейронов [42].

Раскрывая механизм наблюдаемой коммуникации, объясняемый с позиции эмпатии, нужно упомянуть, что эмпатические реакции обладают свойством избирательности [44]. Обнаруженное свойство избирательности чаще всего вызывают близкие родственники или хорошо знакомые, т.е. факторы, облегчающие возникновение эмпатического реагирования. Сейчас трудно говорить о природе и механизме эмпатии, тем более что у психологов единого мнения нет. Одни авторы [45] определяют эмпатию как эмоциональный процесс, содержанием которого является отраженное субъектом эмпатии отношение переживающего (человека или животного) к объективной действительности. Но есть точка зрения, что эмпатия — это врожденное свойство человека, доставшееся ему от животных. Данное утверждение подтверждается публикациями по изучению альтруистического поведения в животном мире, в частности, экспериментах на мышах [46]. Мотивации такого поведения не найдена, но отмечается, что альтруизм проявляется лишь в том случае, если «страдающая» мышь перед экспериментом жила вместе с подопытной мышью не менее двух недель. Далее показано, что к боли, испытываемой незнакомцами, мыши равнодушны.

В нашем эксперименте это, прежде всего, взаимоотношение внутри стада дельфинов. Именно поэтому в эксперименте участвуют только те животные, которые подчиняются и поддерживают иерархические отношения внутри стада. Тестом проверки таких отношений служит иерархическое поведение при прохождении животных через калитку в экспериментальный отсек. Отсутствие пищевой доминанты также улучшает сложившуюся атмосферу доверия между членами стада, а взаимоотношения внутри стада точно не зависят от пищевой мотивации.

Есть исследователи, которые под эмпатией понимают способность создавать «Я-образы» [47]. Если животные в процессе тренировки создают в своем воображении «Я-образы» или поведенческие программы двигательных актов, то провокация коммуникационного взаимодействия реализуется с помощью нарушения таких программ во время формирования объектной неопределенности, что порождает реакцию незавершенного действия. Незавершенное действие порождает эмпатическую реакцию у наблюдателей, которая и вызывает вокализацию между особями. Приведенные две «схемы беседы» доказывают положительный результат опыта по провокации акустического коммуникационного взаимодействия. Во время переживаний наблюдается синхронизация процессов переживающего и наблюдающего, что отчетливо выражено в представленном опыте, однако разделить во время «диалога» сигналы коммуникантов затруднительно. В этом случае для разделения сигналов необходимо использовать группу гидрофонов, которые устанавливаются на некотором расстоянии друг от друга между коммуникантами, что приводит к технологическому усложнению эксперимента.

Таким образом, в процессе создания методических приемов эксперимента по изучению коммуникации дельфинов появляется хорошая «живая модель» по изучению эмпатии. Тем более, что модель эмпатии находится в развитии. Так, в работе [48] показано два типа эмпатии — эмоциональный и когнитивный. Эмоциональная эмпатия — способность проецировать на себя аффективные реакции другого и подражать им, т.е. чувственное подражание. Когнитивная эмпатия основана на интеллектуальных процессах, т.е. не только сочувствовать, но понимать другого. Вопрос, к какому типу эмпатии принадлежит мозг дельфина в данном опыте, предстоит еще выяснить и методические приемы экспериментального исследования обосновываются в данной работе.

Развитие методических приемов провокации коммуникационного взаимодействия неизбежно должны привести к развитию эксперимента [35], в котором продуктивный диалог возможен, но только в том случае, если собеседники интеллектуально восприимчивы и способны понять аргументы друг друга. В процессе эксперимента неизбежно возникает фаза обучения животных друг друга, которая является результатом способности к когнитивной эмпатии, ведь для того, чтобы учиться необходимо следить за чьим-то ходом мысли и прикладывать усилия, чтобы его понять [48].

В рассматриваемом эксперименте респондент, несмотря на все усилия наблюдателей, не воспользовался их «знаниями» при условии, если они ему передавали эти знания. Такая реакция может быть связана с различными сюжетами поведения животного. Например, либо респондент добросовестно работает, либо установки переучиваться по подсказке не было. Эти два сюжета показывают, что сложным реакциям взаимодействия между особями необходимо учить.

Акустическое поведение животных в общем вольере традиционно [35]. Хорошо прослушиваются «визги», «кряки», сигналы эхолокации, свисты и т.д. Во время проведения опытов по дифференцированию предметных стимулов, помимо сигналов эхолокации животного, с которым проводится опыт, иногда, и очень тихо, прослушиваются импульсы наблюдателей. Эхолокационные сигналы от наблюдателей в момент проявления нетерпения в большей степени идентифицировались в момент ошибок респондента.

Для решения вопроса о создании прямого эксперимента по вербальному взаимодействию дельфинов необходимо научиться целенаправленно провоцировать гидроакустическое взаимодействие между особями и создавать такие модели лабораторного эксперимента, в которых акустическое взаимодействие повторяемо и интерпретируемо без помощи статистики. Приведенные две «схемы беседы» доказывают возможность провокации гидроакустического коммуникационного взаимодействия. Наиболее вероятно, что приведенные экспериментальные данные демонстрируют эмоциональную эмпатию, т.е. способность проецировать на себя аффективные реакции другого и сопереживать ему. Сопереживание сопровождается вокальным взаимодействием, что порождает когнитивную эмпатию.

В статье обобщены данные по использованию дельфинами гидроакустического канала для связи между особями и методические приемы коммуникационного эксперимента. На рис. 9 представлена двигательная реакция респондента во время обратного дифференцирования при последовательном предъявлении стимулов. Стартовая позиция респондента и расположение внимательных наблюдателей (рис. 9, а). Двигательная реакция респондента с правым наблюдателем во время «диалога» (рис. 9, б); двигательная реакция респондента с левым наблюдателем во время «диалога» (рис. 9, в); осциллограмма акустической последовательности пакетов УКИ во время «диалога» и его динамический спектр мощности (рис. 9, г). Как показано на рис. 9, двигательная и гидроакустическая реакции однозначно интерпретируемы. В представленной методике показаны достоинства и контроль наблюдаемых поведенческих актов, а также недостатки, которые необходимо учесть в последующих экспериментах.

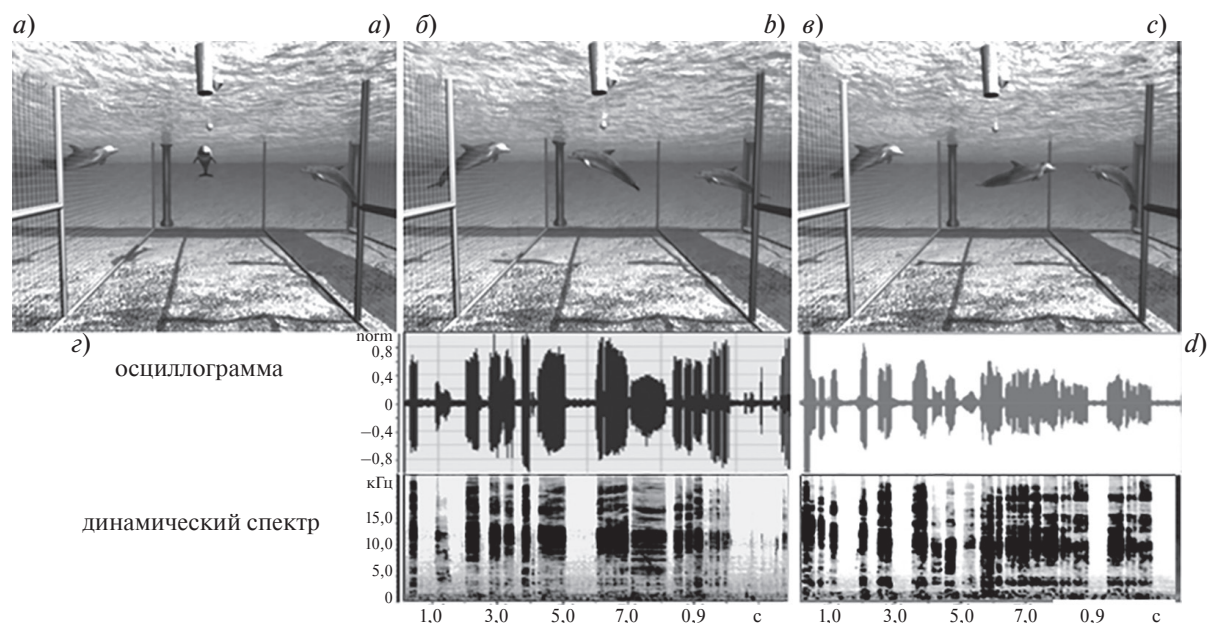


Рис. 9. Двигательные реакции дельфинов и акустическое сопровождение. *a* — внимательные наблюдатели слева и справа от респондента при решении задачи дифференцирования; *б* — визуальный и акустический контакт правого наблюдателя с респондентом; *в* — визуальный и акустический контакт левого наблюдателя с респондентом; *г* — осциллограммы вербального взаимодействия и динамический спектр мощности в полосе до 20 кГц

Fig. 9. Motor reactions of dolphins and acoustic accompaniment; *a* — attentive observers to the left and right of the respondent when solving the differentiation problem; *b* — visual and acoustic contact of the right observer and the respondent; *c* — visual and acoustic contact of the left observer and the respondent; *d* — oscillograms of verbal interaction and dynamic power spectrum in the band up to 20 kHz

Попытка внести некий числовой показатель — коэффициент временного разнообразия в пакетах УКИ, пока не дала значительных результатов, за исключением того, что пакеты можно грубо разделить на две *категории*. Пакеты с малой вариацией ВИМ ($K_{\text{разн.}} < 0,5$) и пакеты с ярко выраженной вариацией временного интервала между УКИ ($K_{\text{разн.}} > 0,5$).

Отмечены достоинства предлагаемой методики:

1. Формирование стада лабораторных животных создает благоприятный психоэмоциональный фон взаимодействия между особями (Оперативный контроль: очередность и последовательный проход через калитку в экспериментальный отсек соблюдается от опыта к опыту).

2. Все животные последовательно выполняют роль респондента и внимательного наблюдателя. (Оперативный контроль: респондент выполняет задачу распознавания цели быстро и без ошибок, а наблюдатель не отходит от выбранного места наблюдения за респондентом на протяжении всего опыта).

3. Пищевое вознаграждение респондент получает только во время обучения дифференцированию. Дальнейшее взаимодействие с экспериментатором происходит только по гидроакустическому каналу. (Оперативный контроль: исчезает реакция зрительного слежения за экспериментатором и выпрашивание пищевого вознаграждения).

4. При прослушивании акустической обстановки сигналы эхолокации принадлежат респонденту и направлены в сторону объекта дифференцирования. (Оперативный контроль: регистрируются только импульсные сигналы, связанные временной зависимостью с дальностью до цели, т. е. моноимпульсная эхолокация респондента).

5. При прослушивании акустической обстановки во время вербального взаимодействия «диалог» начинается с двигательной реакции поворота друг к другу только головы или всего тела, а сигналы воспринимаются на слух как агрессивное поведение. Анализ показывает, что импульсы собраны в пакеты с различными временными параметрами (Оперативный контроль: наглядная картина двигательной реакции наблюдателя и респондента и интенсивный обмен сигналами «агрессии»).

Выделим недостатки:

1. Место очередного вербального взаимодействия не известно. Поэтому не понятно, куда поставить гидрофон для правильной регистрации акустического взаимодействия, т. к. на сигнал накладывается реверберационный фон, и выделить нужную последовательность импульсов при обработке трудно.

2. Конфигурацию вольеров необходимо изменить так, чтобы место взаимодействия животных во время «диалога» было строго детерминировано. В окне «диалога» установить три гидрофона с полосой пропускания до 600 кГц. Тогда, возможно, появится возможность идентифицировать сигналы во время «диалога» между особями.

Таким образом, разработанная методика, видеорегистрация поворота друг к другу во время вербального взаимодействия, многоканальная система регистрации гидроакустических сигналов с минимальным уровнем шума в диапазоне частот до 600 кГц с минимальной реверберацией создают научную основу изучения когнитивной эмпатии и возможность идентификации сигналов с особью с семантической расшифровкой последовательности сигналов в соответствии со сценарием.

Следующий этап исследований по изучению коммуникации дельфинов — это повторяемость эмоциональной эмпатии и создание методических решений провокации и контроля когнитивной эмпатии как основы интеллектуального процесса. Вопрос, к какому типу эмпатии принадлежит мозг дельфина в данном опыте, предстоит еще выяснить, а методические приемы экспериментального исследования обосновываются в данной работе. Еще лучше, если эксперименты по исследованию коммуникации будут проходить по двум или трем различным методикам.

Одна из них — это методика, не требующая дополнительного обучения животных, построена на пассивном наблюдении за экспериментальными животными, описанная в работах В.А. Рябова [33, 49]. Методика имеет свои достоинства и недостатки, которые пока не имеют достаточного материала для окончательной трактовки. Так, например, временные параметры вербальных сигналов: длительность пакета, количество импульсов в пакете, временной интервал между УКИ, ВИМ УКИ и паузы между пакетами инвариантны к углу наблюдения, в то время как частотные параметры УКИ очень сильно зависят от угла, и особенно в высокочастотной области. В работах В.А. Рябова результат «переговоров» отчетливо наблюдается по временной задержке между сигналами, а на основании анализа спектрально-временных параметров автор обосновывает многообразие акустических сигналов во время вербального взаимодействия, развивая гипотезу вероятного разговорного языка дельфинов. Вместе с тем, результаты пассивного наблюдения «переговоров» между двумя дельфинами [49] вступают в противоречие с известным фактом зависимости частотных характеристик от угла наблюдения [50]. Данная методика самая простая из всех известных по исследованию коммуникационных сигналов дельфинов, но никем из исследователей она не востребована.

В следующей методике, основанной на взаимодействии дельфина с автоматизированным стендом для изучения когнитивных функций, в котором дельфин наблюдает за изображением на подводном мониторе и управляет акустической мышкой [51], процесс акустического взаимодействия соответствует сценарию эксперимента. В эксперименте [52] с демонстрацией видеоизображений Л. Нерман использовал образы с изображением человека, передающего дельфину информацию с помощью языка жестов. Эти исследования показали, что дельфины воспринимают происходящие на телевизионном экране сцены и реагируют на них, как на реальные события, но удержание внимания у монитора не превышало 20 с.

Анализ сигналов и их идентификация должны проводиться в широком диапазоне параметров как в высокочастотной области пространства, так и в низкочастотной области [53]. Так, на рис. 4 в пакетах 8...11 область частот ниже 5 кГц заполнена. В пакетах 12, 13, которые предположительно являются общей структурой пакетов 8...13, низкочастотная область выражена слабо. Для такого подробного анализа лучше использовать результаты эксперимента с подводным монитором, т. к. там 10–15-секундные фрагменты записываются очень четко во всем диапазоне частот вплоть до 600 кГц и с минимальной последующей фильтрацией.

5. Заключение

В работе обоснованы основные методики по проведению дальнейших экспериментов по изучению когнитивной эмпатии со всеми тонкостями: конструкции вольера, рекомендации обучения животных, проведение эксперимента без пищевого подкрепления. Предлагается реализация аппаратной части, с помощью которой регистрируются сигналы непрерывно от начала опыта до его окончания. В конечном итоге необходимо получить не только качественные физические параметры гидроакустического коммуникационного взаимодействия, но и семантическое значение последовательности пакетов ультракоротких импульсов и пауз между ними.

Необходимо понять гидроакустическую значимость использования дельфинами ультракоротких импульсов длительностью 4–10 мкс с неустойчивыми спектрально-временными параметрами (зависимость спектра импульса от угла наблюдения) и информационными паузами (от ~2 до ~120 мс) между импульсами в пакетах и между пакетами импульсов (от ~10 до ~600 мс) во время «диалога». Какую функцию выполняет ультракороткий импульс во время создания пакетов импульсов? Возможно это, метки временного ряда? Тогда получается, что паузы как в пакетах, так и между ними несут информационную нагрузку и инвариантны к углу наблюдения, в то время как спектральные параметры ультракороткого импульса не несут информационной нагрузки.

Будущие исследования в данной области должны ответить на интригующий вопрос: «Провокация когнитивной революции коснулась только сапиенсов или кого-то еще из млекопитающих? Только ли сапиенсы умеют обсуждать вещи гипотетические и противоречащие фактам, и только ли сапиенсы способны обсуждать вымысел?» [54].

Конфликт интересов

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

Соблюдение этических стандартов

Настоящая работа не содержит описания с использованием людей и животных в качестве объектов исследования в острых опытах.

Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта Министерства образования РФ РНП «Биоинформационные процессы при передаче и приеме сигналов эхолокации, ориентации и коммуникации у китообразных» Рег.№ 2.1.1/3773, АВЦН 2009–2010. Работа выполнена в рамках тем госзаданий: № FMWE-2021-0014 (ИО РАН), № 075-00869-22-00 (СПбНЦ РАН).

Funding

The work was supported by the grant of the Ministry of Education of the Russian Federation RNP Reg. No. 2.1.1/3773, AVCN 2009–2010. The work was carried out within the framework of the state assignment: No. FMWE-2021-0014 (IO RAS), No. 075-00869-22-00 (SPbRC RAS).

Литература

1. Lilly J.C., Miller A.M. Sounds emitted by the Bottlenose Dolphin — The audible emissions underwater or in the air of captive dolphins are remarkably complex and varied // *Science*. 1961. 133(3465). P. 1689–1693. doi:10.1126/science.133.3465.1689
2. Белькович В.М., Дубровский Н.А. Сенсорные основы ориентации китообразных. Л.: Наука, 1976. 204 с.
3. Au W.W.L. The Sonar of Dolphins. N. Y.: Springer, 1993. 278 p.
4. Иванов М.П. Эхолокационные сигналы дельфина при обнаружении объектов в сложных акустических условиях // *Акустический журнал*. 2004. Т. 50, № 4. С. 550–561.
5. Ivanov M.P., Stefanov V.E. Technique of experiments for studying echolocation and communication of dolphins under the effect of man-made interference // *Symposium on Bio Sonar Systems and Bio-Acoustics*, Institute Acoustics, Loughborough University, UK, 2009. P. 215–220.
6. Иванов М.П. Устойчивость эхолокационной системы дельфина к воздействию пассивных и активных помех // *Морские млекопитающие Голарктики: Сборник научных трудов*. СПб., 2006. С. 218–222.
7. Finneran J.J. Dolphins use “packets” of broadband clicks during long range echolocation tasks // *J. Acoust. Soc. Am.* 2012. 132, 3. P. 1884. doi:10.1121/1.4754908
8. Stefanov V.E., Ivanov M.P., Kashinov V.V., Stepanov B.G. Mechanisms of interference resistance of the sonar system of dolphins exposed to man-made interference // *Symposium on Bio Sonar Systems and Bio-Acoustics*, Institute Acoustics, Loughborough University, Proceedings of the Institute of Acoustics. 2009. Vol. 31, Pt. 1. P. 22–28.
9. Finneran J.J. Dolphin “packet” use during long-range echolocation tasks // *J. Acoust. Soc. Am.* 2013. Vol. 133 (3). P. 1796–1810. doi.org/10.1121/1.4788997
10. Herman L.M., Tavolga W.N. The Communication Systems of Cetaceans // *Cetacean behavior: Mechanisms and functions* / Ed. L.M. Herman. N.Y.: Wiley & Sons Inc., 1980. P. 149–209.
11. Watkins W.A., Wartzok D. Sensory biophysics of marine mammals // *Marine Mammal Science*. 1985. Vol. 1(3). P. 219–260. doi:10.1111/j.1748-7692.1985.tb00011.x

12. Tyack P. Population biology, social behavior and communication in whales and dolphins // Trends Ecol. Evol. 1986. Vol. 1(6). P. 144–150. doi:10.1016/0169–5347(86)90042-X
13. Dawson S.M. Clicks and Communication: The Behavioural and Social Contexts of Hector's Dolphin Vocalizations // Ethology. 1991. Vol. 88(4). P. 265–276. doi:10.1111/j.1439–0310.1991.tb00281.x
14. Lammers M.O., Schotten M., Au W.W.L. The spatial context of free-ranging Hawaiian spinner dolphins (*Stenella longirostris*) producing acoustic signals // J. Acoust. Soc. Am. 2006. Vol. 119(2). P. 1244–1250. doi:10.1121/1.2151804
15. Herzog D.L. Vocalizations and associated underwater behavior of free-ranging Atlantic spotted dolphins, *Stenella frontalis* and bottlenose dolphins, *Tursiops truncatus* // Aquatic Mammals. 1996. Vol. 22(2). P. 61–79. doi:10.12966/abc.02.02.2015
16. Cranford T.W., Elsberry W.R., Blackwood D.J., et al. Two independent sonar signal generators in the bottlenose dolphin: physiologic evidence and implications // J. Acoust. Soc. Am. 2000. Vol. 108(5). P. 2613–2614. doi:10.1121/1.4743727
17. Kershenbaum A., Sayigh L.S., Janik V.M. The Encoding of individual identity in dolphin signature whistles: How much information is needed? // PLoS ONE. 2013. Vol. 8(10): e77671. doi:10.1371/journal.pone.0077671
18. Esch H.C., Sayigh L.S., Wells R.S. Quantifying parameters of bottlenose dolphin signature whistles // Marine Mammal Science. 2009. Vol. 25(4). P. 976–986. doi:10.1111/j.1748–7692.2009.00289.x
19. Панова Е.М., Беликов Р.А., Агафонов А.В., Белькович В.М. Тональные сигналы белух (*delphinapterus leucas*) Мянгоостровского стада (Белое море, Онежский залив) // Зоологический журнал. 2012. Т. 91(6). P. 721–733.
20. Беликов Р.А., Белькович В.М. Подводная акустическая сигнализация белух (*Delphinapterus leucas*) в репродуктивном скоплении при различных поведенческих ситуациях // Океанология. 2003. Т. 43, № 1. С. 118–126.
21. Беликов Р.А., Белькович В.М. Коммуникативные импульсные сигналы белух в летнем репродуктивном скоплении у острова Соловецкий в Белом море // Акустический журнал. 2008. Т. 54, № 1. С. 133–142.
22. Ridgway S., Carder D., Jeffries M., Todd M. Spontaneous human speech mimicry by a cetacean // Current Biology. 2012. Vol. 22(20). P. R860–R861. doi:10.1016/j.cub.2012.08.044
23. Sayigh L.S., Tyack P.L., Wells R.S., Scott M.D. Signature whistles of free-ranging bottlenose dolphins (*Tursiops truncatus*): Stability and mother-offspring comparisons // Behav. Ecol. Sociobiol. 1990. Vol. 26(4). P. 247–260. doi:10.1007/BF00178318
24. Dudok van Heel W.H., Kamminga C., van der Toorn J.D. An experiment in two-way communication in *Orcinus orca* L. // Aquatic Mammals. 1982. Vol. 9(3). P. 69–82.
25. Janik V.M., Sayigh L.S., Wells R.S. Signature whistle shape conveys identity information to bottlenose dolphins // PNAS. 2006. Vol. 103, N21. P. 8293–8297. doi:10.1073/pnas.0509918103
26. Иванов М.П., Кузнецов В.Б., Кашинов В.В. Возможные механизмы ближней ориентации у дельфинов // Сборник научных трудов V Международной конференции Морские млекопитающие Голарктики. Одесса, 2008. С. 238–343.
27. Blomqvist C., Amundin M. High-Frequency Burst-Pulse Sounds in Agonistic/Aggressive Interactions in Bottlenose Dolphins, *Tursiops truncatus* // Echolocation in Bats and Dolphins. Chicago: The University of Chicago Press, 2004. P. 425–431.
28. Иванов М.П., Леухина Ю.В. Анализ экспериментальных работ по изучению коммуникации дельфинов афалин // XIII Международное совещание и VI школа по эволюционной физиологии. Тез. докладов и лекций. СПб.: РАН, 2006. С. 88.
29. Панова Е.М., Агафонов А.В. Полвека исследований акустической сигнализации дельфинов афалин // Природа: Ежемесячный естественно-научный журнал Российской академии наук, 2011. № 12 (1156). С. 40–48.
30. Bastian J. The transmission of arbitrary environmental information between bottlenose dolphins // Animal sonar systems R.G. Juoy-Josas (France). 1967. P. 807–873.
31. Марков В.И. Организация акустической коммуникативной системы у дельфина афалины // Морские млекопитающие Голарктики. Материалы Международной конференции. Архангельск, 21–23 сентября 2000 г. Архангельск, 2000. С. 237–242.
32. Иванов М.П., Истомина А.А. Одомашнивание дельфинов — мифы и реальность // Экологическое партнёрство. Аспекты взаимодействия человека и животного в современном обществе. Сборник научных трудов участников Первой Международной научно-практической конференции (24–25 июня 2010 года, г. Санкт-Петербург). СПб.: НОИР, ООО «ИКЦ». С. 110–114.
33. Рябов В.А. Изучение акустических сигналов и предполагаемого разговорного языка дельфинов // Научно-технические ведомости СПбГПУ. Физико-математические науки. 2016. № 3(248). С. 88–101. doi:10.5862/JPM.248.10
34. Иванов М.П. Помехозащищенность акустической системы дельфина (эхолокация, ориентация, коммуникация) // Научная сессия памяти академика Л.М. Бреховских и профессора Н.А. Дубровского. М.: ГЕОС, 2009. С. 127–145.

