

ISSN 2073-6673 (Print)
ISSN 2782-5221 (Online)

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
RUSSIAN ACADEMY OF SCIENCES

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

**ФУНДАМЕНТАЛЬНАЯ
И ПРИКЛАДНАЯ ГИДРОФИЗИКА**

ТОМ 16, № 1
2023

**FUNDAMENTAL
AND APPLIED HYDROPHYSICS**

VOL. 16, No. 1
2023

Учредители:
РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК

САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКИЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

ФУНДАМЕНТАЛЬНАЯ И ПРИКЛАДНАЯ ГИДРОФИЗИКА

Том 16 № 1 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: Санкт-Петербургский научный центр РАН,
199034, Санкт-Петербург,
Университетская наб., д. 5
Телефон 8(812) 328-50-66
nsgf2008@yandex.ru
<https://hydrophysics.spbrc.ru>

Редактор *A. B. Сторожевых*

Подписано к печати 15.03.2023 г. Дата выпуска в свет 30.03.2023 г. Формат 60 × 84¹/₈.

Печать цифровая. Усл. печ. л. 11,4. Тираж 50 экз. Тип. зак. № 1543.

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

Founders:
RUSSIAN ACADEMY OF SCIENCES

SAINT-PETERSBURG RESEARCH CENTER
OF THE RUSSIAN ACADEMY OF SCIENCES

FUNDAMENTAL AND APPLIED HYDROPHYSICS

Vol. 16 No. 1 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

Postal address: Saint-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. Storozhevych*

Signed for printing: 15.03.2023. Issued: 30.03.2023. Format: 60 × 84¹/₈.
Digital printing. Printed sheets: 11.4. Circulation: 50 pcs.

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

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)

Еремина 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)

Засцепин 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. Ильчева 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 озероведения 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. Peshekhanov.* 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

<i>Гневышев В.Г., Травкин В.С., Белоненко Т.В.</i> Топографический фактор и предельные переходы в уравнениях для субинерционных волн	8
<i>Каган Б.А., Софьина Е.В.</i> Чувствительность температуры и солености морской воды к их времени восстановления, фигурирующем в граничных условиях для этих переменных на свободной поверхности моря Лаптевых в безледный период	24
<i>Долин Л.С.</i> О влиянии пространственных флюктуаций гидрооптических характеристик на энергию приходящего из водоема лидарного эхо-сигнала	35
<i>Фролова А.В., Поздняков Д.В., Морозов Е.А.</i> Спутниковое исследование феномена цветений <i>E. huxleyi</i> в Баренцевом, Норвежском и Гренландском морях в 2003–2021 гг.: временная динамика ареала цветений, продукции неорганического углерода и парциального давления CO_2 в поверхностных водах (на англ. яз.)	48
<i>Абдаллах И.М., Чанцев В.Ю.</i> Моделирование траектории и последствий разлива нефти у южного входа Суэцкого канала, Красное море, Египет (на англ. яз.)	63
<i>Куликов Е.А., Переслегин С.В., Халиков З.А.</i> Модель космического панорамного радиоальтиметра: отображение поля развивающейся волны цунами в двухпозиционном квазизеркальном радаре	80
<i>Axu A.B.</i> Эффективность идентификации дельфинами (<i>Tursiops truncatus</i>) классов сложных шумоподобных сигналов в условиях пространственной неопределенности их одновременного предъявления	90

CONTENTS

<i>Gnevyshev V.G., Travkin V.S., Belonenko T.V.</i> Topographic factor and limit transitions in the equations for sub-inertial waves	8
<i>Kagan B.A., Sofina E.V.</i> Sensitivity of seawater temperature and salinity to their restoring times, appending in the boundary conditions for these variables at the free surface of the Laptev Sea in the no-ice period	24
<i>Dolin L.S.</i> On the influence of spatial fluctuations of the water inherent optical properties on the energy of a lidar echo signal coming from a water	35
<i>Frolova A.V., Pozdnyakov D.V., Morozov E.A.</i> A satellite study of the <i>E. huxleyi</i> phenomenon in the Barents, Norwegian, and Greenland Seas in 2003–2021: Temporal dynamics of the bloom areal extent, inorganic carbon production and CO ₂ partial pressure in surface water	48
<i>Abdallah I.M., Chantsev V.Y.</i> Simulation of oil spill trajectory and fate at the southern entrance of the Suez Canal, Red Sea, Egypt	63
<i>Kulikov E.A., Pereslegin S.V., Khalikov Z.A.</i> Space panoramic radio altimeter model: imaging of the developing tsunami wave field in a bistatic quasi–mirror radar	80
<i>Akhi A.V.</i> Efficiency of identification of complex noise-like signal classes by dolphins (<i>Tursiops truncatus</i>) under simultaneous presentation spatial uncertainty	90

УДК 551.465

© В. Г. Гневышев¹, В. С. Травкин², 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.

*bvlisab@yandex.ru

ТОПОГРАФИЧЕСКИЙ ФАКТОР И ПРЕДЕЛЬНЫЕ ПЕРЕХОДЫ В УРАВНЕНИЯХ ДЛЯ СУБИНЕРЦИОННЫХ ВОЛН

Статья поступила в редакцию 29.09.2022, после доработки 08.11.2022, принята в печать 08.12.2022

Аннотация

Рассматриваются топографические субинерционные волны, распространяющиеся на шельфе и океаническом желобе. На фоне обзора истории исследования топографических волн и появления соответствующих терминов авторы дают описание особенностей распространения этих волн и вывод основных дисперсионных уравнений. Показано, что все варианты представленных в статье решений в основе своей базируются на одном и том же дисперсионном соотношении — это дисперсионное соотношение для топографических волн Россби. Построены два класса локализованных решений: одно для шельфовых волн, второе, фактически, тоже шельфовое, но его принято называть желобовыми волнами. Показано, что для желобовых волн поперечное волновое число не является независимым, как для шельфовых волн, а является функцией от продольного волнового числа. Другими словами, топографические волны Россби — это всегда двумерные волны, в то время как шельфовые волны представлены квазидономерными решениями. Аналитическая новизна работы состоит в том, что в ней удалось произвести сшивки желобовых и шельфовых волн, которые ранее отсутствовали в работах по данной тематике.

Ключевые слова: шельф, океанский желоб, волны топографические, шельфовые, желобовые, сшивки решений

© V. G. Gnevyshev¹, V. S. Travkin², T. V. Belonenko^{2*}, 2023

¹Shirshov Institute of Oceanology, Russian Academy of Sciences, 36 Nakhimovsky Prospekt, Moscow, 117997, Russia

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

*bvlisab@yandex.ru

TOPOGRAPHIC FACTOR AND LIMIT TRANSITIONS IN THE EQUATIONS FOR SUB-INERTIAL WAVES

Received 29.09.2022, Revised 08.11.2022, Accepted 08.12.2022

Abstract

In this paper, sub-inertial waves propagating on the Kuril shelf and the oceanic trench are considered. Against the background of a historical review of the beginning of the study of topographic waves and the appearance of relevant terms, a description of the features of wave propagation and the derivation of the main dispersion equations are given. We show that all variants of the topographic solutions presented in the article are basically based on the same dispersion relation: this is the dispersion relation for Rossby topographic waves. Two separate classes of localized solutions have been constructed: one is for the shelf, and the second, in fact, is also for the shelf, but which is commonly called trench waves. We demonstrate that the transverse wave number for trench waves is not independent, as for shelf waves, but is a function of the longitudinal wave number. In other words, Rossby topographic waves are two-dimensional waves, while shelf waves are quasi-one-dimensional solutions. The analytical novelty of the work consists of the fact that we can make crosslinking of trench and shelf waves. This fact was not presented in previous articles on this topic.

Keywords: shelf, ocean trench, topographic waves, shelf waves, trench waves, crosslinking solutions

1. Введение

В последние годы появилось множество исследований, в которых изучаются различные классы субинерционных волн в океане в областях, для которых характерны значительные изменения донной топографии (см., например, [1–5]). Для этих районов океана наблюдается захват волновой энергии крупно-

Ссылка для цитирования: Гневышев В.Г., Травкин В.С., 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

For citation: Gnevyshev V.G., Travkin V.S., Belonenko T. V. Topographic Factor and Limit Transitions in the Equations for Sub-inertial Waves. *Fundamental and Applied Hydrophysics*. 2023, 16, 1, 8–23. doi:10.48612/fpg/92rg-6t7h-m4a2

масштабными топографическими изменениями. Резкие изменения глубины в открытом океане приводят к появлению «топографических» волн, которые по своему характеру аналогичны шельфовым волнам, образующимся в зоне шельфа-континентального склона [6]. Сравнительный анализ вклада различных факторов в дисперсионные уравнения показывает, что топографический фактор является доминирующим [2–5, 7, 8]. Шельфовые волны — важнейший вид субинерционных колебаний, играющий важную роль в изменчивости уровня океана в синоптическом диапазоне частот [6, 9].

В областях глубоководных желобов образуется другой вид субинерционных колебаний, распространение которых вдоль океанской стороны желоба формирует систему желобовых волн. Термин «желобовые волны» впервые был использован Майсеком [10] для исследования субинерционных волн, распространяющихся в океанских желобах (Курильский, Японский, Японо-Курильский, Чилийский, Перуанский). В математической модели желобовых волн двумерная топография принимается однородной вдоль склона желоба и имеет конечные масштабы поперечной изменчивости.

Для описания линейных желобовых волн используется математическая модель, в основе которой лежит линейное уравнение Шредингера с дополнительными граничными условиями, которые приводят к квантованию поперечного волнового числа. Решение строится в тригонометрической форме (синус), локализованным поперек топографической особенности, и монохроматической плоской волны, бегущей вдоль топографической особенности — склона желоба. Отметим, что решение типа «двойная волна Кельвина», для которого в топографическом профиле используется две экспоненты, не рассматривается в модели желобовых волн [10].

Если производная профиля глубины шельфа знакопостоянна, тогда математически задача позволяет произвести анализ краевой задачи в общем виде и сформулировать определенные теоремы спектральной задачи [6]. Решения этой задачи называются «шельфовыми волнами» [11].

Если производная профиля глубины шельфа меняет знак при удалении от берега (океанический желоб), тогда математический анализ существенно усложняется. Для топографии типа «желоб» строятся частные классы кусочно-гладких аналитических решений, которые условно называются «желобовые волны». Особенностью многих океанических желобов является их близкое расположение к береговой черте, тем самым области шельфа и континентального склона объединяются и примыкают к внутренней части желоба (рис. 1). В дальнейшем будем называть внутреннюю часть желоба, состоящую из шельфа и континентального склона, достигающего максимальной глубины желоба, «желобовым шельфом». Другая сторона желоба — океаническая — имеет меньшую изменчивость по глубине и, как правило, большую крутизну [12]. Таким образом, при построении математической модели желобовых волн все физическое полубесконечное пространство условно разбивается на три области: 1) желобовый шельф, где глубина океана увеличивается; 2) океаническая часть желоба, где глубина океана уменьшается, а производная функции, описывающей глубину, меняет знак; 3) открытый океан, где глубина океана постоянна и конечна.

Так как в модели желобовых волн Майсека [10] рассматриваются только субинерционные колебания, и частота вращения Земли считается постоянной (отсутствует β -эффект), а также отсутствуют сдвиговые течения, то в открытой части океана решение всегда носит чисто затухающий экспоненциальный характер, и это решение иногда называют «экспоненциальный хвост».

Будем рассматривать волновые движения на f -плоскости, т. е.

$$f = \text{const.} \quad (1.1)$$

Постоянство частоты вращения Земли уничтожает волны с частотами меньше частоты вращения самой Земли. Таким образом, в открытой части океана субинерционные волновые колебания подавляются. Этот факт впервые отметил Лонге-Хиггинс [13, 14].

Кроме того, в модели желобовых волн Майсека [10] ищутся субинерционные колебания с пространственными масштабами сотни километров, однако не учитывается β -эффект в открытой части океана, т. е. строится строго замкнутая система волн, а из задачи фактически исключаются волны Россби, падающие на шельф из открытой части океана. Последнее является главным недостатком данной модели. Согласно теории [10, 11, 15], желобовые волны можно представить в виде двух частных решений:

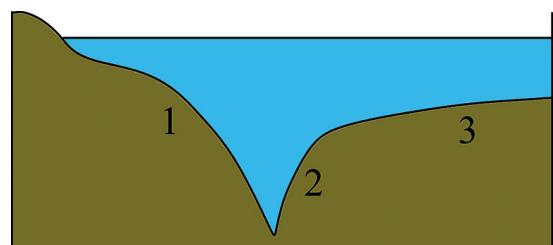


Рис. 1. Профиль океанического желоба: 1 — желобовый шельф (шельф + континентальный склон), 2 — океаническая часть желоба, 3 — открытый океан

Fig. 1. Profile of the oceanic trench: 1 — trench shelf (shelf + continental slope), 2 — oceanic part of the trench, 3 — open ocean

1) шельфовые волны: решение локализовано на шельфовой части желоба, при этом в направлении от шельфа в сторону открытого океана это решение можно представить как колебание—затухание—затухание; 2) желобовые волны: решение локализовано на океанической части желоба, это решение можно представить как затухание—колебание—затухание. Принципиально важным моментом является то, что хотя бы в одной части профиля в модели желобовых волн (напомним, что существует три части профиля — желобовый шельф, желоб, открытый океан) должно быть колебательное решение. В решении обязательно должен присутствовать синус, в двух других — затухающие экспоненты, а в открытой части океана — экспоненциальный хвост [10]. В этом случае, как показано в работе [10], шельфовая часть решения асимптотически сшивается с шельфовой волнной Бухвальда и Адамса [16], если в модели устраниТЬ океаническую желобовую часть топографии и устремить ее ширину к нулю. Однако, действуя аналогично для желобовой части решения и устремляя ширину уже шельфовой части топографии к нулю, авторы [10] не смогли сшить желобовое решение с внутренней шельфовой волнной Бухвальда и Адамса. Они просто не стали анализировать данный факт, сославшись на малый интерес к данному классу решений. В результате вопрос: сшиваются или не сшиваются желобовые волны [10] с решением Бухвальда и Адамса [16], остался открытым. В данной работе мы устраним этот недостаток и покажем, что желобовое решение [10] сшивается с внутренней шельфовой волной Бухвальда и Адамса. Для этого требуется не устремлять к нулю ширину шельфовой части топографии (желобовый шельф), помещая твердую стенку в центр желоба, как это делали [10], а, наоборот, отодвинуть ее бесконечно далеко. В результате анализ желобовых волн приобретает логичный и законченный характер.

Таким образом, мы формулируем цель исследования: покажем, что решение «желобовые волны Майсека» асимптотически сшивается с топографической и внутренней топографической волнами Бухвальда и Адамса. Специфика заключается в способе предельного перехода: для сшивки океанической части желобового решения Майсека с внутренней шельфовой волной Бухвальда и Адамса нужно устремить к нулю желобовую часть решения или, наоборот, устремить ширину желоба к бесконечности с одновременным стремлением крутизны шельфа к нулю. А для сшивки желобовой волны с внутренней топографической волной Бухвальда и Адамса нужно также бесконечно отодвигать границу, расширяя область шельфа и устремляя к нулю крутизну шельфа.

Настоящая работа построена следующим образом. Во втором разделе мы приводим основные уравнения и даем дисперсионные соотношения для топографических волн Россби. Далее мы идем от простого к сложному: сначала в третьем разделе приводим решение Бухвальда и Адамса, которое впоследствии становится асимптотиками более сложного решения Майсека. Затем, в четвертом разделе, мы приводим решение Майсека [10] для желобовых волн, попутно устранивая множество опечаток в его работе, и успешно сшиваем асимптотически решение Майсека с решением Бухвальда и Адамса. В результате мы доказываем, что решение Бухвальда и Адамса — это асимптотики решения Майсека [10].

Центральной идеей статьи, которая обсуждается в следующих трех разделах (5–7), является утверждение, что все варианты представленных в статье топографических решений в основе своей базируются на одном и том же дисперсионном соотношении — это дисперсионное соотношение для топографических волн Россби. Мы показываем, что такой подход сильно упрощает восприятие обсуждаемых в работе разных топографических моделей.

2. Постановка задачи. Основные уравнения

Теоретическим базисом для описания желобовых волн являются линеаризованные баротропные уравнения мелкой воды в приближении «твёрдой крышки» с учетом топографии [6, 10]:

$$u_t - fv + \rho^{-1} p_x = 0, \quad (2.1)$$

$$v_t + fu + \rho^{-1} p_y = 0, \quad (2.2)$$

$$(Hu)_x + (Hv)_y = 0. \quad (2.3)$$

Следуя работе [10], принимаем условие геострофики, тем самым отфильтровывая высокочастотный непрерывный спектр волн Пуанкаре, а также краевые волны:

$$u = -\Psi_y/H, v = -\Psi_x/H. \quad (2.4)$$

При этом используются следующие обозначения: u и v — компоненты скорости в x и y направлениях, Ψ — функция тока, H — глубина, p — давление, ρ — плотность воды, f — параметр Кориолиса. Принята классическая правая система координат, оси x , y направлены поперек желоба (в сторону от берега (при $x = -L_1$)) и вдоль желоба, соответственно.

Подставляя (2.4) в (2.1) и (2.2) (уравнение (2.3) при этом выполняется автоматически) и рассматривая решения волнового характера вдоль топографической особенности (склона желоба)

$$\Psi = \Psi(x) \exp(i(ky - \omega t)), \quad (2.5)$$

получаем следующее линейное однородное одномерное уравнение:

$$\left(\frac{\Psi_x}{H} \right)_x + \left[\frac{fk}{\omega} \left(\frac{1}{H} \right)_x - \frac{k^2}{H} \right] \Psi = 0, \quad (2.6)$$

где k — продольная компонента волнового числа, которая строго вещественна и, согласно [10], строго положительна, ω — частота волны, которая также вещественна и может принимать, как положительные, так и отрицательные значения. Соответственно, в зависимости от знака, получаются разные направления фазовой скорости. Заметим, что, в отличие от данного подхода, в монографии [6], наоборот, ω всегда положительна, но волновое число k может принимать как положительные, так и отрицательные значения. Следовательно, разные направления распространения волн — северо-восточное или юго-западное — достигается за счет разного знака волнового числа.

Условия сшивок при $x = 0$ (центр желоба — это точка максимальной глубины на профиле) и $x = L_2$ (граница желоба со стороны открытого океана) имеют вид:

$$[\Psi] = 0, \quad x = 0, \quad x = L_2, \quad (2.7)$$

$$\left[\frac{\Psi_x + (fk/\omega)\Psi}{H} \right] = 0, \quad x = 0, \quad x = L_2. \quad (2.8)$$

Условие (2.8) для непрерывной модели топографии принимает вид:

$$[\Psi_x] = 0, \quad x = 0, \quad x = L_2. \quad (2.9)$$

Также в области шельфа ставится условие непротекания (в точке $x = -L_1$ нет переноса через береговую линию) [10]:

$$[\Psi] = 0, \quad x = -L_1 \quad (2.10)$$

и затухания на бесконечности:

$$\Psi \rightarrow 0, \quad x \rightarrow \infty. \quad (2.11)$$

Дисперсионное соотношение для топографической волны Россби на экспоненциальном профиле топографии

Классической заменой $\Psi = H^{1/2}$ в уравнении (2.6) можно убрать первую производную [3, 9] и привести указанное уравнение к уравнению с классическим потенциалом гармонического осциллятора. Наиболее успешной и простой для анализа моделью океанического желоба является модель с экспоненциальным профилем топографии при аналитическом подходе и модель со ступенчатым профилем для численного счета. Существуют и другие частные случаи параметризации топографии, когда можно получить безотражательные решения [17, 18], и решения в терминах вырожденных гипергеометрических функций [19].

Для классической топографической волны Россби на экспоненциальном профиле топографии $H = H_0 \exp(-x/L)$, L — ширина шельфа, решение ищется в форме $\Psi = H^{1/2} \exp[i(k_1 x + k_2 y - \omega t)]$, где k_1 и k_2 — поперечное (поперек желоба) и продольное волновые числа. Тогда дисперсионное соотношение имеет вид [3, 9]:

$$\omega = \frac{-(\beta_0 + fk/L)k_2}{k_1^2 + k_2^2 + 1/4L^2}, \quad (2.12)$$

где β_0 — параметр β -плоскости.

Основная идея данной работы состоит в том, что все разновидности субинерционных топографических волн, включая шельфовые и желобовые волны, вытекают именно из этого дисперсионного соотношения. И поэтому соотношение (2.12) мы предлагаем называть общим дисперсионным соотношением на экспоненциальном профиле топографии (см. также [4, 5]).

Исторически первыми, кто построил аналитическую модель субинерционных топографических волн, были Бухвальд и Адамс [16]. В своей работе они проанализировали две качественно разных модели топографических волн: шельфовые волны и внутренние шельфовые волны. Принципиальным отличием внутренней шельфовой волны от обычной шельфовой волны является наличие бесконечно протяженного океана конечной глубины. Эта дополнительная степень свободы приводит к появлению некой особенности в поведении нулевой моды, анализ которой становится крайне чувствительным в длинноволновом пределе. Последнее может объясняться тем, что первая мода или переходит в двойную волну Кельвина, или обе волны имеют близкие дисперсионные кривые в длинноволновом диапазоне. Забегая вперед, отметим, что Бухвальд и Адамс увидели в предельном переходе определенные трудности, и рассмотрели разные его варианты. Одновременно Лонг-Хиггинс [13] проводит крайне трудоемкий анализ с применением разложений более высокого порядка, чтобы достичь физически правильного поведения частоты (стремления частоты к нулю при стремлении к нулю волнового числа). В то же время другие авторы, в частности [6, 10, 11], идут другим путем, применяя численный счет, и показывают абсолютно гладкие дисперсионные кривые, в том числе и для первой моды. Такой подход не означает, что применяемый анализ неверный, а свидетельствует, скорее, о том, что в длинноволновом пределе возможны разные варианты, и результат зависит от того, что именно пытается найти автор, учитывая, по какой схеме численно считается краевая задача.

Переходим к описанию первой и самой простой модели топографических волн Россби.

3. Шельфовые волны Бухвальда и Адамса

Модель топографии в модели [16] принимается в следующем экспоненциальном виде (рис. 2):

$$\begin{aligned} H_1 &= H_0 \exp(2bx), \quad 0 < x \leq 1, \\ H_2 &= H_0 \exp(2b), \quad x > 1. \end{aligned} \quad (3.1)$$

Решение ищем в следующем виде:

$$\begin{aligned} \Psi_1 &= A \sin mx \exp b(x-1), \quad 0 < x < 1, \\ \Psi_2 &= A \sin mx \exp[-k(x-1)], \quad x \geq 1, \end{aligned} \quad (3.2)$$

где полагаем $k > 0$. Тогда дисперсионное соотношение (2.12) примет вид:

$$\omega = \frac{-2fbk}{k^2 + m^2 + b^2}. \quad (3.3)$$

Амплитуда волны в этом случае экспоненциально затухает с одинаковой скоростью по обе стороны от разрыва. Далее, используя сшивки производных функций, получаем условие на поперечное волновое число:

$$\tan m = -\frac{m}{k+b}. \quad (3.4)$$

В дальнейшем анализе будет рассматриваться сшивка шельфовых и желобовых волн.

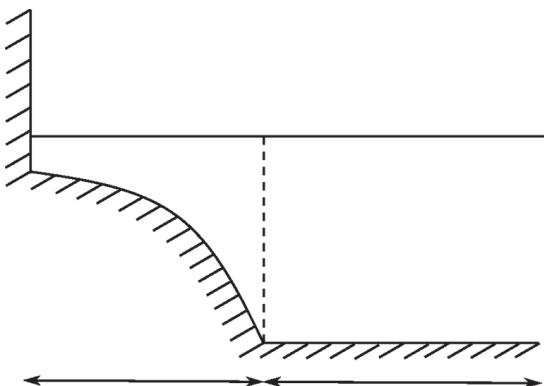


Рис. 2. Профиль топографии в модели Бухвальда и Адамса [16]

Fig. 2. Topography profile in Buchwald and Adam's model [16]

Внутренние шельфовые волны Бухвальда и Адамса

В модели желобовых волн Майсека [10] предполагается, что ширина шельфа конечна и что шельф у берега выходит на конечную глубину. Однако, если предположить, что левая граница модели имеет конечную глубину и при этом отодвигается на бесконечность, то тогда граничное условие непротекания (2.10) заменяется на условие затухания (2.11). Такой тип топографии называется «крутым подводным откосом» или просто «подводный откос» ([9], п. 24, стр. 311). В модели принимается приближение «твёрдой крышки», при этом рассматриваются волны с длинами меньше баротропного радиуса Россби. Фаза, связанная с каждой из собственных функций, распространяется так, что мелкая вода остается справа (в северном полушарии). Можно также показать, что эти волны обладают дисперсией. По мере приближения ширины шельфа к нулю все более высокие моды сводятся к установившимся течениям.

Следуя работе [16], примем следующую экспоненциальную модель топографии (рис. 3):

$$\begin{aligned} H_1 &= h_1, \quad x \leq 0, \\ H_2 &= h_1 \exp 2bx, \quad 0 \leq x \leq L_2, \\ H_3 &= h_1 \exp 2bL_2, \quad L_2 \leq x < \infty. \end{aligned} \quad (3.5)$$

Решение ищется в следующем виде:

$$\begin{aligned} \Psi_1 &= A_1 \exp(|k| x), \quad x \leq 0, \\ \Psi_2 &= (A_2 \sin mx + A_3 \cos mx) \exp(bx), \quad 0 \leq x \leq L_2, \\ \Psi_3 &= A_4 \exp(-|k|(x - L_2)), \quad L_2 \leq x < \infty. \end{aligned} \quad (3.6)$$

Снова используя дисперсионное соотношение для топографических волн Россби, получаем

$$\omega_n = \frac{-2f b k}{k^2 + l_n^2(k) + b^2}, \quad n = 1, 2, \dots \quad (3.7)$$

Из условий сшивок получаем следующее условие на определение $l_n(k)$:

$$\tan L_2 l_n = -\frac{2l_n |k|}{l_n^2(k) + b^2 - k^2}, \quad (3.8)$$

где n — номер моды.

Анализ, выполненный в работе [16], показывает, что внутренние шельфовые волны практически совпадают с «обычными» шельфовыми волнами, но за исключением нулевой моды. Нулевая мода внутренних шельфовых волн обладает некой спецификой: ее внутреннее поперечное волновое число l при малых продольных волновых числах k становится чисто мнимым $l = i l_0$. Соответственно, уравнение (3.8) принимает вид:

$$\tanh L_2 l_0 = \frac{2l_0 |k|}{b^2 - l_0^2 - k^2}. \quad (3.9)$$

При этом частота нулевой моды стремится не к нулю, как это происходит у всех других мод топографических волн Россби, а к частоте вращения Земли [16], что выглядит несколько странным. Забегая вперед, отметим, что Лонге-Хиггинс [13, 14] получил другой результат, и ниже мы это покажем. При учете дивергентности частоты, как и во многих физических моделях, стремится к нулю, и в результате получаются классические длинные волны. В предельном переходе, при стремлении ширины топографической особенности к нулю: $L_2 \rightarrow 0, b \rightarrow 0, bL_2 = 1/2\ln(H_1/H_3)$, эта нулевая мода, согласно [16], переходит в двойную бездивергентную волну Кельвина. Для этой моды решение над топографической особенностью носит уже не синусоидальный, а экспоненциальный характер. Термин «двойная волна Кельвина» принадлежит Лонге-Хиггинсу [14].

Однако и это принципиально важно: двойная волна Кельвина появляется в задаче о внутренних шельфовых волнах именно как предельный переход нулевой моды при переходе к типу топографии в виде ступеньки и не имеет никакого отношения к желобовым волнам Майсека. Отметим также, что в задаче появляется характерный масштаб для нулевой моды $k_0 = (\sqrt{1 + b^2 L_2^2} - 1) / L_2$. Это масштаб смены решения в нулевой моде, когда синусоидальное решение над желобом переходит в двойное экспоненциальное, т. е. двойную волну Кельвина. Ниже будет показано, что близкий масштаб будет рассматриваться в следующем разделе. Для Курильского желоба, например, величина $bL_2 = 0,2332$, (см. табл. 1 [10]); расчеты длины волны дают волновое число $k_0 = 5 \times 10^{-4} \text{ км}^{-1}$, что соответствует длине волны примерно 13000 км. Это слишком большая величина, и появление неустойчивости носит чисто теоретический характер.

4. Желобовые волны Майсека

В желобовых волнах Майсека [10] желобовое решение сильно локализовано над топографической особенностью только со стороны шельфа. Значение собственной функции на берегу имеет порядок 10^{-3} от значения над топографией [6]. Поэтому для нее замена левого граничного условия непротекания на затухание физически не должна оказывать существенного влияния. Для желобовой волны более важную роль играет наличие бесконечно протяженного открытого океана конечной глубины.

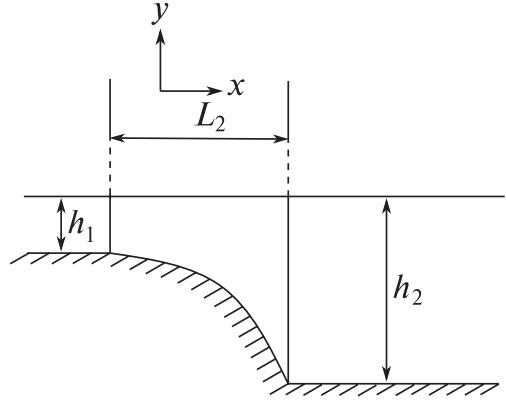


Рис. 3. Модель топографии Бухвальда и Адамса [16]
Fig. 3. Buchwald and Adams topography model [16]

В этой модели рассматривается более сложная конфигурация, которая по сути состоит из двух видов волн. В ней объединены шельфовые волны и внутренние шельфовые волны Бухвальда и Адамса [16]. Далее, следуя работе [10], примем следующую экспоненциальную модель желоба:

$$\begin{aligned} H_1 &= H_0 \exp 2\alpha x, \quad -L_1 \leq x \leq 0, \\ H_2 &= H_0 \exp(-2\beta x), \quad 0 \leq x \leq L_2, \\ H_3 &= H_0 \exp(-2\beta L_2), \quad L_2 \leq x < \infty. \end{aligned} \quad (4.1)$$

Для Курильского желоба (см. [10], табл. 1) $H_0 = 8,25$ км, $L_1 = 185$ км, $L_2 = 55$ км, $\alpha = 0,95 \times 10^{-2}$ км $^{-1}$, $\beta = 4,24 \times 10^{-3}$ км $^{-1}$, $a = \alpha L_1 = 1,75$, $b = \beta L_1 = 0,784$, $r = L_2 / L_1 = 0,297$.