35. Иванов М.П. Изучение коммуникационного поведения дельфина: методика, двигательные и акустические показатели // Журнал эволюционной биохимии и физиологии. 2009. Т. 45, № 6, С. 575–582.
36. Rapp F. Ladislav Tondl, Technisches Denken and Schlussfolgern. Neun Kapitel einer Philosophie der Technik // Journal for General Philosophy of Science. 2004. 35. P. 203–204. doi:10.1023/B: JGPS.0000035212.92741.90
37. Хомский Н. Язык и мышление. Язык и проблемы знания / Пер. Б. Городецкий. Из-во: БГК им. И.А. Бодуэна де Куртенэ, 1999. 253 с.
38. Nazir T., Boulenger V., Roy A., Silber B., Jeannerod M., Paulignan Y. Language-induced motor perturbations during the execution of a reaching movement // Quarterly Journal of Experimental Psychology. 2008. Vol. 61. P. 933–943. doi:10.1080/1747021070162566
39. Wu H., Tang H., Ge Y., Yang S., Mai X., Luo Y.J., Liu C. Object words modulate the activity of the mirror neuron system during action imitation. // Brain and Behavior. 2017. 7(11). e00840. doi:10.1002/brb3.840
40. Володин И.А., Володина Е.В., Гоголева С.С., Доронина Л.О. Индикаторы эмоционального возбуждения в звуках млекопитающих и человека // Журнал общей биологии. 2009. Т. 70, № 3. С. 210–224.
41. Елеференко И.О. Подготовка специалистов социометрических профессий с учетом рациональности эмпатии // Фундаментальные исследования. 2010. № 12. С. 11–19.
42. Бауэр И. Почему я чувствую, что чувствуешь ты. Интуитивная коммуникация и секрет зеркальных нейронов. Санкт-Петербург: Вернера Регена, 2009. 112 с.
43. Гаврилушкина О.П. Развитие коммуникативного поведения дошкольников в условиях детского сада // Ребенок в детском саду. 2003. № 2. С. 12–16.
44. Фресс П. Эмоции // Фресс П., Пиаже Ж. Экспериментальная психология эмоций. Вып. 5. М.: Прогресс, 1975. С. 111–195.
45. Пашукова Т.И., Троицкая Е.А. Механизмы и функции эмпатии // Вестник МГЛУ. Вып. 7(586). 2010. С. 197–209.
46. Langford D.J., Crager S.E., Shehzad Z., et al. Social modulation of pain as evidence for empathy in mice // Science. 2006. Vol. 312. P. 1967–1970. doi:10.1126/science.1128322
47. Басин Е.Я. Творчество и эмпатия // Вопросы философии. 1987. № 2. С. 54–66.
48. Johnston A., Malabou C. Self and Emotional Life: Philosophy, Psychoanalysis, and Neuroscience. New York: Columbia University Press, 2013. 304 p.
49. Рябов В.А. Акустические сигналы и эхолокационная система дельфина // Биофизика. 2014. Т. 59, Вып. 1. С. 169–184.
50. Finneran J.J., Branstetter B.K., Houser D.S., More P.W., Mulsow J., Martin C., Perisho S. High-resolution measurement of a bottlenose dolphin's (*Tursiops truncatus*) biosonar transmission beam pattern in the horizontal plane // J. Acoust. Soc. Am. 2014. 136(4). P. 2025–2038. doi:10.1121/1.4895682
51. Иванов М.П., Родионов А.А., Толмачев Ю.А., Леонова Л.Е., Романовская Е.В., Стефанов В.Е. Лабораторные исследования вербальной коммуникации зубатых китов // Фундаментальная и прикладная гидрофизика. 2018. Т. 11, № 1. С. 74–79. doi:10.7868/S2073667318010082
52. Herman L.M., Morrel-Samuels P., Pack A.A. Bottlenosed dolphin and human recognition of veridical and degraded video displays of an artificial gestural language // Journal of Experimental Psychology: General. 1990. 119(2). P. 215–230.
53. Иванов М.П., Родионов А.А., Стефанов В.Е. Возможности сверхширокополосных систем наблюдения на примере исследования природного сонара зубатых китов // Фундаментальная и прикладная гидрофизика. 2020. Т. 13, № 4. С. 100–120. doi:10.7868/S2073667320040097
54. Харари Ю.Н. Sapiens. Краткая история человечества. М.: Синдбад, 2016. 520 с.

References

1. Lilly J.C., Miller A.M. Sounds emitted by the Bottlenose Dolphin — The audible emissions underwater or in the air of captive dolphins are remarkably complex and varied. *Science*. 1961, 133(3465), 1689–1693. doi:10.1126/science.133.3465.1689
2. Bel'kovich V.M., Dubrovskij N.A. Sensory bases of cetacean orientation. *L., Nauka*, 1976. 204 p. (in Russian)
3. Au W.W.L. The Sonar of Dolphins. *N. Y., Springer*, 1993. 278 p.
4. Ivanov M.P. Dolphin's echolocation signals in a complicated acoustic environment. *Acoustical Physics*, 2004, 50, 4, 469–479. doi:10.1134/1.1776226
5. Ivanov M.P., Stefanov V.E. Technique of experiments for studying echolocation and communication of dolphins under the effect of man-made interference. *Symposium on Bio Sonar Systems and Bio-Acoustics, Institute Acoustics, Loughborough University, UK*, 2009, 215–220.
6. Ivanov M.P. Stability of the dolphin echolocation system to the effects of active and passive interference. *Collection of scientific works of the IV International Conference "Marine Mammals of the Holarctic" September 10–14, 2006, St. Petersburg*, 218–224 (in Russian).

7. Finneran J.J. Dolphins use “packets” of broadband clicks during long range echolocation tasks. *J. Acoust. Soc. Am.* 2012, 132, 3, 1884. doi:10.1121/1.4754908
8. Stefanov V.E., Ivanov M.P., Kashinov V.V., Stepanov B.G. Mechanisms of interference resistance of the sonar system of dolphins exposed to man-made interference. *Symposium on Bio Sonar Systems and Bio-Acoustics, Institute Acoustics, Loughborough University, Proceedings of the Institute of Acoustics.* 2009, 31, 1, 22–28.
9. Finneran J.J. Dolphin “packet” use during long-range echolocation tasks. *J. Acoust. Soc. Am.* 2013, 133(3), 1796–1810. doi.org/10.1121/1.4788997
10. Herman L.M., Tavolga W.N. The Communication Systems of Cetaceans. *Cetacean behavior: Mechanisms and functions* / Ed. L.M. Herman. N.Y., Wiley & Sons Inc., 1980, 149–209.
11. Watkins W.A., Wartzok D. Sensory biophysics of marine mammals. *Marine Mammal Science*, 1985, 1(3), 219–260. doi:10.1111/j.1748–7692.1985.tb00011.x
12. Tyack P. Population biology, social behavior and communication in whales and dolphins. *Trends Ecol. Evol.*, 1986, 1(6), 144–150. doi:10.1016/0169–5347(86)90042-X
13. Dawson S.M. Clicks and communication: The behavioural and social contexts of Hector’s dolphin vocalizations. *Ethology*. 1991, 88(4), 265–276. doi:10.1111/j.1439–0310.1991.tb00281.x
14. Lammers M.O., Schotten M., Au W.W.L. The spatial context of free-ranging Hawaiian spinner dolphins (*Stenella longirostris*) producing acoustic signals. *J. Acoust. Soc. Am.* 2006, 119(2), 1244–1250. doi:10.1121/1.2151804
15. Herzing D.L. Vocalizations and associated underwater behavior of free-ranging Atlantic spotted dolphins, *Stenella frontalis* and bottlenose dolphins, *Tursiops truncatus*. *Aquatic Mammals*. 1996, 22(2), 61–79. doi:10.12966/abc.02.02.2015
16. Cranford T.W., Elsberry W.R., Blackwood D.J., et. al. Two independent sonar signal generators in the bottlenose dolphin: physiologic evidence and implications. *J. Acoust. Soc. Am.* 2000, 108(5), 2613–2614. doi:10.1121/1.4743727
17. Kershenbaum A., Sayigh L.S., Janik V.M. The encoding of individual identity in dolphin signature whistles: How much information is needed? *PLoS ONE*. 2013, 8(10), e77671. doi:10.1371/journal.pone.0077671
18. Esch H.C., Sayigh L.S., Wells R.S. Quantifying parameters of bottlenose dolphin signature whistles. *Marine Mammal Science*. 2009, 25(4), 976–986. doi:10.1111/j.1748–7692.2009.00289.x
19. Panova E.M., Belikov R.A., Agafonov A.B., Bel’kovich V.M. Whistles of the beluga (*Delphinapterus leucas*) of Myagostrov herd (the Onega bay of the White Sea). *Zoologicheskii Zhurnal*. 2012, 91(6), 721–733.
20. Belikov R.A., Bel’kovich V.M. Underwater vocalization of the beluga whales (*Delphinapterus leucas*) in a reproductive gathering in various behavioral situations. *Oceanology*. 2003, 43(1), 112–120.
21. Belikov R.A., Bel’kovich V.M. Communicative pulsed signals of beluga whales in the reproductive gathering off Solovetskii Island in the White Sea. *Acoustical Physics*. 2008, 54(1), 115–123. doi:10.1134/S1063771008010168
22. Ridgway S., Carder D., Jeffries M., Todd M. Spontaneous human speech mimicry by a cetacean. *Current Biology*. 2012, 22(20), R860–R861. doi:10.1016/j.cub.2012.08.04
23. Sayigh L.S., Tyack P.L., Wells R.S., Scott M.D. Signature whistles of free-ranging bottlenose dolphins (*Tursiops truncatus*): Stability and mother-offspring comparisons. *Behav. Ecol. Sociobiol.* 1990, 26(4), 247–260. doi:10.1007/BF00178318
24. Dudok van Hee W.H., Kamminga C., van der Toorn J.D. An experiment in two-way communication in *Orcinus orca* L. *Aquatic Mammals*. 1982, 9(3), 69–82.
25. Janik V.M., Sayigh L.S., Wells R.S. Signature whistle shape conveys identity information to bottlenose dolphins. *PNAS*. 2006, 103, 21, 8293–8297. doi:10.1073/pnas.0509918103
26. Ivanov M.P., Kuznecov V.B., Kashinov V.V. Possible mechanisms of short-range orientation in dolphins. *Collection of scientific papers of the V International Conference Marine Mammals of the Holarctic*. Odessa, 2008, 238–343 (in Russian).
27. Blomqvist C., Amundin M. High-Frequency Burst-Pulse Sounds in Agonistic/Aggressive Interactions in Bottlenose Dolphins, *Tursiops truncatus*. *Echolocation in Bats and Dolphins*. Chicago, The University of Chicago Press, 2004, 425–431.
28. Ivanov M.P., Leuhina Yu.V. Analysis of experimental work on the study of communication in bottlenose dolphins. *XIII International Conference and VI School of Evolutionary Physiology. Tez. reports and lectures. RAN, St. Petersburg*, 2006. 88 p. (in Russian).
29. Panova E.M., Agafonov A.V. Half a century of research on acoustic signaling of bottlenose dolphins. *Nature: Monthly natural-scientific journal of the Russian Academy of Sciences*. 2011, 12, 40–48 (in Russian).
30. Bastian J. The transmission of arbitrary environmental information between bottlenose dolphins. *Animal sonar systems* R.G. Juoy-Josas (France). 1967, 807–873.
31. Markov V.I. Organization of the acoustic communicative system in the dolphin bottlenose dolphin. *Marine mammals of the Holarctics. Proceedings of the International Conference. Arkhangelsk, September 21–23, 2000*, 237–242 (in Russian).
32. Ivanov M.P., Istomina A.A. Domestication of dolphins — myths and reality. *Ecological Partnership. Aspects of interaction between man and animal in modern society. Collection of scientific works of the participants of the First International Scientific and Practical Conference* (June 24–25, 2010, St. Petersburg). *St. Petersburg, NOIR, LLC “ICC”*, 110–114 (in Russian).

33. Ryabov V.A. The study of acoustic signals and the supposed spoken language of the dolphins. *St Petersburg Polytechnical University Journal: Physics and Mathematics*. 2016, 2(3), 231–239. doi:10.1016/j.sppm.2016.08.004
34. Ivanov M.P. Noise immunity of the dolphin acoustic system (echolocation, orientation, communication). *Scientific session in memory of academician L.M. Brekhovskikh and Professor N.A. Dubrovsky. M., GEOS*, 2009, 127–145 (in Russian).
35. Ivanov M.P. Study of dolphin communicational behavior: procedure, motor and acoustic parameters. *Journal of Evolutionary Biochemistry and Physiology*. 2009, 45(6), 696–705. doi:10.1134/S0022093009060076
36. Rapp F. Ladislav Tondl, Technisches Denken und Schlussfolgern. Neun Kapitel einer Philosophie der Technik. *Journal for General Philosophy of Science*. 2004, 35, 203–204. doi:10.1023/B: JGPS.0000035212.92741.90
37. Chomsky N. Yazyk i myshlya. Sprache und Probleme des Wissens. Übersetzt von B. Gorodetsky. 1999, 253 p. (in Russian).
38. Nazir T., Boulenger V., Roy A., Silber B., Jeannerod M., Paulignan Y. Language-induced motor perturbations during the execution of a reaching movement. *Quarterly Journal of Experimental Psychology*. 2008, 61, 933–943. doi:10.1080/1747021070162566
39. Wu H., Tang H., Ge Y., Yang S., Mai X., Luo Y.J., Liu C. Object words modulate the activity of the mirror neuron system during action imitation. *Brain and Behavior*. 2017, 7(11), e00840. doi:10.1002/brb3.840
40. Volodin I.A., Volodina E.V., Gogoleva S.S., Doronina L.O. Indicators of emotional arousal in vocal emissions of the humans and nonhuman mammals. *Journal of General Biology*. 2009, 70, 3, 210–224 (in Russian).
41. Eleferenko I.O. Preparation of experts' socio metrics trades taking into account rationality empathy. *Journal of Basic Research*. 2010, 12, 11–19 (in Russian).
42. Bauer J. Why do I feel what you feel. Intuitive Communication and the Secret of Mirror Neurons. *St. Petersburg, Werner Regen*, 2009. 112 p. (in Russian).
43. Gavrilushkina O.P. Development of communicative behavior of preschool children in kindergarten conditions. *Rebenok v Detskom Sadu*. 2003, 2, 12–16 (in Russian).
44. Fress P. Emotions / Fress P., Piaget J. *Experimental psychology of emotions. M., Progress*, 1975, 5, 111–195 (in Russian).
45. Pashukova T.I., Troitskaya E.A. Mechanisms and functions of empathy. *Vestnik MSLU*. 2010, 7(586), 197–209 (in Russian).
46. Langford D.J., Crager S.E., Shehzad Z., et al. Social modulation of pain as evidence for empathy in mice. *Science*. 2006, 312, 1967–1970. doi:10.1126/science.1128322
47. Basin I. Creativity and Empathy. *Questions of Philosophy*. 1987, 2, 54–66 (in Russian).
48. Johnston A., Malabou C. Self and emotional life: Philosophy, psychoanalysis, and neuroscience. *New York, Columbia University Press*, 2013. 304 p.
49. Ryabov V.A. Acoustic signals and an echolocation system of a dolphin. *Biophysics*. 2014, 59, 1, 169–184 (in Russian).
50. Finneran J.J., Branstetter B.K., Houser D.S., More P.W., Mulsow J., Martin C., Perisho S. High-resolution measurement of a bottlenose dolphin's (*Tursiops truncatus*) biosonar transmission beam pattern in the horizontal plane. *J. Acoust. Soc. Am.* 2014, 136(4), 2025–2038.
51. Ivanov M.P., Rodionov A.A., Tolmachev Y.A., Leonova L.E., Romanovskaya E.V., Stefanov V.E. On the use of reflection coefficient phase at hydroacoustic measurements of sea ice cover thickness. *Fundamental and Applied Hydrophysics*. 2018, 11, 1, 74–79. doi:10.7868/S2073667318010082 (in Russian).
52. Herman L.M., Morrel-Samuels P., Pack A.A. Bottlenosed dolphin and human recognition of veridical and degraded video displays of an artificial gestural language. *Journal of Experimental Psychology: General*. 1990, 119(2), 215–230.
53. Ivanov M.P., Rodionov A.A., Stefanov V.E. Possibilities of ultra-wide-band surveillance systems on the example of the study of natural sonar of toothed whales. *Fundamental and Applied Hydrophysics*. 2020, 13(4), 100–120. doi:10.7868/S2073667320040097 (in Russian).
54. Harari Y.N. Sapiens. A brief history of humankind. *Harper*, 2015. 520 p. (in Russian).

Об авторах

ИВАНОВ Михаил Павлович, РИНЦ Author ID: 5563–8257, ORCID ID: 0000-0001-7334-1584, Scopus Author ID: 7201382186, WoS ResearcherID: E — 5284–2016, 20mivanov@mail.ru
РОДИОНОВ Анатолий Александрович, РИНЦ AuthorID: 13746, ORCID ID: 0000-0002-2377-5621, Scopus AuthorID: 56223713100, WoS ResearcherID: AAT-6466–2021, rodionov.aa@spb.ocean.ru
ЛЕОНОВА Лариса Евгеньевна, РИНЦ Author ID: 7201–156, ORCID ID: 000-003-4560-2278, Scopus Author ID: 7006332088, WoS ResearcherID: F-9784–2015, l.leonova@spbu.ru
ГРИШИНА Татьяна Васильевна, РИНЦ Author ID: 1769–5627, ORCID ID: 0000-0002-5306-2980, Scopus Author ID: 7006686845, WoS Researcher ID: F-9363–2015, tgrishina@mail.ru
РИМСКАЯ-КОРСАКОВА Людмила Красармовна, РИНЦ Author ID: 1259–3350, ORCID ID: 0000-0001-6212-623X, Scopus Author ID: 6602240911, WoS Researcher ID: R-8439–2019, lkrk@mail.ru

УДК 534.23

© Б. А. Касаткин¹, Н. В. Злобина¹, Л. Г. Стаценко^{2*}, С. Б. Касаткин¹, 2023

¹Институт проблем морских технологий ДВО РАН, 690091, Россия, Владивосток, Приморский край, ул. Суханова, д. 5а.

²Дальневосточный федеральный университет, 690922, Россия, Владивосток, Приморский край, о. Русский, п. Аякс, д. 10.

*statsenko.lg@dvfu.ru

НЕСАМОСОПРЯЖЕННАЯ МОДЕЛЬНАЯ ПОСТАНОВКА ГРАНИЧНЫХ ЗАДАЧ АКУСТИКИ. ЧАСТЬ 1

Статья поступила в редакцию 14.10.2022, после доработки 27.02.2023, принята в печать 14.04.2023

Аннотация

На основе математического определения несамосопряженного оператора и физического смысла конкретной граничной задачи сформулирована несамосопряженная модельная постановка граничных задач акустики. В качестве примера рассмотрены граничные задачи на отражение плоской волны и сферической волны на границе раздела двух жидких сред. Введено новое определение коэффициента отражения сферической волны. В области докритических углов падения новое определение учитывает появление в суммарном звуковом поле сходящихся волн отдачи, соответствующих собственным функциям сопряженного оператора. В области закритических углов падения участие в суммарном звуковом поле собственных функций двух сопряженных операторов формирует отличный от нуля поток мощности через границу раздела и его трансформацию в вихревую составляющую вектора интенсивности на горизонте полного внутреннего отражения. Дано определение горизонта полного внутреннего отражения. Приведены экспериментальные данные, подтверждающие новое определение коэффициента отражения и физическую корректность несамосопряженной модельной постановки.

Ключевые слова: несамосопряженная модельная постановка, сходящиеся волны отдачи, горизонт трансформации, вихревая составляющая вектора интенсивности

© Б. А. Касаткин¹, Н. В. Злобина¹, Л. Г. Стаценко^{2*}, С. Б. Касаткин¹, 2023

¹Institute of Marine Technology Problems, Far Eastern Branch of the Russian Academy of Sciences, 5a Sukhanova St., Vladivostok, Primorsky Krai, 690091, Russia

²Far Eastern Federal University, p. Ajaks, 10, Russkiy Isl., Vladivostok, Primorsky Krai, 690922, Russia

*statsenko.lg@dvfu.ru

NON-SELF-ADJOINT MODEL STATEMENT OF BOUNDARY PROBLEM OF ACOUSTICS. PART 1

Received 14.10.2022, Revised 27.02.2023, Accepted 14.04.2023

Abstract

Based on the mathematical definition of a non-self-adjoint operator and the physical meaning of a specific boundary value problem, a non-self-adjoint model statement of boundary value problems in acoustics is formulated. As an example, boundary value problems for the reflection of a plane wave and a spherical wave at the interface between two liquid media are considered. A new definition of the reflection coefficient of a spherical wave is introduced. In the region of subcritical angles of incidence, the new definition takes into account the appearance in the total sound field of converging recoil waves corresponding to the eigenfunctions of the adjoint operator. In the region of supercritical angles of incidence, the participation of the eigenfunctions of two conjugate operators in the total sound field forms a nonzero power flux through the interface and its transformation into the vortex component of the intensity vector at the total internal reflection horizon. The definition of the total internal reflection horizon is given. Experimental data are presented that confirm the new definition of the reflection coefficient and the physical correctness of the non-self-adjoint model statement.

Keywords: non-self-adjoint model setting, converging recoil waves, transformation horizon, vortex component of the intensity vector

Ссылка для цитирования: Касаткин Б.А., Злобина Н.В., Стаценко Л.Г., Касаткин С.Б. Несамосопряженная модельная постановка граничных задач акустики. Часть 1 // Фундаментальная и прикладная гидрофизика. 2023. Т. 16, № 2. С. 111–125. doi:10.59887/2073-6673.2023.16(2)-8

For citation: Kasatkin B.A., Zlobina N.V., Statsenko L.G., Kasatkin S.B. Non-Self-Adjoint Model Statement of Boundary Problem of Acoustic. Part 1. *Fundamental and Applied Hydrophysics*. 2023, 16, 2, 111–125. doi:10.59887/2073-6673.2023.16(2)-8

1. Введение

При решении традиционных граничных задач акустики в слоистом пространстве подразумевается задание соответствующего дифференциального уравнения, граничных условий и условий на бесконечности, означающих в совокупности задание некоторого оператора, описывающего данную граничную задачу. В соответствии с определением, приведенным в работе [1], граничная задача считается корректно поставленной при соблюдении двух условий: граничная задача имеет решение в каком-то классе функций, решение граничной задачи в этом классе функций является единственным. Согласно общепринятой терминологии, все операторы, описывающие граничную задачу, делятся на самосопряженные и несамосопряженные. Формальным признаком самосопряженного оператора является вещественный спектр собственных значений, тогда как спектр собственных значений несамосопряженного оператора является комплексным с конечным подмножеством вещественных значений.

Неформальным признаком самосопряженного оператора является тот факт, что он всегда описывает консервативную систему, в которой отсутствуют какие-либо потери, например, потери на поглощение звука, потери на трансформацию одного типа волн в волны другого типа, потери на излучение через границы раздела. Потери на трансформацию одного типа волн в волны другого типа хорошо известны в теории твердых волноводов, в которых продольные и поперечные волны связаны механизмом взаимной трансформации при отражении от границ раздела. В идеальных (без учета потерь) жидких слоистых средах звуковое поле описывается одним типом волн, а такой тип трансформации невозможен. Однако это не исключает появления других механизмов трансформации, которые могут сделать модельную постановку граничной задачи несамосопряженной. Наконец, наличие границ раздела, как правило, означает утечку энергии из одной среды, где расположен источник энергии, в другие среды через границы раздела, что также означает, что соответствующая граничная задача должна описываться несамосопряженным оператором. В свою очередь, это означает, что в акустике слоистых сред несамосопряженные операторы должны играть ключевую роль при решении граничных задач, а несамосопряженная модельная постановка должна быть корректно сформулирована.

В случае если несамосопряженный оператор описывает граничную задачу волнового типа, собственные значения оператора λ_n связаны с горизонтальными волновыми числами ξ_n в направлении распространения волны соотношением $\lambda_n = \xi_n^2$. С учетом этого, комплексно-сопряженным значениям собственных чисел λ_n , λ_n^* несамосопряженного оператора будет соответствовать четверка собственных значений волновых чисел ξ_n , ξ_n^* , $-\xi_n$, $-\xi_n^*$, описывающих волновой процесс. При учете потерь на распространение и при наличии в области определения решения бесконечно удаленной точки, условию погашаемости на бесконечности будет удовлетворять пара волновых чисел $(\xi_n, -\xi_n^*)$ или $(\xi_n^*, -\xi_n)$. Пары волновых чисел соответствует пара встречных волн, которые являются собственными функциями двух сопряженных операторов.

Иначе говоря, если граничная задача описывается несамосопряженным оператором, в общем решении граничной задачи возможно появление гибридных волн, в которых встречные волны, как собственные функции двух сопряженных операторов, будут связаны механизмом взаимной трансформации на горизонтах трансформации, подлежащих определению. Таким образом, при определенных условиях в жидких слоистых средах возможен новый тип трансформации, а именно трансформация расходящейся волны в сходящуюся волну отдачи на горизонтах трансформации. Такая трансформация неизбежно связана с нарушением локальных условий непрерывности по давлению и нормальной компоненте вектора колебательной скорости. По этой причине границы раздела не могут быть горизонтами трансформации. Кроме того, разрывность решения на горизонтах трансформации не должна приводить к появлению новых источников энергии с отличной от нуля мощностью излучения, не указанных при постановке граничной задачи.

В случае если граничная задача описывается самосопряженным оператором, решение граничной задачи будет содержать только собственные функции одного оператора. Такими являются расходящиеся волны, удовлетворяющие условиям излучения в той или иной форме, в простейшем случае — условиям излучения Зоммерфельда, сформулированным для свободного пространства. В этом случае никаких дополнительных проблем не возникает, а самосопряженная модельная постановка оказывается наиболее привлекательной при решении граничных задач в акустике слоистых сред. Таким образом, если деление операторов на самосопряженные и несамосопряженные имеет четкое математическое определение, то сама несамосопряженная модельная постановка еще нуждается в определении, совместимом с условием физической и математической корректности соответствующего ей обобщенного решения.

2. Отражение плоской волны на границе раздела двух жидких сред

Рассмотрим простейшую граничную задачу на отражение плоской волны на границе раздела двух жидких сред, впервые сформулированную Ньютоном. Падающая волна, отраженная волна и преломленная волна, записанные в потенциалах, непрерывные по давлению на границе раздела, синхронно распространяются вдоль границы раздела. Угол падения θ_1 , угол отражения θ_1 и угол преломления θ_2 связаны законом Снеллиуса. Амплитудный коэффициент V отраженной волны записывается в виде:

$$V = V_{ie} = \frac{k_{31} - \rho_{12}k_{32}}{k_{31} + \rho_{12}k_{32}}, \quad (1)$$

в принятых обозначениях ρ_1, c_1, ρ_2, c_2 — плотность и скорость звука в верхнем и нижнем полупространствах соответственно, $\rho_{12} = \rho_1/\rho_2$, $k_{32} = \sqrt{k_2^2 - \xi^2}$, $k_{31} = \sqrt{k_1^2 - \xi^2}$, $k_{1,2} = \omega/c_{1,2}$, ω — круговая частота, p и v_z — давление и нормальная компонента колебательной скорости, ξ — горизонтальное волновое число (постоянная распространения).

В классической схеме поток мощности через границу раздела при докритических углах падения (потери на излучение для источника в верхнем полупространстве) отличен от нуля. По этому формальному признаку схема решения граничной задачи и определение коэффициента отражения плоской волны соответствуют несамосопряженной модельной постановке. При углах падения, больших критического, коэффициент отражения становится комплексным, равным по модулю единице, а преломленная волна становится неоднородной волной, амплитуда которой экспоненциально убывает в нижнем полупространстве:

$$V = e^{i2\psi}, k_{32} = -i\alpha, \theta_1 \geq \theta_{1, \text{кр}}, \operatorname{tg} \psi = \frac{\rho_{12}\alpha_2}{k_{31}}, \alpha_2 = \sqrt{\xi^2 - k_2^2}, \theta_{1, \text{кр}} = \operatorname{arcsinc}_{12}, c_{12} = c_1/c_2. \quad (2)$$

Классическое решение, полученное в несамосопряженной модельной постановке, не является физически корректным в силу его характерных особенностей:

- решение описывает полное отражение при закритических углах падения, только если под коэффициентом отражения понимать комплексное число, модуль которого равен единице;

- зависимость фазы коэффициента отражения от горизонтального волнового числа (от угла падения) означает горизонтальный сдвиг волнового процесса в верхнем полупространстве на величину $\Delta = \frac{2\partial\psi}{\partial\xi}$, который оказывается бесконечно большим при критическом угле падения и в предельном случае $\theta_1 = \pi/2$.

Экспериментально наблюдаемый сдвиг, известный как сдвиг Гооса — Генхена, имеет конечную величину и наблюдается только при возбуждении на границе раздела пограничной волны типа Рэлея — Шолте. Однако на границе раздела двух жидких полупространств пограничная волна отсутствует, а потому физический сдвиг волнового процесса вдоль границы раздела в классическом описании невозможен;

- отражение при закритических углах падения является полным, но не внутренним (по Ньютону). Отличный от нуля горизонтальный поток мощности в нижнем полупространстве не имеет источника энергии в нижнем полупространстве и не имеет энергетической связи с источником энергии, находящимся в верхнем полупространстве (поток мощности через границу раздела равен нулю).

Следует отметить, что решение граничной задачи на отражение плоской волны на границе раздела двух жидких сред было получено Ньютоном почти триста лет назад. Он же назвал полное отражение при углах падения, больших критического значения, полным внутренним отражением. Однако физическая некорректность классического описания полного внутреннего отражения, насколько нам известно, впервые была отмечена только в работе [2], но иная модельная постановка не была сформулирована и не получила должного математического обоснования.

Корректное (обобщенное) описание полного внутреннего отражения в несамосопряженной модельной постановке может быть построено с учетом того, что классическое решение, полученное в несамосопряженной модельной постановке, не является единственным при углах падения, больших критического значения. Второе решение, соответствующее комплексно-сопряженному значению вертикального волнового числа, экспоненциально растет по амплитуде в нижнем полупространстве. В классическом модельном решении граничной задачи это частное решение исключается из общего решения как не удовлетворяющее условию погашаемости в нижнем полупространстве. Однако с физической точки зрения подобный выбор единственного решения не является корректным.

Дело в том, что для неоднородной волны, амплитуда которой экспоненциально убывает в нижнем полупространстве, входной импеданс полупространства является реактивным, инерционным. В случае если

амплитуда неоднородной волны экспоненциально растет в полупространстве, входной импеданс полупространства становится реактивным, упругим. Хорошо известно, что реактивный импеданс во всех разделах физики проявляется двояко. В механике он может быть либо инерционным, либо упругим, в радиотехнике он может быть либо индуктивным, либо емкостным. Таким образом, любая реализация реактивного входного импеданса, либо инерционного, либо упругого, является физически возможной, а потому второе решение граничной задачи нужно не исключать из общего решения, а изменить его математическое описание, подвергнув процедуру регуляризации. Для этого можно воспользоваться механизмом трансформации расходящейся волны в сходящуюся волну отдачи на горизонте трансформации $z = -z_{\pi}$ с одновременным изменением знака вертикального волнового числа. Влияние регуляризации на исходную математическую модель заключается в том, что полученное решение непрерывно по давлению и нормальной компоненте вектора колебательной скорости всюду в области определения, за исключением горизонта трансформации (горизонта полного внутреннего отражения).

Процедура регуляризации поясняется рис. 1, а и сводится к построению собственной функции поперечного сечения, которая является разрывной по волновой функции и по нормальной производной на горизонте трансформации, который играет роль горизонта полного внутреннего отражения $z = -z_{\pi}$. В точке разрыва производная принимает конечные значения сверху при $z = z_{\pi} + 0$ и снизу при $z = z_{\pi} - 0$, что означает разрывность по нормальной компоненте вектора колебательной скорости на конечную величину. Как видно из рисунка, на этом горизонте расходящаяся волна, амплитуда которой экспоненциально растет по вертикальной координате, трансформируется в сходящуюся волну отдачи с убывающей амплитудой. Разрывность решения по волновой функции и по нормальной производной функции поперечного сечения означает одновременное появление и скачка давления, и скачка нормальной компоненты вектора колебательной скорости на горизонте трансформации. Однако возникающая на горизонте трансформации вертикальная компонента вектора интенсивности оказывается знакопеременной с периодом $\lambda/2$ (λ — длина волны), а поток мощности через горизонт трансформации тождественно равен нулю при всех углах падения, больших критического значения. Именно этот фактор обеспечивает корректность обобщенного решения, построенного в классе обобщенных функций, разрывных как по давлению, так и по нормальной компоненте вектора колебательной скорости. Сама вертикальная компонента вектора интенсивности оказывается вихревой компонентой, а горизонт трансформации обладает свойствами горизонта полного внутреннего отражения по Ньютону. На рис. 1, б показано расщепление падающей волны на две составляющие, регулярную и обобщенную.

Регулярная составляющая зеркально отражается со сдвигом в направлении распространения волны, тогда как обобщенная составляющая зеркально отражается со сдвигом в обратном направлении. Встречный

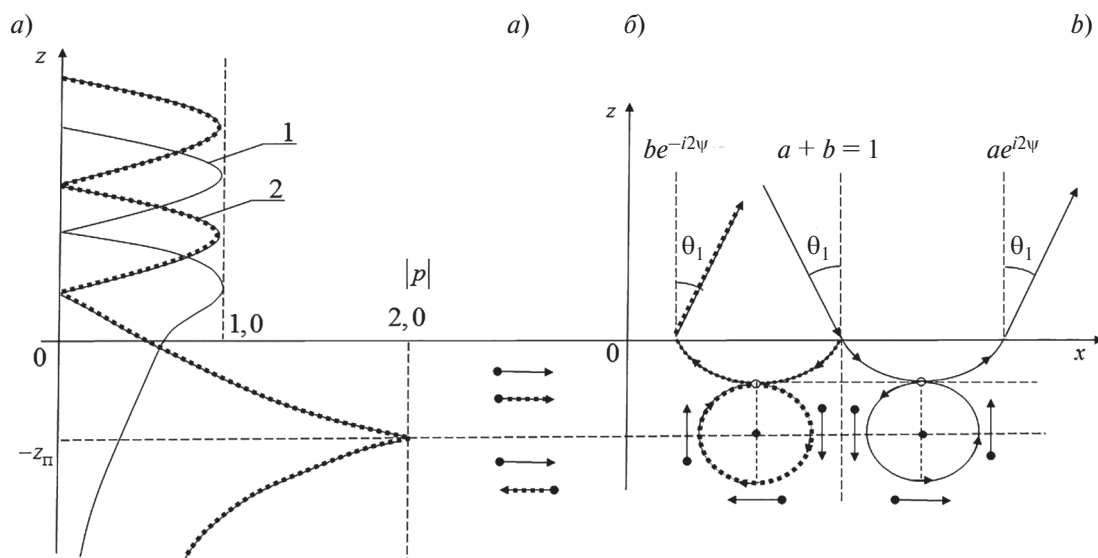


Рис. 1. Структура функций поперечного сечения для регулярной составляющей (1) и обобщенной составляющей (2) (а), лучевая трактовка полного внутреннего отражения с встречным сдвигом (б)

Fig. 1. The structure of the cross-sectional functions for the regular component (1) and the generalized component (2) (a), the ray interpretation of total internal reflection with a counter shift (b)

сдвиг порождает генерацию вихревой, знакопеременной составляющей вектора интенсивности в нижнем полупространстве, формирование узловых точек на горизонте трансформации и седловых точек в придонном слое, названных в работе [3] дислокациями фазового фронта. Суммарное решение граничной задачи в области закритических углов падения можно представить в виде суммы двух сопряженных решений:

$$\varphi(z, x) = a \begin{pmatrix} e^{ik_{31}z} + V e^{-ik_{31}z} \\ \rho_{12}(1+V) e^{\alpha_2 z} \\ \rho_{12}(1+V) e^{\alpha_2 z} \end{pmatrix} e^{-i\zeta x} + b \begin{pmatrix} (e^{ik_{31}z} + V^* e^{-ik_{31}z}) e^{-i\zeta x} \\ \rho_{12}(1+V^*) e^{-\alpha_2 z} e^{-i\zeta x} \\ \rho_{12}(1+V^*) e^{\alpha_2 z_{\Pi}} e^{\alpha_2(z+z_{\Pi})} e^{i\zeta x} \end{pmatrix} \begin{matrix} z \geq 0 \\ -z \leq z \leq 0, \\ z \leq -z_{\Pi} \end{matrix}, \quad a + b = 1. \quad (3)$$

Эффективный коэффициент отражения для волны давления в суммарном решении, названный в работе [2] коэффициентом отражения сферической волны, можно определить в виде линейной комбинации коэффициентов V и V^* . Этот коэффициент отражения является решением граничной задачи в несамосопряженной модельной постановке

$$V_{\text{сф}}(\theta_1) = aV(\theta_1) + bV^*(\theta_1) = \text{Re}V_{\text{пл}} + i(a-b)\text{Im}V_{\text{пл}}, \quad V_{\text{г.б.}} = V = \frac{k_{31} - \rho_{12}k_{32}}{k_{31} + \rho_{12}k_{32}}, \quad (4)$$

но с использованием двух сопряженных решений. Конкретному заданию коэффициентов $a + b = 1$ соответствует конкретное задание входного импеданса нижнего полупространства и единственное решение граничной задачи в классе обобщенных функций. Отметим основные особенности полученного решения.

Поток мощности через границу раздела в области закритических углов падения определяется формулой:

$$I_{z,1}(0) = I_{z,2}(0) = -I_0 D(0) \cos \theta_1, \quad I_0 = \frac{1}{2} \omega \rho_1 k_1, \quad D(0) = 4ab(\text{Im}V)^2. \quad (5)$$

Интерференция двух волн суммарного решения «открывает» границу по вертикальному потоку мощности и реализует механизм затекания энергии в нижнее полупространство. На горизонте трансформации, играющем роль горизонта полного внутреннего отражения, вертикальная компонента вектора интенсивности становится знакопеременной с периодом $\lambda/2$, а интегральный поток мощности через горизонт трансформации равен нулю. Сам горизонт полного внутреннего отражения определяется уравнением:

$$\left| (1 + \text{Re}V) \left[e^{\alpha_2 z_{\Pi}} - 2a \text{sh}(\alpha_2 z_{\Pi}) \right] - i \text{Im}V \left[e^{\alpha_2 z_{\Pi}} - 2a \text{ch}(\alpha_2 z_{\Pi}) \right] \right| = 2. \quad (6)$$

Зависимость горизонта полного внутреннего отражения от угла падения показана на рис. 2, параметром кривых является амплитуда регулярной составляющей суммарного решения. Можно отметить, что при увеличении угла падения уровень звукового давления на границе раздела уменьшается вследствие

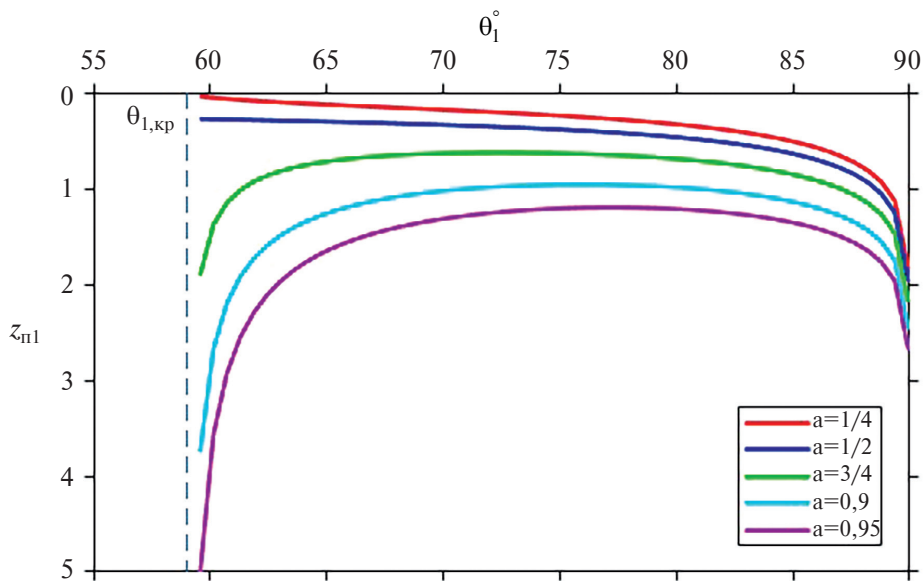


Рис. 2. Угловая зависимость горизонта полного внутреннего отражения $z_{\Pi 1} = z_{\Pi} / \lambda_1$

Fig. 2. Angular dependence of the total internal reflection horizon $z_{\Pi 1} = z_{\Pi} / \lambda_1$

эффекта мягкого экрана, уменьшается и поток мощности через границу раздела. С учетом этих двух факторов горизонт полного внутреннего отражения увеличивается по мере приближения угла падения к предельному значению $\pi/2$. С другой стороны, поток мощности через границу раздела уменьшается и при приближении угла падения к критическому значению, но в этом предельном случае уровень звукового давления на границе раздела близок к своему максимальному значению.

С учетом этих двух факторов горизонт полного внутреннего отражения также должен увеличиваться по мере приближения угла падения к критическому значению, но эта тенденция проявляется достаточно заметно только при уменьшении амплитуды обобщенной составляющей суммарного решения, обеспечивающей затекание энергии в донное полупространство.

Структура вертикального потока мощности на горизонте трансформации определяется скачками давления и нормальной компоненты вектора колебательной скорости:

$$\begin{aligned} z &= -z_{\Pi}, \\ \Delta p(x) &= b(1 + V^*) \omega \rho_1 e^{\alpha_2 z_{\Pi}} 2 \sin(\xi x), \\ \Delta v_z(x) &= b(1 + V^*) \rho_{12} \alpha_2 e^{\alpha_2 z_{\Pi}} 2 \cos(\xi x), \\ \Delta I_z(x) &= I_0 D(\theta_1) \sin(2\xi x), \quad I_0 = \frac{1}{2} \omega \rho_1 k_1 \cos \theta_1, \\ D(\theta_1) &= 2b^2 (1 + \operatorname{Re} V) \rho_{12} \frac{\alpha_2}{k_1} e^{2\alpha_2 z_{\Pi}}. \end{aligned} \quad (7)$$

В случае $\theta_1 = \theta_{1, \text{к.бр.}}$, $\theta_{1, \text{к.бр.}}$ — угол квази-Брюстера (аналог угла Брюстера в области вещественных значений коэффициента отражения)

$$b = \frac{1}{2}, \quad \operatorname{Re} V = 0, \quad D(\theta_{1, \text{к.бр.}}) = \frac{1}{2} \rho_{12} \frac{\alpha_2}{k_1} e^{2\alpha_2 z_{\Pi}}. \quad (8)$$

Решение, скорректированное процедурой регуляризации и построенное с участием разрывных функций, будем ниже называть обобщенным решением в отличие от классического решения, построенного в классе функций, удовлетворяющих условиям локальной (p, v_z) -непрерывности во всей области определения. Основное свойство обобщенного решения заключается в том, что на горизонте трансформации оно является непрерывным только по импедансу, определенному через отношение интегральных величин, таких как сила, действующая на элемент поверхности, и объемная колебательная скорость, определенная для этого элемента поверхности, при условии, что размер элемента поверхности достаточно велик по сравнению с длиной волны. Использование пары сопряженных решений позволяет построить суммарное решение, в котором появляется отличный от нуля поток мощности через границу раздела. Этот поток реализует гипотезу Ньютона о том, что полное отражение должно быть внутренним, связанным с затеканием потока мощности на горизонт полного внутреннего отражения с последующим ее возвратом (или невозвратом) в верхнее полупространство с источником.

В приграничном слое $z \in (0, -z_{\Pi})$ горизонтальный поток мощности в общем случае отличен от нуля, тогда как ниже горизонта полного внутреннего отражения звуковое поле может существовать только в форме стоячей волны. В структуре типа стоячей волны формируется вихревая составляющая вектора интенсивности с характерными для нее седловыми точками, в которых вектор интенсивности равен нулю, и узловыми точками, в которых звуковое давление равно нулю.

Используя (7), можно восстановить пространственную структуру вихревой составляющей вектора интенсивности и поле ротора вектора интенсивности:

$$\begin{aligned} \Delta I_z(z, x) &= I_0 D(\theta_1) e^{-2\xi|z+z_{\Pi}|} \sin(2\xi x), \\ \Delta I_x(z, x) &= \begin{cases} I_0 D(\theta_1) e^{-2\xi(z+z_{\Pi})} \cos(2\xi x), & z > -z_{\Pi} \\ -I_0 D(\theta_1) e^{2\xi(z+z_{\Pi})} \cos(2\xi x), & z < -z_{\Pi} \end{cases}, \\ H_y(z, x) &= \frac{\partial \Delta I_x}{\partial z} - \frac{\partial \Delta I_z}{\partial x} = -4\xi I_0 D(\theta_1) e^{-2\xi|z+z_{\Pi}|} \cos(2\xi x). \end{aligned}$$

Зависимость коэффициента отражения $V_{\text{сф}}(\xi)$ от горизонтального волнового числа в диапазоне закритических углов падения показана на рис. 3. Поскольку горизонтальное волновое число однозначно связано

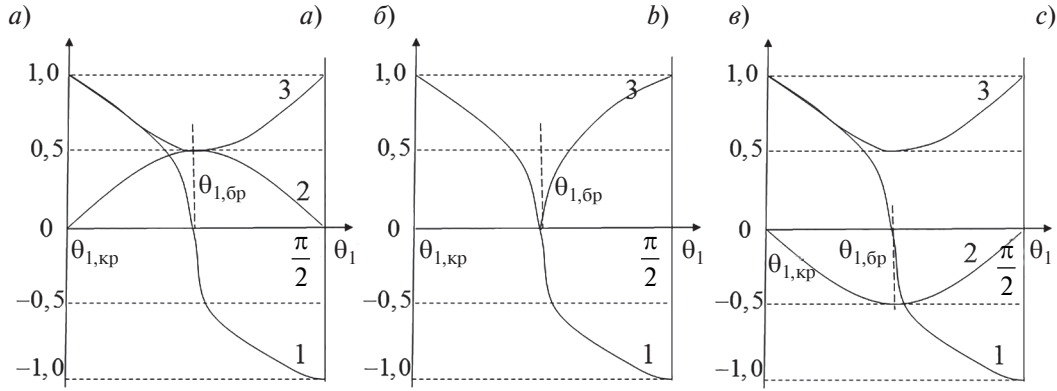


Рис. 3. Зависимость коэффициента отражения $V_{\text{cf}}(\xi)$ и его составляющих от горизонтального волнового числа (угла падения) и лучевая трактовка сдвига волнового процесса при отражении: $a - a = 3/4, b = 1/4$; $\delta - a = 1/2, b = 1/2$; $\epsilon - a = 1/4, b = 3/4$; 1 — $\text{Re}V$, 2 — $\text{Im}V$, 3 — $|V_{\text{cf}}|$

Fig. 3. Dependence of the reflection coefficient $V_{\text{cf}}(\xi)$ and its components on the horizontal wave number (angle of incidence) and ray interpretation of the shift of the wave process upon reflection: $a - a = 3/4, b = 1/4$; $b - a = 1/2, b = 1/2$; $c - a = 1/4, b = 3/4$; 1 — $\text{Re}V$, 2 — $\text{Im}V$, 3 — $|V_{\text{cf}}|$

с углом падения, ($\xi = k_1 \sin \theta_1$), то рисунок поясняет и угловую зависимость коэффициентов отражения. Там же на рисунке представлена трактовка полного внутреннего отражения со сдвигом при различной комбинации коэффициентов a и b . В случае $a > b$ мнимая часть коэффициента $V_{\text{cf}}(\xi)$ является положительно определенной и соответствует инерционному характеру реактивной составляющей входного импеданса полупространства. В случае $a < b$ мнимая часть коэффициента $V_{\text{cf}}(\xi)$ является отрицательно определенной и соответствует упругому характеру реактивной составляющей входного импеданса полупространства. В случае $a = b$ мнимая часть коэффициента отражения и, соответственно, реактивная составляющая входного импеданса полупространства равны нулю.