Профиль топографии является непрерывным, однако, производная профиля топографии терпит разрыв. Следовательно, решение для функции тока ищется на классе кусочно-гладких функций с применением условий сшивок при $x = 0$ и $x = L_2$. Результат, полученный в работе [10], можно сформулировать следующим образом: построено решение, автоматически удовлетворяющее условию (2.8) в виде:

$$\begin{aligned} \Psi_1 &= A \sin m(x + L_1) \exp ax, \quad -L_1 \leq x \leq 0, \\ \Psi_2 &= (B \sin lx + A \sin mL_1 \cos lx) \exp(-\beta x), \quad 0 \leq x \leq L_2, \\ \Psi_3 &= (B \sin(lL_2) + A \sin mL_1 \cos(lL_2)) \exp(-\beta L_2 - k(x - L_2)), \quad L_2 \leq x < \infty. \end{aligned} \quad (4.2)$$

Отметим, что в статье [10] в последней формуле имеется опечатка, которая здесь исправлена. Далее, в силу затухания решения в открытой части океана, в формуле (3.8) волновое число k принимается положительным $k > 0$, а частота ω может принимать как положительные, так и отрицательные значения (в монографии [6] $\omega > 0$, но k может быть как положительным, так и отрицательным).

В (4.2) параметры m и l определяются по формулам:

$$m = \left(-\frac{2\alpha f k}{\omega} - \alpha^2 - k^2 \right)^{1/2}, \quad (4.3)$$

$$l = \left(\frac{2\beta f k}{\omega} - \beta^2 - k^2 \right)^{1/2}. \quad (4.4)$$

Подставляя (4.2) в (2.8), получаем систему двух однородных уравнений для A и B . Матрица C коэффициентов имеет вид:

$$C = \begin{pmatrix} \sin(mL_1) [(k - \beta) \cos(lL_2) - l \sin(lL_2)] & [(k - \beta) \sin(lL_2) + l \cos(lL_2)] \\ \sin(mL_1) \{ \alpha + \beta \} + m \cos(mL_1) & -l \end{pmatrix}. \quad (4.5)$$

Приравнивая к нулю детерминант матрицы, [10] получаем следующее уравнение:

$$(\alpha + \beta + mcot mL_1) [l + (k - \beta) \tan lL_2] + l(k - \beta - l \tan lL_2) = 0. \quad (4.6)$$

Отметим, что авторы работы [10], а также впоследствии [6], называют именно это уравнение дисперсионным соотношением. Отметим, что в формуле (4.6) мы исправили еще одну опечатку в последнем слагаемом в работе [10].

Далее, при переходе от (4.5) к (4.6), авторы [10] делают неявное предположение: $\sin(mL_1) \neq 0$, $\cos(lL_2) \neq 0$. Таким образом, построенные локализованные решения в работе [10] существуют, однако не исчерпывают все возможные сценарии.

Численный анализ соотношения (4.6), выполненный в [10], заключается в следующем: полная спектральная задача допускает два частных приближенных решения. Первое решение — это шельфовые волны; решение носит осцилляционный характер в районе шельфа и внутренней части желоба, и затухает в остальной части физического пространства. Второе решение — это желобовые волны; решение осциллирует только в районе морской части желоба, затухая на шельфе и в открытом океане. Авторы утверждают, что эти частные решения (шельфовые волны и желобовые волны) можно получить, как предельные переходы из общей модели желоба; они локализованы в отдельных частях желоба и с очень хорошей точностью являются решениями общей модели океанского желоба.

Переходим к описанию этих частных решений.

5. Асимптотика желобовых волн на шельфе. Сшивка с шельфовой волной

Основные виды рельефа дна, определяющие типы захваченных волн, представлены на рис. 4. Во всех случаях волны распространяются так, что в северном полушарии (в южном — наоборот) мелкая вода (берег) остается с правой стороны относительно направления движения.

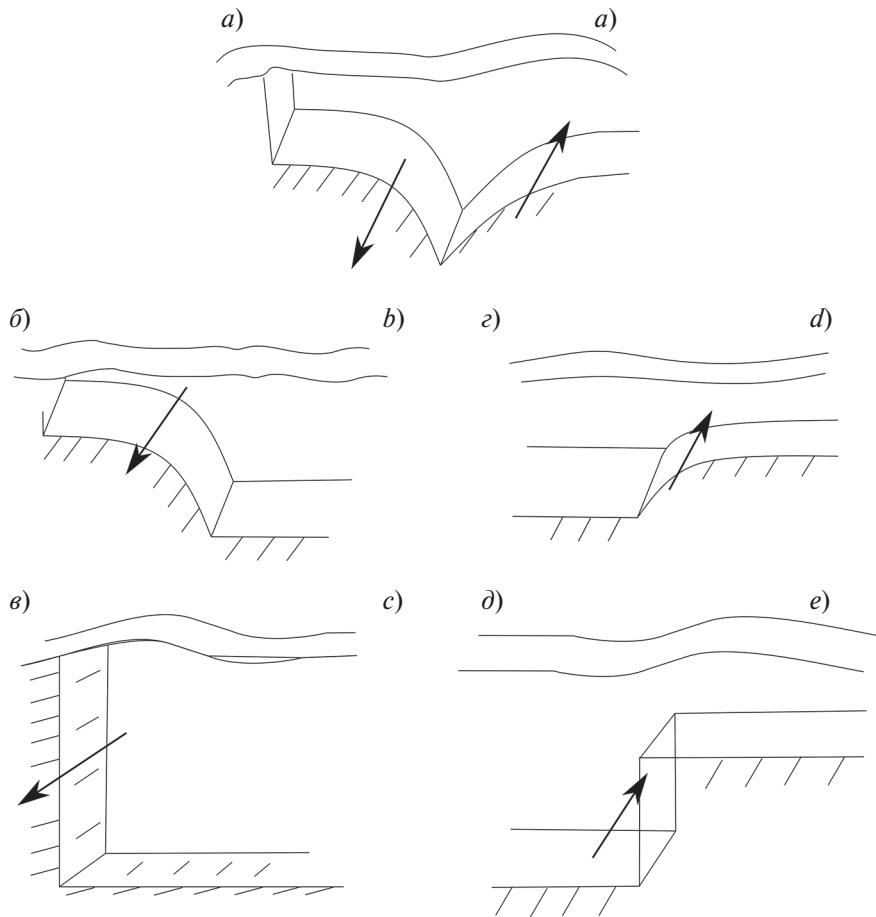


Рис. 4. Типы захваченных волн (направление показано стрелками) в зависимости от формы рельефа дна: *а* — желобовые волны; *б* — шельфовые волны; *в* — волны Кельвина; *г* — внутренние шельфовые волны; *д* — двойные волны Кельвина

Fig. 4. Types of captured waves (direction shown by arrows) depending on the shape of the bottom relief: *a* — trench waves; *b* — shelf waves; *c* — Kelvin waves; *d* — internal shelf waves; *e* — Kelvin double waves

Начнем рассмотрение с решения для прибрежной зоны. Предположим, что на шельфе решение носит осциллирующий характер. Тогда волновое число m , заданное соотношением (4.3), должно быть положительным. Для этого при $\omega < 0$ должно выполняться условие:

$$\frac{-2\alpha k}{\alpha^2 + k^2} < \frac{\omega}{f} < 0. \quad (5.1)$$

Поскольку ось y направлена на север, то из выражения для фазы в (2.5) в продольном направлении желоба получаем $\frac{\omega}{k} < 0$. Следовательно, фаза шельфовой волны распространяется в отрицательном направлении, т. е. на юго-запад, оставляя берег справа (северное полушарие). При этом, из соотношения (4.4) автоматически получается так, что волновое число l в желобовой части будет чисто мнимым, следовательно, для желоба решение носит затухающий характер.

Первое качественное решение для шельфа — это осцилляция-затухание-затухание (направление от берега в сторону открытого океана). Авторы [10] сшивали решение следующим образом: из соотношения (4.6) при предельном переходе $L_2 \rightarrow 0$ (β и l ограничены) получаем соотношение:

$$(k + \alpha) \sin m L_1 + m \cos m L_1 = 0 \quad (5.2)$$

или

$$\tan m L_1 = -\frac{m}{k + \alpha}, \quad m = m_n(k), \quad n = 1, 2, \dots \quad (5.3)$$

Соотношение для амплитуд шельфовых волн $B/A \rightarrow 0$. Такой способ сшивок, при котором ширина желобовой части стремится к нулю, дает правильный результат из-за того, что справа есть полубесконечный океан конечной глубины. Однако попытка сделать то же самое симметрично для шельфовой части, устремляя ширину шельфа к нулю, приводит к неожиданному результату с сингулярностью. Авторы [10] не проанализировали эту сингулярность и оставили вопрос открытым. Поэтому для симметричности предельных переходов шельфовой и желобовой волн мы делаем альтернативный предельный переход при $L_2 \rightarrow \infty$, $\beta \rightarrow 0$. При этом получается $l \rightarrow ik$, а воспользовавшись соотношением $\tan i/l L_2 = i \tanh l/L_2$, мы в результате снова получаем соотношение (5.3). Данный результат является крайне устойчивым при $L_2 \rightarrow \infty$, $\beta \rightarrow 0$, то есть не зависит от значения величины βL_2 , которая может быть как бесконечно большой, так и бесконечно малой. Графический анализ уравнения (5.3) выполнен в работе [16], и здесь мы его приводить не будем.

Стороны аналитики основная идея этой части нашей работы заключается в том, чтобы рассматривать желобовые волны в качестве некоего подвида классических топографических волн Россби с классическим дисперсионным соотношением. Мы также полагаем, что нет большой необходимости вводить новые классы волн с трансцендентными дисперсионными соотношениями. Развивая это направление, мы предлагаем альтернативную интерпретацию подходам [10] и [6]. Мы полагаем, что дисперсионными соотношениями правильнее называть уравнения (4.3) и (4.4) — дисперсионные соотношения для топографических волн, а соотношение (4.6) и его частные случаи мы рассматриваем как дополнительное условие, определяющее поперечную компоненту волнового числа.

Таким образом, мы получаем некие подклассы классических топографических волн Россби с дисперсионным соотношением, в котором есть особенность в нахождении поперечной компоненты волнового числа. Фактически мы предлагаем вернуться к трактовке, которая была предложена в первой оригинальной работе на эту тему — [16].

Шельфовые волны в альтернативном изложении

Дадим более простую трактовку шельфовой части решения [10] — шельфовой волны в терминах топографических волн Россби. Напомним, что речь идет только о субинерционных колебаниях.

Рассмотрим формулу (4.1) применительно к шельфовой части топографии. Положим $1/L = -2\alpha$, $k_1 = m$, $k_2 = k$ и подставим в (2.12). Окончательно получаем соотношение (4.3) для шельфовых волн в классическом виде топографических волн Россби в виде:

$$\omega = \frac{-2\alpha f k}{k^2 + m^2 + \alpha^2}. \quad (5.4)$$

Именно это соотношение правильнее называть дисперсионным соотношением для шельфовых волн. Далее, нужно наложить условие, что шельф не бесконечный, а имеет конечную ширину L_1 . Геометрически понятно, что тогда появится некое условие, которое позволяет сшить синус на шельфовой стороне желоба с экспонентой на океанической части желоба для каждого фиксированного значения волнового числа k , где $0 < k < \infty$ (согласно решению [10], k считается положительным). Для этого нужно найти значение m , решив уравнение (5.3), и затем получить функциональную зависимость $m = m(k)$. Таких решений будет счетное множество $m = m_n(k)$, $n = 1, 2, \dots$. Далее найденные значения подставляем в (5.4) и строим график (наносим одну точку на дисперсионной кривой). Затем берем новое значение волнового числа k и повторяем процедуру. Поэтому дисперсионное соотношение для шельфовых волн следует записывать в виде:

$$\omega = \frac{-2\alpha f k}{k^2 + m_n^2(k) + \alpha^2}, \quad n = 1, 2, \dots \quad (5.5)$$

Опираясь на результат работы [16], приведем оценку для $m_n(k)$:

$$\frac{(n-1/2)\pi}{L_1} < m_n(0) \leq m_n(k) \leq \frac{n\pi}{L_1}. \quad (5.6)$$

Функциональная зависимость $m = m(k)$ крайне слабо изменяет дисперсионную кривую топографических волн Россби. Отметим, что [10] и [16] не рассмотрели один частный случай, который также должен быть реализован. Условие $\sin(mL_1) = 0$ равносильно установке дополнительной твердой стенки при $x = 0$: $\Psi_1(0) = \Psi_2(0) = 0$. Для шельфовой зоны волновое число m перестает зависеть от продольной компоненты волнового вектора k , поэтому сразу находим в явном виде дискретный спектр:

$$\sin(mL_1) = 0, \quad m = \frac{n\pi}{L_1}, \quad n = 1, 2, \dots \quad (5.7)$$

Волновое число в желобовой части l — снова чисто мнимое, т. е. имеет место затухание вне шельфа. Дисперсионное соотношение (4.3) принимает вид:

$$\omega = -\frac{2\alpha f k}{k^2 + m^2 + \alpha^2} = -\frac{2\alpha f k}{k^2 + (\pi n / L_1)^2 + \alpha^2}. \quad (5.8)$$

Это соотношение качественно похоже на (5.5), однако оно проще в том смысле, что не содержит неизвестной зависимости $m = m(k)$ и тем самым не требует никакого численного счета. Это дисперсионное соотношение носит частный характер, однако на практике оно может быть полезно в силу простого вида и вполне понятного геометрического смысла: n — это количество полупериодов синуса, которое вписывается в шельфовую зону.

Далее, следуя [16], находим длинноволновую асимптотику $k \rightarrow \infty$ дисперсионного соотношения (5.5):

$$\omega \approx \frac{-2\alpha f k}{m_n^2(0) + \alpha^2}, \quad n = 1, 2, \dots \quad (5.9)$$

Зависимость от волнового числа получилась линейная, как и должно быть в длинноволновом пределе. Тогда фазовая скорость равна групповой и равна

$$c = c_{gr} \approx \frac{-2\alpha f}{m_n^2(0) + \alpha^2}, \quad n = 1, 2, \dots \quad (5.10)$$

Перейдем к безразмерным переменным, принимая масштаб длины L_1 — ширину шельфовой части желоба: параметр $\alpha^* = \alpha L_1$, продольное волновое число $k^* = k L_1$, поперечное волновое число $m^* = m L_1$. Далее для простоты записи опускаем звездочки у переменных. Тогда оценка, например, первого поперечного волнового числа — первой моды — имеет вид:

$$\frac{\pi}{2} < m_1 \leq \pi, \quad (5.11)$$

для второй моды:

$$\frac{3\pi}{2} < m_2 \leq 2\pi. \quad (5.12)$$

Для Курильского профиля дисперсионные кривые шельфовых и желобовых волн представлены на рис. 5.

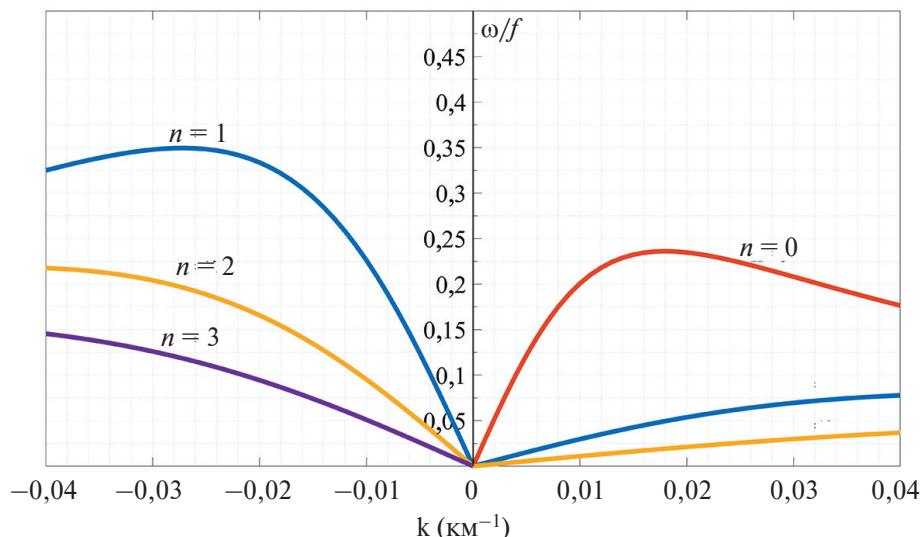


Рис. 5. Дисперсионная диаграмма, рассчитанная по формуле (5.8) для Курильского района, шельфовых (слева) и желобовых (справа) волн

Fig. 5. Dispersion diagram calculated using the formula (5.8) for the Kuril region: shelf (left) and trench (right) waves

6. Особенности желобовых волн

Обратим внимание на следующий момент, относящийся к терминологии. В монографии [6] (с. 102) говорится следующее: авторы [10] рассматривали «двойные волны Кельвина, распространяющиеся вдоль океанской стороны желоба на северо-восток». Однако в действительности в работе [10] вообще не встречается такой термин: «двойные волны Кельвина», и полученные для желоба решения авторы называют «желобовыми волнами» (*trench waves*). Мы также придерживаемся термина «желобовые волны» [20, 21]. Термин «двойные волны Кельвина» был введен Лонге-Хиггинс [13, 14] как предельный переход нулевой моды на непрерывной топографической особенности к топографическому профилю типа «ступенька» при стремлении ширины топографической особенности к нулю. Предельный переход, выполненный ниже в нашей работе, показывает обоснованность применения данного термина. Действительно, пусть решение является осциллирующим в желобовой части, т. е. волновое число l вещественно. Тогда из (4.4) следует, что должно выполняться соотношение:

$$0 < \frac{\omega}{f} < \frac{2\beta k}{\beta^2 + k^2}. \quad (6.1)$$

В этом случае волновое число m автоматически становится чисто мнимым $m = iM$, где $M = \left(\frac{2\alpha f k}{\omega} + \alpha^2 + k^2 \right)^{1/2}$ (берется положительный знак корня). Дисперсионное соотношение в пределе $L_1 \rightarrow 0$ (α — ограничено) имеет вид:

$$(k - \beta) \sin(l L_2) + l \cos(l L_2) = 0 \quad (6.2)$$

или (см. [10])

$$\tan(l L_2) = -\frac{l}{k - \beta}. \quad (6.3)$$

Также при $k = \beta$ [10] полагают $l = 0$ — тривиальное решение. Однако из (6.2) видно, что есть и нетривиальное решение $\cos(l L_2) = 0$. Тогда соотношение амплитуд для желобовых волн переворачивается и становится $A/B = 0$.

Желобовые волны в альтернативном изложении

Сделаем следующее преобразования: во второй формуле (4.1) положим $1/L = 2\beta$, $k_1 = l$, $k_2 = k$ и затем подставим в (2.12). Затем для экспоненциального профиля топографии рассмотрим дисперсионное соотношение для топографических волн

$$\omega = \frac{2\beta f k}{k^2 + l^2 + \beta^2}. \quad (6.4)$$

Но (6.4) — это еще и дисперсионное соотношение для желобовых волн. Далее, для каждого фиксированного значения волнового числа $k > 0$ нужно найти значение l , решив уравнение (6.2). Таким образом, получаем зависимость $l = l(k)$. Таких решений будет счетное множество $l = l_n(k)$, $n = 1, 2, \dots$, поэтому дисперсионное соотношение для желобовых волн правильнее написать в виде:

$$\omega_n = \frac{2\beta f k}{k^2 + l_n^2(k) + \beta^2}, \quad n = 1, 2, \dots \quad (6.5)$$

Далее, для численного счета снова перейдем к безразмерным переменным, только уже принимая за масштаб длины ширину океанической части желоба L_2 : $l^* = l L_2$, $k^* = k L_2$, $\beta^* = \beta L_2$. Для Курильского желоба получаем $\beta^* = 0,2332$. Как и ранее, звездочки у переменных опускаем. Тогда уравнение (6.3) для нахождения зависимости $l = l(k)$ в безразмерном виде для Курильского желоба принимает вид:

$$\tan l = -\frac{l}{k - 0,2332}. \quad (6.6)$$

Данное волновое число l уже рассматривалось выше, и поскольку дает очень большую длину волны, оно не представляет практического интереса.

Для желобовых волн в Курильском желобе важную роль играет наличие открытого океана постоянной глубины с внешней стороны от желоба. Согласно результатам работы [15], что также подтверждается

результатами [16], открытый океан слабо влияет на короткие желобовые волны, в то время как длинные волны, скорее всего, становятся неустойчивыми. Возможно, именно эта неустойчивость и порождает вихревые желобовые образования, наблюдаемые в Курильском желобе [22–27].

Предельный переход $L_1 \rightarrow 0$ для желобовой волны, выполненный авторами [10], физически означает перенос твердой стенки с шельфа в самую глубокую часть желоба. Не совсем понятно, как удается избежать сингулярности для полученной асимптотики. Это также выглядит несколько странно и с физической точки зрения, так как для шельфовой волны делается предельный переход $L_2 \rightarrow \infty$, т. е. океанская (правая) граница желоба отодвигается на бесконечность. При этом для шельфовой части решения получается вполне ожидаемый результат, и шельфовая асимптотика выходит на шельфовую волну.

Теперь рассмотрим альтернативный переход и для желобовой асимптотики. Вместо $L_1 \rightarrow 0$ примем, наоборот: $L_1 \rightarrow \infty$, т. е. шельфовую (левую) границу желоба отодвинем на бесконечность. При этом также добавим дополнительное условие $\alpha \rightarrow 0$, т. е. крутизна топографии стремится к нулю. Тогда компонента волнового числа m становится чисто мнимой. Для определенности положим $m = ik$, $k > 0$. Тогда, принимая во внимание $\cot ik = -i \coth k$, соотношение (4.6) для определения поперечной компоненты волнового числа l принимает вид:

$$\tan l L_2 = \frac{2l k}{l^2 + \beta^2 - k^2}. \quad (6.7)$$

А это и есть знакомое уравнение для внутренних шельфовых волн, полученное [16]. Таким образом, мы получаем вполне понятный физический результат: точно так же, как шельфовая асимптотика [10] дает шельфовую волну [16], желобовая, океаническая часть решения желоба выходит на внутреннюю шельфовую волну [16]. Почему-то авторы [10] не показали этот момент. Возможно, он не получился потому, что они сместили твердую стенку в центр желоба.

7. Двойная волна Кельвина

Классическая трактовка двойных волн Кельвина основана на ступенчатой модели топографии [9]:

$$\begin{aligned} H &= H_1, & x < 0, \\ H &= H_2, & x > 0. \end{aligned} \quad (7.1)$$

В этом случае уравнение (2.6) примет вид:

$$\Psi_{xx} - k^2 \Psi = 0. \quad (7.2)$$

Решение, удовлетворяющее затуханию на бесконечности, имеет простой вид:

$$\begin{aligned} \Psi &= A \exp(|k| x), & x < 0, \\ \Psi &= A \exp(-|k| x), & x > 0. \end{aligned} \quad (7.3)$$

Амплитуда волны в этом случае экспоненциально затухает с одинаковой скоростью по обе стороны от разрыва.

Используя условие сшивок, получаем следующее дисперсионное соотношение:

$$\frac{\omega}{f} = \frac{H_2 - H_1}{H_2 + H_1} \operatorname{sgn}|k|, \quad (7.4)$$

где $H_2 > H_1$, sgn — функция смены знака. Тогда для профиля типа «ступенька» получается, что для любого волнового числа существует только одно решение — одна субинерционная мода. Отметим, что при этом групповая скорость этих волн всегда равна нулю.

Хотя термин «двойная волна Кельвина» принадлежит Лонге-Хиггинс [13, 14], но само дисперсионное соотношение (7.4), по-видимому, было известно еще раньше и дано также в работе [16]. Позже Лонге-Хиггинс [13] рассмотрел задачу с непрерывными профилями топографии и, используя предельный переход от непрерывного профиля к профилю «ступенька», вывел второе дисперсионное уравнение для двойных волн Кельвина. При этом оказалось, что для непрерывного профиля существует счетный набор собственных функций, но при предельном переходе к профилю «ступенька» только одна низшая мода нечувствительна к форме профиля по глубине. Более высокие моды зависят от деталей профиля и при предельном переходе стремятся к стационарным течениям, на основании чего Лонге-Хиггинс [13] пришел к выводу, что самая низкая мода, скорее всего, и будет наблюдаться в реальном океане.

Принципиально важным моментом является то, что в следующей статье Лонге-Хиггинс [14] отказался от дисперсионного соотношения (7.4). Причина понятна: действительно, с физической точки зрения неверно, если фазовые скорости длинных волн принимают бесконечно большие значения. Лонге-Хиггинс [14], применяя более точные (до второго порядка) асимптотические разложения, получил, что для низшей моды длинных волн Россби вполне оправдано, что частота стремится к нулю, а не к константе при учете дивергенции волн. По сути, для баротропной моды он добавил в знаменатель баротропный радиус Россби f^2/gH . Однако, в случае, когда профиль глубины $h(x)$ в переходной зоне экспоненциальный, это уже находится в противоречии с результатом Бухвальда и Адамса [16]. По мнению Лонге-Хиггинс [14], это противоречие связано с тем, что он учитывал горизонтальную дивергенцию волнового движения. Отметим, что данные факты не отражены в работах [6, 10, 11], хотя построенные на основе численных расчетов дисперсионные кривые в монографии [6] соответствуют результатам статьи Лонге-Хиггинс [14]. Один из этих результатов заключается в том, что частота стремится к нулю в длинноволновом пределе. Следует отметить, что сама процедура предельного перехода не совсем однозначна. Кривизна дисперсионной кривой для нулевой моды двойной волны Кельвина крайне сложна в окрестности нуля (для длинных волн). Это отмечают также и Бухвальд и Адамс [16]. Наши оценки для Камчатского желоба дают слишком малые значения волнового числа, т. е. соответствующие длины волн, скорее всего, носят чисто теоретический характер, так как фактически выходят за границы масштабов модели f -плоскости.

В второй статье Лонге-Хиггинс [14] автор исправил предыдущий свой результат, однако в монографии [9] об этом не говорится. Главный результат заключается в следующем: для всех мод, включая и низшую моду (это важно), при условии учета дивергенции волн, групповая скорость топографических волн Россби и их фазовая скорость совпадают по направлению для длинных волн (при малых волновых числах) и имеют противоположные направления для коротких волн.

8. Заключение

Можно сформулировать следующие основные выводы из экспоненциальной топографической модели желоба. Фаза линейных топографических низкочастотных волн всегда распространяется, оставляя мелкую воду (или берег) справа. Далее, можно построить два отдельных класса локализованных решений: одно шельфовое, второе, фактически, тоже шельфовое, но которое принято называть желобовыми волнами (в некоторых источниках это решение ошибочно называют двойными волнами Кельвина). На дисперсионных кривых обоих видов волн есть, как экстремумы (нулевая групповая скорость), так и точки перегиба (экстремум групповой скорости). Это указывает на то, что энергия (вихри) может распространяться вдоль шельфа, как, например, для Курильского шельфа, на юго-запад (более длинные волны), так и на северо-восток (более короткие волны).

Однако для океанской части желоба (для желобовых волн), это не так. Более длинные волны имеют преимущественно северо-восточное направление распространения энергии, а более короткие — юго-западное. Желобовые волны на порядок более медленные (периоды больше, а скорости меньше), чем шельфовые волны. Это качественно объясняется прямой пропорциональностью фазовой скорости крутизне экспоненциального профиля топографии [4, 5].

Аналитические модели и численный счет показывают, что желобовые волны довольно быстро затухают в сторону шельфа и фактически не оказывают существенного влияния на шельфовую часть решения. Желобовые волны нельзя зарегистрировать, находясь на берегу, и при анализе чисто шельфовых решений можно не учитывать возможных осцилляционных решений, локализованных на желобе.

И наоборот, шельфовая волна крайне медленно затухает в сторону желоба (по крайней мере, для первых номеров мод), что крайне отрицательно для желобовых локализованных решений. Мы не можем однозначно утверждать, что шельф не влияет на желобовые волны. Очевидно, влияние шельфа на желобовые локализованные решения может проявиться при нелинейном походе.

Возможность распространения к полюсу низкочастотных волн Россби топографического типа, захваченных Курило-Камчатским желобом, была теоретически предсказана [10, 26], которые использовали термин «двойные волны Кельвина». Эти квазигеострофические волны возникают благодаря сохранению потенциальной завихренности и механизмам восстановления, обеспечиваемым силой Кориолиса и изменением глубины океана.

Аналитическая новизна данной работы состоит в том, что нам удалось произвести сшивки желобовых волн [10] и шельфовых волн [16], физически обоснованные и вполне ожидаемые. Для этого было предложено бесконечно увеличивать (расширять) соответствующие области шельфа или желоба при одновременном стремлении крутизны топографии к нулю.

Финансирование

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта СПбГУ № 93016972, гранта РНФ 22-27-00004 и по теме государственного задания 0128-2021-0003.

Funding

The publication was made with the financial support of the St Petersburg State University Grant No. 93016972, RSF Grant No. 22-27-00004, and State assignment theme No. 0128-2021-0003.

Литература

1. *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 // Journal of Physical Oceanography. 2016. Vol. 46, Iss. 2. P. 537–549. doi:10.1175/jpo-d-15-0023.1
2. *Гневышев В.Г., Фролова А.В., Колдунов А.В., Белоненко 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
3. *Pedlosky J.* Geophysical fluid dynamics. Berlin: Springer, 1979. 624 p.
4. *Gnevyshev V.V., Frolova A.V., Belonenko T.V.* Topographic effect for Rossby waves on non-zonal shear flow // Water Resources. 2022. Vol. 49, N 2. P. 240–248. doi:10.1134/S0097807822020063
5. *Гневышев В.Г., Фролова А.В., Кубряков А.А., Собко Ю.В., Белоненко Т.В.* Взаимодействие волн Россби со струйным потоком: основные уравнения и их верификация для Антарктического циркумполярного течения // Известия РАН. Физика атмосферы и океана. 2019. Т. 55, № 5. С. 39–50. doi:10.31857/S0002-351555539-50
6. *Ефимов В.В., Куликов Е.А., Рабинович А.Б., Файн И.В.* Волны в пограничных областях океана. Л.: Гидрометеоиздат., 1985. 250 с.
7. *Белоненко Т.В., Фролова А.В.* Антарктическое циркумполярное течение как волновод для волн Россби и мезомасштабных вихрей // Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса. 2019. Т. 16, № 1. С. 181–190. doi:10.21046/2070-7401-2019-16-1-181-190
8. *Belonenko T., Frolova A., Gnevyshev V.* Detection of waveguide for Rossby waves using satellite altimetry in the Antarctic Circumpolar Current // International Journal of Remote Sensing. 2020. 41:16, P. 6232–6247, doi:10.1080/01431161.2020.1752955
9. *Ле Блон П., Майсек Л.* Волны в океане, в 2-х частях / Пер. с англ. М.: Мир, 1981. 846 с.
10. *Mysak L.A., Leblond P.H., Emery W.J.* Trench Waves // Journal of Physical Oceanography. 1979. Vol. 9, N 5. P. 1001–1013. doi:10.1175/1520–0485(1979)009<1001:TW>2.0.CO;2
11. *Mysak L.A.* Recent advances in shelf wave dynamics // Reviews of Geophysics and Space Physics. 1980. Vol. 18, N 1. P. 211–241.
12. *Сандалюк Н.В., Гневышев В.Г., Белоненко Т.В., Коинев А.В.* Приложение задачи о вихревом слое для района течения Гольфстрим // Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса. 2021. Т. 18, № 5. С. 242–251. doi:10.21046/2070-7401-2021-18-5-242-251
13. *Longuet-Higgins M.S.* On the trapping of waves along a discontinuity of depth in a rotating ocean // Journal of Fluid Mechanics. 1968. Vol. 31, pt. 3. P. 417–434.
14. *Longuet-Higgins M.S.* Double Kelvin waves with continuous depth profiles // Journal of Fluid Mechanics. 1968. Vol. 34, N 01. P. 49. doi:10.1017/s002211206800176x
15. *Mysak L.A., Johnson E.R., Hsien W.W.* Baroclinic and barotropic instabilities of coastal currents // Journal of Physical Oceanography. 1981. Vol. 11, N 2. P. 209–230. doi:10.1175/1520–0485(1981)011<020
16. *Buchwald V.T., Adams J.K.* The propagation of continental shelf waves // Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences. 1968. Vol. 305, N 1481. P. 235–250. doi:10.1098/rspa.1968.0115
17. *Пелиновский Е.Н.* Гидродинамика волн цунами. Нижний Новгород: ИПФ РАН, 1996. 156 с.
18. *Didenkulova I., Pelinovsky E.* On shallow water rogue wave formation in strongly inhomogeneous channels // Journal of Physics A: Mathematical and Theoretical. 2016. Vol. 49, N 19. P. 194001. doi:10.1088/1751-8113/49/19/194001
19. *Ermakov A.M., Stepanyants Y.A.* Transformation of longsurface and tsunami-like waves in the ocean with a variable bathymetry // Pure and Applied Geophysics. 2019. Vol. 177, N 3. P. 1675–1693. doi:10.1007/s00024-019-02259-4
20. *Rabinovich A.B., Thomson R.E.* Evidence of diurnal shelf waves in satellite-tracked drifter trajectories off the Kuril Islands // Journal of Physical Oceanography. 2001. Vol. 31. P. 2650–2668. doi:10.1175/1520-0485(2001)031<2650:EODSWI>2.0.CO;2

21. Rabinovich A.B., Thomson R.E., Bograd S.J. Drifter observations of anticyclonic eddies near Bussol' Strait, the Kuril Islands // *Journal of Oceanography*. 2002. Vol. 58. P. 661–671. doi:10.1023/A:1022890222516
22. Булатов Н.В., Лобанов В.Г. Исследование мезомасштабных вихрей восточнее Курильских островов по данным метеорологических спутников Земли // *Исследование Земли из космоса*. 1983. № 3. С. 40–47.
23. Rogachev K.A. Rapid thermohaline transition in the Pacific western subarctic and Oyashio fresh core eddies // *Journal of Geophysical Research: Oceans*. 2000. Vol. 105, Iss. C4. P. 8513–8526. doi:10.1029/1999JC900330
24. Kaneko H., Itoh S., Kouketsu S., Okunishi T., Hosoda S., Suga T. Evolution and modulation of a poleward propagating anticyclonic eddy along the Japan and Kuril-Kamchatka trenches // *Journal of Geophysical Research: Oceans*. 2015. Vol. 120. P. 4418–4440. doi:10.1002/2014JC010693
25. Prants S.V., Lobanov V.B., Budyansky M.V., Uleysky M. Yu. Lagrangian analysis of formation, structure, evolution and splitting of anticyclonic Kuril eddies // *Deep Sea Research Part I: Oceanographic Research Papers*. 2016. Vol. 109. P. 61–75. doi:10.1016/j.dsr.2016.01.003
26. Ефимов В.В., Рабинович А.Б. О резонансных приливных течениях и их связи с континентальными шельфовыми волнами в северо-западной части Тихого океана // *Известия АН СССР. Физика атмосферы и океана*. 1980. Т. 16, № 10. С. 1091–1101.
27. Пранц С.В. Вихри глубоководных желобов северо-западной части Тихого океана: обзор // *Известия РАН. Физика атмосферы и океана*. 2021. Т. 57, № 4. С. 387–400. doi:10.31857/S0002351521040106

References

1. 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. *Journal of Physical Oceanography*. 2016, 46, 2, 537–549. doi:10.1175/jpo-d-15-0023.1
2. 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
3. Pedlosky J. Geophysical fluid dynamics. *Berlin, Springer*, 1979. 624 p.
4. Gnevyshev V.V., Frolova A.V., Belonenko T.V. Topographic effect for Rossby waves on non-zonal shear flow. *Water Resources*. 2022, 49, 2, 240–248. doi:10.1134/S0097807822020063
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. Efimov V.V., Kulikov E.A., Rabinovich A.B., Fine I.V. Waves in the ocean boundary regions. *Leningrad*, 1985, 250 p. (in Russian).
7. Belonenko T.V., Frolova A.V. Antarctic circumpolar current as a waveguide for Rossby waves and mesoscale eddies. *Sovremennye Problemy Distantionnogo Zondirovaniya Zemli iz Kosmosa*. 2019, 16, 1, 181–190. doi:10.21046/2070-7401-2019-16-1-181-190 (in Russian).
8. Belonenko T., Frolova A., Gnevyshev V. Detection of waveguide for Rossby waves using satellite altimetry in the Antarctic Circumpolar Current. *International Journal of Remote Sensing*. 2020, 41:16, 6232–6247, doi:10.1080/01431161.2020.1752955
9. LeBlond P., Mysak L.A. Waves in the Ocean. *Elsevier Scientific Publishing Company*, 1977. 602 p.
10. Mysak L.A., Leblond P.H., Emery W.J. Trench Waves. *Journal of Physical Oceanography*. 1979, 9(5), 1001–1013. doi:10.1175/1520-0485(1979)009<1001:TW>2.0.CO;2
11. Mysak L.A. Recent advances in shelf wave dynamics. *Reviews of Geophysics and Space Physics*. 1980, 18, 1, 211–241.
12. Sandalyuk N.V., Gnevyshev V.G., Belonenko T.V., Kochnev A.V. Application of the vortex layer problem to the Gulf Stream area. *Sovremennye Problemy Distantionnogo Zondirovaniya Zemli iz Kosmosa*. 2021, 18, 5, 242–251. doi:10.21046/2070-7401-2021-18-5-242-251 (in Russian).
13. Longuet-Higgins M.S. On the trapping of waves along a discontinuity of depth in a rotating ocean. *Journal of Fluid Mechanics*. 1968, 31, 3, 417–434.
14. Longuet-Higgins M.S. Double Kelvin waves with continuous depth profiles. *Journal of Fluid Mechanics*. 1968, 34(01), 49. doi:10.1017/s002211206800176x
15. Mysak L.A., Johnson E.R., Hsien W.W. Baroclinic and barotropic instabilities of coastal currents. *Journal of Physical Oceanography*. 1981, 11(2), 209–230. doi:10.1175/1520-0485(1981)011<020
16. Buchwald V.T., Adams J.K. The propagation of continental shelf waves. *Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*. 1968. 305(1481), 235–250. doi:10.1098/rspa.1968.0115
17. Pelinovsky E.N. Hydrodynamics of tsunami waves. *Nizhny Novgorod. IAP RAS*. 1996, 156 p. (in Russian).

18. Didenkulova I., Pelinovsky E. On shallow water rogue wave formation in strongly inhomogeneous channels. *Journal of Physics A: Mathematical and Theoretical*. 2016, 49(19), 194001. doi:10.1088/1751-8113/49/19/194001
19. Ermakov A.M., Stepanyants Y.A. Transformation of long surface and tsunami-like waves in the ocean with a variable bathymetry. *Pure and Applied Geophysics*. 2019, 177(3), 1675–1693. doi:10.1007/s0024-019-02259-4
20. Rabinovich A.B., Thomson R.E. Evidence of diurnal shelf waves in satellite-tracked drifter trajectories off the Kuril Islands. *Journal of Physical Oceanography*. 2001, 31, 2650–2668. doi:10.1175/1520-0485(2001)031<2650:EODSWI>2.0.CO;2
21. Rabinovich A.B., Thomson R.E., Bograd S.J. Drifter observations of anticyclonic eddies near Bussol' Strait, the Kuril Islands. *Journal of Oceanography*. 2002, 58, 661–671. doi:10.1023/A:1022890222516
22. Bulatov N.V., Lobanov V.B. Investigation of mesoscale eddies to the east of the Kuril Islands on the base of meteorological satellites data. *Issledovanie Zemli iz Kosmosa*. 1983, 3, 40–47 (in Russian).
23. Rogachev K.A. Rapid thermohaline transition in the Pacific western subarctic and Oyashio fresh core eddies. *Journal of Geophysical Research: Oceans*. 2000, 105, 8513–8526. doi:10.1029/1999JC900330
24. Kaneko H., Itoh S., Kouketsu S., Okunishi T., Hosoda S., Suga T. Evolution and modulation of a poleward propagating anticyclonic eddy along the Japan and Kuril-Kamchatka trenches. *Journal of Geophysical Research: Oceans*. 2015, 120, 4418–4440. doi:10.1002/2014JC010693
25. Prants S.V., Lobanov V.B., Budyansky M.V., Uleysky M. Yu. Lagrangian analysis of formation, structure, evolution and splitting of anticyclonic Kuril eddies. *Deep Sea Research, Part I*. 2016, 109, 61–75. doi:10.1016/j.dsr.2016.01.003
26. Efimov V.V., Rabinovich A.B. On resonant tidal currents and their connection with continental shelf waves in the north-western Pacific Ocean. *Izvestiya Akademii Nauk SSSR. Fizika Atmosfery i Okeana*. 1980, 16, 10, 1091–1101 (in Russian).
27. Prants S.V. Trench eddies in the Northwest Pacific: An overview. *Izvestiya, Atmospheric and Oceanic Physics*. 2021, 57, 4, 341–353. doi:10.1134/S0001433821040216

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 551.466.8

© Б. А. Каган¹, Е. В. Софьина^{1,2*}, 2023

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

²Российский государственный гидрометеорологический университет,

192007, Россия, Санкт-Петербург, ул. Воронежская, д. 79

*sofjina_k@mail.ru

ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ ТЕМПЕРАТУРЫ И СОЛЕНОСТИ МОРСКОЙ ВОДЫ К ИХ ВРЕМЕНИ ВОССТАНОВЛЕНИЯ, ФИГУРИРУЮЩЕМ В ГРАНИЧНЫХ УСЛОВИЯХ ДЛЯ ЭТИХ ПЕРЕМЕННЫХ НА СВОБОДНОЙ ПОВЕРХНОСТИ МОРЯ ЛАПТЕВЫХ В БЕЗЛЕДНЫЙ ПЕРИОД

Статья поступила в редакцию 12.08.2022, после доработки 10.01.2023, принята в печать 16.01.2023

Аннотация

Для исследования чувствительности температуры и солености морской воды к изменению их времени восстановления, фигурирующем в восстанавливающих граничных условиях на поверхности моря, привлекаются трёхмерная конечно-элементная гидростатическая модель QUODDY-4 и косвенный способ описания эффекта внутренних приливных волн. В основе последнего лежит использование скорректированного коэффициента вертикальной турбулентной диффузии, представляющего собой сумму того же нескорректированного коэффициента и коэффициента диапикнической диффузии. Первый из них характеризует влияние неприливных факторов, рассчитываемый с помощью 2,5-уровневой схемы турбулентного замыкания, второй, определяемый отношением индуцируемой внутренними приливными волнами диссипации бароклинной приливной энергии к квадрату частоты плавучести, — влияние чисто приливного фактора. Оценка этой диссипации находится из решения вспомогательной задачи о динамике и энергетике внутренних приливных волн. Обсуждаются поля температуры и солёности морской воды в поверхностном и придонном слоях моря и их вертикальные распределения вдоль меридионального разреза 120°в.д. Кроме названных полей и вертикальных распределений, отвечающих сильному восстановлению предсказываемых характеристик к их климатическим значениям, дополнительно выполняются ещё два численных эксперимента для умеренного и смешанного восстановлений. В результате выясняется, что температура и солёность морской воды слабо чувствительны к изменениям их времени восстановления. Сказанное следует из сравнения модельных средних (за выбранный период и по площади моря) значений температуры и солёности морской воды и их вертикальных профилей, рассчитанных при разных значениях времени восстановления.

Ключевые слова: чувствительность, моделирование, внутренние приливные волны, индуцируемая ВПВ диссипация бароклинной приливной энергии, время восстановления, море Лаптевых

© B. A. Kagan¹, E. V. Sofina^{1,2*}, 2023

¹Shirshov Institute of Oceanology, Russian Academy of Sciences, 36 Nakhimovsky Prospekt, Moscow 117997, Russia

²Russian State Hydrometeorological University, 79 Voronezhskaya Street, St. Petersburg, 192007, Russia

*sofjina_k@mail.ru

SENSITIVITY OF SEAWATER TEMPERATURE AND SALINITY TO THEIR RESTORING TIMES, APPENDING IN THE BOUNDARY CONDITIONS FOR THESE VARIABLES AT THE FREE SURFACE OF THE LAPTEV SEA IN THE NO-ICE PERIOD

Received 12.08.2022, Revised 10.01.2023, Accepted 16.01.2023

Abstract

In order to study sensitivity of seawater temperature and salinity in the no-ice Laptev Sea to their restoring times, appending in the boundary conditions for these variables at the free surface, the 3D finite-element hydrostatic model QUODDY-4 and the indirect means of describing internal tidal waves have been applied. The latter is based on the use of the corrected eddy diffusivity

Ссылка для цитирования: Каган Б.А., Софьина Е.В. Чувствительность температуры и солености морской воды к их времени восстановления, фигурирующем в граничных условиях для этих переменных на свободной поверхности моря Лаптевых в безледный период // Фундаментальная и прикладная гидрофизика. 2023. Т. 16, № 1. С. 24–34. doi:10.48612/fpg/m5h2-uu55-3va9

For citation: Kagan B.A., Sofina E.V. Sensitivity of Seawater Temperature and Salinity to their Restoring Times, Appending in the Boundary Conditions for these Variables at the Free Surface of the Laptev Sea in the No-Ice Period. *Fundamental and Applied Hydrophysics*. 2023, 16, 1, 24–34. doi:10.48612/fpg/m5h2-uu55-3va9

representing the sum of the same uncorrected diffusivity and the diapycnal diffusivity. The first of them characterizes the influence of non-tidal factors, computed using 2.5-level eddy closure scheme, the second, determined by the ratio of internal tidal waves induced baroclinic tidal energy dissipation to the buoyancy frequency in square, the influence of purely tidal factor. The estimate of this dissipation obtained from a solution of auxiliary problem on the internal tidal waves dynamics and energetics is attached. Seawater temperature and salinity in the subsurface and near-bottom layers of the Sea and also their vertical distributions along the 120°E meridional transection obtained for the strong, moderate, and mixed restoring times are discussed. As a result, it is clarified that seawater temperature and salinity are weakly sensitive to changes in the restoring time. The saying follows from a comparison of model averaged (over a chosen period and by the Sea area) values of seawater temperature and salinity, and from their local vertical profiles, computed with regard to accepted estimates of the restoring time.

Keywords: sensitivity, modeling, internal tidal waves (ITW), ITW-induced baroclinic tidal energy dissipation, restoring time, the Laptev Sea

1. Введение

Одним из популярных способов описания нормированных соответственно на объемную теплоемкость $\rho_0 C$ и среднюю плотность ρ_0 морской воды вертикальных турбулентных потоков тепла $k \frac{\partial T}{\partial z}$ и соли $k \frac{\partial S}{\partial z}$

на границе раздела вода-воздух является использование их определений в терминах разностей климатических и предсказываемых значений температуры T и солености S морской воды. Фигурирующие в этих выражениях коэффициенты пропорциональности содержат толщину поверхностного слоя, отождествляемую с расстоянием между свободной поверхностью моря и ближайшим к ней расчетным уровнем, и обратное время восстановления. Время восстановления температуры и солености будем обозначать посредством τ_T и τ_S . Упомянутая здесь толщина поверхностного слоя принимается равной 1 м. Согласно [1], такая формулировка названных потоков оправдана, если время восстановления изменяется в пределах от нескольких суток до нескольких месяцев, нулевые потоки тепла и соли отсутствуют, и распространение потоков из мелкомасштабного интервала изменчивости на крупномасштабный эквивалентно их усилинию. Примеры применения этих граничных условий можно найти в [1–6]. С учетом сказанного цель настоящей работы мы видели в том, чтобы, используя трёхмерную конечно-элементную гидростатическую модель QUODDY-4 и косвенный способ описания эффекта внутренних приливных волн (ВПВ) установить, какова чувствительность температуры и солености морской воды в безледном море Лаптевых (продолжительность безледного периода — июль, август) к их времени восстановления. Ранее подобных исследований чувствительности в море Лаптевых, насколько нам известно, не выполнялось. Во всех обсуждаемых случаях форсинг неприливного происхождения считается равным среднему (за безледный период: июль, август) значению, из соображений минимизации расчетного времени, приливный форсинг будет указан в разделе 2, причем под неприливным форсингом понимается внешнее воздействие (ветровое, термохалинное и обязанное массообмену с соседними водоемами). Эволюция неприливных форсингов в течение годового цикла не учитывается. Основанием служит полученное в [5] заключение о том, что расхождения между решениями, отвечающими принятым здесь определением форсингов и его определению как части годового цикла незначительны.

2. Используемая модель и косвенный способ описания эффекта ВПВ

Для достижения поставленной цели использовалась трехмерная конечно-элементная гидростатическая модель QUODDY-4. Её детальное описание приводится в [7]. Поэтому во избежание повторений мы ограничимся только перечислением модельных уравнений, а также описанием принятых в ней специальной процедуры определения бароклинного градиента давления и граничных условий на свободной поверхности моря и его дне (точнее, на ближайших к ним расчётных уровнях). Здесь же приводится перечень источников эмпирической информации, откуда она заимствуется при реализации модели.

Модель включает так называемое двумерное обобщенное уравнение неразрывности в волновой форме для возмущений уровня моря, непреобразованные уравнения движения, записанные в приближениях гидростатики и Буссинеска, эволюционные уравнения для температуры и солёности морской воды и характеристик турбулентности (кинетической энергии турбулентности (КЭТ) и масштаба турбулентности), трехмерное уравнение неразрывности, служащее для определения вертикальной скорости, и уравнения гидростатики и состояния морской воды. Эволюционные уравнения для горизонтальной скорости, температуры и солёности морской воды и характеристик турбулентности после перенесения членов, характеризующих адvection и горизонтальную турбулентную диффузию, на предыдущий шаг по времени решаются как системы нестационарных одномерных (по вертикали) неоднородных дифференциальных уравнений.

Принятая модель использует упомянутую выше специальную процедуру расчёта бароклинного градиента давления. Её суть сводится к следующему: плотность морской воды на фиксированном горизонте интерполируется с σ -координатной сетки на z -координатную, после чего бароклинный градиент давления рассчитывается на z -координатной сетке и затем интерполируется назад на σ -координатную сетку, на которой и производится интегрирование уравнений модели.

Границные условия для КЭТ на ближайших к свободной поверхности и дну расчётных уровнях задаются условием Дирихле, вытекающим из приближённого равенства между продукцией и диссипацией КЭТ при аппроксимации масштаба турбулентности законом стенки и связывающим КЭТ с квадратом скорости трения. Границные значения масштаба турбулентности там же определяются законом стенки. Необходимый для расчёта горизонтальной скорости вертикальный поток импульса на ближайшем к свободной поверхности моря расчётном уровне выражается через поток импульса в приводном слое атмосферы, а он параметризуется квадратичным законом сопротивления с коэффициентом сопротивления, равным $1,3 \times 10^{-3}$. Так же параметризуется поток импульса на ближайшем ко дну расчётом уровне. Коэффициент сопротивления в этом случае принимается равным $5,0 \times 10^{-3}$. Значения уровня на открытых границах расчётной области, рассматриваемые в качестве неприливного форсинга, задаются по данным CNES-CLS09 глобальной средней динамической топографии свободной поверхности моря, дополненной данными спутниковой альтиметрии уровня и *in situ* измерениями скоростей течений [8].

Поле скорости ветра в приземном слое атмосферы задается средним за 1979–1989 гг. в безледный период (июль, август) по данным ERA-Interim продукта реанализа состояния атмосферы, использующим усовершенствованную атмосферную модель и систему асимиляции данных наблюдений по сравнению с их первоначальными версиями [9]. Судя по результатам сравнительного анализа, приведенного в [10], этот продукт является наилучшим из семи имеющихся сегодня.

Температура и солёность морской воды на ближайшем к свободной поверхности расчётом уровне в море определяются посредством восстанавливающих (restoring) граничных условий, упоминавшихся ранее. Время восстановления принимается неодинаковым в различных численных экспериментах, о чём будет сказано ниже. Климатические значения переменных берутся из цифрового атласа Арктики [11], осредненные за тот же период, что и ветровой форсинг. Потоки тепла и соли на ближайшем ко дну расчётом уровне принимаются равными нулю. Море считается стратифицированным и свободным от морского льда и речного стока, что избавляет от необходимости рассматривать их последствия.

Горизонтальное разрешение конечно-элементной сетки задается в среднем по площади моря равным 5 км. Вводится отслеживающая топографию дна вертикальная координата с неравномерным распределением слоев по вертикали. Толща моря делится на 40 слоев переменной протяженности по глубине, сгущающихся в поверхностном и придонном пограничных слоях. Шаг по времени задается равным 24 с, необходимость выбора которого диктуется решением эволюционных уравнений для горизонтальной скорости, температуры и солености морской воды и характеристик турбулентности как систем нестационарных одномерных (по вертикали) неоднородных дифференциальных уравнений. Глубины заимствуются из банка данных IBCAO. Остальные параметры модели принимаются такими же, как и в ее оригинальной версии [7].

Привлечение косвенного способа описания эффекта ВПВ, избавляет от необходимости явно воспроизводить ВПВ, что позволяет использовать более грубое пространственно-временное разрешение, а это, в свою очередь, позволяет снизить требования к вычислительным мощностям.

Диссипация бароклинной приливной энергии считается обязанной своим происхождением не орографическому сопротивлению, как это принимается в [12], а индуцируемой внутренними приливными волнами (ВПВ) диссипации бароклинной приливной энергии, входящей в выражение для коэффициента диапикнической диффузии [13]. Последнее связывает названный коэффициент с нормированной на ρ_0 средней за приливный цикл локальной диссипацией упомянутой энергии и обратным квадратом частоты плавучести. Сложение нескорректированного коэффициента вертикальной турбулентной диффузии, определяемого неприливными форсингами, с коэффициентом диапикнической диффузии, определяемым чисто приливным форсингом, дает возможность оценить скорректированный (с учетом ВПВ) коэффициент вертикальной турбулентной диффузии. Обоснованием служит приближение «слабого взаимодействия» [14], согласно которому, если разность характерных частот и пространственных масштабов турбулентности различного происхождения достаточно велика, то нелинейными взаимодействиями между отдельными составляющими турбулентности можно пренебречь, приближенно считая их аддитивными, хотя сами по себе эти составляющие турбулентности являются сильно нелинейными. Решение исходной начально-краевой задачи, характеризующей климат моря, ищется в такой последовательности: сначала решаются две вспомогательные задачи — одна, отвечающая неприливным форсингам, и другая, описывающая динамику и энергетику ВПВ, — чисто

приливному форсингу. Из решения первой задачи определяются нескорректированный коэффициент вертикальной турбулентной диффузии, второй — средний (за приливный цикл) коэффициент диапикнической диффузии. Затем оба коэффициента суммируются, и находится скорректированный (за счет эффекта ВПВ) коэффициент вертикальной турбулентной диффузии, после чего уравнения гидротермодинамики моря интегрируются далее при скорректированном коэффициенте до выхода решения на квазистационарный режим. Сравнение решений, полученных с учетом и без учета эффекта ВПВ, дает представление о приливных изменениях климатических характеристик в море. Преимуществом такого способа описания является отказ от двух априорных предположений, принятых в [12], как то: о неизменности в горизонтальной плоскости вертикального распределения диссипации бароклинной приливной энергии и фиксации вертикального масштаба вырождения диссипации (задание его равным значению, свойственному Бразильской котловине), как это делается в случае, когда ответственность за диссипацию возлагается на орографическое сопротивление. Оба предположения дискуссионны, имея в виду пятнистость структуры диссипации в океане. Такова вкратце суть принятого косвенного способа описания эффекта ВПВ, предложенного в [15]. Коэффициент диапикнической диффузии, необходимый для определения скорректированного коэффициента вертикальной турбулентной диффузии, задается по результатам работы [16].

3. Результаты моделирования

Для достижения поставленной цели было признано целесообразным выполнить, как минимум, следующие три численных эксперимента: 1) восстановление температуры и солёности морской воды к их климатическим значениям считается происходящим с одинаковой скоростью и, по терминологии автора статьи [6], сильным (соответственно, время восстановления задается равным $\tau_T = 10^5$ с, $\tau_S = 10^5$ с); 2) восстановление задается одинаковым, как и в предыдущем случае, и умеренным ($\tau_T = 10^6$ с, $\tau_S = 10^6$ с); 3) восстановление полагается разным для температуры и солености морской воды и смешанным ($\tau_T = 10^5$ с, $\tau_S = 10^6$ с). Первый эксперимент будем отождествлять с отсчётным, используемым в дальнейшем для сравнения с двумя другими. Как уже отмечалось во Введении, во всех трех случаях форсинг задаётся средним (за выбранный период) из соображений минимизации расчётного времени. Основанием служит полученное в [5] заключение о том, что расхождения между решениями, отвечающими принятому здесь способу описания неприливных форсингов, и их определениями как части годового цикла, малы.

Судя по результатам моделирования, температура морской воды в рассматриваемом море постепенно уменьшается от 3 до $-1,5$ $^{\circ}\text{C}$ в поверхностном слое и от 0,5 до $-1,5$ $^{\circ}\text{C}$ в придонном (рис. 1). Температура воды в губе Буор-Хая, Оленекском, Анабарском и Хатангском заливах уменьшается от 2 $^{\circ}\text{C}$ вблизи материка до 1 $^{\circ}\text{C}$ в устьевых зонах. Напротив, солёность морской воды увеличивается от 16 до 32% в поверхностном слое и от 18 до 31% в придонном (рис. 2). Солёность воды в Янском, Оленекском и Хатангском заливах остаётся практически неизменной и равной 18–22%.

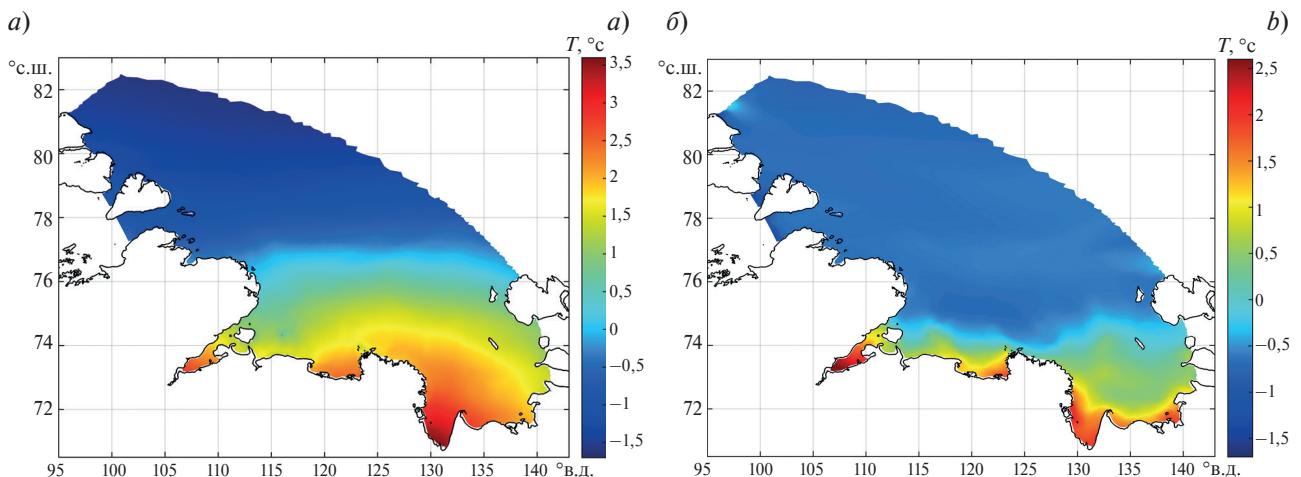


Рис. 1. Температуры морской воды в поверхностном (a) и придонном (б) слоях моря при значениях времени восстановления, принятых в эксперименте 1

Fig. 1. Seawater temperature in subsurface (a) and near-bottom (b) layers of the sea for values of the restoring time, accepted in the experiment 1

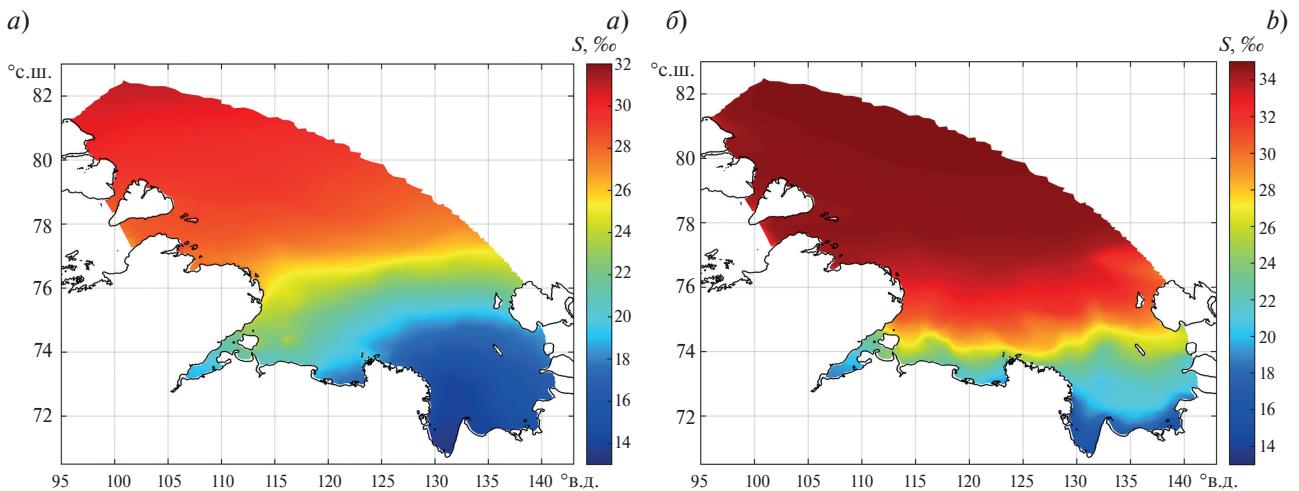


Рис. 2. Соленость морской воды в поверхностном (a) и придонном (b) слоях моря при значениях времени восстановления, принятых в эксперименте 1

Fig. 2. Seawater salinity in subsurface (a) and near-bottom (b) layers of the sea for values of the restoring time, accepted in the experiment 1

На рис. 3 представлено вертикальное распределение температуры морской воды вдоль меридионального разреза 120°в.д. Отметим, прежде всего, общие тенденции ее изменения: уменьшение температуры от небольших положительных значений (~ 2 °C) до отрицательных (-1 °C), факт, известный нами из наблюдений [17]. В этом отношении результаты моделирования новой информации не привносят. Отрадно, что они не противоречат данным наблюдений.