Рис. 4 поясняет лучевую трактовку зеркального отражения со встречным сдвигом. В случае $a > b$, $\text{Im}V > 0$ волновой процесс при полном внутреннем отражении сдвигается в направлении распространения подающей волны ($\Delta_x > 0$). В случае $a < b$, $\text{Im}V < 0$ волновой процесс при полном внутреннем отражении сдвигается в обратном направлении ($\Delta_x < 0$). В случае $a = b$ имеет место полное совмещение двух встречных сдвигов. Этот интересный случай можно трактовать как полное внутреннее отражение, при котором появляется еще один вид трансформации, трансформация по фазе коэффициента отражения, теперь уже

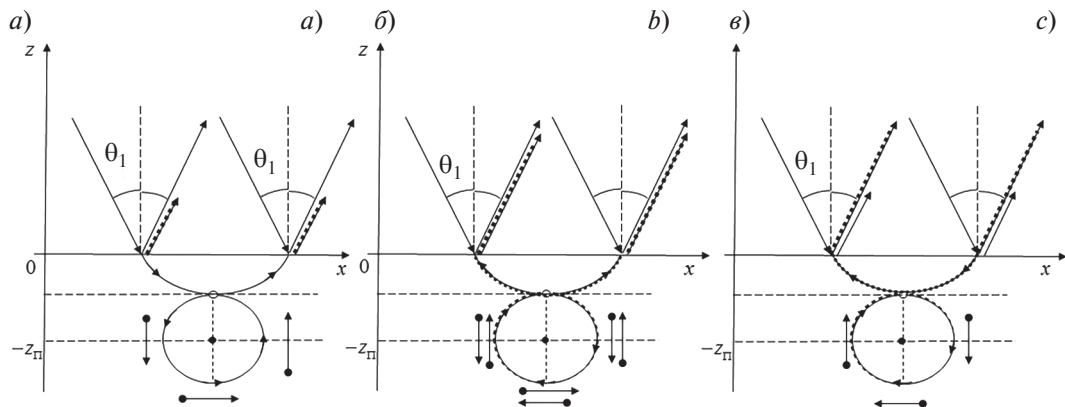


Рис. 4. Лучевая трактовка полного внутреннего отражения со сдвигом: $a - a > b, \text{Im}V > 0$; $\delta - a = b, \text{Im}V = 0$; $\epsilon - a < b, \text{Im}V < 0$

Fig. 4. Beam interpretation of total internal reflection with a shift: $a - a > b, \text{Im}V > 0$; $b - a = b, \text{Im}V = 0$; $c - a < b, \text{Im}V < 0$

на самой границе раздела. В этом случае пространственные сдвиги $\Delta_x > 0$ и $\Delta_x < 0$ сопряженных волн вдоль границы раздела равны, а результат их совместного распространения можно трактовать как трансформацию волны одного типа, для которой фазовый сдвиг $\psi > 0$, в волну другого типа, для которой фазовый сдвиг $\psi < 0$. При этом вихревая составляющая вектора интенсивности приобретает в придонном слое знакопеременный характер, соответствующий знакопеременному характеру вертикальной компоненты вектора интенсивности на горизонте трансформации.

Подробное исследование сдвига направленных звуковых пучков (сдвига Гоосса — Генхена,) при полном внутреннем отражении на границе раздела жидкости и твердого тела подробно описан в обзорном плане в работе [4]. Согласно приведенным данным, сдвиг направленного пучка при полном отражении действительно может принимать как положительные, так и отрицательные значения. Следует отметить, что во всех случаях наблюдения пространственного сдвига направленных звуковых пучков при полном внутреннем отражении всегда присутствует пограничная волна типа Рэлея — Шолте, а сам сдвиг соответствует не критическому углу падения, а углу падения, соответствующему возбуждению пограничной волны Рэлея — Шолте. Однако экспериментальные данные о возможном сдвиге направленных звуковых пучков на границе раздела двух жидких сред отсутствуют, как отсутствует и сама пограничная волна.

3. Численный анализ граничной задачи

Структура поля звукового давления при полном внутреннем отражении представлена на рис. 5–7 при различных углах падения (в области закритических углов падения). В расчетах приняты характерные для шельфовой зоны параметры сопряженных сред $\rho_{12} = 1,0/1,6$, $c_{12} = 1,5/1,75$.

Общие особенности структуры поля звукового давления, заключаются в следующем. В верхнем полупространстве поле носит характер стоячей волны по вертикальной координате и расходящейся волны

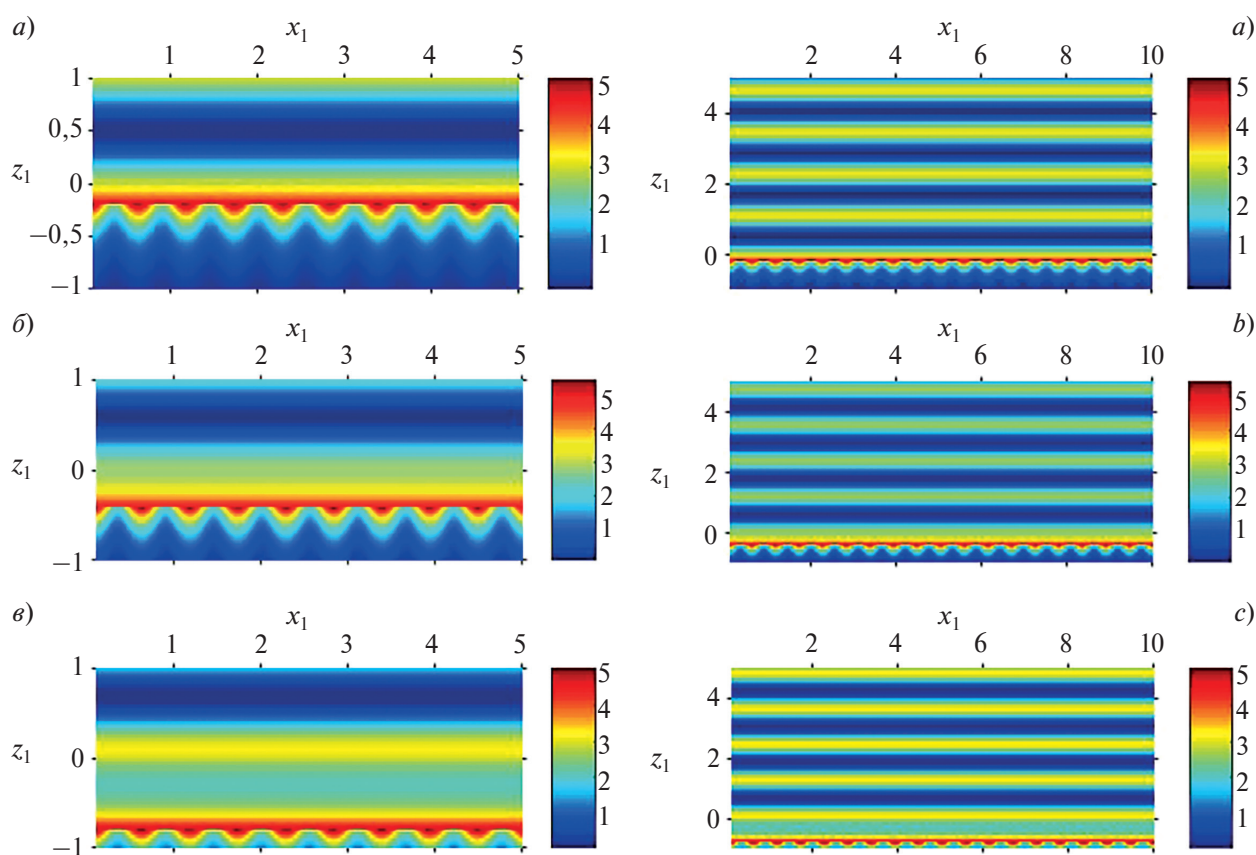


Рис. 5. Структура поля звукового давления при полном внутреннем отражении для угла падения $\theta_1 = 65^\circ$:
 $a - a = 1/4$; $b - a = 1/2$; $e - a = 3/4$; $x_1 = x/\lambda$, $z_1 = z/\lambda$

Fig. 5. Structure of the sound pressure field at total internal reflection for the angle of incidence $\theta_1 = 65^\circ$:
 $b - a = 1/2$; $c - a = 3/4$; $x_1 = x/\lambda$, $z_1 = z/\lambda$

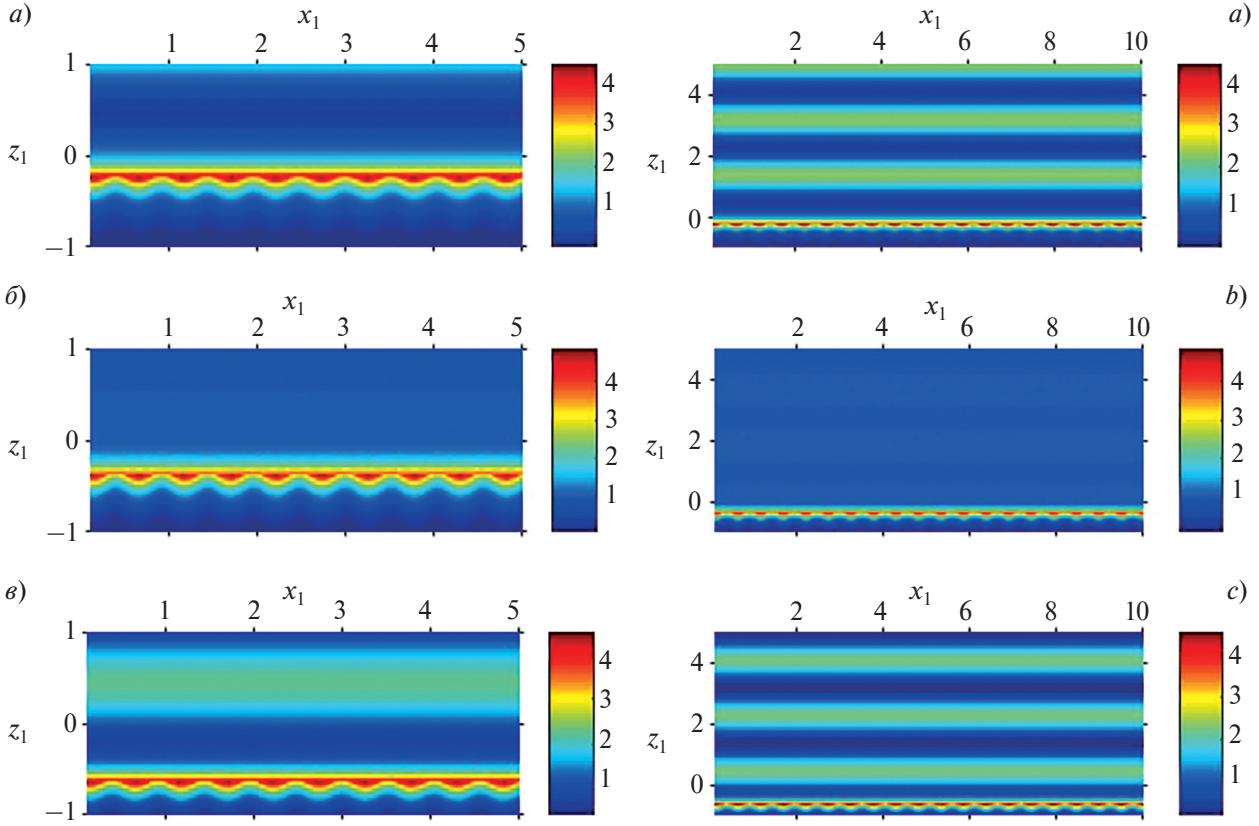


Рис. 6. Структура поля звукового давления при полном внутреннем отражении для угла падения $\theta_1 = 74^\circ$:
 $a - a = 1/4$; $б - a = 1/2$; $в - a = 3/4$; $x_1 = x/\lambda$, $z_1 = z/\lambda$

Fig. 6. Structure of the sound pressure field at total internal reflection for the angle of incidence $\theta_1 = 74^\circ$: $a - a = 1/4$;
 $б - a = 1/2$; $в - a = 3/4$; $x_1 = x/\lambda$, $z_1 = z/\lambda$

по горизонтальной координате. В придонном слое уровень звукового давления экспоненциально растет вплоть до горизонта полного внутреннего отражения и убывает ниже горизонта полного внутреннего отражения. Разрывность решения по звуковому давлению и нормальной компоненте вектора колебательной скорости на горизонте полного внутреннего отражения порождает вихревую составляющую вектора интенсивности H_y и, соответственно, модуляцию поля звукового давления, которая хорошо видна на рисунках.

При угле падения (угле квази-Брюстера), отвечающем условию $\text{Re}V = 0$, и при равенстве амплитудных коэффициентов регулярной и обобщенной составляющих ($a = b$) отраженная волна отсутствует. Эта ситуация реализуется при угле падения $\theta_1 = 74^\circ$, а отсутствие отраженной волны можно трактовать как полное согласование двух полупространств по входному импедансу, приведенному к границе раздела. Однако рассмотренный случай ($\rho_2 c_2 > \rho_1 c_1$, $c_2 > c_1$) отличается тем, что традиционное для угла Брюстера условие:

$$\frac{\rho_1 c_1}{\cos \theta_1} = \frac{\rho_2 c_2}{\cos \theta_2} \quad (9)$$

не может быть выполнено при выбранных параметрах сопряженных сред, типичных для шельфовой зоны, при каком-либо угле падения. Иначе говоря, в реализации условий полного согласования двух полупространств ($\text{Re}V = 0$, $a = b$) ключевую роль играет именно несамосопряженная модельная постановка. Присутствие в суммарном решении двух сопряженных составляющих, регулярной и обобщенной, формирует придонный слой, ограниченный снизу горизонтом полного внутреннего отражения, который выполняет роль согласующего слоя. Именно придонный слой, в котором происходит трансформация потенциальной составляющей вектора интенсивности в вихревую составляющую, согласует реактивный входной импеданс нижнего полупространства $\rho_2 c_2 / \cos \theta_2$ и активный входной импеданс верхнего полупространства $\rho_1 c_1 / \cos \theta_1$.

Еще одна особенность обобщенного решения, построенного в несамосопряженной модельной постановке, заключается в том, что в нем реализуется условие равенства нулю коэффициента отражения при комплексном угле падения ($\theta = \theta_{\text{бр}}$). Этот случай возможен при выполнении условия равенства нулю реактивного входного импеданса двух полупространств, приведенного к границе раздела ($\alpha_1 = \rho_{12}\alpha_2$), где $\alpha_1 = (\xi^2 - k_1^2)^{1/2}$. Само условие является полным аналогом условия (5), определяющим угол Брюстера $\theta = \theta_{\text{бр}}$, но в области комплексных углов падения. Скорость распространения звуковой волны, соответствующей этому условию, описывается выражением:

$$c_0 = c_1 \sqrt{\frac{1 - \rho_{12}^2}{1 - \rho_{12}^2 c_2^2}}, \quad c_0 < c_1, \quad c_0 < c_2, \quad k_0 = \frac{\omega}{c_0},$$

$$\theta_{\text{аб}} = \frac{\pi}{2} + i\delta, \quad \delta = \arctan\left(\frac{c_1}{c_0}\right). \quad (10)$$

Волна, реализующая поперечный резонанс, является неоднородной волной в обоих сопряженных полупространствах, а ее амплитуда экспоненциально растет в одном из полупространств, верхнем или нижнем. В работах [2, 5] показано, что такая волна (волна Брюстера) может быть физически реализована, но только в составе гибридных волн, локализованных на горизонтах трансформации, возбуждаемых комплексным угловым спектром источника. Обобщенное описание самого модельного источника, предполагающее активацию его комплексного углового спектра, дано в работе [6].

4. Отражение сферической волны на границе раздела двух жидких полупространств

При построении обобщенного решения этой более сложной граничной задачи в несамосопряженной модельной постановке необходимо учесть появление в поле отраженных и преломленных волн обобщенных составляющих, которые поясняются рис. 7. Появление обобщенных составляющих, связанных с отражением обратных волн отдачи от границы раздела и от оси симметрии, играющей роль жесткой границы, приводит к нарушению однозначности определения коэффициента отражения $V = V_{\text{пл}}$ на границе раздела двух сред и необходимости его обобщения. Схема обобщения подразумевает разбиение падающей сферической волны на две составляющие, регулярную и обобщенную, которые при отражении приобретают разность фаз, как это показано на рис. 7, а. В соответствии с рисунком, можно получить следующие оценки фазовых задержек и формулу обобщения коэффициента отражения во всей области углов падения.

$$\Delta\psi_1 = k_1\Delta r_1 = k_1(AC - AE), \quad \Delta\psi_2 = k_2\Delta r_2 = k_2(AD + DB),$$

$$\Delta\psi_1 = \Delta\psi_2 = \Delta\psi = 2k_1 z_0 \sin\theta_1 \operatorname{tg}\theta_1,$$

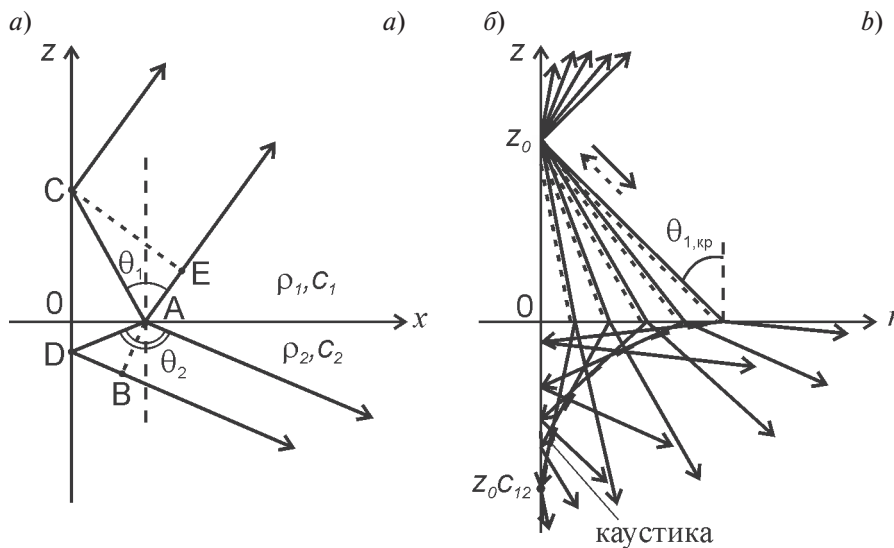


Рис. 7. Лучевая трактовка отражения сферической волны на границе раздела двух сред

Fig. 7. Ray interpretation of the reflection of a spherical wave at the interface between two media

$$V_{\text{сф}} = aV + bVe^{-i\Delta\psi}, \quad \theta_1 \leq \theta_{1,\text{кр}}, \quad (11)$$

$$V_{\text{сф}} = (a + be^{-i\Delta\psi})(aV + bV^*), \quad \theta_1 \geq \theta_{1,\text{кр}}, \quad (12)$$

$$a + b = 1.$$

Численный анализ коэффициента отражения сферической волны, определенного формулами (7), (8), поясняется ниже рис. 8. Зависимость модуля коэффициента отражения $V_{\text{сф}}$ от угла падения представлена на рис. 8 при различных значениях горизонта источника $z_{01} = z_0/\lambda_1$ и амплитуды регулярной составляющей в случае придонного источника. Интерференция двух составляющих в поле отраженных и преломленных волн, регулярной и обобщенной, приводит к интерференционной изменчивости модуля коэффициента отражения, однако максимальный уровень коэффициента отражения строго ограничен условием $|V_{\text{сф}}| \leq 1$.

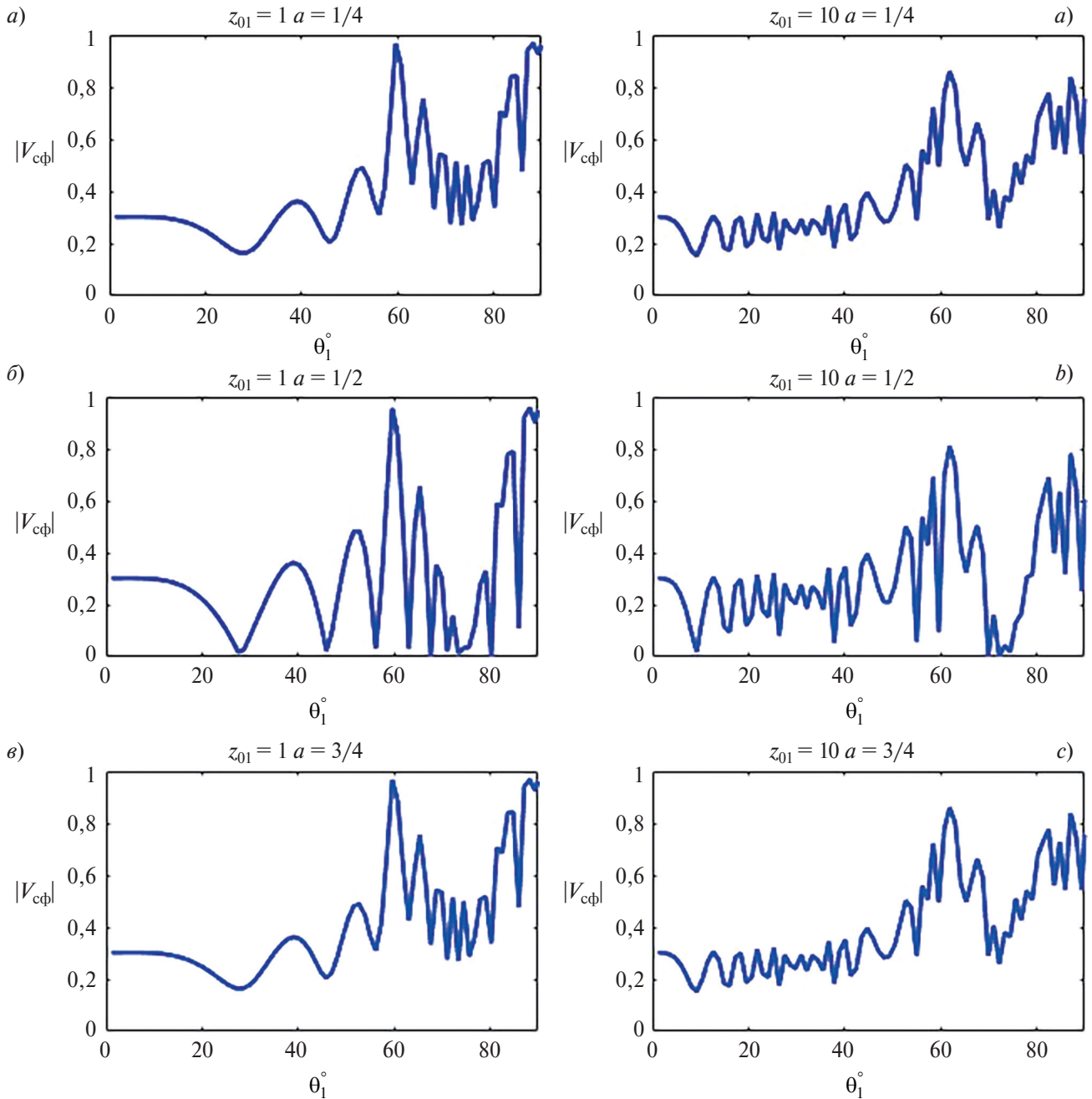


Рис. 8. Угловая зависимость модуля коэффициента отражения $V_{\text{сф}}$, $z_{01} = 1, 0; 10$

Fig. 8. Angular dependence of the modulus of the reflection coefficient $V_{\text{сф}}$, $z_{01} = 1, 0; 10$

Выполнение этого условия косвенно подтверждает корректность определения коэффициента отражения сферической волны во всем диапазоне углов падения, чего не удалось добиться в более ранних работах [2, 5]. Кроме того, экспериментальные данные, приведенные в работе [2], хорошо подтверждают существенную вариабельность модуля коэффициента отражения сферической волны. Полное обобщенное решение граничной задачи на отражение сферической волны на границе раздела двух жидких сред в несамосопряженной модельной постановке приведено в работе [5].

5. Экспериментальные оценки коэффициента отражения

Достаточно полный анализ работ, связанных с экспериментальной оценкой коэффициента отражения, выполнен в монографии [2]. Приведем наиболее характерные примеры этого анализа. На рис. 9, который взят из работы [7], приведены результаты измерения коэффициента отражения при нормальном падении, полученные в наиболее простых условиях выровненного морского дна. Существенный рост коэффициента отражения с понижением частоты можно объяснить влиянием сходящихся волн отдачи. С понижением частоты расширяется характеристика направленности любого источника, увеличивая его сходство с модельным точечным источником, увеличивается влияние сходящихся волн отдачи на величину коэффициента отражения. Можно также ожидать, что влияние сходящихся волн отдачи (некогерентного обратного отражения) существенно увеличивает интерференционную изменчивость суммарного уровня отраженных волн и коэффициента отражения соответственно, что качественно хорошо соответствует экспериментальным данным, приведенным на рис. 9.

Появление сходящихся волн отдачи в донном полупространстве проявляется в формировании каустики и фокального пятна на оси симметрии, как это поясняется рис. 7, б. Рис. 10, взятый из работы [8], поясняет эффект самофокусировки ненаправленного излучения в модельном эксперименте. На рисунке представлена импульсная характеристика широкополосного ненаправленного излучателя со средней рабочей частотой 80 кГц, снятая в бассейне, дно которого покрыто слоем песка толщиной 2 м. Приемный гидрофон был закопан в песчаный грунт на глубину 0,5 м, а излучатель, находящийся в воде на расстоянии 0,5 м от границы раздела, перемещался в горизонтальном направлении. Длительность излученного импульса не превышала нескольких периодов рабочей частоты. Хорошо видно, что при соосном расположении излучателя и приемного гидрофона длительность импульсного отклика возрастает в десятки раз, что служит наглядным подтверждением влияния сходящихся волн отдачи и эффекта самофокусировки ненаправленного излучения на длительность импульсного отклика. Само фокальное пятно служит вторичным (зеркальным)

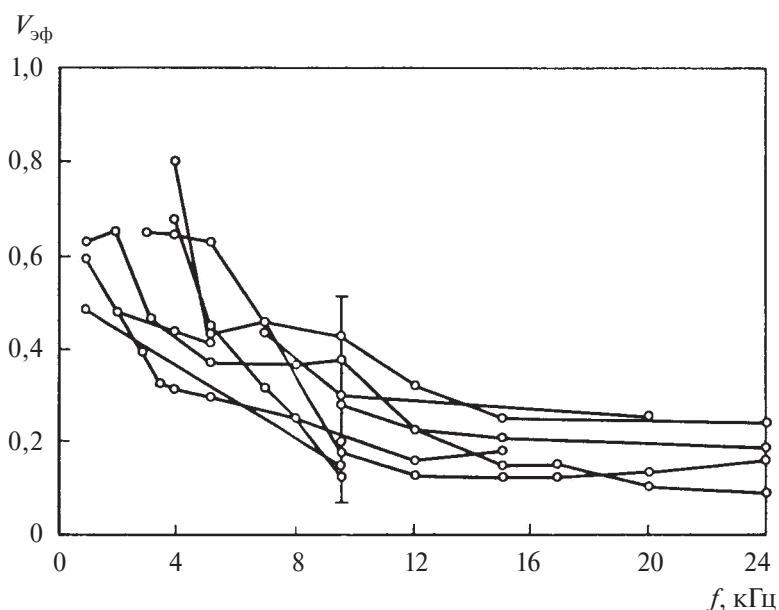


Рис. 9. Частотная зависимость эффективного коэффициента отражения при нормальном падении в районах с выровненным дном

Fig. 9. Frequency dependence of the effective reflection coefficient at normal incidence in areas with a flat bottom

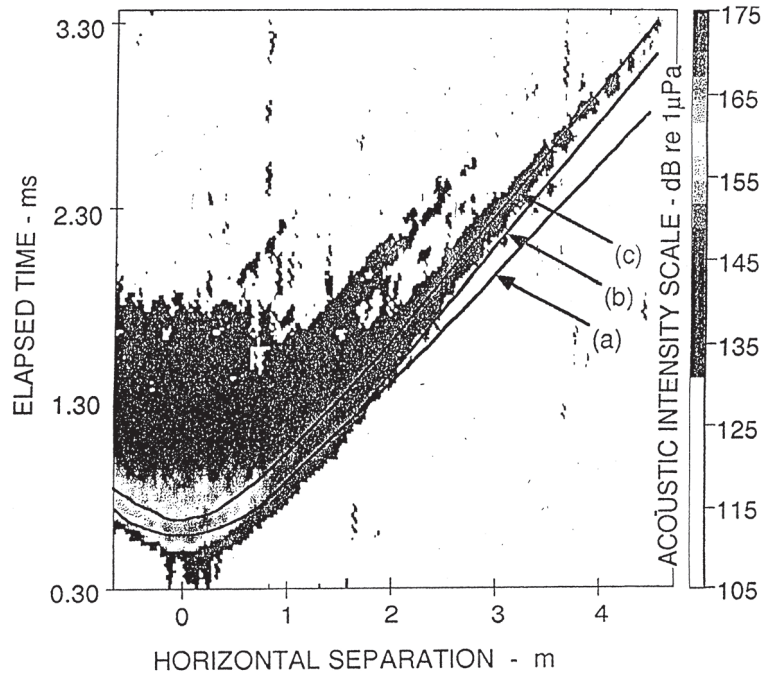


Рис. 10. Импульсная характеристика ненаправленного излучателя, снятая в бассейне с песчаным дном, частота 80 кГц

Fig. 10. Impulse response of an omnidirectional radiator taken in a pool with a sandy bottom, frequency 80 kHz

источником, излучение которого в обратном направлении также увеличивает уровень отраженной волны и коэффициент отражения, соответственно. Другие примеры проявления эффекта самофокусировки ненаправленного излучения в поле преломленных волн приведены в работе [9].

Оригинальные данные содержатся и в работе [10], в которой коэффициент отражения измерен в глубоководном каньоне с помощью установленного на дне излучателя и многоканальной буксируемой приемной антенны в широком диапазоне углов скольжения $10-80^\circ$, из которой и взят рис. 11. Методика измерений, основанная на использовании техники «spiking filters», также отличается высокой точностью и стабильностью условий эксперимента в рабочей полосе частот 120 Гц с центральной частотой 50 Гц. На рисунке хорошо видна интерференционная составляющая во всем диапазоне углов падения и характерный минимум коэффициента отражения для углов скольжения $12-15^\circ$ ($V \approx 0,4-0,5$). Данное автором работы объяснение существенного уменьшения коэффициента отражения в этом диапазоне углов изменением акустических параметров грунта и, соответственно, смещением критического угла полного внутреннего отражения на столь короткой трассе не является убедительным, т.к. горизонтальная изменчивость параметров морского дна в глубоком море достаточно мала. В то же время угловая зависимость коэффициента отражения, измеренная в этом эксперименте, хорошо соответствует модельным оценкам, приведенным на рис. 8.

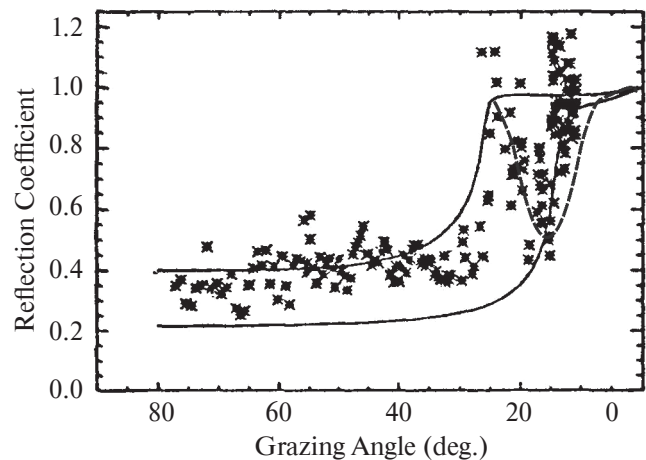


Рис. 11. Экспериментальные зависимости коэффициента отражения от угла скольжения: крестики — экспериментальные значения, сплошная линия — теоретические значения, пунктирная линия — обобщенная теория

Fig. 11. Experimental dependences of the reflection coefficient on the glancing angle: crosses — experimental values, solid line — theoretical values, dotted line — generalized theory

6. Выводы

Результаты разработки несамосопряженной модельной постановки для рассмотренных граничных задач акустики можно сформулировать в виде ряда положений.

1. В основе несамосопряженной модельной постановки лежит гипотеза о возможной трансформации расходящейся неоднородной волны в сходящуюся волну отдачи с одновременным изменением знака вертикального волнового числа, которая имеет место на горизонтах трансформации, подлежащих определению в каждом конкретном случае.

2. Полнота решения граничной задачи в несамосопряженной модельной постановке обеспечивается включением в суммарное решение собственных функций двух сопряженных операторов с возможным образованием гибридных волн, стоячих волн и вихревых структур в поле вектора интенсивности.

3. Корректность обобщенного решения граничной задачи, построенного в несамосопряженной модельной постановке, разрывного и по давлению, и нормальной компоненте вектора колебательной скорости на горизонтах трансформации, обеспечивается равенством нулю потока мощности через горизонт трансформации и, как следствие, отсутствием новых источников энергии, не указанных при формулировке граничной задачи.

4. Полное внутреннее отражение в терминологии, введенной Ньютоном, не является таковым во всем диапазоне углов падения, включая углы падения, большие критического значения. Физическим механизмом, реализующим неполное отражение в этом диапазоне углов падения, является механизм трансформации вертикальной компоненты потенциального вектора интенсивности в вихревую составляющую вектора интенсивности.

5. Наибольшие различия модельных решений, соответствующих самосопряженной и несамосопряженной модельным постановкам, характерны для граничной задачи Пекериса, как это показано в работе [11]. Поскольку задача Пекериса имеет фундаментальное значение в теоретической и прикладной гидрофизике, то более подробно вопросы этих различий авторы обсудят в следующей публикации.

Финансирование

Работа выполнена в ИПМТ ДВО РАН в рамках государственного задания по теме № 121030400088-1, а также в ДВФУ, в рамках государственного задания Минобрнауки России в сфере научной деятельности по проекту № FZNS-2023-0008

Funding

The work was carried out in IPMT FEB RAS within the framework of the state assignment on the theme № 121030400088-1, and also in FEFU, within the framework of the state assignment of the Ministry of Education and Science of Russia in the sphere of scientific activity under the project № FZNS-2023-0008

Литература

1. *Владимиров В.С.* Уравнения математической физики. М.: Наука, 1981. 512 с.
2. *Касаткин Б.А., Злобина Н.В.* Корректная постановка граничных задач в акустике слоистых сред. М.: Наука, 2009. 496 с.
3. *Журавлев В.А., Кобозев И.К., Кравцов Ю.А.* Поток энергии в окрестности дислокаций фазового фронта // ЖЭТФ. 1993. Т. 104, № 5(11). С. 3769–3783.
4. *Бреховских Л.М.* Волны в слоистых средах. М.: Изд-во АН СССР, 1957. С. 92–120.
5. *Касаткин Б.А., Злобина Н.В., Касаткин С.Б.* Модельные задачи в акустике слоистых сред. Владивосток: Дальнаука, 2012. 254 с.
6. *Касаткин Б.А., Злобина Н.В., Касаткин С.Б., Злобин Д.В., Косарев Г.В.* Акустика мелкого моря в скалярно-векторном описании: теория и эксперимент. Владивосток: ИПМТ ДВО РАН, 2019. 360 с.
7. *Воловов В.И.* Отражение звука от дна океана. М.: Наука, 1993. 270 с.
8. *Chotiros N.P.* High frequency acoustic bottom penetration: Theory and experiment // Proceeding of Ocean's-89. 1989. Vol. 3. P. 1158–1162.
9. *Касаткин Б.А., Злобина Н.В.* Эффект самофокусировки ненаправленного излучения в слоистых средах. // Доклады академии наук. 2010. Т. 432, № 5. С. 681–684.
10. *Heard G.J.* Bottom reflection coefficient measurement and geoacoustic inversion at the continental margin near Vancouver Island with the aid of spiking filters // Journal of the Acoustical Society of America. 1997. Vol. 101, № 4. P. 1953–1960. doi:10.1121/1.418226

11. Касаткин Б.А., Касаткин С.Б. Скалярно-векторная структура и кинематические характеристики звукового поля в инфразвуковом диапазоне частот // Фундаментальная и прикладная гидрофизика. 2021. Т. 14, № 3. С. 71–85. doi:10.7868/S2073667321030072

References

1. Vladimirov V.S. Equations of mathematical physics. Moscow, Nauka, 1981. 512 p.
2. Kasatkin B.A., Zlobina N.V. Correct formulation of boundary value problems in acoustics of layered media. Moscow, Nauka, 2009. 496 p.
3. Zhuravlev V.A., Kobozev I.K., Kravtsov Yu.A. Detecting dislocations by measuring the energy flux of an acoustic field. JETP. 1993, 77(5), 808–814.
4. Brekhovskikh L.M. Waves in layered media. M., Publishing House of the Academy of Sciences of the USSR. 1957, 92–120.
5. Kasatkin B.A., Zlobina N.V., Kasatkin S.B. Model problems in acoustics of layered media. Vladivostok, Dalnauka, 2012. 254 p. (in Russian)
6. Kasatkin B.A., Zlobina N.V., Kasatkin S.B., Zlobin D.V., Kosarev G.V. Shallow Sea acoustics in scalar-vector description: theory and experiment. Vladivostok, IPMT FEB RAN, 2019. 360 p. (in Russian).
7. Volovov V.I. Reflection of sound from the ocean floor. M., Nauka, 1993. 270 p. (in Russian).
8. Chotiros N.P. High frequency acoustic bottom penetration: Theory and experiment. Proceeding of Ocean's-89. 1989, 3, 1158–1162.
9. Kasatkin B.A., Zlobina N.V. The self-focusing effect of nondirected acoustic emission in layered media. Doklady Earth Sciences. 2010, 432, 804–807. doi:10.1134/S1028334X10060206
10. Heard G.J. Bottom reflection coefficient measurement and geoacoustic inversion at the continental margin near Vancouver Island with the aid of spiking filters. Journal of the Acoustical Society of America. 1997, 101(4), 1953–1960. doi:10.1121/1.418226
11. Kasatkin B.A., Kasatkin S.B. Scalar-vector structure and kinematic characteristics of the sound field in the infrasonic frequency range. Fundamental and Applied Hydrophysics. 2021, 14(3), 71–85. doi:10.7868/S2073667321030072 (in Russian).

Об авторах

КАСАТКИН Борис Анатольевич, РИНЦ Author ID: 137298, ORCID ID: 0000-0001-7392-3672,
Scopus Author ID: 36879612400, kasatkas@marine.febras.ru

ЗЛОБИНА Надежда Владимировна, РИНЦ Author ID: 137297, ORCID ID: 0000-0003-3314-2163,
Scopus Author ID: 6701633705, zlobina@marine.febras.ru

КАСАТКИН Сергей Борисович, РИНЦ Author ID: 137360, ORCID ID: 0000-0002-0945-8355,
Scopus Author ID: 7004480199, kasatkas@marine.febras.ru

СТАЦЕНКО Любовь Григорьевна, РИНЦ Author ID: 442752, ORCID: 0000-0001-7498-9534,
Scopus Author ID: 6507661729 РИНЦ Author ID: 442752, statsenko.lg@dvfu.ru

УДК 534

© Г. С. Малышкин*, 2023

ОАО «Концерн ЦНИИ «Электроприбор», 197046, Россия, Санкт-Петербург, ул. Малая Посадская, 30.

*genstepmal@yandex.ru

О ВОЗМОЖНОСТИ ОБНАРУЖЕНИЯ И КЛАССИФИКАЦИИ ШУМОВЫХ ИСТОЧНИКОВ НА ОСНОВЕ АНАЛИЗА ИХ ТРАЕКТОРИЙ НА ВЫХОДЕ АДАПТИВНОЙ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ОБРАБОТКИ

Статья поступила в редакцию 21.01.2023, после доработки 06.03.2023, принята в печать 31.05.2023

Аннотация

Для обнаружения и классификации объектов используются траектории источников, выявленные в процессе гидроакустического наблюдения, которые содержат информацию об измеренных параметрах объектов, являющихся их классификационными признаками. Анализ этих признаков позволяет принять решение о классе наблюдаемого объекта, например, надводный или подводный источник. В качестве измеряемых параметров объектов используются их энергетические характеристики, параметры наблюдаемой траектории (пеленг, быстрота изменения пеленга и другие возможные параметры траектории). При этом правильность и быстрота принятого решения о классификации зависит от количества и качества используемых классификационных признаков, которые определяются как параметрами наблюдаемого объекта, так и особенностями распространения звука от источника к средству наблюдения.

Для обнаружения и разрешения сигналов далее рассматриваются быстрые проекционные адаптивные алгоритмы, использование которых применительно к задачам натурного экспериментального обнаружения сигналов рассматривалась в [1], [4]. Целевая задача этого класса алгоритмов является обеспечение высокой вероятности обнаружения и точности измерения параметров траекторий источников в условиях модели многолучевого распространения и рассеяния в реальной океанической среде [5]–[8]. Предлагаемая работа является продолжением работ [1], [4], и ставит своей задачей обеспечить применение экспериментальных натуральных данных не только для обнаружения, но и для классификации наблюдаемых источников.

Предметом исследования являются результаты натурного эксперимента гидроакустического шумопеленгования, приведённые ранее и подробно описанные в [1], [4]. Для эксперимента использовалась антенна из $L = 56$ вертикальных гирлянд (из 10 элементов каждая), эквидистантно разнесённых по горизонтали. Антенна установлена на глубине 200 метров в прибрежной морской зоне берегового клина вблизи судоходных трасс. На элементы плоской антенны воздействовали сигналы надводных судов, неконтролируемо перемещающиеся в зоне наблюдения и один подводный источник.

Для построения адаптивных алгоритмов использовалось сингулярное разложение выборочных данных элементов антенны. Модификация исходных результатов сингулярного разложения позволяет при построении пеленгационных рельефов создать алгоритмы, обеспечивающие приоритетные условия для выделения отдельных компонентов наблюдаемых (например, самых слабых) сигналов.

В связи с этим, дополнительно к неадаптивному пеленгационному рельефу, предлагается формировать три варианта пеленгационного рельефа, каждый из которых решает часть общей задачи выделения и классификации отдельных разновидностей наблюдаемых сигналов:

- исходный, соответствующий энергии сигналов входной выборки с усиленными компонентами наиболее слабых сигналов (обзорный алгоритм);
- пеленгационный рельеф, использующий алгоритм для обнаружения слабых и рассеянных сигналов;
- пеленгационный рельеф, выделяющий когерентные компоненты сигналов.

Проведён анализ траекторий более 30 источников в эпизоде длительностью два часа сорок минут, что позволило увеличить надёжность обнаружения и точность измерения параметров наблюдаемых объектов. Совместный анализ траекторий источников на основе различных вариантов пеленгационного рельефа позволил улучшить условия обнаружения слабых сигналов и принять классификационные решения с использованием классификационного признака о ширине области флуктуаций траектории надводной цели для сигналов с сильной рассеянной компонентой.

Ключевые слова: антенные решётки, сильные и слабые сигналы, когерентные и рассеянные компоненты сигнала, быстрые проекционные адаптивные алгоритмы, варианты пеленгационных рельефов, параметры для классификации источников

Ссылка для цитирования: Малышкин Г.С. О возможности обнаружения и классификации шумовых источников на основе анализа их траекторий на выходе адаптивной пространственной обработки // Фундаментальная и прикладная гидрофизика. 2023. Т. 16, № 2. С. 126–143. doi:10.59887/2073-6673.2023.16(2)-9

For citation: *Malyshev G.S. On the Possibility of Detection and Classification of Noise Sources Based on Analysis of their Trajectories at the Output of Adaptive Spatial Processing. Fundamental and Applied Hydrophysics. 2023, 16, 2, 126–143. doi:10.59887/2073-6673.2023.16(2)-9*

© G. S. Malyshkin*, 2023

State Research Center of the Russian Federation "Concern CSRI Elektropribor", JSC, 30,
Malaya Posadskaya Str., St Petersburg, 197046, Russia

*genstepmal@yandex.ru

ON THE POSSIBILITY OF DETECTION AND CLASSIFICATION OF NOISE SOURCES BASED ON ANALYSIS OF THEIR TRAJECTORIES AT THE OUTPUT OF ADAPTIVE SPATIAL PROCESSING

Received 21.01.2023, Revised 06.03.2023, Accepted 31.05.2023

Abstract

To detect and classify objects, the source trajectories detected in the process of hydroacoustic observation are used, which contain information about the measured parameters of objects, which are their classification attributes. The analysis of these attributes allows to make a decision about the class of the observed object, for example, a surface or underwater source. As the measured object parameters are used their energy characteristics, parameters of the observed trajectory (bearing, speed of change in bearing and other possible trajectory parameters). In this case, the correctness and speed of the decision on classification depends on the quantity and quality of used classification signs, which are determined by both parameters of the observed object, and the features of sound propagation from the source to the observation device.

For signal detection and resolution, we further consider fast projective adaptive algorithms, the use of which, as applied to the problems of in-situ experimental signal detection was considered in [1], [4]. The goal of this class of algorithms is to provide a high probability of detection and accurate measurement of the parameters of the source trajectories under the conditions of a model of multi-beam propagation and scattering in the real ocean environment [5]–[8]. The proposed work is a continuation of the work [1], [4], and aims to ensure the use of experimental field data not only for detection, but also for the classification of the observed sources.

The subject of the study are the results of the full-scale experiment of hydroacoustic noise direction finding, given earlier and described in detail in [1], [4]. For the experiment was used antenna of $L = 56$ vertical daisy chains (of 10 elements each), equidistantly spaced horizontally. The antenna was installed at a depth of 200 meters in the coastal marine zone of the coastal wedge near the shipping lanes. The elements of the flat antenna were affected by signals from surface ships moving uncontrollably in the observation area and one underwater source.

A singular decomposition of sampled antenna element data was used to construct adaptive algorithms. Modification of the initial results of singular decomposition allows to create algorithms that provide priority conditions for extraction of separate components of the observed (e.g., weakest) signals when constructing direction finding terrain.

In this regard, in addition to the non-adaptive direction finding relief, it is proposed to form three variants of direction finding relief, each of which solves part of the general problem of selection and classification of individual varieties of observed signals:

- Initial, corresponding to the energy of the signals of the input sample with amplified components of the weakest signals (overview algorithm);
- direction finding relief, which uses an algorithm to detect weak and scattered signals;
- direction finding terrain, which highlights the coherent components of signals.

Analysis of the trajectories of more than 30 sources in the episode of two hours and forty minutes has been carried out, which increased the reliability of the detection and measurement accuracy of the parameters of the observed objects. Joint analysis of the trajectories of sources based on different variants of the bearing relief allowed to improve the conditions for the detection of weak signals and to make classification decisions using the classification attribute of the width of the area of fluctuations of the surface target trajectory for signals with a strong scattered component.

Keywords: antenna arrays, strong and weak signals, coherent and scattered signal components, fast projection adaptive algorithms, variants of bearing reliefs, parameters for source classification

1. Введение

Целью гидроакустического наблюдения является выявление полного состава наблюдаемых объектов, то есть обнаружение, анализ параметров и структуры сигналов, поступающих от каждого источника, и классификация всех объектов на заданные классы. Последняя операция обеспечивается как результат обобщённого анализа всей совокупности физических, энергетических и поведенческих признаков каждого объекта, выявленного в зоне обзора гидроакустического средства [6]. Особенно сложным является наблюдение за объектами с минимальным уровнем шумоизлучения, поскольку даже вторичных маскирующих эффектов от интенсивных многолучевых, часто рассеянных источников [7–9] достаточно для маскировки присутствующих на входе антенны слабых сигналов. В связи с этим задача обнаружения и построения траекторий наиболее слабых сигналов требует разработки целенаправленных алгоритмов, создающих приоритетные условия для решения этой задачи.