Ниже описываются поля разностей модельных значений температуры и солёности морской воды, отвечающие различным комбинациям второго и третьего экспериментов относительно первого. Нетрудно видеть, что разности температур в поверхностном слое (рис. 4), отвечающие комбинации экспериментов 2–1, невелики, составляя до 0,1 °C в западной части моря, затем они уменьшаются до $-0,8$ °C в восточной, после чего вновь увеличиваются до $-0,2$ °C в окрестности прол. Дм. Лаптева в северо-восточной части моря.

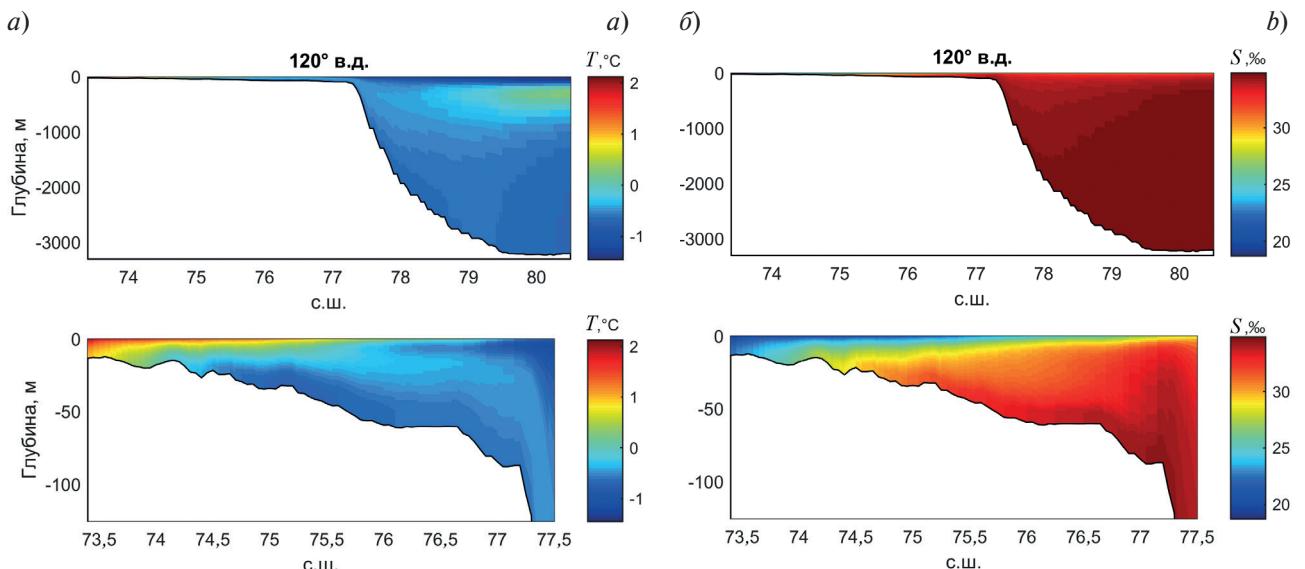


Рис. 3. Вертикальные распределения температуры (a) и солености (b) морской воды вдоль меридионального разреза 120°в.д. при значениях времени восстановления, принятых в эксперименте 1

Fig. 3. Vertical distributions of seawater temperature (a) and salinity (b) along 120°E meridional transection for values of the restoring time, accepted in the experiment 1

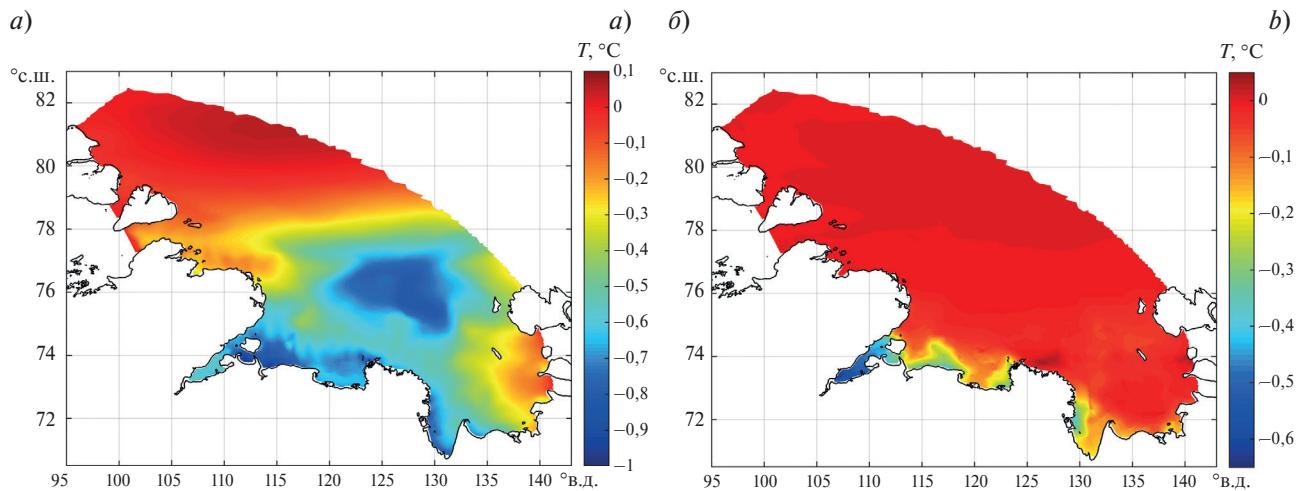


Рис. 4. Разность температур морской воды в поверхностном (а) и придонном (б) слоях моря при комбинации экспериментов 2–1

Fig. 4. A difference of seawater temperature in the subsurface (a) and near-bottom (b) layers of the Sea for the 2–1 combination of experiments

В придонном слое разность температур либо принимает близкие к нулю значения, либо увеличивается на доли градуса, либо, наконец, уменьшается до $-0,2^{\circ}\text{C}$. Максимальные понижения температуры отмечаются в Янском, Оленекском, Анабарском и Хатангском заливах, где они достигают $-0,4^{\circ}\text{C}$. Изменения температуры в поверхностном слое, отвечающие комбинации экспериментов 3–1, также невелики, составляя $-0,04^{\circ}\text{C}$ в центральной части моря, затем они увеличиваются до $0,04^{\circ}\text{C}$, вновь уменьшаются до $-0,02^{\circ}\text{C}$ в Янском зал. и принимают более низкие значения в губе Буор-Хая. В придонном слое при той же комбинации экспериментов разность температуры увеличивается на $0,05^{\circ}\text{C}$ в западной части моря, достигает $0,1^{\circ}\text{C}$ к югу, после чего увеличение температуры сменяется ее уменьшением на $-0,2^{\circ}\text{C}$ в юго-восточной части моря и на $-0,4^{\circ}\text{C}$ в Янском зал. и губе Буор-Хая.

Разность солёности морской воды в поверхностном слое, отвечающая комбинации экспериментов 2–1 (рис. 5), чётко делится на три области. В одной, располагающейся в северо-западной части моря и отчасти в центральной, она близка к нулю, составляя $\pm 0,5\%$, увеличивается до $3,0\text{--}3,5\%$ к юго-востоку и затем

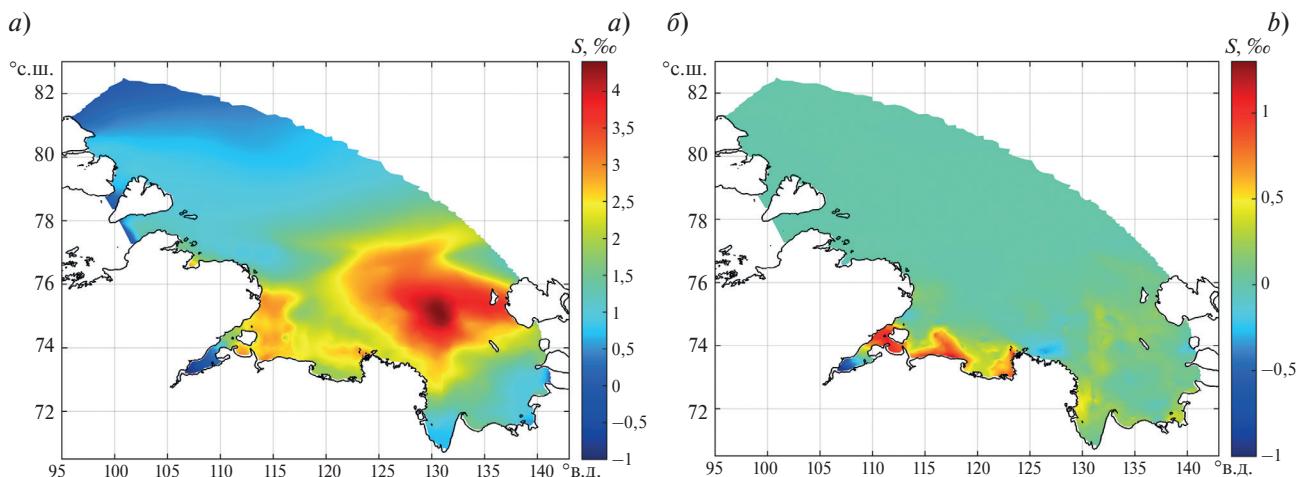


Рис. 5. Разность солёности морской воды в поверхностном (а) и придонном (б) слоях моря при комбинации экспериментов 2–1

Fig. 5. A difference of seawater salinity in the subsurface (a) and near-bottom (b) layers of the Sea for the 2–1 combination of experiments

вновь понижается до 1,5‰ и меньше в Янском зал. В придонном слое она составляет 0,00–0,25‰ в основной части моря и только в восточной части губы Буор-Хая, а также в Оленекском и Анабарском заливах увеличивается до 0,75‰, сменяясь с отрицательной на положительную по мере увеличения расстояния вдоль оси Хатангского зал.

Что касается разностей температуры и солёности морской воды в комбинациях экспериментов 3–1 (не представлено), то они применительно к температуре близки к нулю в поверхностном слое вблизи примерно половины северной и всей северо-западной открытых границ моря, к югу они становятся отрицательными, достигая $-0,04^{\circ}\text{C}$ и меньше, затем переходят через нуль и преобразуются в положительные, равные $0,02^{\circ}\text{C}$ и больше, и, наконец, в крайней юго-восточной части моря вновь становятся отрицательными. В результате разность температуры в губе Буор-Хая оказывается отрицательной, в Оленекском зал. — положительной, а в Хатангском зал. — вновь отрицательной. В придонном слое разность температур близка к нулю на большей части моря, затем переходит через нуль к югу и далее всюду остается отрицательной. Два исключения — Оленекский и Хатангский заливы. В первом из них разность температуры положительна и равна $0,1^{\circ}\text{C}$ и больше, во втором — близка к нулю.

Разность солёности морской воды в поверхностном слое от отрицательных на севере переходит через нуль на юге и становится положительной в обширной области, расположенной в юго-восточной части моря, и вновь сменяется отрицательной в Янском зал. Небольшие положительные значения (до 1,5‰) она приобретает в губе Буор-Хая и больше (до 2‰) в Оленекском зал. Близкие к нулю значения разностей солёности, достигающие 1,5‰, присущи Хатангскому зал. В придонном слое значения разности солёности близки к нулю, с приближением к о. Котельный становятся положительными, равными 0,5‰, затем отрицательными до $-1,5\text{‰}$ и вновь положительными в губе Буор-Хая и Янском зал. Значения разности солёности здесь близки к 0,5‰ в Янском зал. и меньше в губе Буор-Хая. Отметим также её понижение до $-1,0\text{‰}$ в Оленекском зал. и чередование отрицательных и положительных значений (в пределах $\pm 0,5\text{‰}$) в Хатангском зал. вблизи о. Бол. Бегичев.

Рассмотрим вертикальные распределения температуры и солёности морской воды вдоль меридионального разреза 120°в.д. Их распределения, отвечающие комбинации экспериментов 2–1, характеризуются почти однородными структурами с типичными для них небольшими значениями разностей до $-0,2^{\circ}\text{C}$ для температуры и 1,5‰ для солёности в мелководной части разреза и меньшими их значениями в глубоководной части вблизи свободной поверхности моря. Исключение составляют разности температуры в глубоководной части разреза, охватывающие верхние несколько сотен метров и даже слой моря с большими глубинами. Однако разности температуры здесь невелики и, как правило, не выходят за пределы точности ее измерений (рис. 6). Структура разностей солености на всём разрезе для комбинаций экспериментов 3–1 (не приводится) похожа на присущую для комбинации экспериментов 2–1 в смысле их близости к нулю.

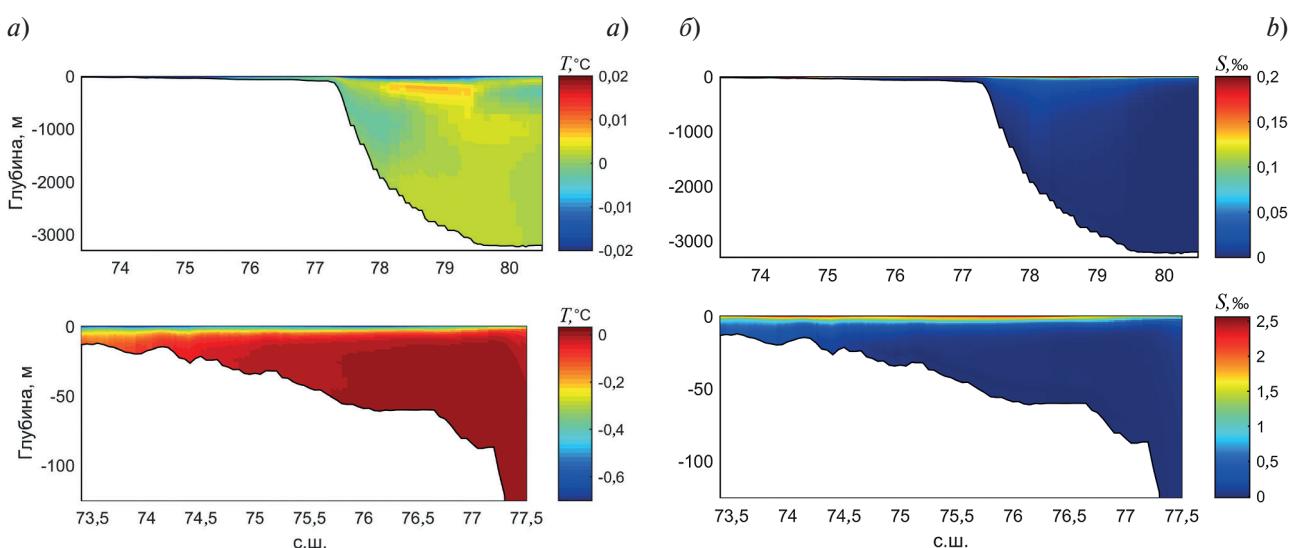


Рис. 6. То же, как на рис. 3, для разностей температуры (a) и солености (б) морской воды при комбинации экспериментов 2–1

Fig. 6. The same as in Fig. 3 for the difference of seawater temperature (a) and salinity (b) for the 2–1 combination of experiments

Иное дело — разности температуры для комбинации экспериментов 3–1 (не приводится). Присущие ему разности температуры получаются наиболее заметными вблизи материка, где они достигают 0,02 °C. То же самое происходит в глубоководной части разреза с той лишь разницей, что они становятся здесь, хотя и малыми, но обнаруживаемыми. Еще раз подчеркнем, что в обоих случаях (для обеих комбинаций экспериментов) разности солёности остаются близкими к нулю в пределах всего разреза.

Закончим обсуждение результатов моделирования двумя заключениями, непосредственно вытекающими из сравнения модельных средних (за выбранный период и по площади моря) значений температуры T и солёности S морской воды в поверхностном и придонном слоях моря, отвечающих принятым оценкам времени восстановления, с данными наблюдений (см. табл. 1) и модельных локальных вертикальных профилей названных переменных (рис. 7). Сравнение модельных средних (в указанном смысле) значений трёх пар переменных между собой в каждом слое с данными наблюдений убеждает, что они, во-первых, соизмеримы между собой для T и лишь мало отличаются для S и что, во-вторых, чувствительность T/S к изменениям их времени восстановления можно считать слабой. В том, что это так, можно убедиться либо по отсутствию разнсений модельных вертикальных профилей T/S , отвечающих разным значениям времени восстановления (факт, означающий их слияние), либо по небольшим разнсениям соответствующих вертикальных профилей, не превосходящим, как правило, примерно 1 °C для T и 1,5% для S .

Таблица 1

Table 1

Средние (за выбранный период и по площади моря) значения температуры T и солёности S морской воды и с данные наблюдений

The averaged (for the chosen period and by the sea's area) values of seawater temperature T and salinity S and observational data

Местоположение области определения T/S	Данные наблюдений, приведенные в цифровом атласе Арктика [12]		Эксперимент 1		Эксперимент 2		Эксперимент 3	
	T °C	S %	T °C	S %	T °C	S %	T °C	S %
Поверхностный слой	0,38	22,98	0,27	23,62	-0,10	25,37	0,27	25,37
Придонный слой	-0,68	30,42	-0,30	30,50	-0,33	30,56	-0,31	30,56

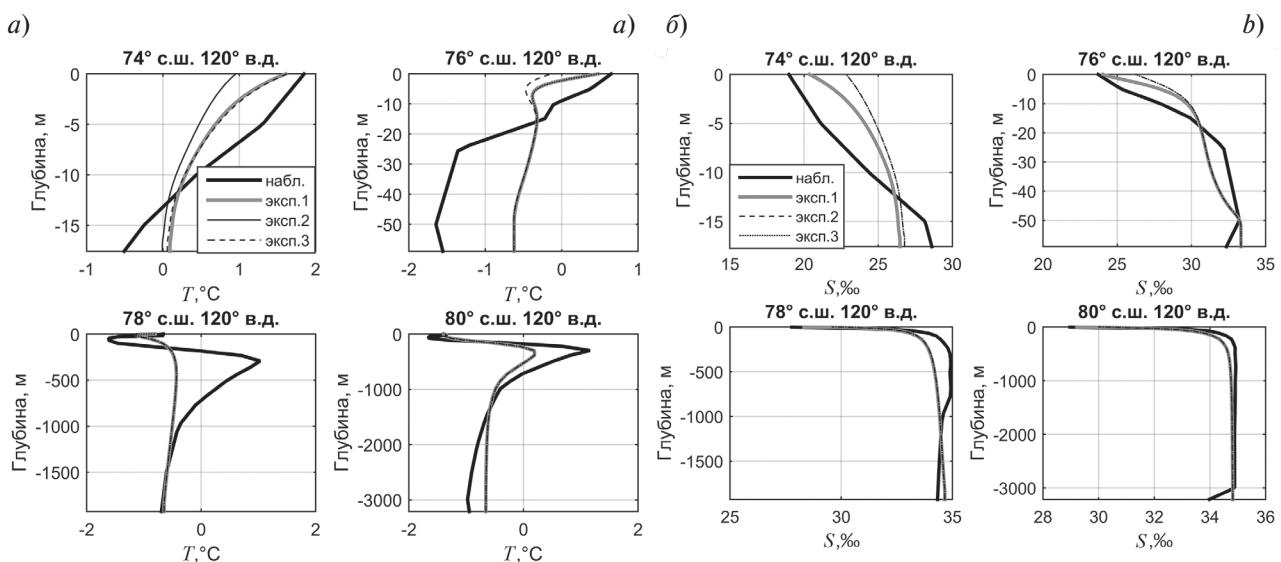


Рис. 7. Верткальные профили температуры (a) и солености (б) морской воды в пунктах с широтами 74, 76, 78, 80°с.ш. вдоль меридионального разреза 120°в.д., соответствующие различным модельным экспериментам и данным наблюдений

Fig. 7. Vertical profiles of seawater temperature (a) and salinity (b) at the sites with the latitudes of 74, 76, 78, 80°N in the 120°E meridional transect for the different model experiments and observational data

Обратим внимание на еще одну особенность решения, представленную на рис. 7. Речь идет о сравнительно небольших отклонениях поверхностных температур T_s и солености S_s воды на свободной поверхности моря от их наблюдаемых (в нашем случае климатических) значений. Для объяснения причины появления этой особенности дискретизируем вертикальные производные от T и S , входящие в граничные условия на свободной поверхности, односторонними конечными разностями. В результате получаем, скажем, для T выражение

$$\left(\frac{k_{w0}}{h} + \frac{h}{\tau_T} \right) T_s = \frac{k_{w0}}{h} T_{-1} + \frac{h}{\tau_T} T_{s0}, \quad (1)$$

где h — толщина поверхностного слоя, равная его протяженности от свободной поверхности моря до ближайшего к ней расчетного уровня с индексом -1 , T_{-1} — температура на этом уровне, T_s и T_{s0} — предсказываемые и климатические значения температуры воды на поверхности моря, k_{w0} — коэффициент вертикальной турбулентной диффузии на уровне шероховатости морской поверхности снизу, определяемый законом стенки. Тогда, пренебрегая $\frac{h}{\tau_T}$ по сравнению с $\frac{k_{w0}}{h}$ вследствие неравенства $\frac{h}{\tau_T} \ll \frac{k_{w0}}{h}$ $h / \tau_T \ll k_{w0} / h$

и полагая, что T_{-1} и T_s связаны друг с другом соотношением $T_{-1} = \alpha_T T_s$, где α_T — множитель, характеризующий корреляцию T_{-1} с T_s , приходим к окончательному выражению

$$T_s = (1 - \alpha_T)^{-1} \frac{h^2}{\tau_T k_{w0}} T_{s0}. \quad (2)$$

Из него следует, что поверхностная температура T_s с точностью до постоянной $(1 - \alpha_T)^{-1} \frac{h^2}{\tau_T k_{w0}}$ совпадает с ее климатическим значением T_{s0} . Вывод можно повторить применительно к поверхностной солености S_s морской воды или просто заменить обозначения α_T , T_s , T_{s0} , фигурирующие в определении T_s , на α_S , S_s , S_{s0} , соответственно. Таким образом, упомянутая особенность своим происхождением обязана использованию восстанавливющих граничных условий на поверхности раздела вода-воздух, которые при учете связи между T_{-1} и T_s , равно как и между S_{-1} и S_s , предопределяют ее присутствие на свободной поверхности моря.

Отметим также тенденцию к сглаживанию вертикальных градиентов температуры и солености морской воды, видимо, имеющую прямое отношение не к обсуждаемым здесь восстанавливающим граничным условиям, а скорее к включению ВПВ, учет которых влечет за собой усиление вертикального перемешивания и, следовательно, сглаживание вертикальных градиентов названных переменных.

4. Заключение

Для исследования чувствительности температуры и солёности морской воды к изменениям их времени восстановления в безледном море Лаптевых привлекается трехмерная конечно-элементная гидростатическая модель QUODDY-4 и косвенный способ описания эффекта ВПВ. Локальная диссипация бароклинной приливной энергии, входящая в выражение для коэффициента диапикнической диффузии, находится из решения вспомогательной задачи о динамике и энергетике ВПВ. Описание локальной диссипации производится с использованием косвенного способа, который сводится к ее представлению в терминах скорректированного коэффициента вертикальной турбулентной диффузии, учитывающего индуцируемую ВПВ диссипацию бароклинной приливной энергии. Обсуждаются результаты моделирования температуры и солёности морской воды в поверхностном и придонных слоях моря, а также их вертикальные распределения вдоль меридионального разреза 120°в.д., отвечающие сильному умеренному и смешанному типам восстановления переменных к их климатическим значениям. В результате сравнения выясняется, что температура и солёность морской воды в море Лаптевых являются слабо чувствительными к изменениям их времени восстановления. Сказанное также следует из сравнения модельных вертикальных профилей температуры и солёности морской воды в ряде пунктов указанного меридионального разреза для трех разных типов восстановления. Ранее исследования чувствительности решения к заданию граничных условий на поверхности моря Лаптевых не производились.

Финансирование

Работа выполнена в рамках государственного задания (тема № FMWE-2021-0014).

Funding

The work was carried out within the framework of the State assignment No. FMWE-2021-0014.

Литература

1. *Large W.G., Danabasoglu G., Doney S.C., McWilliams J.C.* Sensitivity to surface forcing and boundary layer mixing in a global ocean model: Annual-mean climatology // *Journal of Physical Oceanography*. 1997. Vol. 27, N 11. P. 2418–2447. doi:10.1175/1520-0485(1997)027<2418: STSFAB>2.0.CO;2
2. *Cox M.D., Bryan K.* A numerical model of the ventilated thermocline // *Journal of Physical Oceanography*. 1984. Vol. 14. P. 674–687.
3. *Cummins P.F., Holloway G., Gargett E.* Sensitivity of the GFDL ocean general circulation model to a parameterization of vertical diffusion // *Journal of Physical Oceanography*. 1990. Vol. 20, N 6. P. 817–830. doi:10.1175/1520-0485(1990)020<0817: sotgog>2.0.co;2
4. *Danabasoglu G., Mc Williams J.C.* Sensitivity of the global ocean circulation to parameterizations of mesoscale tracer transports // *Journal of Climate*. 1995. Vol. 8, N 12. P. 2967–2987. doi:10.1175/1520-0442(1995)008<2967: SOTGOC>2.0.CO;2
5. *Hirst A.C., Cai W.* Sensitivity of a world ocean GCM to changes in subsurface mixing parameterization // *Journal of Physical Oceanography*. 1994. Vol. 24, N 6. P. 1256–1279. doi:10.1175/1520-0485(1994)024<1256: SOAWOG>2.0.CO;2
6. *Jayne S.R.* The impact of abyssal mixing parameterizations in an ocean general model // *Journal of Physical Oceanography*. 2009. Vol. 39, N 7. P. 1756–1775. doi:10.1175/2009JPO4085.1
7. *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.
8. *Rio M.H., Guinehut S., Larnicol G.* New CNES-CLS09 global mean dynamic topography computed from the combination of GRACE data, altimetry, and in situ measurements // *Journal of Geophysical Research*. 2011. Vol. 116, N C07018. doi:10.1029/2010JC006505
9. *Dee D.P., Uppala S.M., Simmons A.J. et al.* The ERA-Interim reanalysis: configuration and performance of the data assimilation system // *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*. 2011. Vol. 137. P. 553–597. doi:10.1002/qj.828
10. *Lindsay R., Wensnahan M., Schweiger A., Zhang J.* Evaluation of seven different atmospheric reanalysis products in the Arctic // *Journal of Climate*. 2014. Vol. 27. P. 2588–2606. doi:10.1175/JCLI-D-13-00014.1
11. Environmental Working Group. Edited by L. Timokhov and F. Tanis. Environmental Working Group Joint U.S.-Russian Atlas of the Arctic Ocean, Version 1. Boulder, Colorado USA. NSIDC: National Snow and Ice Data Center. 1997. doi:10.7265/N5H12ZX4
12. *Jayne S.R., St. Laurent L.C.* Parameterizing tidal dissipation over rough topography // *Geophysical Research Letters*. 2001. Vol. 28, N 5. P. 811–814. doi:10.1029/2000GL012044
13. *Osborn T.R.* Estimates of the local rate of vertical diffusion from dissipation measurements // *Journal of Physical Oceanography*. 1980. Vol. 10, N1. P. 83–89. doi:10.1175/1520-0485(1980)010<0083: EOTLRO>2.0.CO;2
14. *Заславский Г.М., Саидеев Р.З.* Введение в нелинейную физику. М.: Наука, 1988. 368 с.
15. *Каган Б.А., Софьина Е.В.* Способ учета приливных изменений региональных климатов водоемов на примере безледного Баренцева моря // *Океанология*. 2017. Т. 57, N 2. С. 275–283. doi:10.7868/S0030157416060046
16. *Каган Б.А., Тимофеев А.А.* Определение диссипации бароклинной приливной энергии и связанного с ней коэффициента диапикнической диффузии как первый шаг оценивания роли приливных эффектов в формировании климатических характеристик моря Лаптевых // *Фундаментальная и прикладная гидрофизика*. 2020. Т. 13, № 4. С. 39–49. doi:10.7868/S2073667320040048
17. *Добровольский А.Д., Залогин Б.С.* Моря СССР. М.: Изд-во МГУ, 1982. 192 с.