Обеспечение классификации становится возможным, если целенаправленный алгоритм позволяет лучше выделить как известные (отношение сигнал/помеха и пеленг на объект [6]), так и дополнительные

классификационные признаки, основанные на измерении акустической протяжённости (ширины) траекторий источников после ограничения мощности наиболее сильных сигналов [1], и [4], где проведён анализ параметров траекторий многочисленных мешающих сигналов. Прямое измерение «ширины отметки» [11], [12] проблематично в связи с малым отношением сигнал/помеха при шумопеленговании и отсутствием конкретных алгоритмов для таких измерений.

Предлагаемая работа является продолжением работ [4], [5], где были разработаны быстрые проекционные адаптивные алгоритмы, ориентированные на обнаружение и оценку параметров сигналов применительно к модели сигналов в условиях многолучевого распространения с рассеянием. Эти алгоритмы используют «короткие» выборки, реализуют ограничение мощности присутствующих сильных сигналов, выделяют сигналы методом двустороннего пространственного контраста и проводят точное измерение угловых координат источников с использованием интерполяции отметок сигналов статического веера характеристик направленности [1], [4], [5], [10]. Опираясь на эти методы последующие исследования [13] позволили провести количественный анализ результатов натурного экспериментального измерения ширины траекторий различных видов надводных и подводных источников применительно к натурным морским условиям берегового клина. В работе [14] проведено подробное количественное исследование большого количества траекторий надводных и одного подводного источника и определены пороговые уровни ширины траектории, разделяющие подводные и надводные источники в условиях рассматриваемого эксперимента, равные ориентировочно 0.5 градуса.

Целью представляемой работы является включение разработанных алгоритмов в общую систему гидроакустического наблюдения начиная с улучшения условий первичного обнаружения и разрешения оператором всех сигналов и использования для классификации дополнительного физического признака, основанного на анализе ширины траектории источников. Используемые в настоящее время классификационные признаки (пеленг на объект и энергетические характеристики сигналов) требуют также построения качественных траекторий наблюдаемых объектов, анализ которых на длительном интервале наблюдения позволяет выявить особенности и классификационные поведенческие характеристики.

Такой подход требует не просто использование одного неадаптивного алгоритма, а группы целенаправленно ориентированных алгоритмов, как для первичного обнаружения, так и для измерения и анализа дополнительного классификационного признака, связанного с особенностями распространения и измерения параметров сигналов надводных и подводных источников. В результате выполнения представляемой работы, в рамках натурного эксперимента применительно к морским условиям прибрежного клина, построено семейство траекторий многочисленных источников, позволяющих обнаружить и классифицировать один глубоководный источник в присутствии многочисленных надводных источников.

2. Особенности организации вычислительного процесса и используемых алгоритмов

В предыдущих работах [1], [4], [5] рассмотрены основные классические и быстрые проекционные алгоритмы, используемые для построения пеленгационных рельефов. Параметры этих алгоритмов здесь далее конкретизируются. Для решения задачи построения и анализа вариантов траекторий, позволяющих выявить конкретные физические особенности принятых сигналов, используемых как классификационные признаки для разделения надводных и подводных источников. В данной работе анализ натурных данных проводится с помощью быстрых проекционных алгоритмов, параметры которых уточняются применительно к конкретным экспериментам.

Напомним основные параметры натурного эксперимента, приведённого в [4]. Для эксперимента использовалась плоская антенна из $L = 56$ вертикальных гирлянд (из 10 вертикально разнесённых элементов каждая), эквидистантно разнесённых по горизонтали. Антенна установлена на глубине 200 м в прибрежной морской зоне берегового клина вблизи судоходных трасс, в районе интенсивной хозяйственной деятельности, в зоне наблюдения находились десятки источников. На элементы антенны воздействовали сигналы надводных судов, неконтролируемо перемещающиеся в зоне наблюдения. Один подводный источник контролируемо перемещался в зоне наблюдения. Его траектория показана тонкой красной линией на всех анализируемых траекториях, представленных на рисунках.

Элементы гирлянд имеют кардиоидную характеристику направленности, максимум которой обращён в сторону открытого моря. Сигналы $L = 56$ таких гирлянд антенной системы подвергались цифровой регистрации (консервации) с частотой дискретизации, достаточной для точного воспроизведения сигналов на частотах ниже проектной частоты антенны (при которой горизонтальное межэлементное расстояние равно половине длины волны).

Обработка записей выполнялась в два этапа. На первом этапе производился спектральный анализ сигналов каждой гирлянды с периодом $T_{ca} = 2c$. При обработке формировался частотный диапазон со средней частотой 0,6758 (от проектной частоты антенны). Общая протяжённость анализируемого эпизода (длительностью два часа сорок минут) состояла из 4618 интервалов спектрального анализа. Волновой размер антенны на средней частоте диапазона равен 18,92. В результате вычисления спектральных отсчётов на каждом интервале спектрального анализа (СА) формируется 1173 векторов столбцов $X(n, t)$ размерности $L = 56$ по числу элементов антенны (гирлянд), где n определяет номер спектрального отсчёта, а t дискретный номер интервала спектрального анализа по времени.

На втором этапе из полученных спектральных отсчётов формировался адаптивный (или неадаптивный) веер каналов обзора из $J = 151$ характеристик направленности $j = \overline{1, J}$ и формировались и обрабатывались пеленгационные рельефы, характеризующие сигнальную обстановку в зоне обзора. Частотный диапазон разбивался на $R = \frac{N}{K} = 51$ ($r = \overline{1, R}$) адаптивных поддиапазонов, где $N = 1173$ — общее число используемых далее спектральных отсчётов, а K — число спектральных отсчётов, используемых в одном частотном поддиапазоне при реализации адаптивных алгоритмов. Размерность векторов, используемых для дальнейшей адаптивной обработки, равна 46 ($K_0 = KT_0 = 23 \cdot 2$) из $K = 23$ отсчётов по частоте на двух последовательных по времени интервалах СА, $T_0 = 2$. Построение пеленгационного рельефа проводилось для 2309 моментов наблюдения с временным интервалом регистрации данных 4с, равным двум интервалам СА. Вычисление частных пеленгационных рельефов проводилось для каждой адаптивной группы с последующим суммированием в общем пеленгационном рельефе для каждого из $J = 151$ пространственных каналов. Решение об обнаружении сигналов и оценке текущих значений параметров обнаруженных сигналов принималось в результате обработки общего пеленгационного рельефа программой, реализующей методы двустороннего пространственного контраста, подробно описанные в [1], [4]. Сущность методов двустороннего контраста заключается в формировании скользящего окна из сигналов (например, семи) пространственных каналов, по два крайних сигнала с двух сторон формируют оценки уровней помехи, которые используются для прогноза уровня помехи на сигнальную часть окна, состоящую из трёх средних элементов. При попадании отметок сигнала в сигнальное окно фиксируется разница между уровнем сигналов в сигнальной части окна и прогнозным уровнем помехи в этих каналах и при превышении порога фиксируется обнаружение сигнала и вычисляется максимум сигнала, а измеренные уровни превышения трёх сигналов в сигнальном окне используются для уточнения пеленга на источник [1].

Дополнительная обработка пеленгационных рельефов проводилась при усреднении скользящим окном $T_a = 8$ последовательных пеленгационных рельефов, что позволяло увеличивать общее время накопления при построении пеленгационного рельефа до 32 с.

Адаптивная обработка информации антенны заключалась в создании алгоритмов, создающих благоприятные условия для обнаружения наиболее слабых сигналов и классификации всех сигналов, присутствующих в зоне наблюдения гидроакустического средства. Сущность предлагаемых методов обработки базируется на использовании сингулярного разложения элементов входной выборки для разделения сигналов, отличающихся друг от друга по интенсивности и создании приоритетов для выделения наиболее слабых и трудно измеряемых компонентов входной смеси.

Сингулярное разложение адаптивной входной выборки $X(r, \tau)$ размерности $L \times K_0$ (где L — число элементов антенны, K_0 — число элементов выборки по времени и по частоте, $K_0 < L$, в соответствии с особенностями быстрых проекционных алгоритмов) при объёме выборки K_0 меньше, чем число элементов антенны L представлялось в виде

$$X(r, \tau) = U(r, \tau) \Theta(r, \tau) Y^*(r, \tau) = \sum_{p=1}^{K_0} \sigma_p(r, \tau) U_p(r, \tau) Y_p^*(r, \tau), \quad (1)$$

$$\text{где } U(r, \tau) = [U_1(r, \tau) \dots U_p(r, \tau) \dots U_{K_0}(r, \tau)], \quad (2)$$

$$Y(r, \tau) = [Y_1(r, \tau) \dots Y_p(r, \tau) \dots Y_{K_0}(r, \tau)] \quad (3)$$

матрицы размерности $L \times K_0$ и $K_0 \times K_0$ левых и правых сингулярных векторов, соответственно;

$$\Theta(r, \tau) = \begin{bmatrix} \sigma_1(r, \tau) & & \\ & \ddots & \\ & & \sigma_{K_0}(r, \tau) \end{bmatrix} \quad (4)$$

диагональная матрица размерности $K_0 \times K_0$ сингулярных чисел матрицы $X(r, \tau)$.

Напомним, что собственные числа, элементы диагональной $\Theta(r, \tau)$ матрицы, описывают (по убыванию) энергетические характеристики, а собственные векторы фазовую структуру сигналов, содержащихся во входной выборке и, следовательно, содержат информацию о направлении на наблюдаемые объекты. Управление алгоритмами происходит с помощью изменения весовых коэффициентов, заменяющих старшие собственные числа, что эквивалентно ограничению мощности наиболее сильных мешающих сигналов.

Вычисление адаптивного пеленгационного рельефа производится с использованием соотношения

$$C_{jcor}^{\Sigma} = \frac{1}{T_a} \sum_{\tau=1}^{T_a} \left[\frac{1}{R} \sum_{r=1}^R V_j^*(r) U(r, \tau) \Theta^2(r, \tau) \Delta(r, \tau) U^*(r, \tau) V_j(r) \right], \quad (5)$$

где с помощью опорных векторов $V_j(r)$ $j = \overline{1, J}$ формируется $J = 151$ адаптивных пространственных каналов, сигналы которых накапливаются по совокупности частотных групп $r = \overline{1, R}$ и времени $\tau = \overline{1, T_a}$. Конкретные параметры алгоритма определяются диагональной матрицей $\Delta(r, \tau)$, с помощью которой корректируются исходные неадаптивные данные входной выборки $\Theta^2(r, \tau)$.

При этом информация о направлении на все объекты сохраняется, так как при этом используются исходные собственные векторы ослабляемых сигналов, но малозумные объекты получают более благоприятные условия для функционирования.

Дальнейшая обработка заключалась в использовании трёх вариантов весовых коэффициентов при построении пеленгационных рельефов, обеспечивающих преимущественное выделение различных компонентов сингулярного разложения:

- исходный, соответствующий энергии сигналов входной выборки $\Theta(r, \tau)$ (неадаптивный алгоритм);
- выделяющий когерентные компоненты сигналов (одинаковые весовые коэффициенты);
- выделяющий слабые и рассеянные сигналы (ограничена мощность сильных сигналов).

Основная особенность предлагаемого набора пеленгационных рельефов заключается в расширении не только возможностей обнаружения наиболее слабых сигналов, но и в появлении возможностей выделять рассеянные компоненты сигналов, несмотря на наличие в них сильных когерентных компонент.

Рассмотрим структуру собственных чисел и варианты их коррекции применительно к рассматриваемому натурному эпизоду [4], с другими параметрами алгоритмов. На рис. 1 кривой 1, в качестве примера, представлено исходное распределение собственных чисел (ось абсцисс — номер собственного числа, ось ординат — уровень соответствующего собственного числа, в логарифмических единицах, дБ) на 118 м интервале спектрального анализа, что соответствует 59-му по времени пеленгационному рельефу $\tau = 59$. Этот результат усреднён по $R = 51$ частотным группам из 46 выборок, составленных из 23 спектральных отсчётов на двух временных интервалах спектрального анализа. Общий пеленгационный рельеф формировался после дополнительного усреднения по времени ($T_a = 8$) восьми частных пеленгационных рельефов, итоговый объём выборок (из вектор-столбцов размерности $L = 56$) был равен $46 \cdot 51 \cdot 8 = 18868$.

Вариант использования весовых коэффициентов, заданных кривой 1, формирует исходный неадаптивный пеленгационный рельеф, который определяется свойствами исходной некорректированной входной выборки, полученной в натурном эксперименте. Уровень собственных чисел (характеризующих энергию присутствующих сигналов) изменяется от 35 дБ до –3 дБ, при этом старшие собственные числа характеризуют наиболее сильные сигналы, затем следуют сигналы с меньшей энергией и последние номера определяют энергию помехового фона в области, где отсутствуют сигналы локальных источников. Собственные числа состоят из суммы компонент, порождённых как локальными источниками, так и сигналами распределённой помехи, при этом компоненты распределённой помехи формируют фон, на котором локальные отметки сигналов выделяются с помощью метода двустороннего пространственного контраста. Использование исходных некорректированных собственных чисел в качестве весовых коэффициентов при построении пеленгационного рельефа позволяет правильно выявлять взаимную энергетическую величину каждого сигнала, однако разрешение средних, и слабых (в особенности самых слабых) сигналов затрудняется ввиду наличия мощных доминирующих отметок наиболее сильных сигналов, маскирующих слабые сигналы.

Кривые 2 и 3 характеризуют весовые коэффициенты, используемые при построении адаптивных вариантов пеленгационного рельефа, обеспечивающих улучшение разрешения и измерения параметров более слабых сигналов.

Кривая 2 характеризует состав собственных чисел после ограничения мощности 25 старших собственных чисел, что ослабляет доминирование наиболее сильных компонент в пеленгационном рельефе, а последние собственные числа также уменьшаются для снижения уровня помехового фона в области отсутствия отметок

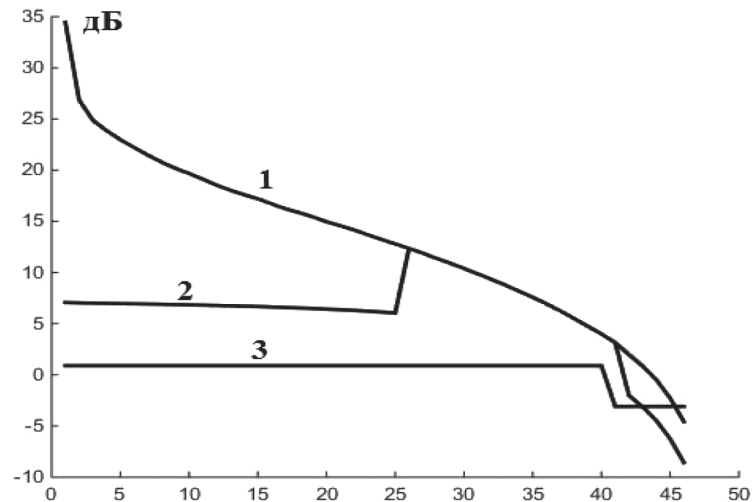


Рис. 1. Распределение весовых коэффициентов для трёх вариантов алгоритмов: 1 — неадаптивный алгоритм; 2 — алгоритм для выделения слабых и рассеянных сигналов; 3 — весовые коэффициенты когерентных сигналов

Fig. 1. The distribution of weight coefficients for three variants algorithms: 1 — nonadaptive algorithm (initial eigenvalues); 2 — algorithm for weak and scattering signals; 3 — weight coefficients for coherent signals

локальных сигналов. Основная задача при формировании весовых коэффициентов в этом случае — максимально усилить в пеленгационном рельефе отметки наиболее слабых сигналов, при этом в рассматриваемой ситуации номера с двадцать шестого по сорок первый наиболее вероятны для их появления.

Изменяя уровень, до которого опускаются собственные числа наиболее сильных сигналов, можно регулировать откорректированный уровень этих сигналов в пеленгационном рельефе, а, следовательно, и степень ослабления их маскирующего действия на слабые сигналы. В результате формируется кривая 2, характеризующая алгоритм, обеспечивающий выделение слабых сигналов и максимальное ослабление сильных сигналов. Чрезмерно глубокое подавление сильных сигналов приводит к появлению провалов в пеленгационном рельефе, не позволяющих использовать методы пространственного контраста при обнаружении слабых сигналов.

Кривая 2 формируется вычитанием из суммарной кривой 1 корректируемой части когерентных компонент наиболее сильных сигналов. Это означает ослабление главных когерентных компонент сильных сигналов и усиление роли более слабых рассеянных компонент этих сигналов в соответствующем пеленгационном рельефе. Этот вариант обеспечивает в пеленгационном рельефе минимальный уровень наиболее сильных когерентных компонент сигналов и полное использование наиболее слабых и рассеянных компонент. Кривая 3 характеризует распределение весовых коэффициентов равных единице с ослаблением самых малых собственных чисел. Этот вариант означает частичное ослабление сильных и доминирующих сигналов. При таких весовых коэффициентах сигналы пеленгационного рельефа формируются главным образом их когерентными компонентами, величины отметок сигналов становятся ближе друг к другу, ослабляется доминирование сильных, улучшается взаимное разрешение сильных и средних сигналов. Слабым местом этого алгоритма является увеличение веса малых собственных чисел, порождённых помеховыми компонентами выборки.

Оценка эффективности и сравнение приведённых выше алгоритмов будет проводиться далее по результатам обнаружения и анализа траекторий натуральных источников на значительном интервале наблюдения. Однако вначале рассмотрим набор пеленгационных рельефов, с помощью которых будем анализировать конкретный эпизод, рассмотренный ранее в [1], [4].

Пеленгационные рельефы, получены на 59 такте (из 2309 тактов эпизода наблюдения) при использовании вариантов весовых коэффициентов, приведённых на рис. 1. По оси абсцисс представлен синус направления наблюдения относительно перпендикуляра к рабочей поверхности антенны. Отметим одинаковую разрешающую способность по угловой координате (в зависимости от синуса пеленга), что обусловлено,

как нелинейным характером синуса, так и ухудшением разрешающей способности плоской антенны при отклонении от перпендикуляра к рабочей плоскости антенны, так что оба эффекта компенсируют друг друга. Измерение угловой ширины траектории источника с границами α_1 и α_2 проводится с помощью соотношения

$$\alpha_1 - \alpha_2 = 57,3 * \frac{\sin \alpha_1 - \sin \alpha_2}{\cos (\alpha_1 + \alpha_2)}, \quad (6)$$

где слева угловая разница определена в градусах.

На рисунке 2 представлены примеры четырёх пеленгационных рельефов:

- неадаптивный алгоритм Бартлетта, рис. 2, а (данные кривой 1, матрица $\Delta(r, \tau)$ единичная);
- алгоритм рис. 2, б получен суммированием пеленгационных рельефов рис. 2, а и г;
- алгоритм рис. 2, в с весовыми коэффициентами когерентных сигналов (данные кривой 3);
- алгоритм рис. 2, г для выделения наиболее слабых и рассеянных сигналов (кривая 2).

Точки пеленгационного рельефа, в которых с помощью алгоритмов двустороннего пространственного контраста зафиксировано обнаружение сигнала, отмечены красным значком, синяя точка ниже характеризует оценку конкретного уровня помехи, зафиксированного с помощью окна из 5 сигналов пространственных каналов, использованных для обнаружения каждого сигнала при реализации двустороннего пространственного контраста. При обнаружении слабых сигналов разница между уровнем сигнала и оценкой помехи характеризует отношение сигнал/помеха на выходе антенны для данного источника. Для сильных сигналов эта оценка занижена, (так как ширина интенсивной отметки шире используемого окна) и отношение сигнал/помеха должно оцениваться по отношению уровня сигнала к уровню распределённой помехи. Последний определяется минимальным уровнем пеленгационного рельефа в направлениях, где отсутствуют локальные источники. Точки над осью абсцисс фиксируют факт обнаружения сигналов и пеленг на обнаруженный объект, уровень этих точек характеризует уровень распределённого помехового фона.

На рис. 2, а исходный неадаптивный пеленгационный рельеф имеет высокую пороговую чувствительность, он предназначен для обнаружения всех сигналов (в том числе самых слабых). Величина непересекающихся отметок сигнала (случай пересекающихся отметок рассматривался в [4] и [10]) соответствует их фактической энергии, присутствуют доминирующие сигналы, превышающие уровень фона на уровень до 11 дБ, но необходимо обнаружить слабые сигналы, отметки которых составляют до одного процента (–20 дБ) и ниже помехового фона. Этот пеленгационный рельеф не создаёт приоритетных условий для обнаружения наиболее слабых сигналов. Действительно, для успешного обнаружения слабых сигналов необходимо обнаруживать отметки слабых сигналов, составляющие менее одной тысячной части динамического диапазона (т.е. –31 дБ) этого пеленгационного рельефа. Слабым местом этого пеленгационного рельефа является то, что малые случайные вариации уровня нестационарного бокового поля сильных сигналов оказываются соизмеримыми с контрастным порогом чувствительности для обнаружения слабых сигналов. В результате высокочувствительные алгоритмы, основанные на методах двустороннего пространственного контраста [1, 4], либо не надёжно обнаруживают слабые сигналы, либо формируют ложные отметки. На пеленгационном рельефе, (красные точки на рис. 2, а и далее), обнаружено 18 сигналов, но дальнейший анализ в рамках анализа траекторий источников выявляет, как пропуски, так и ложные обнаружения этого варианта алгоритма. В частности, на рис. 2, а пропущен сигнал подводного источника (при пеленге синуса, равного –0,09), который обнаруживается во всех остальных вариантах пеленгационных рельефов на рис. 2.

На рис. 2, в представлен пример пеленгационного рельефа, с коэффициентами, представленными кривой 3 рис. 1. Данный вариант адаптивного алгоритма обеспечивает надёжное обнаружение и разрешение всех основных когерентных сильных и средних сигналов, присутствующих на входе антенны. Отметим, что пеленгационный рельеф этого варианта формирует сигналы, уровни которых различаются не более чем на 1,4 дБ.

В сигналах четко сформированы максимумы, и обнаружение слабых сигналов реализуется при величине отметки, равной около трёх процентов от динамического диапазона этого варианта пеленгационного рельефа. С помощью этого варианта пеленгационного рельефа обнаружено 19 сигналов. Этот вариант обеспечивает лучшее разрешение сильных и средних сигналов между собой.