References

1. *Large W.G., Danabasoglu G., Doney S.C., McWilliams J.C.* Sensitivity to surface forcing and boundary layer mixing in a global ocean model: Annual-mean climatology. *Journal of Physical Oceanography*. 1997, 27(11), 2418–2447. doi:10.1175/1520-0485(1997)027<2418: STSFAB>2.0.CO;2
2. *Cox M.D., Bryan K.* A numerical model of the ventilated thermocline. *Journal of Physical Oceanography*. 1984, 14, 674–687.
3. *Cummins P.F., Holloway G., Gargett E.* Sensitivity of the GFDL ocean general circulation model to a parameterization of vertical diffusion. *Journal of Physical Oceanography*. 1990, 20(6), 817–830. doi:10.1175/1520-0485(1990)020<0817: sotgog>2.0.co;2

4. *Danabasoglu G., Mc Williams J.C.* Sensitivity of the global ocean circulation to parameterizations of mesoscale tracer transports. *Journal of Climate*. 1995, 8(12), 2967–2987. doi:10.1175/1520-0442(1995)008<2967: SOTGOC>2.0.CO;2
5. *Hirst A.C., Cai W.* Sensitivity of a World Ocean GCM to Changes in Subsurface Mixing Parameterization. *Journal of Physical Oceanography*. 1994, 24(6), 1256–1279. doi:10.1175/1520-0485(1994)024<1256: SOAWOG>2.0.CO;2
6. *Jayne S.R.* The impact of abyssal mixing parameterizations in an ocean general model. *Journal of Physical Oceanography*. 2009, 39(7), 1756–1775. doi:10.1175/2009JPO4085.1
7. *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.
8. *Rio M.H., Guinehut S., Larnicol G.* New CNES-CLS09 global mean dynamic topography computed from the combination of GRACE data, altimetry, and in situ measurements. *Journal of Geophysical Research*. 2011, 116(C07018). doi:10.1029/2010JC006505
9. *Dee D.P., Uppala S.M., Simmons A.J. et. al.* The ERA-Interim reanalysis: configuration and performance of the data assimilation system. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*. 2011, 137, 553–597. doi:10.1002/qj.828
10. *Lindsay R., Wensnahan M., Schweiger A., Zhang J.* Evaluation of seven different atmospheric reanalysis products in the Arctic. *Journal of Climate*. 2014, 27, 2588–2606. doi:10.1175/JCLI-D-13-00014.1
11. Environmental Working Group. Edited by L. Timokhov and F. Tanis. Environmental Working Group Joint U.S.-Russian Atlas of the Arctic Ocean, Version 1. Boulder, Colorado USA. NSIDC, *National Snow and Ice Data Center*, 1997. doi:10.7265/N5H12ZX4
12. *Jayne S.R., St. Laurent L.C.* Parameterizing tidal dissipation over rough topography. *Geophysical Research Letters*. 2001, 28(5), 811–814. doi:10.1029/2000GL012044
13. *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
14. *Zaslavsky G.M., Sagdeev R.Z.* Introduction to nonlinear physics. *Moscow, Nauka*, 1988, 368 p.
15. *Kagan B.A., Sofina E.V.* A method of accounting for tidal changes in regional climates of a water basin under conditions of an ice-free Barents Sea. *Oceanology*. 2017, 57, 245–252. doi:10.1134/S0001437016060047
16. *Kagan B.A., Timofeev A.A.* The determination of baroclinic tidal energy dissipation and its related diapycnal diffusivity as the first step in estimating the role of tidal effects in the formation of the Laptev Sea's climatic characteristics. *Fundamental and Applied Hydrophysics*. 2020, 13(4), 39–49 (in Russian). doi:10.7868/S2073667320040048
17. *Dobrovol'skii A.D., Zalogin B.S.* The seas of the USSR. *Moscow, MGU*, 1982, 192 p. (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

СОФЬИНА Екатерина Владимировна, РИНЦ Author ID: 169097, ORCID ID: 0000-0001-9206-8253,
Scopus Author ID: 23111468200, WoS ResearcherID: E-3920–2014, sofjina_k@mail.ru

УДК 535.36

© Л. С. Долин^{1,2*}, 2023

¹Институт прикладной физики РАН, 603950, ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, Россия

²Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,

603950, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, Россия

*lev.dolin@ipfran.ru

О ВЛИЯНИИ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ ФЛУКТУАЦИЙ ГИДРООПТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК НА ЭНЕРГИЮ ПРИХОДЯЩЕГО ИЗ ВОДОЕМА ЛИДАРНОГО ЭХО-СИГНАЛА

Статья поступила в редакцию 08.11.2022, после доработки 08.01.2023, принята в печать 16.01.2023

Аннотация

Разработаны теоретические модели статистических характеристик лидарного эхо-сигнала, предназначенные для интерпретации результатов оптического зондирования сильноeutрофированных водоемов. Получены формулы для расчета статистически среднего значения и коэффициента вариации энергии сигнала упругого обратного рассеяния, приходящего из приповерхностного слоя воды со случайно-неоднородными показателями поглощения и рассеяния. Приведены примеры зависимости указанных характеристик сигнала от коэффициентов вариации оптических характеристик воды. Установлено, что флуктуации показателя поглощения приводят к увеличению средней энергии принимающего сигнала, а флуктуации показателя рассеяния — к ее небольшому уменьшению. Значительное уменьшение средней энергии эхо-сигнала может наблюдаться при взаимно коррелированных флуктуациях показателей поглощения и рассеяния, т. е. в случае, когда флуктуирует показатель ослабления при неизменном альбедо однократного рассеяния. Высказаны соображения о том, каким образом могут быть построены алгоритмы оценки средних значений оптических характеристик воды и параметров их неоднородностей по среднему значению и коэффициенту вариации энергии эхо-сигнала.

Ключевые слова: лидар, вода, упругое рассеяние света, флуктуации гидрооптических характеристик, статистические свойства лидарных эхо-сигналов

© L. S. Dolin^{1,2*}, 2023

¹Institute of Applied Physics RAS, 603950, Ulyanova Str., 46, Nizhny Novgorod, Russia

²Lobachevsky State University of Nizhny Novgorod, 603950, Gagarin Avenue, 23, Nizhny Novgorod, Russia

*lev.dolin@ipfran.ru

ON THE INFLUENCE OF SPATIAL FLUCTUATIONS OF THE WATER INHERENT OPTICAL PROPERTIES ON THE ENERGY OF A LIDAR ECHO SIGNAL COMING FROM A WATER

Received 08.11.2022, Revised 08.01.2023, Accepted 16.01.2023

Abstract

Theoretical models of the statistical characteristics of the lidar echo signal have been developed to interpret the results of optical sounding of heavily eutrophicated water bodies. Formulas are obtained for calculating the statistically average value and coefficient of variation of the energy of the elastic backscattering signal coming from the near-surface layer of water with randomly inhomogeneous absorption and scattering coefficients. Examples of the dependence of the indicated signal characteristics on the coefficients of variation of the optical characteristics of water are given. It has been established that fluctuations in the absorption coefficient lead to an increase in the average energy of the received signal, and fluctuations in the scattering coefficient to its slight decrease. A significant decrease in the average echo signal energy can be observed with cross-correlated fluctuations in the absorption and scattering coefficients, i. e. in the case when the attenuation coefficient fluctuates

Ссылка для цитирования: Долин Л.С. О влиянии пространственных флуктуаций гидрооптических характеристик на энергию приходящего из водоема лидарного эхо-сигнала // Фундаментальная и прикладная гидрофизика. 2023. Т. 16, № 1. С. 35–47. doi:10.48612/fpg/1gan-g7mu-dk9p

For citation: Dolin L.S. On the Influence of Spatial Fluctuations of the Water Inherent Optical Properties on the Energy of a Lidar Echo Signal Coming from a Water. *Fundamental and Applied Hydrophysics*. 2023, 16, 1, 35–47. doi:10.48612/fpg/1gan-g7mu-dk9p

at a constant single scattering albedo. Considerations are made on how algorithms for estimating the average values of the optical characteristics of water and the parameters of their inhomogeneities from the average value and the coefficient of variation of the echo signal energy can be constructed.

Keywords: lidar, water, elastic light scattering, fluctuations in hydrooptical characteristics, statistical properties of lidar echoes

1. Введение

Существующие методы интерпретации результатов лазерного зондирования морей и внутренних водоемов базируются на теории распространения света в водах с однородными или горизонтально однородными оптическими свойствами, которые характеризуются заданными профилями первичных гидрооптических характеристик (ПГХ) [1–26]. Между тем, в реальных условиях оптические характеристики воды — показатели поглощения и рассеяния, могут заметно флюктуировать, т. е. случайным образом изменяться во времени и пространстве. Особенно большие флюктуации ПГХ (с пространственными масштабами порядка дециметра и более¹) наблюдаются во внутренних водоемах в период цветения воды [27–31], и эти флюктуации должны учитываться при построении алгоритмов определения концентрации растворенного и взвешенного в воде вещества по лидарным эхо-сигналам. Известно, что слой мутной среды с заданным количеством поглощающего вещества имеет минимальную прозрачность при однородном распределении поглотителя в слое, а флюктуации его концентрации увеличивают среднюю прозрачность слоя (эффект «решетка») [32–34]. Этот эффект наряду с эффектом образования теней за неоднородностями ПГХ должен проявляться и при лазерном зондировании водной среды со случайно-неоднородными оптическими свойствами. Цель данной работы заключается в теоретическом исследовании влияния флюктуаций показателей поглощения и рассеяния воды на характеристики сигнала упругого обратного рассеяния — статистически средний сигнал и дисперсию его относительных флюктуаций. Изложенная в работе теория в определенной степени подобна теории пространственных шумов, возникающих в оптических томограммах биотканей из-за флюктуаций их оптических характеристик [35–37]. Различие между двумя теориями обусловлено в основном тем, что в работах по томографии анализировался двумерный пространственный сигнал, а здесь будет исследоваться одномерный сигнал — энергия принимаемого светового импульса как функция горизонтальной координаты лидара. С такими сигналами приходится иметь дело в случаях, когда лидар не позволяет разделять отклик среды на парциальные эхо-сигналы, приходящие с различных глубин, как это имеет место при зондировании вод с очень низкой прозрачностью или при регистрации сигналов флуоресценции.

2. Постановка задачи

Считаем, что лидар располагается на высоте H над плоской водной поверхностью, а диаграммы направленности излучателя и приемника имеют общую ось, ориентированную вертикально². При написании формул используем следующие обозначения: $W(\mathbf{r})$ — энергия сигнала упругого обратного рассеяния как функция координат точки пересечения оси лазерного пучка с водной поверхностью $\mathbf{r}(x, y)$; W_1 — энергия зондирующего импульса; $2r_1$ и $2\theta_1$ — диаметр и угол расходности лазерного пучка; $2r_2$ и $2\theta_2$ — диаметр входного зрачка и угол поля зрения приемника; R_F — коэффициент отражения Френеля водной поверхности; $n_w = 1,33$ — показатель преломления воды; $a(\mathbf{r}, z)$, $b(\mathbf{r}, z)$ и $c(\mathbf{r}, z) = a + b$ — показатели поглощения, рассеяния и ослабления света в точке воды с координатами x , y , z . Индикатрису рассеяния задаем в виде комбинации узкой $P^\uparrow(\theta)$ и изотропной $P^\circ(\theta) = 1$ индикатрис с весовыми множителями, зависящими от вероятности обратного рассеяния p_b :

$$P(\theta) = (1 - 2p_b)P^\uparrow(\theta) + 2p_bP^\circ(\theta), \quad p_b = (1/2) \int_{\pi/2}^{\pi} P(\theta) \sin \theta d\theta. \quad (1)$$

Предполагаем выполненные условия $(1/2) \int_0^{\pi} P(\theta) \sin \theta d\theta = 1$, $P^\uparrow(\theta > \pi/2) \ll p_b \ll 1$,

¹Наиболее быстрые временные изменения ПГХ возникают в результате переноса неоднородностей ПГХ течениями. Характерное время этих изменений равно отношению пространственного масштаба неоднородностей к скорости течения.

²В реальных условиях зондирование осуществляется под некоторым углом к вертикали, чтобы отражения от водной поверхности не попадали в фотоприемник. Однако к заметным изменениям сигнала, приходящего из водной толщи, это не приводит.

$$\overline{\theta^2} = (1/2) \int_0^{\pi/2} \theta^2 P^{\uparrow}(\theta) \sin \theta d\theta \ll 1. \quad (2)$$

Показатели поглощения и рассеяния представляем в виде

$$a(\mathbf{r}, z) = \bar{a}[1 + \delta a(\mathbf{r}, z)], \quad b(\mathbf{r}, z) = \bar{b}[1 + \delta b(\mathbf{r}, z)], \quad (3)$$

где \bar{a} и \bar{b} их статистически средние значения, а δa и δb — случайные относительные отклонения от средних значений. Флюктуации ПГХ считаем пространственно однородными и характеризуем корреляционными функциями вида

$$B_a(\rho, \zeta) = \overline{\delta a(\mathbf{r} + \rho, z + \zeta) \delta a(\mathbf{r}, z)} = \overline{(\delta a)^2} \cdot R(\rho) Z(\zeta), \quad (4)$$

$$B_b(\rho, \zeta) = \overline{\delta b(\mathbf{r} + \rho, z + \zeta) \delta b(\mathbf{r}, z)} = \overline{(\delta b)^2} \cdot R(\rho) Z(\zeta), \quad (5)$$

$$R(\rho) = \exp(-\rho^2 / \rho_0^2), \quad Z(\zeta) = ch^{-2}(\zeta / \zeta_0), \quad (6)$$

где $\overline{(\delta a)^2}$ и $\overline{(\delta b)^2}$ — дисперсии относительных флюктуаций показателей поглощения и рассеяния, параметры ζ_0 и ρ_0 — радиусы вертикальной и горизонтальной корреляции флюктуаций указанных ПГХ. Заметим, что функция $ch^{-2}(\zeta / \zeta_0)$ в (6) очень мало отличается от $\exp(-\zeta^2 / \zeta_0^2)$, но ее использование вместо гауссовой функции позволяет существенно упростить аналитические выражения для статистических характеристик эхо-сигнала.

3. Модель случайной реализации эхо-сигнала

Модель обратно рассеянного сигнала строилась в предположении, что радиус горизонтальной корреляции флюктуаций ПГХ превышает горизонтальный размер освещаемого объема воды, а радиус вертикальной корреляции их флюктуаций может быть любым. При сделанном предположении формулу для расчета энергии сигнала $W(\mathbf{r})$ можно получить, проинтегрировав по времени известное выражение для мощности импульсного сигнала упругого обратного рассеяния, приходящего из водной среды с горизонтально однородными ПГХ, произвольно зависящими от глубины [1, 8, 38]. Эта формула имеет вид

$$W(\mathbf{r}) = (\pi W_1 / 4) r_2^2 \theta_2^2 \int_0^\infty 2b_b(\mathbf{r}, z) \left[\iint_{-\infty}^z E_1(\mathbf{r}, \mathbf{r}', z) E_2(\mathbf{r}, \mathbf{r}', z) d^2 \mathbf{r}' \right] dz, \quad (7)$$

$$b_b(\mathbf{r}, z) = p_b b(\mathbf{r}, z), \quad (8)$$

где b_b — показатель обратного рассеяния, E_1 — облученность в точке (\mathbf{r}', z) от вспомогательного непрерывного источника излучения с единичной мощностью и такими же, как у реального источника, параметрами $2r_1$ и $2\theta_1$, а E_2 — распределение облученности в воде от вспомогательного непрерывного источника с единичной мощностью, диаметром апертуры $2r_2$ и шириной диаграммы направленности $2\theta_2$.

Влияние стратифицированной водной среды на структуру лазерного пучка с хорошей точностью описывается решением уравнения переноса излучения в малоугловом приближении [39]. Однако, это решение представляется в виде интеграла Фурье, что усложняет расчет статистических моментов сигнала W . Поэтому здесь мы воспользуемся менее точной, но очень простой, моделью полей облученности $E_{1,2}$, построенной на основе решения уравнения переноса излучения в малоугловом диффузационном приближении [39]:

$$E_i(\mathbf{r}, \mathbf{r}', z) = \frac{1 - R_F}{\pi d_i(z)} \exp \left[- \int_0^z \alpha(\mathbf{r}, z') dz' - (\mathbf{r}' - \mathbf{r})^2 / d_i(z) \right], \quad i = 1, 2, \quad (9)$$

$$\alpha(\mathbf{r}, z) = a(\mathbf{r}, z) + 2b_b(\mathbf{r}, z), \quad (10)$$

$$d_i(z) = r_i^2 + \theta_i^2 (H + z / n_w)^2 + \frac{1}{3} \bar{b} (1 - 2p_b) \overline{\theta^2} \cdot z^3. \quad (11)$$

В соответствии с этой моделью распределение облученности в поперечном сечении светового пучка описывается функцией Гаусса, а показатель экспоненциального ослабления полной мощности пучка α равен сумме показателей поглощения и изотропного рассеяния. Эффект уширения пучка из-за многократного

рассеяния света «вперед» учитывается третьим слагаемым в правой части формулы (11). При этом влияние флуктуаций показателя рассеяния на дисперсию распределения облученности d_i считается пренебрежимо малым. После подстановки выражений (9)–(11) в уравнение (7) оно принимает вид

$$W(\mathbf{r}) = A \int_0^{\infty} 2b_b(\mathbf{r}, z) \cdot \exp \left[-2 \int_0^z \alpha(\mathbf{r}, z') dz' \right] \frac{dz}{d(z)}, \quad (12)$$

$$A = (1 - R_F)^2 W_1 r_2^2 \theta_2^2 / 4.$$

$$d(z) = (r_1^2 + r_2^2) + (\theta_1^2 + \theta_2^2) (H + z / n_w)^2 + \frac{2}{3} \bar{b} (1 - 2p_b) \bar{\theta}^2 \cdot z^3.$$

4. Формулы для расчета статистических характеристик эхо-сигнала

Пространственный сигнал $W(\mathbf{r})$ будем характеризовать его статистическими моментами первого и второго порядка — средним значением \bar{W} и корреляционной функцией

$$B_W(\rho) = \overline{W(\mathbf{r} + \rho) W(\mathbf{r})}, \quad (13)$$

а также функцией корреляции

$$B_{\Delta W}(\rho) = \overline{\Delta W(\mathbf{r} + \rho) \Delta W(\mathbf{r})} = B_W(\rho) - \bar{W}^2 \quad (14)$$

флуктуаций сигнала $\Delta W(\mathbf{r}) = W(\mathbf{r}) - \bar{W}$, дисперсией его флуктуаций

$$d_W = B_{\Delta W}(0), \quad (15)$$

коэффициентом пространственной корреляции флуктуаций

$$K(\rho) = B_{\Delta W}(\rho) / B_{\Delta W}(0) \quad (16)$$

и коэффициентом вариации сигнала

$$\delta_W = \sqrt{d_W} / \bar{W}. \quad (17)$$

Для лучшего понимания того, почему флуктуации различных ПГХ по-разному проявляются в эхо-сигнале, расчет его статистических характеристик был выполнен для случаев, когда флуктуирует либо один из параметров a и b , или флуктуирует показатель ослабления $c = a + b$ при сохранении альбедо однократного рассеяния $\omega_0 = b/c$.

А. Флуктуирует только показатель поглощения. При условии $\delta b = 0$ уравнение (12) принимает вид

$$W(\mathbf{r}) = 2p_b \bar{b} A \int_0^{\infty} \exp \left[-2\Delta\tau_a(\mathbf{r}, z) \right] F_a(z) dz, \quad (18)$$

$$\Delta\tau_a(\mathbf{r}, z) = \bar{a} \int_0^z \delta a(\mathbf{r}, z') dz', \quad F_a(z) = \exp \left[-2(\bar{a} + 2p_b \bar{b}) z \right] / d(z). \quad (19)$$

Если считать, что показатель экспоненты $\varphi = -2\Delta\tau_a(\mathbf{r}, z)$ в правой части уравнения (18) распределен по нормальному закону, то статистическое усреднение функции W можно выполнить с помощью соотношения

$$\overline{\exp(\varphi)} = \exp \left[\overline{\varphi^2} / 2 \right]. \quad (20)$$

Это соотношение можно использовать и для нахождения функции $B_W(\rho)$, полагая $\varphi = -2[\Delta\tau_a(\mathbf{r} + \rho, z_1) + \Delta\tau_a(\mathbf{r}, z_2)]$. В результате находим:

$$\bar{W} = 2p_b \bar{b} A \int_0^{\infty} \exp \left[2 \overline{(\Delta\tau_a(\mathbf{r}, z))^2} \right] F_a(z) dz, \quad (21)$$

$$B_{\Delta W}(\rho) = (2p_b \bar{b} A)^2 \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} \left[\exp \left(4 \overline{\Delta\tau_a(\mathbf{r} + \rho, z_1) \Delta\tau_a(\mathbf{r}, z_2)} \right) - 1 \right] \times \\ \times \left[\exp \left(2 \overline{(\Delta\tau_a(\mathbf{r}, z_1))^2} + 2 \overline{(\Delta\tau_a(\mathbf{r}, z_2))^2} \right) \right] F_a(z_1) F_a(z_2) dz_1 dz_2, \quad (22)$$

$$\overline{\Delta\tau_a(\mathbf{r}+\mathbf{p}, z_1)\Delta\tau_a(\mathbf{r}, z_2)} = \overline{(\delta a)^2} R(\rho) (\bar{a}\zeta_0)^2 \ln \frac{ch(z_1/\zeta_0)ch(z_2/\zeta_0)}{ch[(z_1-z_2)/\zeta_0]}, \quad (23)$$

$$\overline{(\Delta\tau_a(\mathbf{r}, z))^2} = 2\overline{(\delta a)^2} (\bar{a}\zeta_0)^2 \ln [ch(z/\zeta_0)]. \quad (24)$$

В. Флуктуирует только показатель рассеяния. При условии $\delta a = 0$ уравнение (12) и формулы для расчета статистических моментов энергии эхо-сигнала могут быть записаны в виде

$$\begin{aligned} W(\mathbf{r}) &= A \int_0^\infty 2b_b(\mathbf{r}, z) \exp \left(-4 \int_0^z b_b(\mathbf{r}, z') dz' \right) \frac{\exp(-2\bar{a}z)}{d(z)} dz = \\ &= (A/2) \int_0^\infty \left\{ 1 - \exp \left[-4p_b(\bar{b}z + \Delta\tau_b(\mathbf{r}, z)) \right] \right\} F_b(z) dz, \end{aligned} \quad (25)$$

$$\Delta\tau_b(\mathbf{r}, z) = \bar{b} \int_0^z \delta b(\mathbf{r}, z') dz', \quad F_b(z) = -\frac{d}{dz} \left[\frac{\exp(-2\bar{a}z)}{d(z)} \right], \quad (26)$$

$$\overline{W} = (A/2) \int_0^\infty \left\{ 1 - \exp \left[-4p_b \bar{b}z + 8p_b^2 \overline{(\Delta\tau_b(\mathbf{r}, z))^2} \right] \right\} F_b(z) dz, \quad (27)$$

$$\begin{aligned} B_{\Delta W}(\rho) &= (A^2/4) \int_0^\infty \int_0^\infty \left[\exp \left(16p_b^2 \overline{\Delta\tau_b(\mathbf{r}+\mathbf{p}, z_1)\Delta\tau_b(\mathbf{r}, z_2)} \right) - 1 \right] \times \\ &\times \left[\exp \left(-4p_b \bar{b}(z_1 + z_2) + 8p_b^2 \overline{(\Delta\tau_b(\mathbf{r}, z_1))^2} + 8p_b^2 \overline{(\Delta\tau_b(\mathbf{r}, z_2))^2} \right) \right] F_b(z_1) F_b(z_2) dz_1 dz_2. \end{aligned} \quad (28)$$

Выражения для статистических моментов функции $\Delta\tau_b(\mathbf{r}, z)$ получаются из формул (23) и (24) путем замены $\overline{(\delta a)^2} \rightarrow \overline{(\delta b)^2}$, $\bar{a} \rightarrow \bar{b}$.

С. Флуктуирует показатель ослабления при неизменном значении альбедо однократного рассеяния. Если предположить, что выполняется условие $\omega_0 = b/c = \bar{b}/\bar{c} = \text{const}$, и флуктуации показателя ослабления $c = a + b$ описываются формулами

$$c(\mathbf{r}, z) = \bar{c} [1 + \delta c(\mathbf{r}, z)], \quad (29)$$

$$B_c(\rho, \zeta) = \overline{\delta c(\mathbf{r} + \mathbf{p}, z + \zeta) \delta c(\mathbf{r}, z)} = \overline{(\delta c)^2} \cdot R(\rho) Z(\zeta), \quad (30)$$

то уравнение (12) и формулы для расчета статистических моментов энергии эхо-сигнала могут быть записаны в виде

$$W(\mathbf{r}) = C \int_0^\infty \left\{ 1 - \exp \left[-2k(\bar{c}z + \Delta\tau(\mathbf{r}, z)) \right] \right\} F_c(z) dz, \quad (31)$$

$$k = 1 - (1 - 2p_b)\omega_0, \quad C = \omega_0 p_b A / k, \quad (32)$$

$$\Delta\tau(\mathbf{r}, z) = \bar{c} \int_0^z \delta c(\mathbf{r}, z') dz', \quad F_c(z) = -\frac{d}{dz} (d(z))^{-1}, \quad (33)$$

$$\overline{W} = C \int_0^\infty \left[1 - \exp \left(-2k\bar{c}z + 2k^2 \overline{(\Delta\tau(\mathbf{r}, z))^2} \right) \right] F_c(z) dz, \quad (34)$$

$$\begin{aligned} B_{\Delta W}(\rho) &= C^2 \int_0^\infty \int_0^\infty \left[\exp \left(4k^2 \overline{\Delta\tau(\mathbf{r}+\mathbf{p}, z_1)\Delta\tau(\mathbf{r}, z_2)} \right) - 1 \right] \times \\ &\times \left[\exp \left(-2k\bar{c}(z_1 + z_2) + 2k^2 \overline{(\Delta\tau(\mathbf{r}, z_1))^2} + 2k^2 \overline{(\Delta\tau(\mathbf{r}, z_2))^2} \right) \right] F_c(z_1) F_c(z_2) dz_1 dz_2. \end{aligned} \quad (35)$$

Выражения для статистических моментов функции $\Delta\tau(\mathbf{r}, z)$ получаются из формул (23) и (24) путем замены $\overline{(\delta a)^2} \rightarrow \overline{(\delta c)^2}$, $\bar{a} \rightarrow \bar{c}$.

5. Численный анализ статистических характеристик эхо-сигнала

Как следует из формул (12)–(35), выражения для статистических характеристик эхо-сигнала могут быть представлены в виде функций безразмерной переменной $\bar{c}\rho$ и безразмерных параметров $\hat{\omega}_0 = \bar{b} / \bar{c}$, $\bar{c}\rho_0$, $\bar{c}\zeta_0$, $(\delta a)^2$, $(\delta b)^2$, $(\delta c)^2$, $\bar{c}(r_1^2 + r_2^2)^{1/2}$, $\bar{c}H$. На рис. 1, *a*, рис. 2, *a* и рис. 3, *a* представлены результаты расчета параметра

$$N = \frac{\bar{W} - W_0}{W_0}, \quad (36)$$

характеризующего отличие статистически средней энергии \bar{W} флюкутирующего эхо-сигнала от энергии W_0 регулярного сигнала, который должен был бы приходить из водной среды с пространственно однородными оптическими характеристиками $a = \bar{a}$, $b = \bar{b}$. Кривые этих рисунков изображают зависимость параметра N от коэффициентов вариации

$$\delta_a = \sqrt{(\delta a)^2}, \quad \delta_b = \sqrt{(\delta b)^2}, \quad \delta_c = \sqrt{(\delta c)^2} \quad (37)$$

показателей поглощения, рассеяния и ослабления при трех различных значениях параметра $\hat{\omega}_0$ и при условиях $\bar{c}\zeta_0 = 0,75$, $\bar{c}(r_1^2 + r_2^2)^{1/2} = 0,175$, $\bar{c}H = 5$. Рис. 1, *б*, рис. 2, *б* и рис. 3, *б* иллюстрируют зависимость коэффициента вариации δ_W энергии эхо-сигнала (формула (17)) от величины параметров (37) и $\hat{\omega}_0$ при указанных выше значениях трех других параметров.

Из рисунков видно, что пространственные флюкутации различных ПГХ по-разному проявляются в эхо-сигнале. Флюкутации показателя поглощения (при его заданном среднем значении) могут приводить к существенному увеличению статистически среднего сигнала (рис. 1, *а*), тогда как флюкутации показателя рассеяния его уменьшают, но очень незначительно (рис. 2, *а*). При взаимно коррелированных флюкутациях показателей поглощения и рассеяния (т.е. флюкутациях показателя ослабления при заданном альбедо однократного рассеяния) средний сигнал может уменьшаться существенно (рис. 3, *а*).

В рассматриваемых трех случаях численные значения коэффициента вариации сигнала δ_W (при условии $\delta_a = \delta_b = \delta_c$) тоже различаются (рис. 1, *б*, рис. 2, *б* и рис. 3, *б*), но не так существенно, как значения параметра N , характеризующего влияние флюкутаций ПГХ на среднюю энергию сигнала. Кривые рис. 1, *а* и *б*, изображающие зависимость параметров N и δ_W от коэффициента вариации показателя поглощения δ_a , очень между собой похожи, чего нельзя сказать о соответствующих кривых рис. 2 и 3. Пространственные флюкутации показателя рассеяния вызывают сильные флюкутации эхо-сигнала (рис. 2, *б*), но не оказывают заметного влияния на его среднее значение. Зависимость $\delta_W(\delta_c)$ при $\hat{\omega}_0 = 0,5$ (рис. 3, *б*) подобна зависимости $\delta_W(\delta_a)$ (рис. 1, *б*), а при $\hat{\omega}_0 = 0,9$ она почти совпадает с зависимостью $\delta_W(\delta_b)$ (рис. 2, *б*).

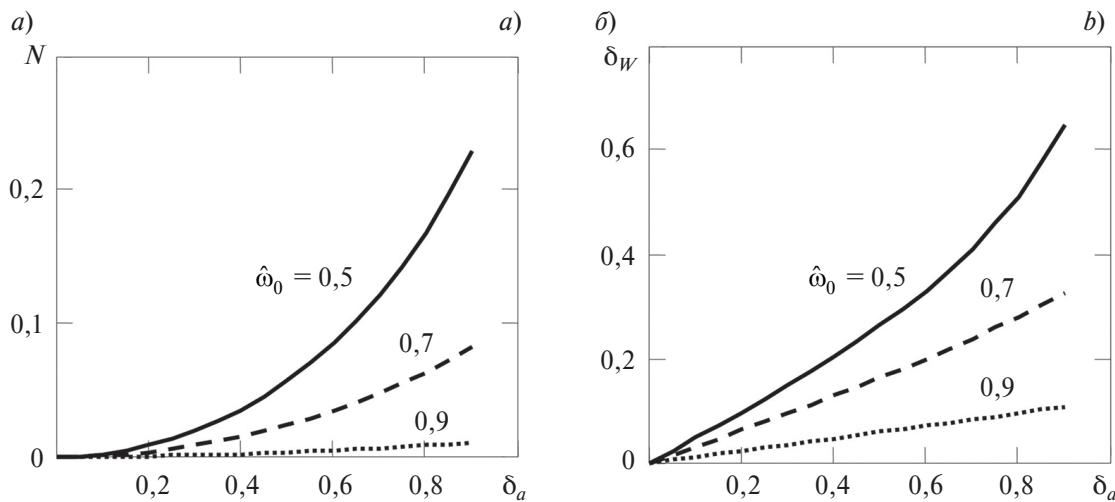


Рис. 1. Зависимость параметров N (*а*) и δ_W (*б*) (см. формулы (36) и (17)) от коэффициента вариации показателя поглощения δ_a при значениях параметра $\hat{\omega}_0$, указанных на рисунках, и при условиях $\bar{c}\zeta_0 = 0,75$, $\bar{c}(r_1^2 + r_2^2)^{1/2} = 0,175$, $\bar{c}H = 5$.

Fig. 1. Dependence of the parameters N (*a*) and δ_W (*b*) (see eq. (36) and (17)) on the absorbance variation coefficient δ_a at the values of the parameter $\hat{\omega}_0$, indicated in the figures and assuming $\bar{c}\zeta_0 = 0.75$, $\bar{c}(r_1^2 + r_2^2)^{1/2} = 0.175$, $\bar{c}H = 5$.