Вариант пеленгационного рельефа (представленного на рис. 2, г) ориентирован на обнаружение наиболее слабых и рассеянных сигналов. Это обеспечивается ослаблением наиболее сильных когерентных сигналов (ослаблены старшие собственные числа с номерами с 1 по 25) и полноценным использованием младших собственных чисел, сформированных самыми слабыми и рассеянными сигналами (номера с 26 по 41) и ослабленным помеховым фоном (номера собственных чисел от 42 до 46). Динамический диапазон сигналов этого пеленгационного рельефа уменьшается от –0,4 до 0,5 дБ, т. е., от 0,92 до 1,12

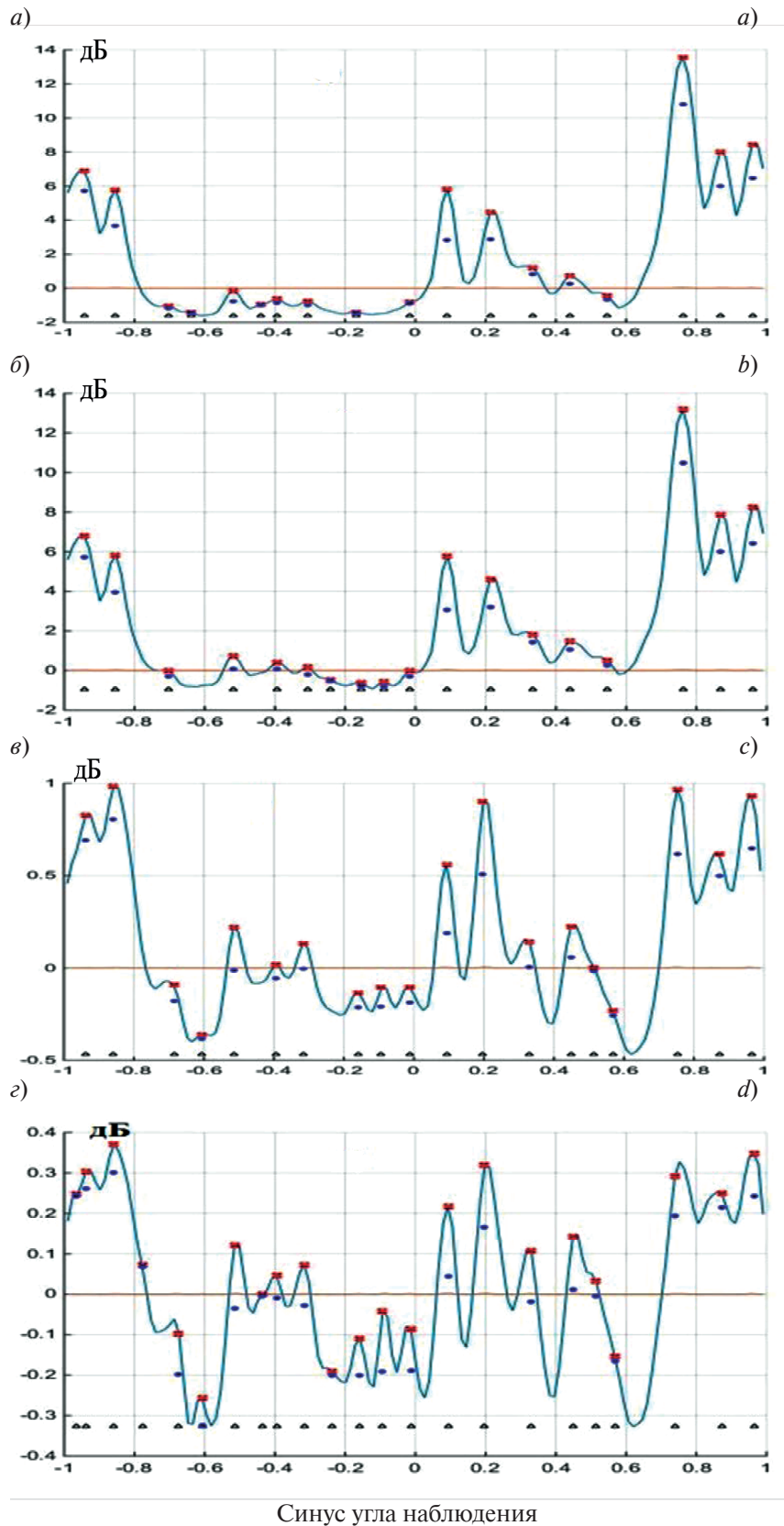


Рис. 2. Пеленгационные рельефы алгоритмов: *a* — неадаптивный алгоритм; *б* — усилены слабые сигналы; *в* — весовые коэффициенты когерентных сигналов; *г* — выделение слабых и рассеянных сигналов

Fig. 2. The direction-finding reliefs algorithms: *a* — nonadaptive algorithm; *b* — strengthening of weak signals; *c* — weight coefficients (equally) for coherent signals; *d* — algorithm for weak and scattering signals

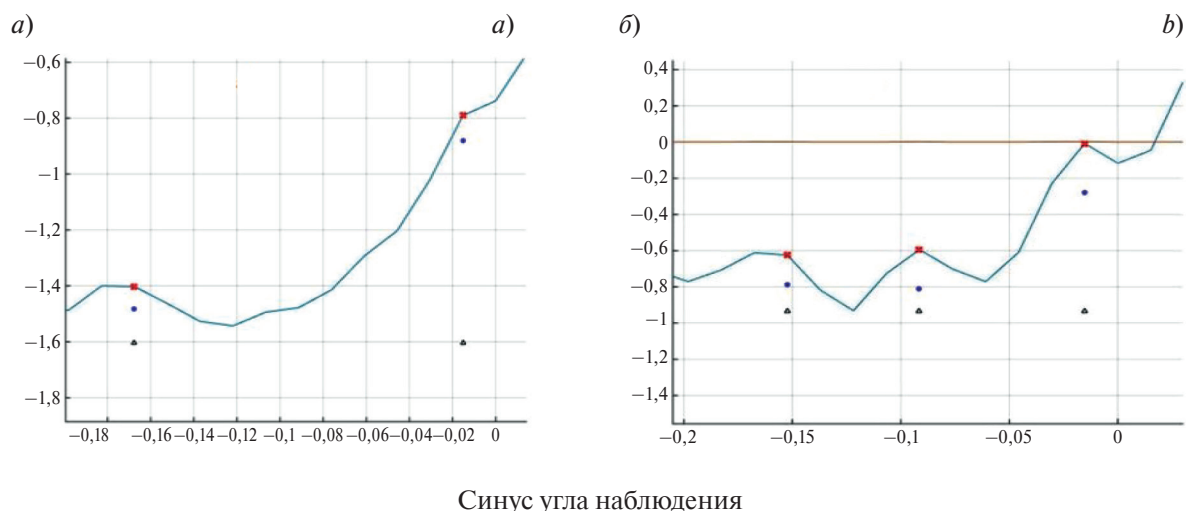


Рис. 3. Фрагменты пеленгационных рельефов: *a* — неадаптивный; *б* — усилены слабые сигналы

Fig. 3. Fragments of the direction-finding reliefs: *a* — nonadaptive; *b* — strengthening of weak signals

(для логарифмического уровня 0 дБ соответствует единице исходного сигнала). Данный алгоритм сохраняет взаимное соотношение между сигналами разной интенсивности, то есть сигналы большей интенсивности остаются больше сигналов меньшей амплитуды, хотя относительное превышение сильных сигналов по отношению к слабым значительно уменьшается. Этот вариант алгоритма обеспечил обнаружение 23 сигналов (как это будет видно далее), он выделяет максимальное количество элементов траектории подводного источника. В соответствии с [13], классификационным признаком надводного источника является ширина флюктуаций траектории (измеренной этим вариантом алгоритма) более 0,5 градуса, что будет подтверждено в разделе, где анализируются траектории источников.

Пеленгационный рельеф рис. 2, *б* сформирован суммированием пеленгационных рельефов рис. 2, *a* и рис. 2, *г*, после чего анализировался алгоритмом пространственного контраста. Это можно трактовать как исходный неадаптивный пеленгационный рельеф, в котором усилены компоненты наиболее слабых сигналов. Это приводит к улучшению контрастности их отметок при малом изменении общей конфигурации пеленгационного рельефа. Это видно из сравнения фрагментов рис. 2, *a* и *б*, в области слабых сигналов при значении синусов пеленгов от $-0,2$ до 0 , приведённых на рис. 3.

Как видно из рис. 3, *a* неадаптивный пеленгационный рельеф обеспечил обнаружение двух сигналов, а отметка в окрестности $-0,1$ (для этой реализации выборки) мала и не достигла порога обнаружения. Этим вариантом алгоритма зарегистрирован пропуск сигнала подводного источника. Вариант фрагмента пеленгационного рельефа рис. 2, *б*, представленный на рис. 3, *б* показывает надёжное обнаружение трёх сигналов, в том числе подводного источника при пеленге $-0,09$. Этот источник обнаруживается и двумя адаптивными алгоритмами, реализованными с помощью пеленгационных рельефов, представленных на рис. 2, *в* и *г*.

В дальнейшем вариант пеленгационного рельефа рис. 2, *б* будем характеризовать как исходный с усиленным формированием слабых сигналов. Этот вариант обеспечивает правильное измерение энергетических параметров сигналов по отношению к уровню распределённого фона, что видно из сравнения почти тождественных рельефов на рисунках рис. 2, *a* и рис. 2, *б*. При этом отношение сигнал/локальная помеха для слабых сигналов, измеряется в благоприятных условиях, что при построении траекторий проявляется в увеличении процента выделенных элементов и увеличении точности измерения их параметров.

3. Построение и анализ траекторий наблюдаемых источников

Дальнейшая иллюстрация траекторий наблюдаемых источников основана на использовании записей натуральных сигналов, описанных в [4], где рассматривалось (с несколько отличающимися исходными данными алгоритмов) только обнаружение слабых сигналов. Здесь особое внимание уделяется не просто фиксация отметок, но анализу структуры наблюдаемых траекторий с позиций сохранения их классификационных признаков, формирующихся при распространении звука в реальных морских условиях.

Основная особенность принимаемых сигналов обусловлена расположением антенны в береговом клине, в результате чего характер распространяющихся сигналов определялся как профилем скорости звука, так и наличием наклонного дна. Профиль скорости звука при проведении записей характеризовался условиями поздней осени (рисунок 1 работы [4]). Особенность распространения для этого времени и места состоит в наличии берегового клина и то, что скорость звука в приповерхностном слое превышала скорость звука на оси подводного звукового канала (120 м) и на дне на глубине расположения антенны 200 м.

Характеристика направленности антенны в вертикальной плоскости в рассматриваемой полосе частот развёрнута вверх на 5 градусов относительно горизонтальной плоскости. Основной лепесток характеристики направленности по уровню 0,7, шириной 16 градусов перекрывает угловой диапазон от -3 до $+13$ градусов.

Общие черты профиля дна заключаются в наличии ровного плато в окрестности антенны, далее крутого склона и затем глубоководной части открытого моря. На рисунках 3 работы [4] приведены лучевые картины и профиль дна, их анализ показал, что лучи с углами скольжения от -3 до $+4$ градусов не выходят к поверхности и распространяются в глубинных слоях, что обеспечивает зону обнаружения глубоководных источников. От приповерхностных источников на дистанциях до 3 км обеспечивается проникновение на приёмную антенну, прямых лучей без отражений от поверхности и других участков дна, что обеспечивает сохранение когерентной структуры таких сигналов.

Несмотря на возможные вариации профиля дна для различных направлений наблюдения, и различие конкретных траекторий проникновения звука к антенне, общая характеристика рассматриваемых гидроакустических условий определена тем, что скорость звука у поверхности больше скорости звука на оси канала и на глубине антенны. В таком случае, дальнейшее распространение сигнала приповерхностного источника становится возможным только после многократного отражения от поверхности и различных участков грунта. Причинами неустойчивой, флюктуирующей картины обнаружения и пеленгования дальних приповерхностных источников являются нарушения когерентной структуры сигналов, при отражении от поверхности и дна. Этот же фактор оказывает влияние на нестационарный характер появления и исчезновения участков траектории сигналов в процессе перемещения их источников.

Основная задача заключается в проверке надёжного обнаружения и классификации подводного источника в присутствии многочисленных надводных источников. Каждый вариант рис. 4 и 5 представляет траектории, выделенные при обработке 2309 пеленгационных рельефов с интервалом 4с (ось ординат) в диапазоне углов обзора, синус которых изменяется от -1 до $+1$ (ось абсцисс). На рис. 4 представлены картины траекторий сигналов в эпизоде длительностью 2 ч 40 мин, полученные рассматриваемыми вариантами алгоритмов при времени накопления 32 с, а на рис. 5 представлены фрагменты этих траекторий в области присутствия подводного источника. Траектория подводного источника показана тонкой красной линией.

Рисунки 4, а и 5, а построены с использованием неадаптивного алгоритма. При анализе траекторий, построенных с помощью этого алгоритма, основная сложность объясняется большим динамическим диапазоном входных воздействий от наиболее сильных источников. В результате малые вариации уровня сильных сигналов достигают порога срабатывания слабых сигналов, что затемняет фон, на котором наблюдаются отметки слабых сигналов. Согласно рис. 4, а траектория этого источника замаскирована многочисленными ложными отметками, прямые участки траектории искажены изгибами. В поле наблюдения большие области (в левой нижней части, в центральной части рисунка слева от траектории подводного источника, справа от траектории источника) в которых затруднительно выделение любых сигналов.

Рисунки 4, б и 5, б построены с использованием пеленгационных рельефов, в которых усилены слабые сигналы. Пример такого пеленгационного рельефа приведён на рисунке 2б. В результате существенно улучшилось формирование траекторий слабых сигналов, уменьшилось число случайных срабатываний в промежутках между трассами сигналов, уменьшились флюктуации траектории подводного источника в областях вне пересечения его траекторий с сильными сигналами. В областях пересечения траекторий подводного источника с сильными сигналами наблюдаются существенные смещения траектории слабого сигнала вследствие высокого уровня отметок пересекаемых сильных сигналов. Этот вариант пеленгационного рельефа обеспечивает наиболее достоверную оценку энергетических параметров всех сигналов как сильных, так и слабых при увеличении числа обнаруженных элементов траекторий.

На рисунках 4, в и 5, в представлены траектории источников, сформированные алгоритмом для обнаружения слабых и рассеянных сигналов. Этот вариант пеленгационного рельефа выявляет наибольшее число элементов трассы подводного источника и позволяет оценить ширину его траектории.

Следует отметить, что неточное измерение ширины траектории возможно в зоне неуверенного обнаружения и измерения параметров при очень малых отношениях сигнал/помеха менее 0,005 (-23 дБ). При наличии пропусков в траектории или приращении сигнала над фоном менее 0,5 % (0,022 дБ) эти участки

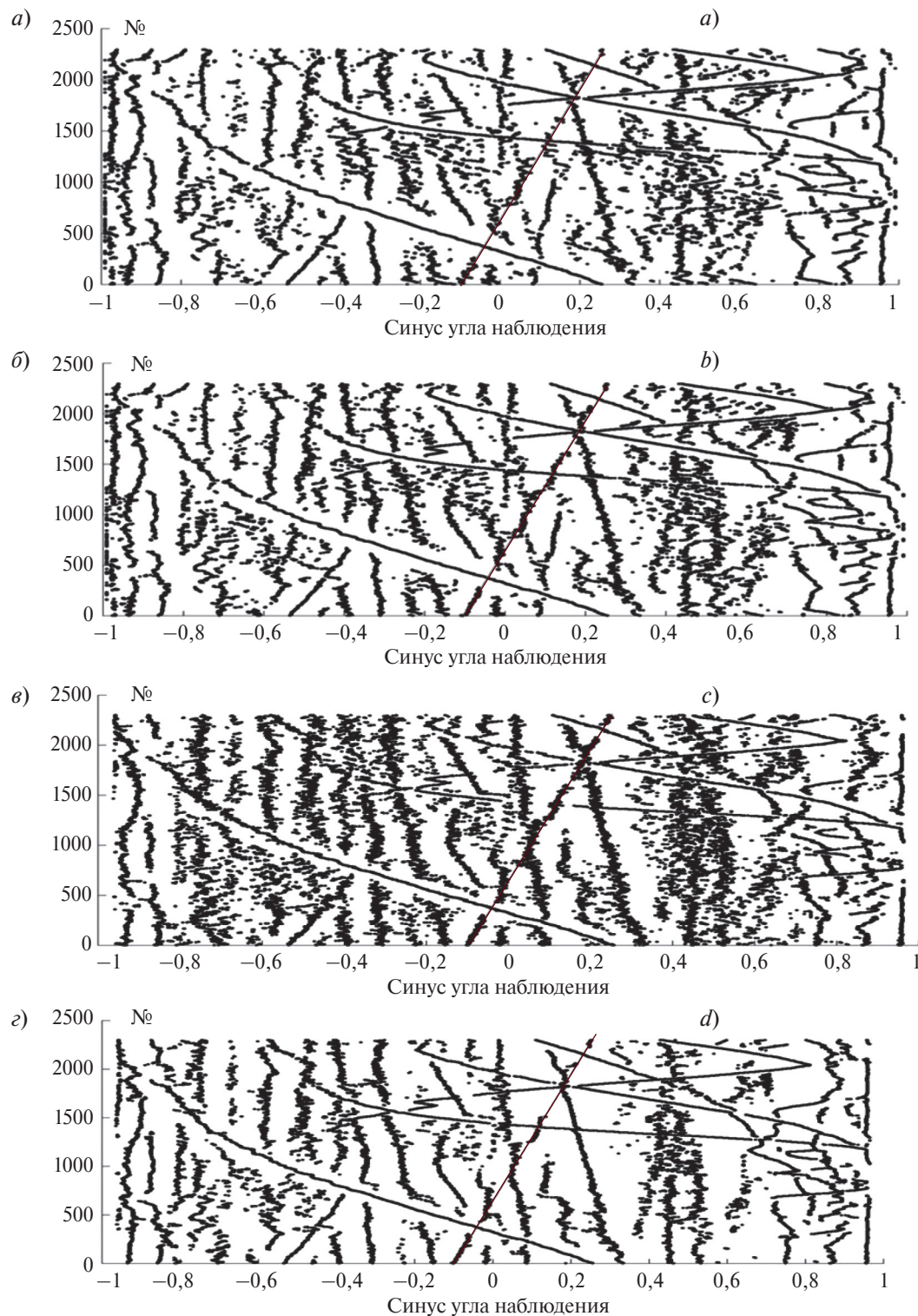


Рис. 4. Траектории сигналов: *a* — неадаптивный алгоритм; *б* — алгоритм с усиленным формированием слабых сигналов; *в* — алгоритм выделяющий слабые и рассеянные сигналы; *г* — алгоритм, выделяющий когерентные сигналы

Fig. 4. Trajectories of signals: *a* — nonadaptive algorithm; *b* — strengthening of weak signals; *c* — algorithm for weak and scattering signals; *d* — weight coefficients (equally) for coherent signals

должны исключаться из состава тестируемого участка при проверке ширины траектории. Надёжность использования результатов этого алгоритма для оценки ширины траектории слабого источника обеспечивается при обнаружении этого сигнала в тестируемом участке когерентным алгоритмом.

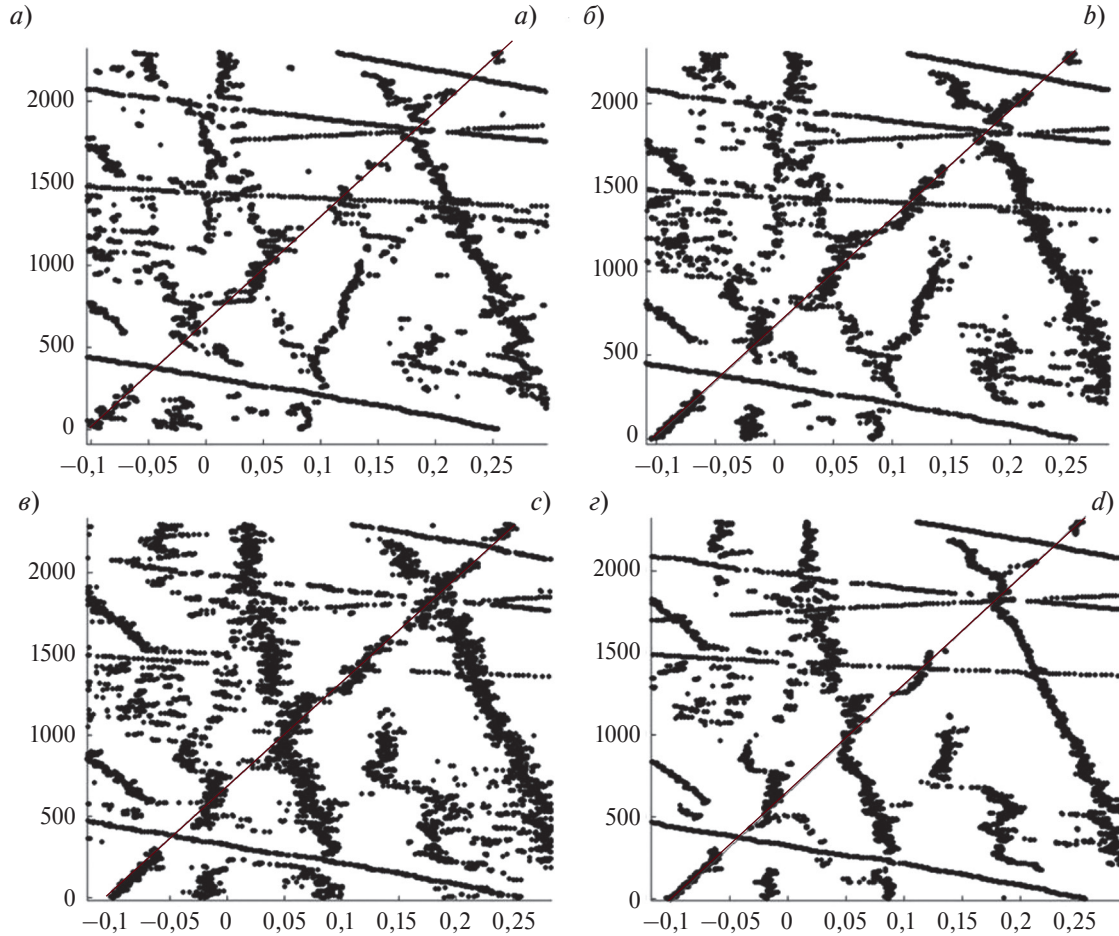


Рис. 5. Траектории подводного источника: *a* — неадаптивный алгоритм; *б* — адаптивный алгоритм с усилением слабых сигналов; *в* — алгоритм, выделяющий слабые и рассеянные сигналы; *г* — алгоритм, выделяющий когерентные сигналы

Fig. 5. Trajectories of underwater source: *a* — nonadaptive algorithm; *b* — strengthening of weak signals; *c* — algorithm for weak and scattering signals; *d* — algorithm that selects coherent signals

Рисунок 4, *г* и 5, *г* представляет траектории, выделенные с помощью алгоритма для выделения когерентных сигналов. Этот алгоритм выделяет меньше элементов траектории подводного источника, что обусловлено частичным подавлением сильных сигналов и увеличением уровня распределённых помех в связи с ростом веса самых малых собственных чисел порождённых распределённым фоном. Для сигналов, содержащих как когерентную, так и рассеянную компоненту ширина траектории оказывается заниженной, и правильно измеряется только для сильно рассеянных сигналов с незначительной когерентной компонентой.

Прежде чем перейти к детальному анализу количественных параметров наблюдаемых траекторий, рассмотрим особенности формирования элементов траекторий источников близких по угловой координате, подробно рассмотренные в,] и в пятом приложении [10]. Мерой близости двух источников по угловой координате является

$$|R(V_1, V_2)|^2 = \left| \frac{V_1 * V_2}{L} \right|^2, \quad (7)$$

где V_1 и V_2 — вектора направления первого (большого) и второго сигналов, а L — количество элементов антенны.

Соотношение (7) определяет уровень квадрата нормированной характеристики направленности антенны, ориентированной максимумом на первый источник в направлении на второй источник. Два источника не влияют друг на друга, если эта величина (уровень нормированной взаимной характеристики направленности) равна нулю (вектора направления V_1 и V_2 ортогональны) или практически влияют слабо, если её величина мала, например, пять процентов. Это означает, что источники находятся на угловом расстоянии, больше полураствора характеристики направленности по первым нулям. Эта величина определяется

волновым размером антенны Ld (d – межэлементное волновое расстояние) и, применительно к рассматриваемому эксперименту, на средней частоте используемого диапазона равна $\frac{1}{Ld} \sim 0,053$ радиана (3,03 градуса) в направлении перпендикуляра к плоскости антенны. Угловое различие пеленга от нуля до величины 0,0265 определяет сравнительно слабое взаимное влияние источников, при этом взаимная характеристика (7) достигает величины $\sim 0,5$. При меньшем различии пеленгов уровень параметра (7) может достигать величины до единицы, что означает зону сильного взаимного влияния сигналов. Если этот параметр в два раза меньше полураствора, то более сильный из двух сигналов отнимает у более слабого половину энергии и присоединяет её себе. При ещё меньших угловых различиях у слабого сигнала отнимается ещё больше энергии и возникают ошибки смещения, как у сильного, так и у слабого сигнала [10]. В этом случае слабый сигнал может не достигать порога обнаружения, а при примерном равенстве их интенсивностей формируется одна общая траектория двух источников, пеленг перемещается в направление между сигналами и может стать неустойчивым, т. е. совершать колебательные перемещения между направлениями на эти источники. Кроме того, при выходе из зоны взаимного влияния, в траектории могут возникать участки, по которым происходит переход от смещённой траектории к несмещённому участку (или наоборот), что требует учёта этих явлений при анализе и измерении параметров траекторий. Отметим, что надёжное измерение параметров слабого источника возможно только при различии синусов пеленга с ближайшим мешающим сигналом более 0,053 (в соответствии с волновым размером) антенны и при достаточном отношении сигнал/помеха.

Перейдём теперь к анализу конкретных вариантов траекторий подводного источника, представленных на рис. 5. Для характеристики выделенной траектории подводного источника начнём анализ с рис. 5, в), так как он представляет наиболее полный и подробный вариант этой траектории. Остальные варианты траекторий будем оценивать с позиций полноты и подробности информации по отношению к этому варианту. Траектория, выделена алгоритмом для обнаружения и измерения параметров слабых и рассеянных сигналов (рис. 5, в), подводный источник отмечен тонкой красной линией) состоит из 6 фрагментов, начиная с первого в направлении пеленга, синус которого равен $-0,1$. Первый фрагмент заканчивается измерениями параметров на 302 пеленгационном рельефе (на 1208 секунде с начала эпизода). Затем сигнал этого источника исчезает, (так как он пересекает траектории двух интенсивных мешающих источников) и восстанавливается (второй фрагмент) на 431 такте измерений, при этом начало его траектории смещено вправо за счёт влияния мешающего источника, траектория которого хорошо видна на рис. 5, г), а заканчивается на 764-м такте измерений со смещением влево от своей траектории. Далее формируется фрагмент 3 на интервалах измерений от 816 до 1252, где подводный источник пересекает траекторию другого мешающего источника. На интервалах измерения от 1265 до 1604 формируется четвёртый фрагмент траектории подводного источника, на интервалах от 1676 до 2077 пятый фрагмент, и на интервалах от 2217 до 2300 шестой фрагмент. В общей сложности из 2308 элементов траектории подводного источника подтверждают наличие этого сигнала только 1898 обнаруженных элементов. Теперь проанализируем, какие элементы траектории, не подвергнуты смещению и пригодны для измерения классификационного признака. Первый фрагмент пригоден для измерения ширины траектории за исключением локального участка, где происходит пересечение его траектории другим слабым источником. Отметим, что элементы второго и третьего фрагментов, подтверждают факт наличия подводного источника, поскольку эффект от его присутствия виден за счёт общего участка подводного и мешающего источника. Однако, эти фрагменты не пригодны для точного измерения элементов этой траектории из-за искажений, вызванных соседними мешающими источниками. Следует отметить, что и в первом, четвёртом, пятом и шестом фрагментах, пригодных для измерения ширины траектории, следует исключать элементы, связанные с воздействием соседних сигналов, с очень малым соотношением сигнал/помеха, пересечением измеряемой траектории другими источниками, переходные зоны, когда измеряемая траектория переходит от влияния одного источника к влиянию другого.

Рассмотрим теперь на рисунке 5 траектории, выявленные другими вариантами рассматриваемых алгоритмов. Рисунок 5, а представляет траекторию, выделенную неадаптивным алгоритмом. Проверим участки, где ранее были выявлены шесть фрагментов траектории подводного источника. Первый фрагмент траектории отчётливо просматривается, однако отличается нестабильностью, более широкой областью флюктуаций пеленга, и наличием пропущенных элементов траектории. Второй фрагмент выглядит как более широкая зона флюктуаций траектории сигнала, который пересекается с подводным источником. Третий фрагмент отчётливо выявляет наличие источника, видны сильные флюктуации пеленга на наблюдаемый источник, четвёртый фрагмент присутствует в виде отдельных точек, по которым параметры флюктуаций пеленга не удаётся определить. Пятый и шестой фрагмент также представляют совокупность отдельных

точек, по которым определить параметры флуктуаций пеленга не удаётся. В целом анализ этого варианта показывает, что при первичном наблюдении таким алгоритмом существует опасность воспринять эту траекторию не как сигнал одного источника, а как фрагменты траекторий разных сигналов и при неточном и отрывочном измерении параметров этого источника.

На рисунке 5, б представлен фрагмент траектории подводного источника, выделенной алгоритмом с усилением наиболее слабых сигналов. Характер фрагментации, проведённый для рисунка 5, в полностью сохранился. Отчётливо видны все шесть фрагментов подводного источника, однако состав слабых сигналов менее полон и менее стабилен, поскольку при построении пеленгационного рельефа используются сильные сигналы с исходными доминирующими весами. Отметим, что мощные сигналы с сильной когерентной компонентой на рисунках 4, б и 5, б имеют малую ширину траектории, и наличие рассеянной компоненты выявляется только алгоритмом, выделяющим слабые и рассеянные сигналы 4, в и 5, в.

Алгоритм, выделяющий когерентные сигналы (рисунки 4, г и 5, г), выделяют траектории с малой шириной, и только сильно рассеянные сигналы, практически без когерентной компоненты формируют широкие траектории источников.

Анализируя место рассмотренных алгоритмов в составе гидроакустического комплекса, роль первичного обнаружения следует поручить алгоритму с усилением слабых сигналов ввиду явных преимуществ при первичном обнаружении наиболее слабых сигналов и при сохранении информации об энергетических характеристиках всех сигналов в зоне наблюдения. Более детальный анализ траекторий на присутствие рассеянной компоненты позволяет провести алгоритм для выделения слабых и рассеянных сигналов, этот же алгоритм обеспечивает более точное измерение отношения сигнал/помеха слабого сигнала и контроль изменения пеленга.

На рис. 6 представлен первый фрагмент траектории подводного источника, выделенный тремя вариантами алгоритмов: а) неадаптивный; б) с усилением слабых сигналов; в) с выделением слабых и рассеянных сигналов. Для неадаптивного алгоритма ширина траектории (по пиковым выбросам относительно средней линии) составляет величину $\pm 0,015$ (0,86 градуса), для второго и третьего алгоритма разброс равен $\sim 0,007$ (0,4 градуса), что свидетельствует о существенном улучшении качества измерения параметров траектории адаптивными алгоритмами.

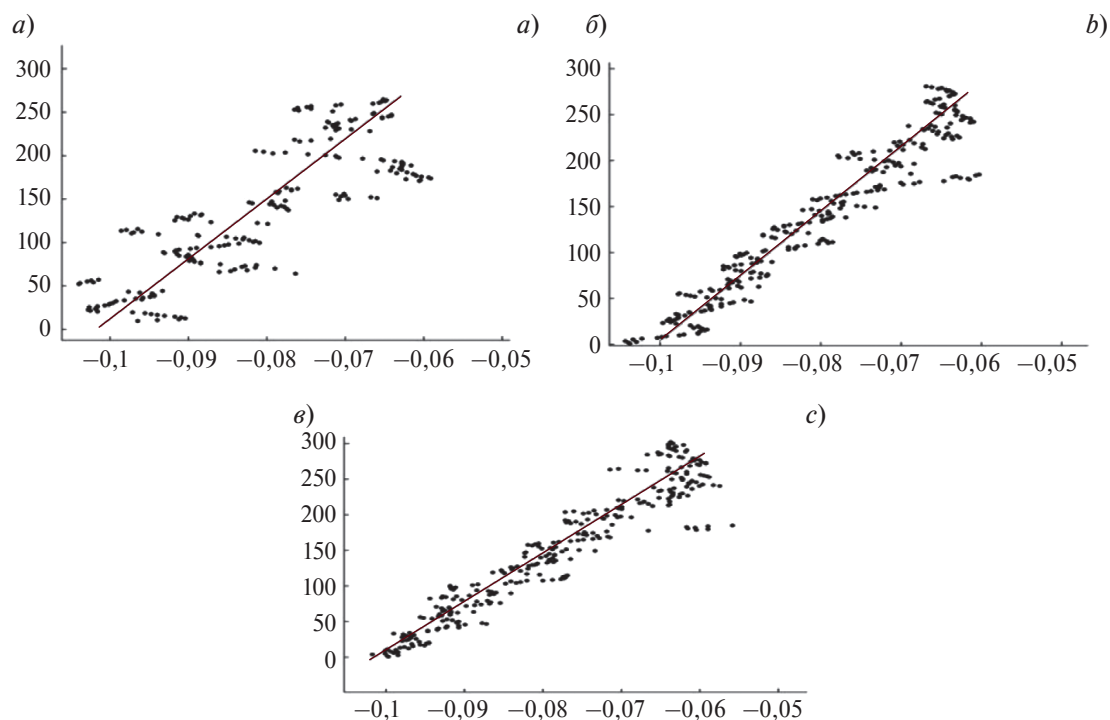


Рис. 6. Фрагмент 1 траектории подводного источника: а — неадаптивный алгоритм; б — алгоритм с усилением слабых сигналов; в — алгоритм с выделением слабых и рассеянных сигналов

Fig. 6. Fragments of the direction-finding relief of underwater source: а — nonadaptive; б — strengthening of weak signals; в — algorithm for weak and scattering signals

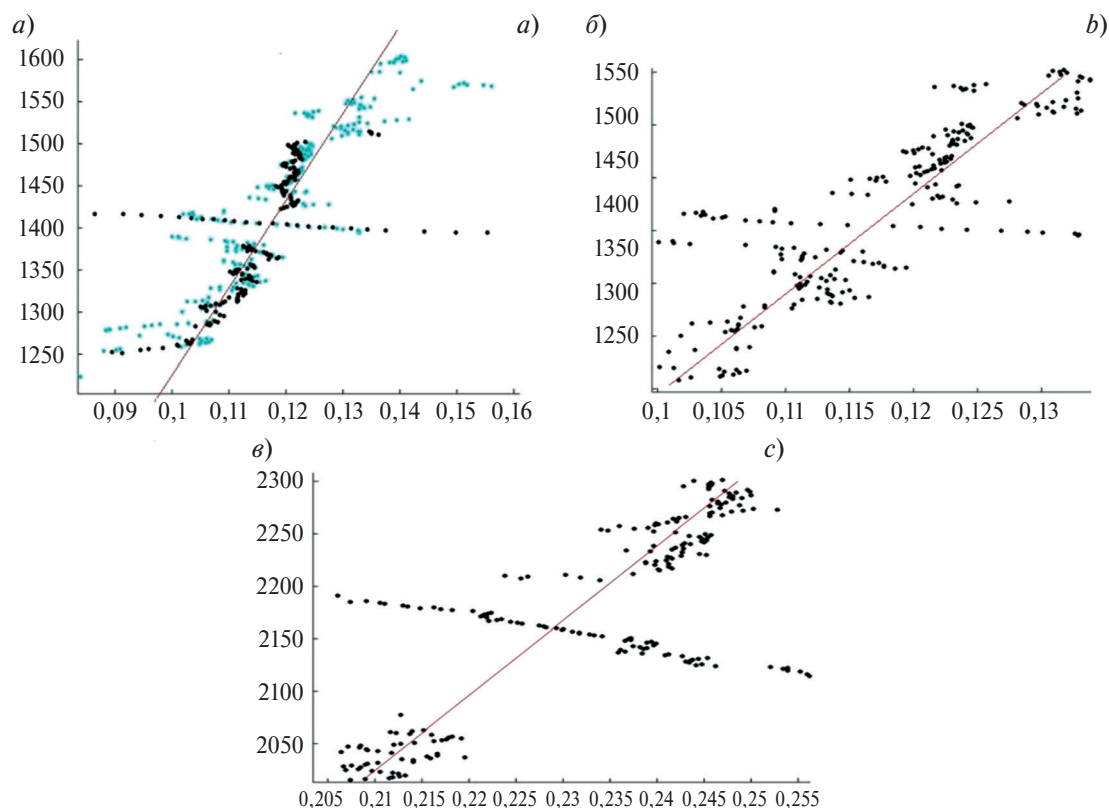


Рис. 7. Фрагменты траектории подводного источника алгоритма для обнаружения слабых и рассеянных сигналов: *a* — тёмные метки когерентный сигнал, цветные метки слабый и рассеянный сигнал; *б* — фрагмент 4; *в* — фрагменты 5 и 6

Fig. 7. Fragments of the direction-finding relief of underwater source: *a* — fragment 3, *b* — fragment 4; *c* — fragments 5 and 6

На рис. 7 представлены фрагменты 4, 5 и 6 подводного источника, в которых выделены участки вблизи зоны пересечения с мешающими сигналами от интенсивных скоростных источников, на дистанциях не более 3 км, что определяет их когерентную структуру. Фрагмент 4 на рис. 7, *a* представлен сигналами двух вариантов алгоритмов (тёмного когерентного и обнаружение слабых сигналов — цветного) вместе с участком переходной области от фрагмента 3 (номера ~1250 при пеленге от 0,09 до 0,1) и участком неточного измерения пеленга ввиду неустойчивого обнаружения очень слабого сигнала (элементы траектории с номерами ~1550 при пеленге 0,14). Об этом свидетельствует область надёжного обнаружения, где присутствует обнаружение слабого сигнала когерентным алгоритмом.

На рис. 7, *б*, в связи с наличием искажённых участков четвёртого фрагмента выделяется два элемента траектории, не подвергнутых искажению (первый с номера 1250 по 1360 и второй с номера 1445 по 1550 с интервалами измерений 440 и 420 секунд). Пиковый разброс отклонения от средней траектории равен ~0,0065, что соответствует углу 0,37 градуса. Примерно такие же результаты показывает анализ фрагментов 5 и 6 на рисунке 7, *в*), что свидетельствует о том, что на неискажённых участках флуктуации траектории обусловлены распределённой помехой и достаточно стабильны. Анализ фрагментов траектории подводного источника подтверждает, что после обнаружения сигнала в течение первого фрагмента траектории он уже мог быть классифицирован как подводный по дополнительному признаку — ширине траектории, выявленного (по данным рисунков 4, *в*, 5, *в*, 6, *в*). Без этого дополнительного признака принятие такого решения преждевременно. Отметим, что в процессе дальнейшего наблюдения (рис. 7) получено подтверждение этого решения. На рис. 8 приведена картина траекторий всех источников рассматриваемого эпизода, при этом все сигналы одновременно выделяются двумя алгоритмами, когерентным алгоритмом и алгоритмом, для обнаружения слабых и рассеянных сигналов. В эпизоде присутствует сигнал одного подводного источника, фрагменты которого проанализированы выше, имеет превышение над уровнем фона 3,2 % (0,14 дБ, что видно на рис. 2, *з*). Все остальные источники — различные варианты надводных судов и катеров в зоне наблюдения антенны ширина пространственного спектра, как правило, более 2 градусов, что видно по

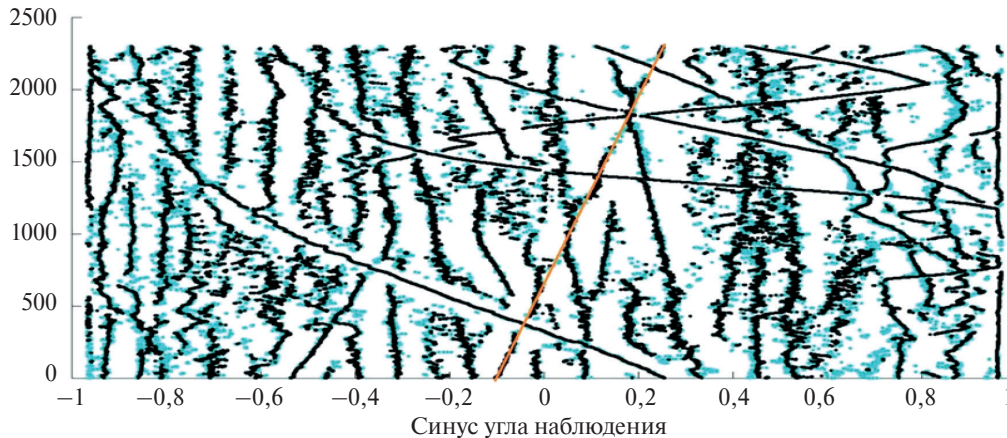


Рис. 8. Траектории источников, выделенные когерентным алгоритмом (тёмные кривые) и алгоритмом для слабых и рассеянных сигналов (цветные кривые)

Fig. 8. The direction-finding reliefs of sources: black lines — coherent signals, coloured lines — algorithm for weak and scattering signals

характеру цветных траекторий на рисунке 8. Траектории других надводных источников с узкой шириной траектории классифицируются как надводные вследствие быстрого изменения пеленга или большого отношения сигнал/помеха.

Такой вариант для совместного анализа траекторий позволяет видеть их основу с помощью первого алгоритма (тёмные кривые) в сопоставлении с дополнительной классификационной информацией пеленгационных рельефов второго алгоритма (цветные кривые). При этом (в рамках рассматриваемого эксперимента) ширина пространственного спектра флуктуаций более 0,5 градусов свидетельствует о наличии интенсивного рассеяния и определяет приповерхностную принадлежность источника. Меньшая чувствительность когерентного алгоритма к слабым сигналам позволяет выделить зоны совсем малого соотношения сигнал/помеха для алгоритма, выделяющего слабые сигналы, что позволяет исключить те участки из анализа ширины траектории, в которых слабый сигнал не обнаруживается когерентным алгоритмом.

Безусловно, для каждого конкретного гидроакустического средства эти границы индивидуальны, зависят от конкретных гидроакустических условий, объёма и степени усреднения входной выборки, надёжности и точности гидроакустических расчётов. Следует отметить, что возможность принятия такого решения зависит от точности измерения параметров, используемых как классификационные признаки. Адаптивные методы обработки в приведённых примерах обеспечивают не просто обнаружение сигналов, а более качественное измерение физических характеристик, используемых как классификационные признаки.

Отметим, что алгоритм на основе когерентных алгоритмов выявляет рассеянную компоненту только у сильно рассеянных сигналов, а в случае наличия когерентной и рассеянной компоненты первая маскирует последнюю и затрудняет зафиксировать расширение пространственного спектра. После ослабления когерентной компоненты второй алгоритм позволяет выделить уширение пространственного спектра частично рассеянного сигнала. Такой вариант отображения позволяет, определить характер основной когерентной энергетической основы принятых колебаний, и одновременно выявить наличие рассеянной составляющей, обусловленной расширением пространственного спектра при отражении от границ.

4. Заключение

Для реализации классификационных возможностей гидроакустического средства необходимо произвести качественное измерение параметров траекторий наблюдаемых источников. Это можно обеспечить использованием нескольких вариантов специализированных адаптивных алгоритмов, с помощью которых проводится измерение и оценка параметров (как известных, так и новых, детально анализирующих траектории) всех наблюдаемых источников, в том числе источников самых слабых сигналов.

Приведённые результаты показывают, что целенаправленное использование нескольких вариантов быстрых проекционных алгоритмов при построении пеленгационных рельефов позволяет улучшить условия обнаружения и измерения параметров элементов траекторий наблюдаемых источников.

Ограничение мощности наиболее сильных сигналов позволяет увеличить число обнаруженных элементов траекторий наиболее слабых сигналов и одновременно создаёт условия для выявления рассеянных компонент ограниченных сильных сигналов, наличие которых может использоваться, как дополнительные классификационные признаки надводных источников. По результатам проведённых экспериментов для более полного анализа результатов натурных данных вместо обычного неадаптивного пеленгационного рельефа целесообразно построение и анализ рассмотренных вариантов пеленгационных рельефов и их комбинирования.

Обобщение параметров измерений разными алгоритмами и принятие классификационных решений должно проводиться в результате совместного анализа результатов всех проведённых измерений.

Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 22-29-00320.

Funding

This work was supported by Grant No. 22-29-00320 of the Russian Science Foundation.

Литература

1. Малышкин Г.С., Мельканович В.С. Классические и быстрые проекционные адаптивные алгоритмы в гидроакустике. С.-Петербург: ЦНИИ «Электроприбор», 2022. 267 с.
2. Ратынский М.В. Адаптация и сверхразрешение в антенных решетках. М.: Радио и связь, 2004. 199 с.
3. Черемисин О.П., Ратынский М.В., Комов А.А., Пушин А.Е. Эффективный проекционный алгоритм адаптивной пространственной фильтрации // Радиотехника и электроника. 1994. Т. 39, № 2. С. 259–263.
4. Малышкин Г.С. Экспериментальная проверка эффективности быстрых проекционных адаптивных алгоритмов // Акустический журнал. 2019. Т. 65, № 6. С. 828–846. doi:10.1134/S032079191906008X
5. Малышкин Г.С. Сравнительная эффективность классических и быстрых проекционных алгоритмов при разрешении слабых гидроакустических сигналов // Акустический журнал. 2017. Т. 63, № 2. С. 196–208. doi:10.7868/S0320791917020095
6. Машошин А.И., Курьшев И.В. Подход к повышению эффективности классификации шумящих целей в условиях интенсивных распределённых и локальных помех // Труды XII всероссийской конференции «Прикладные технологии гидроакустики и гидрофизики», ГА-2014. С.-Петербург, 2014. С. 396–399.
7. Лаваль Р., Лабаск И. Влияние неоднородностей и нестабильностей среды на пространственно-временную обработку сигналов // Подводная акустика и обработка сигналов. М.: Мир, 1985. С. 43–68.
8. Малеханов А.И. Некогерентная пространственная фильтрация мод в случайно неоднородном океаническом волноводе // Акустический журнал. 1992. Т. 38, № 5. С. 898–904.
9. Завольский Н.А., Малеханов А.И., Раевский М.А., Смирнов А.В. Влияние ветрового волнения на характеристики горизонтальной антенны в условиях мелкого моря // Акустический журнал. 2017. Т. 63, № 5. С. 501–512. doi:10.7868/S0320791917040165
10. Малышкин Г.С. Оптимальные и адаптивные методы обработки гидроакустических сигналов. Том 2. Адаптивные методы. С.-Петербург: ЦНИИ «Электроприбор», 2011. 375 с.
11. Саватеев К.Ф. Исследование факторов, влияющих на акустическую протяженность отметки сигнала в одном частотном диапазоне в интересах классификации // Труды всероссийской конференции «Прикладные технологии гидроакустики и гидрофизики». С.-Петербург, 2016. С. 307–308.
12. Саватеев К.Ф. Исследование факторов, влияющих на акустическую протяженность отметки сигнала в одном частотном диапазоне в интересах классификации // Сборник трудов КМУ-XV111, 2016. ЦНИИ «Электроприбор», С. 575–580.
13. Малышкин Г.С. Об одном методе классификации гидроакустических источников излучения на выходе адаптивной пространственной обработки // Труды всероссийской конференции «Прикладные технологии гидроакустики и гидрофизики». СПб.: Издательство «ЛЕМА», 2023. С. 96–100.

References

1. Malyshkin G.S., Mel'kanovich V.S. Classical and fast projection adaptive algorithms in hydroacoustics. *St. Petersburg, CNII Elektropribor*, 2022. 267 p. (in Russian).
2. Ratynskiy M.V. Adaptation and super-resolution in antenna arrays. *Moscow, Radio i Svyaz*, 2004. 199 p. (in Russian).

3. Cheremisin O.P., Ratynskiy M.V., Komov A.A., Pushin A.E. An efficient projection algorithm for adaptive spatial filtering. *Radiotekhnika i Elektronika*. 1994, 39, 2, 259–263 (in Russian).
4. Malyshkin G.S. Experimental testing of the efficiency of fast projective adaptive algorithms. *Acoustical Physics*. 2019, 65(6), 749–764. doi:10.1134/S1063771019060071
5. Malyshkin G.S. The comparative efficiency of classical and fast projection algorithms in the resolution of weak hydro-acoustic signals. *Acoustical Physics*. 2017, 63(2), 216–228. doi:10.1134/S1063771017020099
6. Mashoshin A.I., Kuryshev I.V. An approach to improve the classification efficiency of noisy targets under conditions of intense distributed and local interference. *Proceedings of All-Russian Conference “Advanced Technologies of Hydroacoustics and Hydrophysics”*. St. Petersburg, 2014, 396–399 (in Russian).
7. Laval R., Labask I. Influence of environmental inhomogeneities and instabilities on spatiotemporal signal processing. *Underwater acoustics and signal processing*. M., Mir, 1985, 43–68 (in Russian).
8. Malekhanov A.I. Incoherent spatial filtering of modes in a randomly inhomogeneous ocean waveguide. *Akusticheskiy Zhurnal*. 1992, 38, 5, 898–904 (in Russian).
9. Zavol'skii N.A., Malekhanov A.I., Raevskii M.A., Smirnov A.V. Effects of wind waves on horizontal array performance in shallow-water conditions. *Acoustical Physics*. 2017, 63(5), 542–552. Doi:10.1134/S1063771017040145
10. Malyshkin G.S. Optimal and adaptive methods of hydroacoustic signal processing. Vol. 2. Adaptive Methods. *St. Petersburg, CNII Elektropribor*, 2011. 375 p.
11. Savvateev K.F. Study of factors affecting bandwidth of acoustic signal in the same frequency range for benefit of target classification. *Proceedings of All-Russian Conference “Advanced Technologies of Hydroacoustics and Hydrophysics”*. St. Petersburg, 2016, 307–308.
12. Savvateev K.F. Study of factors affecting the acoustic extent of the signal mark in one frequency range in the interests of classification. *Proceedings of KMU-XVIII*, 2016, *CNII Elektropribor*, 575–580 (in Russian).
13. Malyshkin G.S. On a method for classifying hydroacoustic radiation sources at the output of adaptive spatial processing. *Proceedings of All-Russian Conference “Advanced Technologies of Hydroacoustics and Hydrophysics”*. St. Petersburg, LEMA, 2023, 96–100.

Об авторе

МАЛЫШКИН Геннадий Степанович, Доктор технических наук, профессор. ОАО «Концерн ЦНИИ “Электроприбор”», genstepmal@yandex.ru