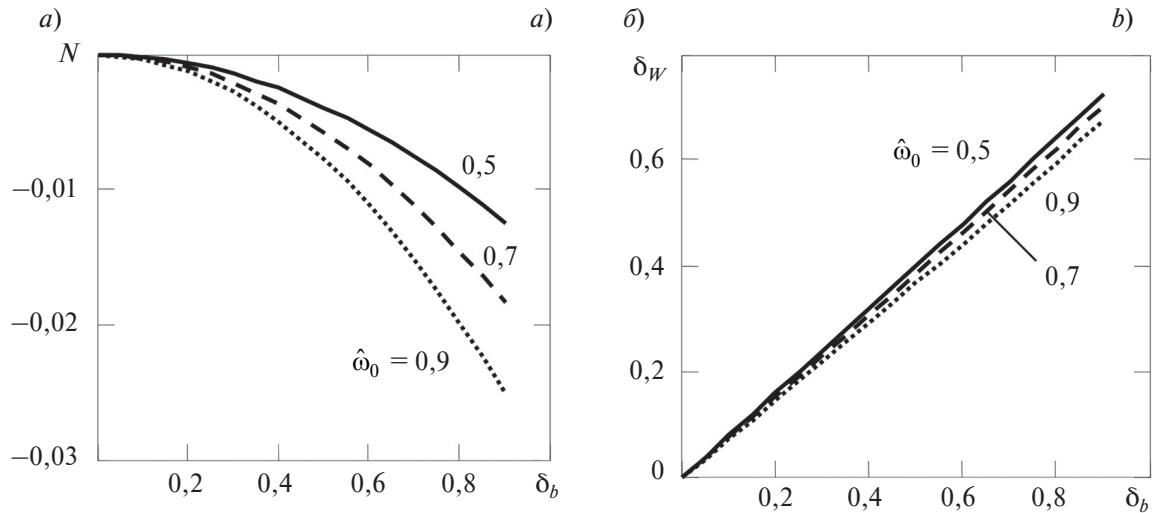


Рис. 2. Зависимость параметров N (а) и δ_W (б) от коэффициента вариации показателя рассеяния δ_b при условиях, указанных в подписи к рисунку 1

Fig. 2. Dependence of the parameters N (a) and δ_W (b) on the variation coefficient δ_b of the scattering coefficient under the conditions indicated in the caption to Fig. 1

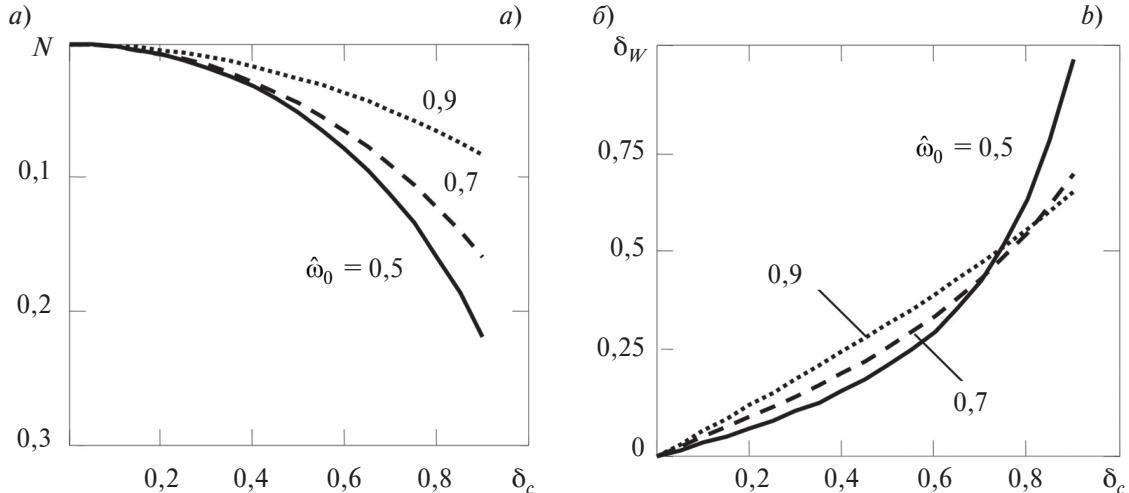


Рис. 3. Зависимость параметров N (а) и δ_W (б) от коэффициента вариации показателя ослабления δ_c при условиях, указанных в подписи к рисунку 1

Fig. 3. Dependence of the parameters N (a) and δ_W (b) on the variation coefficient δ_c of the attenuation coefficient under the conditions indicated in the caption to Fig. 1

Заметим, что увеличение средней энергии эхо-сигнала из-за флюктуаций показателя поглощения является непосредственным проявлением эффекта «решетка», приводящего к увеличению толщины водного слоя, из которого приходит сигнал. А ее уменьшение из-за флюктуаций показателя ослабления или показателя рассеяния происходит в результате того, что верхняя часть каждого из сгустков поглощающего и рассеивающего вещества затеняет его нижнюю часть.

На рис. 4 приведены результаты расчета коэффициента пространственной корреляции $K(\rho)$ флюктуаций энергии эхо-сигнала, порождаемых неоднородностями показателя ослабления воды (формулы (16), (35)). Рисунок показывает, что в рассматриваемом случае функция $K(\rho)$ заметно отличается от коэффициента горизонтальной корреляции $R(\rho)$ флюктуаций показателя ослабления только при очень больших значениях его коэффициента вариации δ_c .

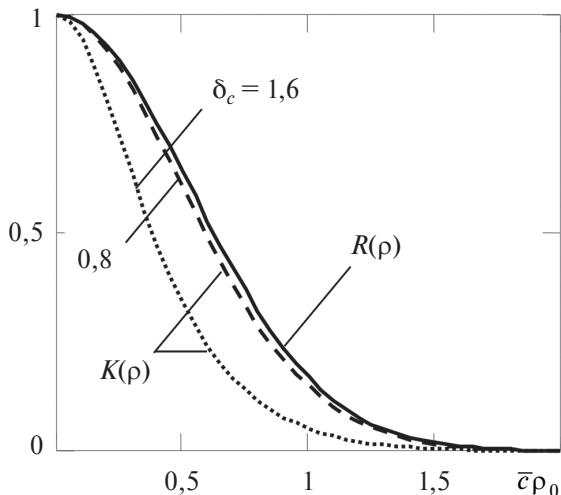


Рис. 4. Коэффициент пространственной корреляции флюктуаций эхо-сигнала $K(\rho)$ при значениях коэффициента вариации показателя ослабления $\delta_c = 0,8, 1,6$; $R(\rho)$ — коэффициент горизонтальной корреляции флюктуаций показателя ослабления; $\bar{c}\rho_0 = 0,75$, $\omega_0 = 0,7$, прочие параметры указаны в подписи к рисунку 1

Fig. 4. The spatial correlation coefficient $K(\rho)$ of the echo signal fluctuations for the variation coefficient of the attenuation coefficient $\delta_c = 0.8, 1.6$; $R(\rho)$ is the horizontal correlation coefficient of attenuation coefficient fluctuation; $\bar{c}\rho_0 = 0.75$; $\omega_0 = 0.7$; $R(\rho)$ — see equation (6); other parameters are indicated in the caption to Figure 1

6. Возможный способ оценки оптических свойств воды по среднему значению и коэффициенту вариации энергии эхо-сигнала

Если для определенности считать, что флюктуирующей характеристикой воды является показатель ослабления, то вид функций N и δ_W , изображенных на рис. 3, будет зависеть от средних значений \bar{c} , \bar{b} показателей ослабления и рассеяния, вероятности обратного рассеяния p_b , параметра индикаторы рассеяния $\bar{\theta}^2$ и вертикального радиуса корреляции ζ_0 флюктуаций показателя ослабления. Измерив два статистических параметра сигнала \bar{W} и δ_W , мы можем составить только два уравнения для решения обратной задачи, что указывает на невозможность ее решения без использования некоторой априорной информации об оптических характеристиках воды.

Как видно из рис. 4, при условии $\delta_c < 1$ радиус корреляции флюктуаций энергии эхо-сигнала ρ_W (ширина функции $K(\rho)$ по уровню $1/e$) практически не отличается от горизонтального радиуса корреляции ρ_0 флюктуаций показателя ослабления (ширины функции $R(\rho)$ по уровню $1/e$). Поэтому, если флюктуации показателя ослабления считать изотропными, то для оценки вертикального радиуса их корреляции можно воспользоваться соотношением $\zeta_0 = \rho_W$.

Для уменьшения числа неизвестных параметров в моделях эхо-сигнала можно было бы использовать эмпирические корреляционные связи между различными ПГХ, подобные регрессиям Левина — Копелевича [40, 41], которые позволяют выразить параметры \bar{b} , p_b и $\bar{\theta}^2$ через показатель ослабления \bar{c} . Эти регрессии были получены для морских вод с показателем ослабления $\bar{c} = (0,3 \div 1) \text{ м}^{-1}$ на длине волны 500 нм. Поиск аналогичных регрессий для вод внутренних водоемов в период их цветения сейчас тоже ведется [29]. Если бы параметры \bar{b} , p_b и $\bar{\theta}^2$ были удалены из теоретических выражений для \bar{W} , W_0 , N и δ_W с помощью эмпирических регрессий, то для нахождения оставшихся двух параметров \bar{c} и δ_c можно было бы использовать уравнения

$$W_0(\bar{c})[1 + N(\bar{c}, \delta_c)] = \bar{W}', \quad \delta_W(\bar{c}, \delta_c) = \delta'_W, \quad (38)$$

где \bar{W}' и δ'_W — измеренные значения статистических характеристик сигнала; $W_0 = \bar{W}(\delta_c = 0)$ — энергия сигнала, приходящего из водоема с однородными оптическими свойствами. После нахождения параметра \bar{c} остальные ПГХ определяются с помощью тех же самых регрессий, которые использовались для получения уравнений (38).

7. Заключение

Основная цель этой работы заключалась в исследовании механизмов воздействия пространственных флюктуаций различных ПГХ на лидарные эхо-сигналы, что потребовало максимального упрощения используемых моделей оптических свойств воды. Однако предлагаемый метод расчета статистических характеристик эхо-сигналов вполне пригоден и для развития теории лидарного зондирования реальных водоемов. Проведенное исследование показало, что флюктуации показателей поглощения, рассеяния

и показателя ослабления (при неизменном альбедо однократного рассеяния) примерно одинаково проявляются во флюктуациях эхо-сигнала, но по-разному изменяют его среднюю энергию. Под влиянием флюктуаций показателя поглощения она увеличивается, а в результате флюктуаций показателя ослабления и рассеяния средняя энергия сигнала уменьшается, но в существенно разной степени. Такие проявления флюктуаций ПГХ качественно объясняются двумя эффектами — увеличением средней прозрачности водного слоя из-за флюктуаций показателя поглощения («эффект решетка») и образованием теней за неоднородностями показателя ослабления, благодаря которым отражательная способность водного слоя уменьшается. Эти эффекты следует учитывать при построении алгоритмов определения оптических характеристик сильно эвтрофированных вод по лидарным сигналам.

Заметим, что при надводном расположении лидара наблюдение указанных эффектов может потребовать принятия специальных мер для устранения негативного влияния водной поверхности на принимаемый сигнал. Наиболее очевидный (но не всегда доступный) способ решения этой проблемы — работа в условиях штиля. При наличии волнения водная поверхность определенным образом модулирует мощность и энергию эхо-сигнала и становится источником мультиплексной помехи, которая затрудняет измерение ПГХ. По-видимому, с этой помехой можно было бы бороться тем же способом, который предлагается использовать для улучшения видимости подводных объектов через взволнованную водную поверхность в условиях естественного освещения [42]. Он заключается в устранении искажений сигнала с помощью информации о рельефе того участка поверхности, через который рассеянный свет поступает на фотоприемник. Данные о рельефе поверхности могут быть получены путем обработки ее изображений, формируемых специальной видеокамерой [43].

Финансирование

Работа выполнена в рамках реализации Программы стратегического академического лидерства «Приоритет 2030» ННГУ (№ темы Н-468-99_2021–2023) и по государственному заданию (тема № 0030–2021–0006).

Funding

The work was carried out as part of the implementation of the Strategic Academic Leadership Program “Priority 2030” of UNN (direction № N-468-99_2021–2023) and according to the State assignment (theme № 0030-2021–0006).

Литература

1. Долин Л.С., Савельев В.А. О характеристиках сигнала обратного рассеяния при импульсном облучении мутной среды узким направленным световым пучком // Известия АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1971. Т. 7, № 5. С. 505–510.
2. Браво-Животовский Д.М., Гордеев Л.Б., Долин Л.С., Моченев С.Б. Определение показателей поглощения и рассеяния морской воды по некоторым характеристикам светового поля искусственных источников света // Гидрофизические и гидрооптические исследования в Атлантическом и Тихом океанах. Под ред. А.С. Монина, К.С. Шифрина. М.: Наука, 1974. С. 153–158.
3. Оптика океана / Под ред. А.С. Монина. М.: Наука, 1983. Т. 1. Физическая оптика океана. 371 с.
4. Billard B., Abbot R.H., Penny M.F. Airborne estimation of sea turbidity parameters from the WRELANDS laser airborne depth sounder // Applied Optics. 1986. Vol. 25. P. 2080–2088.
5. Браво-Животовский Д.М., Долин Л.С., Савельев В.А., Фадеев В.В., Щегольков Ю.Б. Оптические методы диагностики океана. Лазерное дистанционное зондирование // «Дистанционные методы изучения океана». Горький: ИПФ АН СССР, 1987. С. 84–125.
6. Hoge F.E., Wright C.W., Krabill W.B., Buntzen R.R., Gilbert G.D., Swift R.N., Yungel J.K., Berry R.E. Airborne lidar detection of subsurface oceanic scattering layers // Applied Optics. 1988. Vol. 27. P. 3969–3977.
7. Васильков А.П., Кондранин Т.В., Мясников Е.В. Определение профиля показателя рассеяния света по поляризационным характеристикам отраженного назад излучения при импульсном зондировании океана. // Известия АН СССР, Физика атмосферы и океана. 1990. Т. 26, № 3. С. 307–312.
8. Долин Л.С., Левин И.М. Справочник по теории подводного видения. Ленинград: Гидрометеоиздат, 1991. 230 с.
9. Dolin L.S., Levin I.M. Optics, Underwater // Encyclopedia of Applied Physics, VCH Publishers, 1995. Vol. 12. P. 571–601.
10. Васильков А.П., Гольдин Ю.А., Гуреев Б.А. Определение вертикального распределения показателя рассеяния морской воды с помощью авиационного поляризационного лидара // Известия РАН. Физика атмосферы и океана. 1997. Т. 33, № 4. С. 563–569.

11. *Vasilkov A.P., Goldin Y.A., Gureev B.A., Hoge F.E., Swift R.N., Wright C.W.* Airborne polarized lidar detection of scattering layers in the ocean // *Applied Optics*. 2001. Vol. 40, N 24. P. 4353–4364. doi:10.1364/AO.40.004353
12. *Bissonnette L.R., Roy G., Poutier L., Cober S.G., Isaac G.A.* Multiple-scattering lidar retrieval method: tests on Monte Carlo simulations and comparisons with *in situ* measurements // *Applied Optics*. 2002. Vol. 41, N 30. P. 6307–6324. doi:10.1364/AO.41.006307
13. *Feygels V.I., Kopilevich Y.I., Surkov A., Yangel J.K., Behrenfeld M.J.* Airborne lidar system with variable field-of-view receiver for water optical measurements // *Proceedings of SPIE. Ocean Remote Sensing and Imaging II*. 2003. Vol. 5155. P. 12–21.
14. *Коханенко Г.П., Крекова М.М., Пеннер И.Э., Шаманаев В.С.* Обнаружение неоднородностей гидрозоля поляризационным лидаром // *Оптика атмосферы и океана*. 2004. Т. 17, № 9. С. 750–758.
15. *Kopilevich Yu., Feygels V.I., Tuell G.H., Surkov A.* Measurement of ocean water optical properties and seafloor reflectance with scanning hydrographic operational airborne lidar survey (SHOALS): I. Theoretical background // *Proceedings of SPIE*. 2005. Vol. 5885. 9 p.
16. *Tuell G.H., Feygels V., Kopilevich Yu., Weidemann A.D., Cunningham A.G., Mani R., Podoba V., Ramnath V., Park J.Y., Aitken J.* Measurement of ocean water optical properties and seafloor reflectance with scanning hydrographic operational airborne lidar survey (SHOALS): II. Practical results and comparison with independent data // *Proceedings of SPIE*. 2005. Vol. 5885. 13 p.
17. *Hoge F.E.* Oceanic inherent optical properties: proposed single laser lidar and retrieval theory // *Applied Optics*. 2005. Vol. 44, N 34. P. 7483–7486. doi:10.1364/AO.44.007483
18. *Churnside J.H., Thorne R.E.* Comparison of airborne lidar measurements with 420 kHz echo-sounder measurements of zooplankton // *Applied Optics*. 2005. Vol. 44, N 26. P. 5504–5514. doi:10.1364/AO.44.005504
19. *Zege E., Katsev I., Prikhach A.* Retrieval of seawater inherent optical properties profiles from lidar waveforms // *Proceedings of SPIE*. 2007. Vol. 6615, 66150B, 10 p.
20. *Dolina I.S., Dolin L.S., Levin I.M., Rodionov A.A., Savel'ev V.A.* Inverse problems of lidar sensing of the ocean. In: *Current Research on Remote Sensing, Laser Probing, and Imagery in Natural Waters* // *Proceeding of SPIE*. 2007. Vol. 6615, 66150C – 1–10.
21. *Долин Л.С.* Лидарный метод измерения частотно-контрастной характеристики водных слоев // *Фундаментальная и прикладная гидрофизика*. 2010. Т. 3, № 3 (9). С. 62–71.
22. *Коханенко Г.П., Балин Ю.С., Пеннер И.Э., Шаманаев В.С.* Лидарные и *in situ* измерения оптических параметров поверхностных слоев воды в озере Байкал // *Оптика атмосферы и океана*. 2011. Т. 24, № 5. С. 377–385.
23. *Palmer S.C.J., Pelevin V.V., Goncharenko I., Kovács A.W., Zlinszky A., Présing M., Horváth H., Nicolás-Perea V., Balzter H., Tóth V.R.* Ultraviolet Fluorescence LiDAR (UFL) as a Measurement Tool for Water Quality Parameters in Turbid Lake Conditions // *Remote Sensing*. 2013. Vol. 5. P. 4405–4422. doi:10.3390/rs5094405
24. *Пелевин В.В., Завьялов П.О., Коновалов Б.В., Абрамов О.И., Грабовский А.Б., Гончаренко И.В.* Дистанционное лазерное зондирование морей и внутренних водоемов портативными ультрафиолетовыми лидарами // Труды VIII международной конференции «Современные проблемы оптики естественных вод». 2015. С. 179–184.
25. *Глухов В.А., Гольдин Ю.А., Родионов М.А.* Экспериментальная оценка возможностей лидара ПЛД-1 по регистрации гидрооптических неоднородностей в толще морской среды // *Фундаментальная и прикладная гидрофизика*. 2017. Т. 10, № 2. С. 41–48. doi:10.7868/S207366731702006X
26. *Глухов В.А., Гольдин Ю.А., Родионов М.А.* Лидарный метод регистрации внутренних волн в водах с двухслойной стратификацией гидрооптических характеристик // *Фундаментальная и прикладная гидрофизика*. 2021. Т. 14, № 3. С. 86–97. doi:10.7868/S2073667321030084
27. *Леднёв В.Н., Гришин М.Я., Першин С.М., Бункин А.Ф., Капустин И.А., Мольков А.А., Ермаков С.А.* Лидарное зондирование пресноводной акватории с высокой концентрацией фитопланктона // *Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из Космоса*. 2016. Т. 13, № 1. С. 119–134. doi:10.21046/2070-7401-2016-13-1-119-134
28. *Grishin M. Ya., Lednev V.N., Pershin S.M., Bunkin A.F., Kobylyanskiy V.V., Ermakov S.A., Kapustin I.A., Molkov A.A.* Laser remote sensing of an algal bloom in a freshwater reservoir // *Laser Physics*. 2016. Vol. 26. 125601 (8pp). doi:10.1088/1054-660X/26/12/125601
29. *Мольков А.А., Капустин И.А., Щегольков Ю.Б., Воденеева Е.Л., Калашников И.Н.* Взаимосвязь первичных гидрооптических характеристик на 650 нм с глубиной видимости диска Секки и концентрацией сине-зеленых водорослей в Горьковском водохранилище // *Фундаментальная и прикладная гидрофизика*. 2018. Т. 11, № 3. С. 26–33. doi:10.7868/S2073667318030036
30. *Molkov A.A., Fedorov S.V., Pelevin V.V., Korchemkina E.N.* On regional models for high-resolution retrieval of Chlorophyll a and TSM Concentrations in the Gorky Reservoir by Sentinel-2 Imagery // *Remote Sensing*. 2019. Vol. 10, N 11. P. 1215–1241. doi.org/10.3390/rs11101215

31. Мольков А.А., Пелевин В.В., Корчемкина Е.Н. Оригинальная методика валидации спутниковых данных в условиях сильной пространственно-временной изменчивости оптических свойств воды внутренних эвтрофных водоемов // Фундаментальная и прикладная гидрофизика. 2020. Т. 13, № 2. С. 60–67. doi:10.7868/S2073667320020070
32. Fukshansky L. Absorption statistics in turbid media // Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer. 1987. Vol. 38. P. 389–406.
33. McClendon J.H., Fukshansky L. On the interpretation of absorption spectra of leaves — II. The non-absorbed ray of the sieve effect and the mean optical pathlength in the remainder of the leaf // Photo-chem Photobiol. 1990. Vol. 51. P. 211–216.
34. Anisimov O., Fukshansky L. Stochastic radiation in macroheterogeneous random optical media // Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer. 1992. Vol. 48. P. 169–186.
35. Долин Л.С., Сергеева Е.А., Турчин И.В. Теневые шумы в оптических томограммах биотканей // Квантовая электроника. 2008. Т. 38, № 6. С. 543–550.
36. Долин Л.С. Развитие теории переноса излучения в приложении к задачам инструментального видения в мутных средах // Успехи физических наук. 2009. Т. 179, № 5. С. 553–560. doi:10.3367/UFNe.0179.200905k.0553
37. Dolin L.S., Sergeeva E.A., Turchin I.V. Correlation characteristics of optical coherence tomography images of turbid media with statistically inhomogeneous optical parameters // Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer. 2012. Vol. 113, N 9. P. 691–703. doi:10.1016/j.jqsrt.2012.02.004
38. Долин Л.С., Долина И.С., Савельев В.А. Лидарный метод определения характеристик внутренних волн // Известия РАН. Физика атмосферы и океана. 2012. Т. 48, № 4. С. 501–511.
39. Долин Л.С., Савельев В.А. К теории распространения узкого пучка света в стратифицированной рассеивающей среде // Известия вузов. Радиофизика. 1979. Т. 22, № 11. С. 1310–1317.
40. Левин И., Копелевич О. Корреляционные соотношения между первичными гидрооптическими характеристиками в спектральном диапазоне около 550 нм. // Океанология. 2007. № 3, С. 374–379.
41. Левин И.М. Малопараметрические модели первичных оптических характеристик морской воды // Фундаментальная и прикладная гидрофизика. 2014. Т. 7, № 3, С. 3–22.
42. Турлаев Д.Г., Долин Л.С. О наблюдении подводных объектов через взволнованную водную поверхность: новый алгоритм коррекции изображений и лабораторный эксперимент // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2013. Т. 49, № 3. С. 370–376.
43. Турлаев Д.Г. Нахождение вектора уклонов взволнованной водной поверхности по ее изображению в условиях естественного освещения // Фундаментальная и прикладная гидрофизика. 2018. Т. 11, № 3. С. 91–96. doi:10.7868/S20736673180300115

References

1. Dolin L.S., Savel'ev V.A. Backscattering signal characteristics at pulse narrow beam illumination of a turbid medium. *Izvestiya Academy of Science USSR, Atmospheric and Oceanic Physics*. 1971, 7, 5, 505–510 (in Russian).
2. Bravo-Zhivotovsky D.M., Gordeev L.B., Dolin L.S., Mochenev S.B. Determining the absorption and scattering coefficients of sea water by some characteristics of a light field of artificial light sources. *Hydrophysical and hydrooptics investigations in the Atlantic and the Pacific Oceans* / Ed. By Monin A.S., Shifrin K.S. M., Nauka, 1974, 153–158 (in Russian).
3. Ocean optics / Ed. By Monin A.S. M., Nauka, 1983. Vol. 1. Physical optics of the ocean. 371 p. (in Russian).
4. Billard B., Abbot R.H., Penny M.F. Airborne estimation of sea turbidity parameters from the WRELANDS laser airborne depth sounder. *Applied Optics*. 1986, 25, 2080–2088.
5. Bravo-Zhivotovsky D.M., Dolin L.S., Savel'ev V.A., Fadeev V.V., Shchegol'kov Yu.B. Optical methods for sounding of the ocean: laser remote sensing. *Methods of Remote Sensing of the Ocean* / Ed. By Bravo-Zhivotovsky D.M., Dolin L.S. *Institute of Applied Physics, Gorky, USSR*, 1987, 84–125 (in Russian).
6. Hoge F.E., Wright C.W., Krabill W.B., Buntzen R.R., Gilbert G.D., Swift R.N., Yungel J.K., Berry R.E. Airborne lidar detection of subsurface oceanic scattering layers. *Applied Optics*. 1988, 27, 3969–3977.
7. Vasilkov A.P., Kondranin T.V., Myasnikov E.V. Determination of the profile of the light scattering index from the polarization characteristics of back-reflected radiation in pulsed sounding of the ocean. *Izvestiya Academy of Science USSR, Atmospheric and Oceanic Physics*. 1990, 26, 3, 307–312 (in Russian).
8. Dolin L.S., Levin I.M. Handbook on the Theory of Underwater Vision. *Leningrad, Gidrometeoizdat*, 1991. 230 p. (in Russian).
9. Dolin L.S., Levin I.M. Optics, Underwater. Encyclopedia of Applied Physics. *VCH Publishers*, 1995, 12, 571–601.
10. Vasilkov A.P., Goldin Yu.A., Gureev B.A. Determination of the vertical distribution of the seawater scattering index using an aviation polarization lidar. *Izvestiya, Atmospheric and Oceanic Physics*. 1997, 33, 4, 563–569 (in Russian).

11. Vasilkov A.P., Goldin Y.A., Gureev B.A., Hoge F.E., Swift R.N., Wright C.W. Airborne polarized lidar detection of scattering layers in the ocean. *Applied Optics*. 2001, 40, 24, 4353–4364. doi:10.1364/AO.40.004353
12. Bissonnette L.R., Roy G., Poutier L., Cober S.G., Isaac G.A. Multiple-scattering lidar retrieval method: tests on Monte Carlo simulations and comparisons with *in situ* measurements. *Applied Optics*. 2002, 41, 30, 6307–6324. doi:10.1364/AO.41.006307
13. Feygels V.I., Kopilevich Y.I., Surkov A., Yangel J.K., Behrenfeld M.J. Airborne lidar system with variable field-of-view receiver for water optical measurements. *Proceedings of SPIE. Ocean Remote Sensing and Imaging II*. 2003, 5155, 12–21.
14. Kokhanenko G.P., Krekova M.M., Penner I.E., Shamanaev V.S. Detection of hydrosol inhomogeneities by a polarizing lidar. *Atmospheric and Oceanic Optics*. 2004, 17, 9, 750–758. (in Russian).
15. Kopilevich Yu., Feygels V.I., Tuell G.H., Surkov A. Measurement of ocean water optical properties and seafloor reflectance with scanning hydrographic operational airborne lidar survey (SHOALS): I. Theoretical background. *Proceedings of SPIE*. 2005, 5885, 9 p.
16. Tuell G.H., Feygels V., Kopilevich Yu., Weidemann A.D., Cunningham A.G., Mani R., Podoba V., Ramnath V., Park J.Y., Aitken J. Measurement of ocean water optical properties and seafloor reflectance with scanning hydrographic operational airborne lidar survey (SHOALS): II. Practical results and comparison with independent data. *Proceedings of SPIE*. 2005, 5885, 13 p.
17. Hoge F.E. Oceanic inherent optical properties: proposed single laser lidar and retrieval theory. *Applied Optics*. 2005, 44, 34, 7483–7486. doi:10.1364/AO.44.007483
18. Churnside J.H., Thorne R.E. Comparison of airborne lidar measurements with 420 kHz echo-sounder measurements of zooplankton. *Applied Optics*. 2005, 44, 26, 5504–5514. doi:10.1364/AO.44.005504
19. Zege E., Katsev I., Prikhach A. Retrieval of seawater inherent optical properties profiles from lidar waveforms. *Proceedings of SPIE*. 2007, 6615, 66150B, 10 p.
20. Dolina I.S., Dolin L.S., Levin I.M., Rodionov A.A., Savel'ev V.A. Inverse problems of lidar sensing of the ocean In: Current Research on Remote Sensing, Laser Probing, and Imagery in Natural Waters. *Proceeding of SPIE*. 2007, 6615, 66150C – 1–10.
21. Dolin L.S. Lidar method for measurement of the modulation transfer function of water layers. *Fundamental and Applied Hydrophysics*. 2010, 3(9), 62–71 (in Russian).
22. Kokhanenko G.P., Balin Yu.S., Penner I.E., Shamanaev V.S. Lidar and *in situ* measurements of optical parameters of water surface layers in Lake Baikal. *Atmospheric and Oceanic Optics*. 2011, 24, 478–486. doi:10.1134/S1024856011050083
23. Palmer S.C.J., Pelevin V.V., Goncharenko I., Kovács A.W., Zlinszky A., Présing M., Horváth H., Nicolás-Perea V., Balzter H., Tóth V.R. Ultraviolet fluorescence LiDAR (UFL) as a measurement tool for water quality parameters in turbid lake conditions. *Remote Sensing*. 2013, 5, 4405–4422. doi:10.3390/rs5094405
24. Pelevin V., Zavialov P., Konovalov B., Abramov O., Grabovskiy A., Goncharenko I. Remote Laser Sensing of the Seas and Inland Waters Bodies using Portable Fluorescent Lidars(UFL series). *Proceedings of VIII International Conference “Current problems in optics of natural waters” (ONW’2015)*. St. Petersburg, 2015, 179–184 (in Russian).
25. Glukhov V.A., Goldin Yu.A., Rodionov M.A. Experimental estimation of the capabilities of the lidar PLD-1 for the registration of various hydro-optical irregularities of the sea water column. *Fundamental and Applied Hydrophysics*. 2017, 10, 2, 41–48. doi:10.7868/S207366731702006X (in Russian).
26. Glukhov V.A., Goldin Yu.A., Rodionov M.A. Method of Internal Waves Registration by Lidar Sounding in Case of Waters with Two-Layer Stratification of Hydrooptical Characteristics. *Fundamental and Applied Hydrophysics*. 2021, 14, 3, 86–97. doi:10.7868/S2073667321030084 (in Russian).
27. Lednev V.N., Grishin M. Ya., Pershin S.M., Bunkin A.F., Kapustin I.A., Molkov A.A., Ermakov S.A. Laser remote probing of freshwater reservoir with high phytoplankton concentration. *Sovremennye Problemy Distantionnogo Zondirovaniya Zemli iz Kosmosa*. 2016, 13, 1, 119–134 (in Russian). doi:10.21046/2070-7401-2016-13-1-119-134
28. Grishin M. Ya., Lednev V.N., Pershin S.M., Bunkin A.F., Kobylyanskiy V.V., Ermakov S.A., Kapustin I.A., Molkov A.A. Laser remote sensing of an algal bloom in a freshwater reservoir. *Laser Physics*. 2016, 26, 125601 (8pp). doi:10.1088/1054-660X/26/12/125601
29. Molkov A.A., Kapustin I.A., Shchegolkov Yu.B., Vodeneeva E.L., Kalashnikov I.N. On correlation between inherent optical properties at 650 nm, Secchi depth and blue-green algal abundance for the Gorky reservoir. *Fundamental and Applied Hydrophysics*. 2018, 11, 3, 26–33. doi:10.7868/S2073667318030036
30. Molkov A.A., Fedorov S.V., Pelevin V.V., Korchemkina E.N. On regional models for high-resolution retrieval of Chlorophyll a and TSM concentrations in the Gorky Reservoir by Sentinel-2 imagery. *Remote Sensing*. 2019, 10, 11, 1215–1241. doi:10.3390/rs11101215
31. Molkov A.A., Pelevin V.V., Korchemkina E.N. Approach of non-station-based *in situ* measurements for high resolution satellite remote sensing of productive and highly changeable inland waters. *Fundamental and Applied Hydrophysics*. 2020, 13(2), 60–67. doi:10.7868/S2073667320020070

32. *Fukshansky L.* Absorption statistics in turbid media. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer.* 1987, 38, 389–406.
33. *McClendon J.H., Fukshansky L.* On the interpretation of absorption spectra of leaves — II. The non-absorbed ray of the sieve effect and the mean optical pathlength in the remainder of the leaf. *Photo-chem Photobiol.* 1990, 51, 211–216.
34. *Anisimov O., Fukshansky L.* Stochastic radiation in macroheterogeneous random optical media. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer.* 1992, 48, 169–186.
35. *Dolin L.S., Sergeeva E.A., Turchin I.V.* Shadow noise in OCT images of biological tissues. *Quantum Electronics.* 2008, 38, 6, 543–550. doi:10.1070/QE2008v038n06ABEH013839
36. *Dolin L.S.* Development of the radiative transfer theory as applied to instrumental imaging in turbid media. *Physics — Uspekhi.* 2009, 52, 5, 519–526. doi:10.3367/UFNe.0179.200905k.0553
37. *Dolin L.S., Sergeeva E.A., Turchin I.V.* Correlation characteristics of optical coherence tomography images of turbid media with statistically inhomogeneous optical parameters. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer.* 2012, 113, 9, 691–703. doi:10.1016/j.jqsrt.2012.02.004
38. *Dolin L.S., Dolina I.S., Saveliev V.A.* A lidar method for determining internal wave characteristics. *Izvestiya, Atmospheric and Oceanic Physics.* 2012, 48, 4, 444–453. doi:10.1134/S0001433812040068
39. *Dolin L.S., Savel'ev V.A.* Theory of the propagation of a narrow light beam in a stratified scattering medium. *Radiophysics and Quantum Electronics.* 1979, 22, 11, 911–917.
40. *Levin I.M., Kopelevich O.V.* Correlations between the inherent hydrooptical characteristics in the spectral range close to 550 nm. *Oceanology.* 2007, 47, 3, 344–349. doi:10.1134/S000143700703006X
41. *Levin I.M.* Few-parameter optical models of seawater inherent optical properties. *Fundamental and Applied Hydrophysics.* 2014, 7, 3, 3–22 (in Russian).
42. *Turlaev D.G., Dolin L.S.* On observing underwater objects through a wavy water surface: a new algorithm for image correction and laboratory experiment. *Izvestiya, Atmospheric and Oceanic Physics.* 2013, 49, 3, 339–345. doi:10.1134/S0001433813030158
43. *Turlaev D.G.* Determining the vector of slopes of the water surface from its image under natural illumination. *Fundamental and Applied Hydrophysics.* 2018, 11, 3, 91–96 (in Russian). doi:10.7868/S20736673180300115

Об авторе

ДОЛИН Лев Сергеевич, РИНЦ Author ID: 18674, ORCID ID: 0000-0002-0043-8972,
Scopus Author ID: 7003454310, lev.dolin@ipfran.ru

УДК 551.46.06 + 528.8.04

© A. V. Frolova^{1,2}, D. V. Pozdnyakov^{1,2*}, E. A. Morozov³, 2023

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

²Nansen International Environmental and Remote Sensing Centre, 14th Line 7, Vasilievsky Island, St. Petersburg, 199034, Russia

³Marine Hydrophysical Institute, Kapitanskaya Str., 2, Sevastopol, 299011, Russia

*d.pozdnyakov@spbu.ru; dmitry.pozdnyakov@niersc.spb.ru

A SATELLITE STUDY OF THE *E. HUXLEYI* PHENOMENON IN THE BARENTS, NORWEGIAN, AND GREENLAND SEAS IN 2003–2021: TEMPORAL DYNAMICS OF THE BLOOM AREAL EXTENT, INORGANIC CARBON PRODUCTION AND CO₂ PARTIAL PRESSURE IN SURFACE WATER

Received 04.07.2022, Revised 22.11.2022, Accepted 15.01.2023

Abstract

Based on satellite data, *E. huxleyi* bloom contouring, quantification of particulate inorganic carbon (PIC) production and increment of CO₂ partial pressure, (*p*CO₂) in surface water were performed. 18-year (2003–2021) time series of these variables are obtained for the Norwegian, Greenland and Barents seas. The bloom areas in the North Atlantic–Arctic water are the lowest in the Greenland Sea varying from 10×10³ km² to (20–40)×10³ km². In the Norwegian and Barents Seas they reach in some years (60–80)×10³ km² and (500–600)×10³ km², respectively. The total PIC content within *E. huxleyi* blooms rarely exceeds in the Greenland and Norwegian seas 12–14 kiloton and 40 kiloton, respectively. In the Barents Sea, in some years, it can be up to 550 kiloton. The highest level of *p*CO₂ within *E. huxleyi* blooms in surface waters in the Barents Sea was ~350 µatm. In the Norwegian Sea, *p*CO₂ in surface waters within the *E. huxleyi* bloom was also close to 350 µatm, but most often it remained about 250 µatm. In the Greenland Sea there were only four years of relatively enhanced *p*CO₂ (up to 250 µatm), otherwise remaining below the level of confident determination by our method. As *E. huxleyi* blooms are generally very extensive, occur throughout the entire World Oceans (and hence in sum occur all year around), this phenomenon has a potential to both decrease to some degree the role of the World Oceans as sinkers of atmospheric CO₂, and affect the carbonate counter pump.

Keywords: Satellite remote sensing of *E. huxleyi* blooms, 18-year time series of bloom surface, production of inorganic carbon, bloom-driven increase in CO₂ partial pressure, effect of preseeding, the Gulf Stream, influence on ocean-atmosphere CO₂ fluxes and carbonate counter pump

© A. V. Фролова^{1,2}, Д. В. Поздняков^{1,2*}, Е. А. Морозов³, 2023

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

²Научный Фонд «Международный центр по окружающей среде и дистанционному зондированию имени Нансена», 199034, 14-я линия Васильевского острова, 7, Санкт-Петербург, Россия

³Морской гидрофизический институт, 299011, Капитанская ул., 2, Севастополь, Россия

*d.pozdnyakov@spbu.ru; dmitry.pozdnyakov@niersc.spb.ru

СПУТНИКОВОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ФЕНОМЕНА ЦВЕТЕНИЙ *E. HUXLEYI* В БАРЕНЦЕВОМ, НОРВЕЖСКОМ И ГРЕНЛАНДСКОМ МОРЯХ В 2003–2021 ГГ.: ВРЕМЕННАЯ ДИНАМИКА АРЕАЛА ЦВЕТЕНИЙ, ПРОДУКЦИИ НЕОРГАНИЧЕСКОГО УГЛЕРОДА И ПАРЦИАЛЬНОГО ДАВЛЕНИЯ CO₂ В ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОДАХ

Статья поступила в редакцию 04.07.2022, после доработки 22.11.2022, принята в печать 15.01.2023

Аннотация

На основе спутниковых данных проведен анализ цветения *E. huxleyi*: количественная оценка продукции взвешенного неорганического углерода (PIC) и увеличения парциального давления CO₂, (*p*CO₂) в поверхностных водах. Временные ряды этих переменных были получены для Норвежского, Гренландского и Баренцева морей за 18-летний

Ссылка для цитирования: Фролова А.В., Поздняков Д.В., Морозов Е.А. Спутниковое исследование феномена цветений *E. huxleyi* в Баренцевом, Норвежском и Гренландском морях в 2003–2021 гг.: временная динамика ареала цветений, продукции неорганического углерода и парциального давления CO₂ в поверхностных водах // Фундаментальная и прикладная гидрофизика. 2023. Т. 16, № 1. С. 48–62. doi:10.48612/fpg/rada-dxbz-35be

For citation: Frolova A.V., Pozdnyakov D.V., Morozov E.A. A Satellite Study of the *E. huxleyi* Phenomenon in the Barents, Norwegian, and Greenland Seas in 2003–2021: Temporal Dynamics of the Bloom Areal Extent, Inorganic Carbon Production and CO₂ Partial Pressure in Surface Water. *Fundamental and Applied Hydrophysics*. 2023, 16, 1, 48–62. doi:10.48612/fpg/rada-dxbz-35be

период (2003–2021 гг.). Площади цветения в североатлантических и арктических водах наименьшие в Гренландском море — от 10×10^3 км² до $(20–40) \times 10^3$ км². В Норвежском и Баренцевом морях они достигают в некоторые годы $(60–80) \times 10^3$ км² и $(500–600) \times 10^3$ км², соответственно. Общее содержание PIC в цветении *E. huxleyi* редко превышает 12–14 килотонн и 40 килотонн в Гренландском и Норвежском морях, соответственно. В Баренцевом море в некоторые годы оно может достигать 550 килотонн. Наибольшее значение $p\text{CO}_2$ во время цветения *E. huxleyi* в поверхностных водах Баренцева моря составило ~ 350 мкатм. В Норвежском море $p\text{CO}_2$ в поверхностных водах в пределах цветения *E. huxleyi* также было близко к 350 мкатм, но чаще оставалось около 250 мкатм. В Гренландском море было только четыре года относительно повышенного $p\text{CO}_2$ (до 250 мкатм), в остальное время он оставался ниже уровня уверенного определения нашим методом. Поскольку цветения *E. huxleyi* обычно очень обширны, происходят по всему Мировому океану (и, следовательно, в совокупности происходят круглый год), это явление потенциально может как снизить до некоторой степени роль Мирового океана как поглотителя атмосферного CO_2 , так и повлиять на карбонатный насос.

Ключевые слова: Спутниковое дистанционное зондирование цветения *E. huxleyi*, 18-летний временной ряд площади цветения, производство неорганического углерода, вызванное цветением увеличение парциального давления CO_2 , эффект предварительного засева, Гольфстрим, влияние на потоки CO_2 из океана в атмосферу и карбонатный насос

1. Introduction

The anthropogenically-caused increase in the content of carbon dioxide, CO_2 , in the atmosphere predominantly determines the observed global warming [1]. At the same time, the efficiency of the World Ocean, the main reservoir of atmospheric CO_2 sink, gradually deteriorates as the reaction of dissolution of CO_2 gradually moves towards saturation. With the ongoing warming of the ocean surface, the dynamic equilibrium shifts between the dissociated and suspended forms of calcite, CaCO_3 . This, in turn, causes an increase in the process of acidification of the surface waters of the ocean [2, 3], which in turn triggers the process of transformation of the biotic system in the ocean along the chain of biogeochemical reactions [4].

In the marine phytoplankton community, coccolithophores are the main calcifiers, i. e. producers of suspended CaCO_3 . In this group of microalgae in pelagic waters, the most widespread and effective CaCO_3 producer is *Emiliania huxleyi* [5].

Moreover, some of the CO_2 molecules released in the calcification reaction [6] are used by *E. huxleyi* cell for photosynthesis, thus decreasing the need of the cell in CO_2 dissolved in water and enhancing the partial pressure, $p\text{CO}_2$, in surface water within the bloom area. As a result, the atmospheric CO_2 flux into the blooming area should decrease. Thus, the ability of *E. huxleyi* to produce particulate inorganic carbon (PIC), and enhance $p\text{CO}_2$ lends this microalga a significant role as a climatological factor. For this reason, the study of occurrence of *E. huxleyi* blooms, their spatial extent and intensity in the waters of the World Ocean is of importance.

As a rule, the spatial extent (S) of *E. huxleyi* blooms and their temporal variability [7] are generally very significant, and this necessitates the use of remote sensing observations along with shipboard studies.

The start to remote observations of *E. huxleyi* blooms was prompted by the pioneering work of Holligan et al. [8]. Further on, satellite-based studies were continued and developed in a number of studies.

Based on the application of spaceborne ocean colour data, many of remote sensing observations of *E. huxleyi* were focused on identification of blooms of these algae in some limited locations of World Ocean [9–17]. Somewhat fewer publications were reported on quantifications of both bloom extent and the concentration of PIC [17–19]. Some articles were focused on establishing the time series of quantified parameters characterizing coccolithophore blooms [11, 14, 16, 17, 20–23]. The length of the published time series of data on coccolithophore blooms varies significantly, and possibly the longest one (1997–2011) is that reported by [17] for the bloom areas and cumulative/summarized PIC values across the World Oceans. In a latter publication, [7] reported on a 16-year (1998–2013) series of bloom areal extent, S , and PIC production by *E. huxleyi*, but solely in subpolar and polar seas.

It was found that ocean colour remote sensing data could also be used to retrieve *E. huxleyi*-driven $p\text{CO}_2$ increment, $\Delta p\text{CO}_2$ [24]. The impact of *E. huxleyi* bloom on CO_2 fluxes between the atmosphere and ocean was confirmed in a series of spaceborne case studies performed by Morozov et al. [25] in some North Atlantic and Arctic seas.

In the present paper, based on the methodologies developed by Kondrik et al. [7, 24], we investigate the spatio-temporal variations in S , $\Delta p\text{CO}_2$, and PIC within the blooms of *E. huxleyi* in the Norwegian, Greenland and Barents seas over the time period 2003–2021. This selection of seas is dictated by the previous findings (dating back to 1998–2013) that the *E. huxleyi* blooms are most extensive and intense as compared to other areas in the North Atlantic and Arctic [26]. That is why it was of interest to expand the time interval of observations, bringing it closer to the present time in order to examine the contemporary features in the dynamics of the *E. huxleyi* blooming phenomenon.

2. Data sources

2.1. Ocean colour data

To investigate multi-year dynamics of ocean colour features of marine environments, harmonized bridging/merging of multi-sensor spaceborne data at the desired spatial and temporal resolution are mandatory. The GlobColour product [27] was employed in this study. In the early 2018, the processor has been modified to apply a lower level of flagging, resulting in a better spatial and temporal coverage. According to the GlobColor User Guide, in 2020 all NASA sensors readings, including new error bars, were updated to R2018.0 in the entire archive. Data spatial and temporal resolution is 4 by 4 km and 8 days, respectively.

The data used in this study were developed, validated, and distributed by ACRI-ST (European Marine Observation and Data Network), France. In our case, images in 6 channels (412, 443, 490, 531, 555, 670 nm) were employed. Although data on spectral remote sensing reflection, $R_{rs}(\lambda)$, also can also be found in other data sources (e.g. OC-CCI (Ocean Color Climate Change Initiative), MEaSUREs (Making Earth Science Data Records to use in research environments)), however, the consistency of the long time series provided by them suffers more from some limitations due to problems with sensors [28].

Data resolution and projection. In our analyses, one month and 4 km by 4 km data resolution was used. Given the latitudinal location of the seas addressed in this study, the EPSG:4326 projection (the WGS84 (World Geodetic System 1984) Coordinate Systems whose unique reference code, the so-called EPSG code which is 4326) was applied [29].

2.2. Sea surface temperature (SST) data

To obtain SST, we applied the NOAA satellite dataset [30] at a 4 km by 4 km spatial and twice-daily (night) resolution from the Pathfinder v5.3 level 3 collated (L3C) product based on the Advance Very High Resolution Radiometer (AVHRR) measurements over the 1981–present period [31,32].

2.3. Sea surface salinity (SSS) and nitrates, NO_3^- data

SSS and nitrates data at 1° by 1° spatial and daily resolution for the time period 1955–2017 are from the World Ocean Atlas 2018 (WOA18) [33].

The WOA18 in situ data (more than 15.7 million oceanographic casts made up of 3.56 billion individual profile measurements), were collected in the World Ocean Database, interpolated over the 1° by 1° and averaged over time period 1955–2017.

To harmonize the time resolution of the input data, the temporal resolution for SSS, SST, NO_3^- were brought to that of the GlobColour, that is 8 days.

3. Methodology

3.1 Radiometric parameter and bloom area quantification

Defined as the above water surface upwelling spectral radiance normalized to the atmospherically corrected spectral irradiance, the spectral remote sensing reflection, $R_{rs}(\lambda)$, is one of the fundamentally important parameters provided by a number of satellite products of different processing levels. Being a convolution of light interactions with all co-occurring water constituents, $R_{rs}(\lambda)$ is instrumental in solving inverse problems of marine remote sensing including the retrieval of the parameters which are the subject of the present study.

The statistical data analysis of the $R_{rs}(\lambda)$ spectral curvature associated with *E. huxleyi* blooms revealed that the R_{rs} maximum can locate at either 510 nm or 490 nm depending upon the phase of the bloom development: the first location is inherent in the earlier stages of bloom formation and is due to a joint effect of backscattering of coccoliths and pigment absorption, while the second location is indicative of a senile bloom that is populated mostly by coccoliths and mainly died algal cells. These features permitted to accurately delineate *E. huxleyi* blooms but also draw conclusions on their life cycle stage. Additional thresholds for R_{rs} spectral values (sr^{-1}) [$>0.001, >0.008, >0.01, >0.005, 0.005-0.05, \sim 0$ at respectively 412, 443, 490, 531, 555 and 670 nm] deduced from the aforementioned statistical data analysis helped improve the efficiency of *E. huxleyi* contouring [7].

3.2. Cloud masking problem mitigation

To mitigate the problem of cloud-masking and associated loss of data, the following averaging procedure was applied: $R_{rs}(\lambda)$ values from pixels adjacent to the cloud-masked one were averaged together with the $R_{rs}(\lambda)$ values from the cloud-masked pixel but taken from the immediately preceding and following 8-day periods. The efficiency of this approach was evaluated in [7].

3.3. Quantification of particulate inorganic matter PIM; the BOREALI algorithm

Quantification of the concentration of particulate inorganic matter in the form of coccoliths (PIM), was performed with the BOREALI (Bio-optical Retrieval Algorithm) algorithm [26] which is a multivariate optimization procedure permitting, in our case, to restore from $R_{rs}(\lambda)$ the concentration vector of co-occurring colour producing agents, CPAs. As CPAs, we considered water per se, phytoplankton, coined here as Chl-a, PIM (in the case of *E. huxleyi* blooms, PIM = coccoliths), and coloured dissolved organic matter, CDOM. Running of the BOREALI algorithm requires a hydro-optical model of the waters prone to remote sensing, i. e. spectral specific absorption and backscattering coefficients of each CPA. The inverse problem solution is based on the iterative procedure of assessing the function $f(C)$ of squares of residuals of the difference between the observed/retrieved and simulated values of R_{rs} , which is the subsurface remote sensing reflectance defined as the upwelling spectral radiance just beneath the water–air interface normalized to the downwelling spectral irradiance at the same level [34]. Thus, R_{rs} and R_{rs} are both the spectral remote sensing reflectance, but R_{rs} defined as the ratio of upwelling radiance just above the air-water interface and the downwelling irradiance at the same level.

As there are parameterizations (equation of their liner dependence) relating R_{rs} and R_{rs} [35], $R_{rs}(\lambda)$ can be obtained from the GlobColour product we used.

Through varying the concentration vector $C = [1, \text{Chl-}a, \text{PIM}, \text{CDOM}]$ (1 stands for water per se), and minimization at each wavelength of the function $f(C)$, the absolute minimum can be found, e. g. with the Levenberg–Marquardt finite difference algorithm [36]. The value of C obtained on attaining the absolute minimum of the function $f(C)$ is the solution of the inverse problem. Thus, this technique permits retrieving simultaneously all CPA components of the concentration vector C . Simulated spectral values of R_{rs} were obtained via employing the parameterization suggested by Jerome, et al. [34].

The hydro-optical model employed in this study is taken from Kondrik et al. [7]. This model was thoroughly validated and showed the following statistical characteristics: correlation coefficient, $R = 0.88$; linear regression equation, $f(x) = 0.6159x + 6.9197$; determination coefficient, $R^2 = 0.77$; root mean square error, $\text{RMSE} = 3.55 \times 10^9$ coccoliths m^{-3} ; systematic error, $\text{BIAS} = 25.30\%$; mean absolute error, $\text{MAE} = 32.30\%$.

In addition to PIM (particulate inorganic matter, i. e. the coccoliths) quantification, the results of the BOREALI algorithm application were also used to define more precisely *E. huxleyi* bloom areas via applying a threshold of 90×10^9 coccoliths $\times \text{m}^{-3}$. The latter assures the closest correspondence between the bloom surfaces assessed by our radiometric and BOREALI algorithms. Besides, it agrees well with the average coccolith concentrations in developed *E. huxleyi* blooms reported from the World Ocean [10, 37].

3.4. Determination of inorganic particulate carbon (PIC)

The total content of PIC was determined for each 8 day-time period through multiplication of the carbon mass per coccolith, m , i. e. PIM, mixed layer depth, MLD, and the bloom area, S . The PIC assessment of over the entire bloom area was performed through averaging PIC values in each pixel. The value of m was equaled to 0.2 pg [37, 7]. The moment, at which the PIC assessment could be ideally performed in each bloom, corresponded to the situation when two conditions were fulfilled: (a) the bloom attained its largest surface and (b) the spectral curvature of remote-sensing reflectance, $R_{rs}(\lambda)$, exhibited a maximum at about 490 nm (bearing in mind that the location of the maximum at about 490 nm indicates that the bloom is prevalently composed of coccoliths, see Section 3.1). The relevance of choosing the stage when the bloom area is largest as the moment of determining PIC content might be underpinned by the following considerations. Given that during the vegetation period, the typical MLD extent in the target seas rarely exceeds 20 m [38] and the coccolith sinking rate assessed in the literature is about $0.1 \text{ m} \times \text{day}^{-1}$ [39]; the coccolith concentration determined at the conditions specified above must be truly representative. However, in real-life conditions, the composition of *E. huxleyi* blooms is at any time heterogeneous encompassing the areas with $R_{rs}(\lambda)$ peaking at 490 and 510 nm. That is why the BOREALI algorithm was applied within the entire bloom to 8 day-averaged images permitting to overcome the above impediment and obtain the desired time series.

3.5. Determination of the mixed layer depth (MLD) within *E. huxleyi* blooms

To retrieve the columnar values of PIM and then PIC, the value of MLD needed to be available across the target bloom area. In situ determinations of SST and SSS at individual stations are appropriate for our aims because only spatially continuous MLD are required. This is why we addressed the climatological data provided Montegut et al. [38]. The reasoning of this selection is given in more detail in Kondrik et al. [7].

3.6. Determination of ΔpCO_2

The previously established relationship between ΔpCO_2 and R_{rs} at $\lambda = 490$ nm [$\Delta pCO_2 = 3926.466 \times R_{rs}(490) + 3.22$; $R^2 = 0.54$, probability that the null hypothesis correct, $p \ll 0.001$, and RMSE = 23.4 μatm ; total number of in situ data = 2615 collectively from GLODAP and WOA13] [7] was used to quantify the bloom-driven increments ΔpCO_2 . Values of ΔpCO_2 were firstly corrected for the standard temperature (10 °C) and then corrected for the respective background values of pCO_2 , $(pCO_2)_b$, to yield the desired bloom-driven increments ΔpCO_2 under the standard conditions. The above equation was further applied to all detected *E. huxleyi* blooms to retrieve ΔpCO_2 values in each pixel, firstly, at 10 °C. This was then followed by bringing the determined ΔpCO_2 values to the actual SST and SSS through employing equations (S2)–(S8) given in Kondrik et al. (Appendix) [24]. The background partial pressure of CO₂, $(pCO_2)_b$ was numerically assessed at a “standard” temperature 10 °C through making use of the climatological database of the concentration of nitrates NO₃⁻ dissolved in waters adjacent to *E. huxleyi* bloom areas (See Kondrik et al. [24] for details).

4. Results and discussion

4.1. Temporal dynamics of bloom areas, S , and particulate inorganic carbon, PIC, production

Fig. 1 illustrates the identified *E. huxleyi* blooms as well as their surficial extent and associated PIC values production in the seas addressed in this study for the time period 2003–2021.

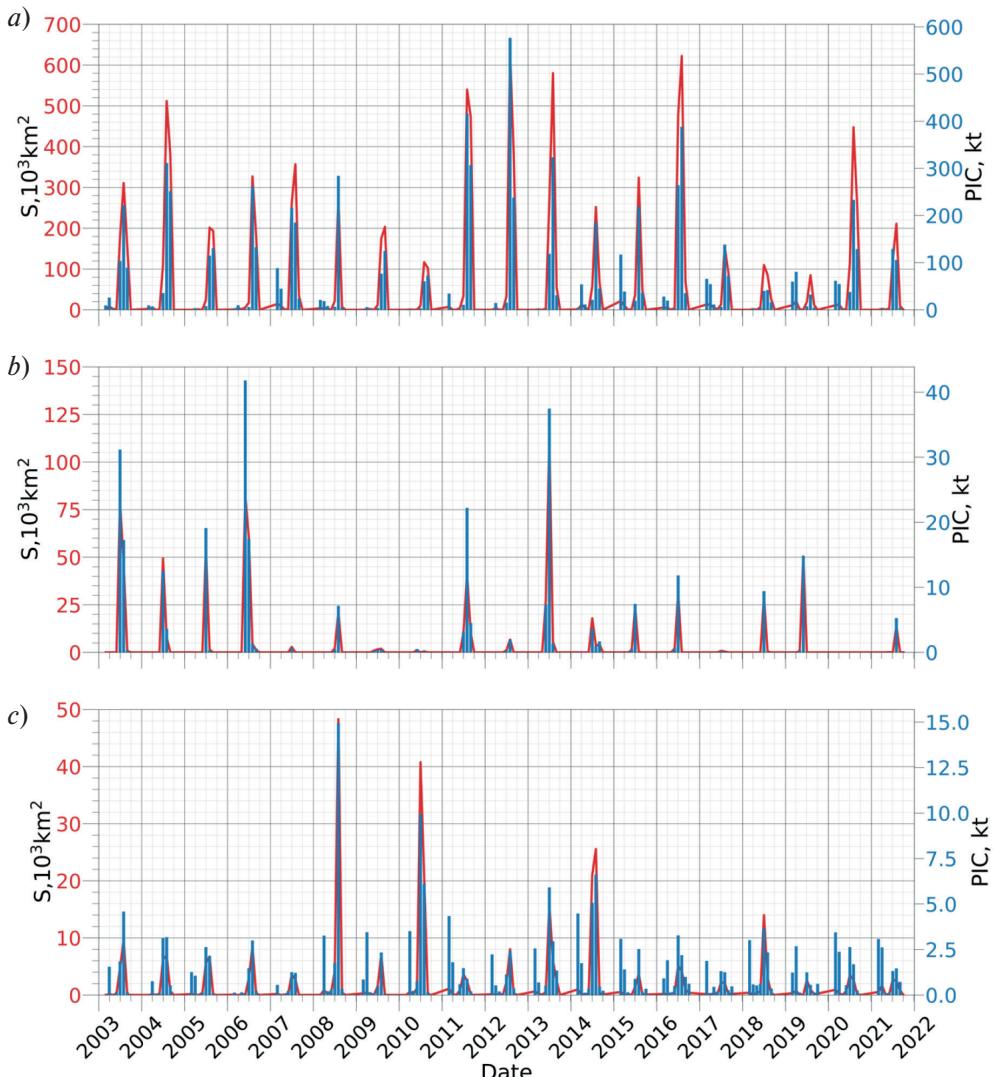


Fig. 1. Interannual dynamics of *E. huxleyi* outbursts, respective bloom surfaces (defined with our spectral algorithm) and within-bloom inorganic carbon contents (designated in blue and red, respectively) as retrieved from space across the target seas over 2003–2021: (a) Barents Sea, (b) Norwegian Sea, and (c) Greenland Sea

4.1.1. Barents Sea

Our space-based observations are indicative that *E. huxleyi* blooms in the Barents Sea occur annually, although their intensity is subject to significant variations. In some years (specifically, in 2004, 2011, 2012, 2013, 2016, 2020), blooms occupied very large areas mounting up to $(500–600) \times 10^3 \text{ km}^2$. However, such occasions alternate with the years of remarkably subdued activity of *E. huxleyi* bloom development, especially during 2017–2019. A somewhat reduced blooming activity also fell on 2009 and 2010. However, even in the years of relatively low bloom development, the bloom areas were about $100 \times 10^3 \text{ km}^2$, which is remarkable in itself. The highest levels of PIC production were in excess of (400–550) kt, but even low levels were, nevertheless, at about (50–150) kt.

It is noteworthy that the values of peak bloom areas do not necessarily correspond with the peak values of PIC production and vice versa, which has a natural explanation: large bloom areas are not necessarily densely populated with coccoliths, and contrarily, even small-size blooms can be relatively efficient in producing PIC.

As Fig. 1 illustrates, there is no clear trend in interannual variations of either *E. huxleyi* bloom surface or PIC production, although some sort of an indication of a quasi-sinusoidal pattern of the conjoint variation in both parameters can be tentatively supposed.

4.1.2. Norwegian Sea

Similar to the Barents Sea, the pattern of *E. huxleyi* outbursts was expressly irregular: relatively large blooms with an area within $(40–80) \times 10^3 \text{ km}^2$ alternated with rather long periods of relatively low population growth intensity of this microalgae. The strongest outburst occurred in 2013, and since then the bloom areas did not exceed some $(20–40) \times 10^3 \text{ km}^2$.

It is possible to suppose that the blooms in this sea are characterized by dense populations of coccoliths because in all bloom cases the PIC production was appreciably high, in some years exceeding (30–40) kt in the blooms of a rather moderate surficial extent as compared with e.g. the Barents Sea.

The time series illustrated in Fig. 1 for this sea leaves an impression that since 2013 there is a trend of a gradual decline in the intensity of *E. huxleyi* growth in this sea. This impression is reinforced by the declining tendency (over the time period 1998–2013) in S previously revealed in Kondrik et al. [7].

4.1.3. Greenland Sea

As compared to the Norwegian Sea and especially the Barents Sea, the Greenland Sea is characterized by a far less significant intensity of *E. huxleyi* growth and formation of blooms. Over the entire period 2003–2021, there were only three relatively extensive bloom events in 2008, 2010, and 2014, although all of them were of about $(20–40) \times 10^3 \text{ km}^2$. At the same time, small-scale blooms ($< 10 \times 10^3 \text{ km}^2$) occurred annually. The PIC production was also at low levels: in the majority of bloom events, it remained at about 3–4 kt, with the exception of 2008, 2010, 2013, and 2014 when it reached ca. 15 kt, 10 kt, and 6 kt, respectively.

4.2. Temporal dynamics of $p\text{CO}_2$ and $\Delta p\text{CO}_2$ within *E. huxleyi* blooms through 2003–2021

Fig. 2 illustrates for the time period 2003–2021 the quantified interannual variations of marine surface water enrichment with CO_2 partial pressure within *E. huxleyi* blooms in the seas addressed in this study.

4.2.1. Barents Sea

The increase of $p\text{CO}_2$ in surface waters within *E. huxleyi* blooms in the Barents Sea was most significant among the seas targeted in this study. In some years (2003, 2011) the resultant, $[(p\text{CO}_2)_b + \Delta p\text{CO}_2]$, partial CO_2 pressure was as high as $\sim 350 \mu\text{atm}$. Many years were marked by the respective values appreciably above $300 \mu\text{atm}$, and they practically never dropped below $250 \mu\text{atm}$.

As Table 1 illustrates, the mean maximum increase in $p\text{CO}_2$ within *E. huxleyi* blooms in the Barents Sea over the time period 2003–2021 constituted 62.5%, whereas the maximum was 97.4%. Such an assessment of the above maximum mean-yearly values $[\Delta p\text{CO}_2/(p\text{CO}_2)_b]$ provides a clear vision of the CO_2 emission in the atmospheric boundary layer.

4.2.2. Norwegian Sea

The increase in $p\text{CO}_2$ in surface waters during the *E. huxleyi* bloom in the Norwegian Sea was the second highest after the Barents Sea. Indeed, only in one single year, 2011, the resultant, $[(p\text{CO}_2)_b + \Delta p\text{CO}_2]$, partial CO_2 was also

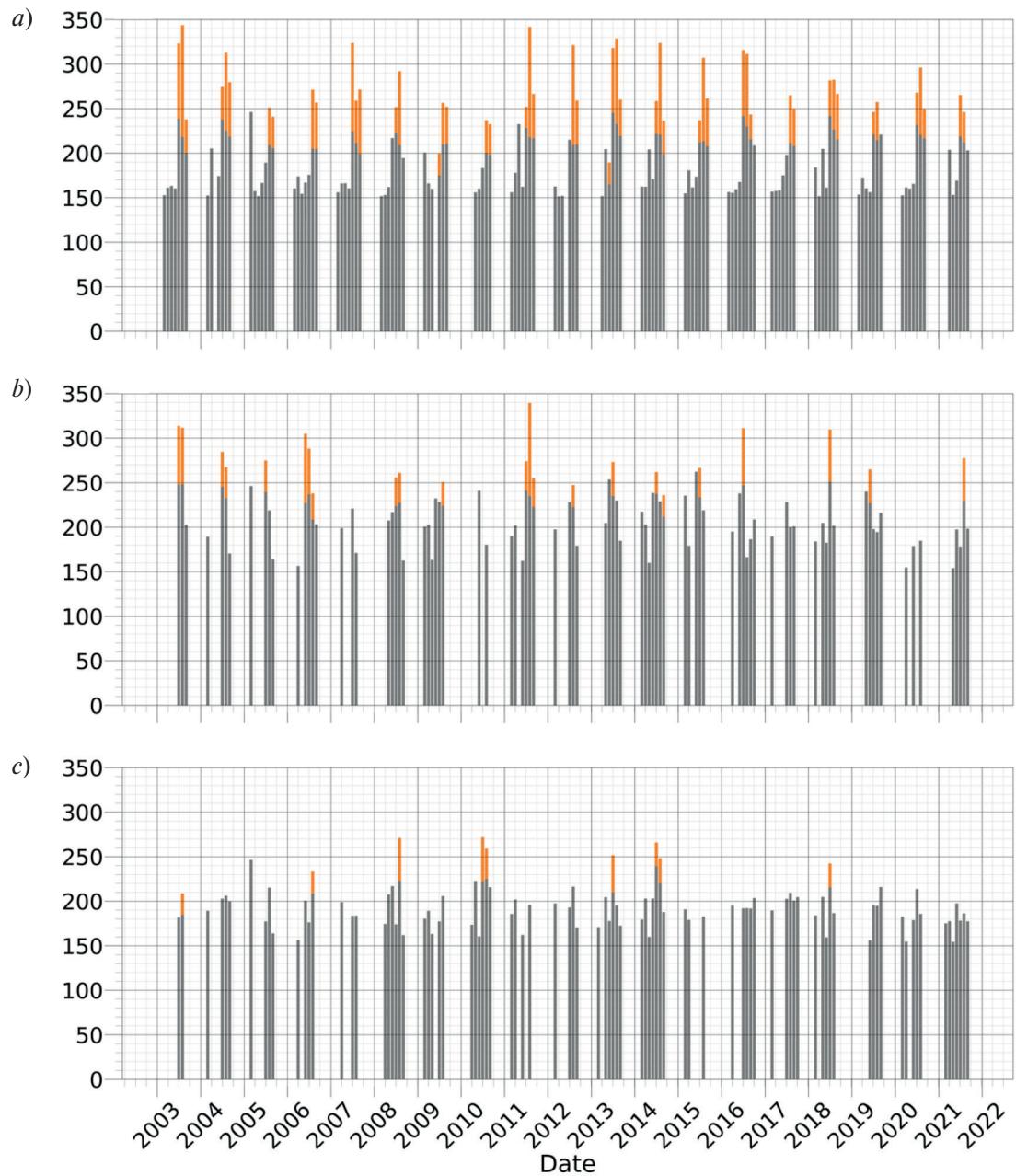


Fig. 2. Temporal variations in mean-monthly values in both $(p\text{CO}_2)_b$, μatm — gray bars, and $[(p\text{CO}_2)_b + \Delta p\text{CO}_2]$, μatm — orange bars in the Barents, Norwegian, and Greenland Seas (a, b, c, respectively) during 2003–2021

close to 350 μatm , and only four times (in 2003, 2006, 2016, and 2018) it exceeded 300 μatm , whereas most often it remained about 250 μatm . Remarkably, the above years of large bloom formation in the Norwegian Sea correspond, at least partially, with the years of extensive blooms in the Barents Sea.

The mean relative increment in $p\text{CO}_2$ driven by *E. huxleyi* blooms over the time period 2003–2021 is 46.4 %, and the maximum value of this parameter over the same time interval was 88.8 %.

4.2.3. Greenland Sea

The Greenland Sea is the least active in terms of both production of extensive *E. huxleyi* blooms (Fig. 1) and enrichment of surface waters with dissolved CO_2 (Fig. 2). There was only four years of relatively enhanced growth of this alga: in 2008, 2010, 2013, and 2014. In those years $p\text{CO}_2$ within the bloom area reached 250 μatm , remaining in other years below the level of confident determination by our method.

Table 1

Interannual variations in maximum mean-yearly values of the *E. huxleyi* bloom-driven increase in CO₂ partial pressure, $\Delta p\text{CO}_2$, in surface water over the bloom area with respect to the respective background value, $(p\text{CO}_2)_b$, i.e. $[\Delta p\text{CO}_2/(p\text{CO}_2)_b] \times 100\%$. Notes:
 1. the data are absent for some outbursts in the target seas as the respective $\Delta p\text{CO}_2$ values proved to be lower the assessed retrieval error of 23.4 μatm [7]. 2. the mean (*) and maximal (**) values of $[\Delta p\text{CO}_2/(p\text{CO}_2)_b] \times 100\%$ over the time period 2003–2021 do not consider the years of near-zero values of this parameter

Year	[$\Delta p\text{CO}_2/(p\text{CO}_2)_b$] max (%)		
	Barents Sea	Norwegian Sea	Greenland Sea
2003	81.4	88.8	20.9
2004	66.1	48.3	12.4
2005	49.2	25.4	13.4
2006	45.9	79.1	29.2
2007	77.0	32.2	
2008	40.9	36.9	69.5
2009	60.8	21.0	22.8
2010	46.1		48.2
2011	97.1	54.2	
2012	97.0	22.6	31.3
2013	76.4	37.8	33.5
2014	58.2	16.8	25.8
2015	58.1	44.4	
2016	88.4	56.5	
2017	39.7		
2018	66.4	66.8	23.7
2019	34.7	56.7	
2020	45.0		
2021	58.2	54.2	
Time period 2003–2021 mean*	62.5	46.4	30.1
Time period 2003–2021 max**	97.1	88.8	69.5

This situation found its reflection in the data illustrated in Table 1: the mean increase in $p\text{CO}_2$ within *E. huxleyi* blooms in the Greenland over the time period 2003–2021 did not go beyond 30.1 %, whereas the maximum did not surpass 70 %.

4.2.4. Intra-annual variations of *E. huxleyi* blooms

Although this is beyond the major focus of our present study, we also considered the intra-annual variations of *E. huxleyi* blooms throughout the time period of our spaceborne observations.

Figure 3 reveals that in the North and Norwegian Seas the earliest monospecific blooms of *E. huxleyi* occur in early June. Further on, they advance northward to the Greenland Sea (beginning of July), and arise in the Barents Sea by the beginning of August. On some specific years, the onsets of *E. huxleyi* blooming were found to be shifted to somewhat later dates, namely, up to mid-July in the North Sea, mid-August in the Norwegian Sea, and early September in the Barents Sea. Nevertheless, in all target seas the major blooming events occur once a year, and exclusively during the warm time period.

The intra-annual localization of the bloom within a concrete sea does not remain sedentary but can displace. Thus for instance, the blooming in the North Sea is often initially located at its northwestern boundary (in the vicinity of the northern extremity of Scotland) but further on it moves out ward forking along the British coastline and towards the southern coastal zone of Norway. Only after that the bloom starts extending over the central North Sea.

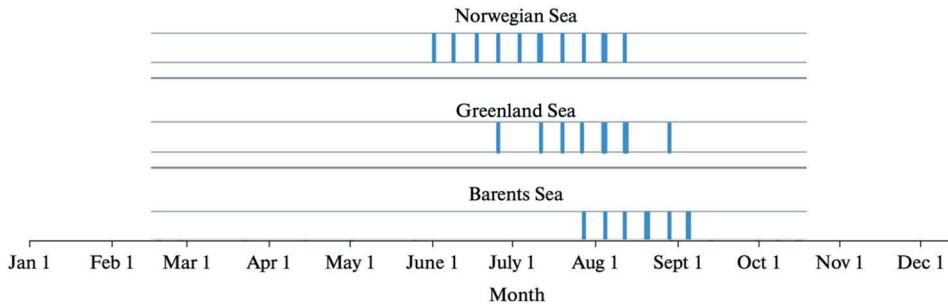


Fig. 3. Intra-annual variations of timing of *E. huxleyi* peak bloom onset in the target area

The bloom in the Norwegian Sea forms in the central and southern shore zone nearly simultaneously with the aforementioned blooming neighboring Scotland. Further on the bloom gradually displaces to the northern part of the Norwegian Sea.

The above temporal sequence is presumably dictated by the Gulf Stream specific features. Indeed, its main branch splits in the region of the north-western Scotland to further proceed to the southern coastal zone of Norway, and to the central North Sea along the coast of Scotland and England. The other (weaker) branch of the Gulf Stream (detached from the main stream at lower latitudes) moves to Greenland and rounds it.

Prior to starting the aforementioned chain-like movement from the North Sea further north to the Norwegian, Greenland and Barents Seas, the bloom emerges at the very southern extremity of the British Islands and then develops along the western and north-western coast of this Island State, rounds it and goes on the way discussed above.

Not illustrated here, our data have not revealed any definite tendency in variations regarding the duration of blooming periods. At the same time, some factors (such as the enhancement or decay of MLD) can significantly affect the blooming duration and even result in bloom suppression Pozdnyakov et al. [41]. This might be an explicit indication that the conditions for *E. huxleyi* growth were very unfavorable in those years and seas.

4.2.5. Discussion

Comparing the data presented above on variations of bloom surface *S*, PIC production as well as $p\text{CO}_2$ enhancement within *E. huxleyi* blooms in three target seas, several sea-specific features can be identified.

Firstly, the incidence of peak blooms in the Norwegian and Greenland seas was irregular. They arose in “batch-es” preceded and followed by the periods of significant decline in *E. huxleyi* population growth.

In the Norwegian Sea, peak blooms occurred in the same years as in the Barents Sea, albeit in the latter sea the years of peak blooms were much more numerous. Contrarily, in the Greenland Sea, the years of those few peak blooms recorded in our study, completely differ from those in the other seas. It might be tentatively conjected, that at least some the pick blooms in the Barents Sea were initiated through the mechanism of “preseeding” [40]. The latter implies that *E. huxleyi* living cells from intense blooms in the Norwegian Sea were transported by the Gulfstream further north, up to the Barents Sea and then triggered therein a new vast bloom. Obviously, the “preseeding” mechanism is not the only one conditioning the outbursts of *E. huxleyi* in the Barents Sea as well as in all other marine locations of this phenomenon: a favorable combinations of multiple environmental factors, such as SST, SSS, alkalinity/acidity, water column stratification, water movements (currents, eddies, fronts, advection), availability of nutrients and trace metals, viruses, microzooplankton grazing, seeding, water surface illumination, wind and wave driven surface water mixing, large-scale atmospheric baric formations and air mass transport, atmospheric CO_2 partial pressure ($p\text{CO}_2$), and teleconnections [41]. Clearly, the situations favoring the massive outbursts of *E. huxleyi* in the Barents Sea occur regularly/annually.

Unlike the Barents Sea, the “preseeding” mechanism as such is not enough to trigger *E. huxleyi* blooms in the Greenland Sea: the weaker branch of the Gulf Stream that reaches this sea does not bring enough cell “seeds” to start new blooms, and their origin resides in the influence of the aforementioned environmental factors.

Regarding the temporal sequence of *E. huxleyi* outbursts in the target seas, the blooms first appear in the Norwegian Sea, then in the Greenland Sea, and only after that in the Barents Sea. This is in full agreement with the findings reported earlier by Kondrik et al. [7], who have hypothesized that, concerntedly with environmental forcing, the Gulf Stream conditions the propagation *E. huxleyi* blooms from the English Chanell and western coastal zone of England into the North Atlantic and Arctic.

The *E. huxleyi*-driven PIC production is expressly sea-specific: it is the highest in the Barents Sea (maximum values reached hundred thousand kilotons), whereas in the Greenland Sea, most often, it varied within several kilotons, and only on a couple of occasions it exceeded 12–14 kilotons. The Norwegian Sea occupies an intermediate position in this regard.

Data reported in Table 1 are strongly indicative that *E. huxleyi* blooms can significantly contribute to CO₂ partial pressure in surface water within the bloom area. Indeed, in the case of the Norwegian, and especially the Barents Seas, the recorded maximum increment can nearly double the respective background value. As mentioned above, this can reduce the absorptive capacity of the marine surface water with regard to atmospheric CO₂, and this was confirmed by Morozov et al. [25] for the North Atlantic: on average, the column-average content of CO₂ in the atmosphere over the *E. huxleyi* blooms showed an increase by about 1–2 ppmv. Fig. 2 and Table 1 illustrate that at least in the Norwegian Sea and especially the Barents Sea there is no distinct tendency towards a decrease of this phenomenon during the time period 2003–2021. It is also noteworthy, that our data have demonstrated that there was no direct proportion between the bloom surface and the respective increment of $\Delta p\text{CO}_2$, as the latter is regulated by the actual density of coccoliths within the bloom.

A comparison of *S*, PIC and $\Delta p\text{CO}_2$ values reported in this study with the respective data by Kondrik et al. [7] shows that the latter estimations are appreciably underestimated. Given that methodologically both studies are absolutely identical, the reason of this inconsistency should reside in the input satellite data. Indeed, we utilized the GlobColour product: in 2020 all NASA radiometric characteristics were reevaluated/updated to R2018.0 version for the entire archive (including new error bars), whereas Kondrik et al. [7] used the OC CCI database. Obviously, the refined GlobColour radiometric sensitivity proved to be higher, which permitted to obtain more accurate estimates of the desired parameters.

5. Concluding remarks

Based on the previously developed remote sensing methodologies and retrieval algorithms, 2003–2021 time series of *E. huxleyi* bloom extent, *S*, concentration of particulate inorganic carbon, PIC, and CO₂ partial pressure increment, $\Delta p\text{CO}_2$, in surface water within the bloom were obtained for the Norwegian, Greenland and Barents seas.

The obtained time series for the three seas revealed no trend in the temporal dynamics of the above parameters. *E. huxleyi* bloom in the Barents Sea occurs annually, although its intensity was subject to significant fluctuations, ranging between $\sim 600 \times 10^3 \text{ km}^2$ and $\sim 50 \times 10^3 \text{ km}^2$. In the Norwegian Sea, the pattern of outbursts of *E. huxleyi* was expressly uneven: relatively large blooms with an area of $\sim (40–80) \times 10^3 \text{ km}^2$ alternated with fairly long periods of relatively low growth intensity of this microalgae. There were only three relatively extensive blooms in 2008, 2010 and 2014, although they all had an area of about $(20–40) \times 10^3 \text{ km}^2$. At the same time, small-scale blooms ($< 10 \times 10^3 \text{ km}^2$) occurred annually.

The *E. huxleyi*-driven PIC production was expressly sea-specific: it was the highest in the Barents Sea (maximum values reached hundred kilotons), whereas in the Greenland Sea, most often, it varied within several kilotons. The Norwegian Sea occupies an intermediate position in this regard.

The increase of $p\text{CO}_2$ in surface waters within *E. huxleyi* blooms in the Barents Sea was most significant among the seas targeted in this study. In some years (2003, 2011) the resultant, $[(p\text{CO}_2)_b + \Delta p\text{CO}_2]$, partial CO₂ pressure was as high as $\sim 350 \mu\text{atm}$ and practically never dropped below $250 \mu\text{atm}$. The level of $p\text{CO}_2$ in surface waters during the *E. huxleyi* bloom in the Norwegian Sea was the second highest after the Barents Sea, but most often it remained about $250 \mu\text{atm}$. The Greenland Sea is the least active in terms of both production of extensive *E. huxleyi* blooms (Fig. 1) and enrichment of surface waters with dissolved CO₂ (Fig. 2).

The influence of *E. huxleyi* blooms on the hydrochemistry was nevertheless obviously significant in terms of enriching the marine surface water with both suspended carbon and dissolved carbon dioxide. So that, this phenomenon has a potential to both decrease the role of the World Oceans as sinkers of atmospheric CO₂, and affect the carbonate counter pump.

Acknowledgments

We express our thanks to Dr. D. Kondrik for his valuable help with data processing and discussions.

Благодарности

Выражаем благодарность к. г. н. Кондрику Дмитрию за его ценную помощь в работе с данными и обсуждения.

Funding

The present study was conducted and financially supported under St. Petersburg University Project No. 93016972.

Финансирование

Работа выполнена при финансовой поддержке Санкт-Петербургского государственного университета проект № 93016972.

References

1. IPCC, 2021: Climate Change 2021: The Physical Science Basis. Contribution of Working Group I to the Sixth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change [Masson-Delmotte, V., P. Zhai, A. Pirani, S.L. Connors, C. Péan, S. Berger, N. Caud, Y. Chen, L. Goldfarb, M.I. Gomis, M. Huang, K. Leitzell, E. Lonnoy, J.B.R. Matthews, T.K. Maycock, T. Waterfield, O. Yelekçi, R. Yu, and B. Zhou (eds.)]. Cambridge University Press, Cambridge, United Kingdom and New York, NY, USA, 2391 p. doi:10.1017/9781009157896.
2. Burger F., John J.G., Frölicher T.L. Increase in ocean acidity variability and extremes under increasing atmospheric CO₂. *Biogeosciences*. 2020, 17, 18, 4633–4662. doi:10.5194/bg-17-4633-2020
3. Hauri C., Pages R., McDonnel A.M. P. et al. Modulation of ocean acidification by decadal climate variability in the Gulf of Alaska. *Communications Earth & Environment*. 2021, 2, 191. doi:10.1038/s43247-021-00254-z
4. Gattuso J.-P., Brewer P., Hoegh-Guldberg O. Ocean acidification. Climate Change 2014: Impacts, Adaptation, and Vulnerability. Part A. Global and Sectoral Aspects / Contribution of Working Group II to the Fifth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change. (C.B. Field, V.R. Barros, and D.J. Dokken Eds). *Cambridge University Press, Cambridge, United Kingdom and New York, NY, USA*, 2014, P. 129–131.
5. Thierstein H.R., Young J.R. Coccolithophores: From molecular processes to global impact. *Berlin, Springer*, 2004. 565 p. doi:10.1007/978-3-662-06278-4
6. Pozdnyakov D., Gnatiuk N., Davy R., Bobylev L. The phenomenon of *Emiliania huxleyi* in aspects of global climate and The ecology of the World Ocean. *Geography, Environment, Sustainability*. 2021, 14, 2, 50–62. doi:10.24057/2071-9388-2020-214
7. Kondrik D.V., Pozdnyakov D.V., Pettersson L.H. Particulate inorganic carbon production within *E. huxleyi* blooms in subpolar and polar seas: a satellite time series study (1998–2013). *International Journal of Remote Sensing*. 2017, 38, 22, 6179–6205. doi:10.1080/01431161.2017.1350304
8. Holligan P.M., et al. A biogeochemical study of the coccolithophore, *Emiliania huxleyi*, in the North Atlantic. *Global Biogeochemical Cycles*. 1993, 7, 4, 879–900. doi:10.1029/93GB01731
9. Groom S.B., Holligan P.M. Remote sensing of coccolithophore blooms. *Advances in Space Research*. 1987, 7, 2, 73–78. doi:10.1016/0273-1177(87)90166-9
10. Balch W.M., Kilpatrick K.A., Holligan P.M., Harbour D., Fernandez E. The 1991 coccolithophore bloom in the central North Atlantic. 2. Relating optics to coccolith concentration. *Limnology and Oceanography*. 1996, 41, 8, 1684–1696. doi:10.4319/lo.1996.41.8.1684
11. Brown C.W., Yoder J.A. Coccolithophoridblooms in the global ocean. *Journal of Geophysical Research*. 1994, 99, C4, 7467–7482. doi:10.1029/93JC02156
12. Ackleson S.G., Balch W.M., Holligan P.M. Response of water-leaving radiance to particulate calcite and chlorophyll *a* concentrations: A model for Gulf of Maine coccolithophore blooms. *Journal of Geophysical Research: Oceans*. Special Section. 1994, 99, C4, 7483–7499. doi:10.1029/93JC02150
13. Smyth T.J., Tyrrell T., Tarrant B. Time series of coccolithophore activity in the Barents Sea, from twenty years of satelliteimagery. *Geophysical Research Letters*. 2004, 31, 11. doi:10.1029/2004GL019735
14. Cokacar T., Oguz T., Kubilay N. Satellite-detected early summer coccolithophore blooms and their interannual variability in the Black Sea. *Deep Sea Research Part I: Oceanographic Research Papers*. 2004, 51, 8, 1017–1031. doi:10.1016/j.dsr.2004.03.007
15. Burenkov V.I., Kopelevich O.V., Rat'kova T.N., Sheberstov S.V. Satellite observations of the coccolithophorid bloom in the Barents Sea. *Oceanology*. 2011, 51, 766–774. doi:10.1134/S0001437011050043
16. Iglesias-Rodriguez M.D., Brown C.W., Doney S.C., Kleypas J., Kolber D., Kolber Z., Hayes P.K., Falkowski P.G. Representing key phytoplankton functional groups in ocean carbon cycle models: Coccolithophorids. *Global Biogeochemical Cycles*. 2002, 16, 4, 47–1–47–20. doi:10.1029/2001GB001454
17. Moore T., Dowell M.D., Franz B.A. Detection of coccolithophore blooms in ocean color imagery: A generalized approach for use with multiple sensors. *Remote Sensing of Environment*. 2012, 117, 249–263. doi:10.1016/j.rse.2011.10.001

18. Sadeghi A., Dinter T., Vountas M., Taylor B., Altenburg-Soppa M., Bracher A. Remote sensing of coccolithophore blooms in selected oceanic regions using the PhytoDOAS method applied to hyper-spectral satellite data. *Biogeosciences*. 2012, 9, 6, 2127–2143. doi:10.5194/bg-9-2127-2012
19. Balch W.M., Drapeau D.T., Bowler B.C., Lyczkowski E.R., Lubelczyk L.C., Painter S.C., Poulton A.J. Surface biological, chemical, and optical properties of the Patagonian Shelf coccolithophore bloom, the brightest waters of the Great Calcite Belt. *Limnology and Oceanography*. 2014, 59, 5, 1715–1732. doi:10.4319/lo.2014.59.5.1715
20. Iida T., Saitoh S.I., Miyamura T., Toratani M., Fukushima H., Shiga N. Temporal and spatial variability of coccolithophore blooms in the eastern Bering Sea, 1998–2001. *Progress in Oceanography*. 2002, 55, 1–2, 165–175. doi:10.1016/S0079-6611(02)00076-9
21. Merico A., Tyrrell T., Brown C.W., Groom S.B., Miller P.I. Analysis of satellite imagery for *Emiliania huxleyi* blooms in the Bering Sea before 1997. *Geophysical Research Letters*. 2003, 30, 6, 1337. doi:10.1029/2002GL016648
22. Petrenko D.A., Zabolotskikh E.V., Pozdnyakov D.V., Counillon F., Karlin L.N. Interannual variations and trend of the production of inorganic carbon by coccolithophores in the arctic in 2002–2010 based on satellite data. *Izvestiya, Atmospheric and Oceanic Physics*. 2013, 49, 871–878. doi:10.1134/S0001433813090119
23. Kopelevich O., Burenkov V., Sheberstov S., Vazyulya S., Kravchishina M., Pautova L., Silkin V., Artemiev V., Grigoriev A. Satellite monitoring of coccolithophore blooms in the Black Sea from ocean color data. *Remote Sensing of Environment*. 2014, 146, 113–123. doi:10.1016/j.rse.2013.09.009
24. Kondrik D.V., Pozdnyakov D.V., Johannessen O.M. Satellite evidence that *E. huxleyi* phytoplankton blooms weaken marine carbon sinks. *Geophysical Research Letters*. 2018, 45, 2, 846–854. doi:10.1002/2017GL076240
25. Morozov E.A., Kondrik D.V., Chepikova S.S., Pozdnyakov D.V. Atmospheric columnar CO₂ enhancement over *E. huxleyi* blooms: case studies in the North Atlantic and Arctic waters. *Transactions of the Karelian Research Centre, RAS. Limnology and Oceanography*. 2019, 3, 28–33. doi: 10.17076/lim989
26. Pozdnyakov D.V., Pettersson L.H., Korosov A.A. Exploring the marine ecology from space. Experience from Russian-Norwegian Cooperation. Series: Springer Remote Sensing/Photogrammetry. Heidelberg, New York, Dordrecht, London, Springer, 2017. 215 p.
27. The Copernicus Marine Environment Monitoring Service (CMEMS). 2015: Globcolour project, L3 Ocean Colour products. URL: <http://globcolour.info> (date of access: 10.10.2021).
28. Garnesson P., Mangin A., d'Andon O.F., Demaria J., Bretagnon M. The CMEMS GlobColour chlorophyll-a product based on satellite observation: multi-sensor merging and flagging strategies. *Ocean Science*. 2019, 15, 819–830, doi:10.5194/os-15-819-2019
29. Snyder J.P. Map projections: A working manual. Professional paper 1395. Washington, DC, US Geological Survey, 1987. 305 p.
30. NOAA National Geophysical Data Center. 2018: AVHRR Pathfinder version 5.3 level 3 collated (L3C) global 4km sea surface temperature for 1981–Present. NOAA National Centers for Environmental Information. Dataset. URL: https://data.nodc.noaa.gov/cgi-bin/iso?id=gov.noaa.nodc: AVHRR_Pathfinder-NCEI-L3C-v5.3 (date of access: 10.05.2022). doi:10.7289/v52j68xx
31. Casey K.S., Brandon T.B., Cornillon P., Evans R. The past, present and future of the AVHRR pathfinder SST program. *Oceanography from Space: Revisited* / eds. V. Barale, J.F.R. Gower, and L. Alberotanza, Springer, 2010. doi:10.1007/978-90-481-8681-5_16
32. Korak S., Zhao X.Z., Zhang H., Casey S., Zhang D., Baker-Yeboah S., Kilpatrick K.A., Evans R.H., Ralph J.M. AVHRR Pathfinder version 5.3 level 3 collated (L3C) global 4km sea surface temperature for 1981–Present. NOAA National Centers for Environmental Information. 2018, Dataset. doi:10.7289/v52j68xx
33. NOAA National Geophysical Data Center. 2018: The World Ocean Atlas. NOAA National Centers for Environmental Information. URL: <https://www.ncei.noaa.gov/products/world-ocean-atlas> (date of access: 10.05.2022).
34. Jerome J.H., Bukata R.P., Miller J.R. Remote sensing reflectance and its relationship to optical properties of natural water. *International Journal of Remote Sensing*. 1996, 17, 16, 3135–3155. doi:10.1080/01431169608949135
35. Sokoletsky L.G., Lunetta R.S., Wetzel M.S., Paerl H.W. Assessment of the water quality components in turbid estuarine waters based on radiative transfer approximations. *Israel Journal of Plant Sciences*. 2012, 60, 209–229. doi:10.1560/IJPS.60.1–2.209
36. Press W., Teukolsky S., Vetterling W., Flannery B. Numerical recipes in C: The art of scientific computing. 2nd ed. New York, Cambridge University Press, 1992. 1262 p.
37. Balch W.M., Gordon H., Bowler B.C., Drapeau D.T., Booth E.S. Calcium carbonate measurements in the surface global ocean based on Moderate-Resolution Imaging Spectrometer Data. *Journal of Geophysical Research*. 2005, 110, C7, C07001. doi:10.1029/2004JC002560
38. Montegut C., Madec G., Fisher A., Lazar A., Iudicone D. Mixed layer depth over the global ocean: An examination of profile data and a profile-based climatology. *Journal of Geophysical Research*. 2004, 109, C12, C12003. doi:10.1029/2004JC002378

39. Honjo S. Coccoliths: Production, transportation and sedimentation. *Marine Micropaleontology*. 1976, 1, 65–79. doi:10.1016/0377-8398(76)90005-0
40. Pozdnyakov D.V., Chepikova S., Kondrik D.V. A possible teleconnection mechanism of initiation of *Emiliania huxleyi* outbursts in the Bering Sea in 1998–2001 and 2018–2019. *Proceedings Volume 11534, Earth Resources and Environmental Remote Sensing/GIS Applications XI*; 1153412, 2020. doi:10.1117/12.2573272
41. Pozdnyakov D., Kondrik D., Kazakov E., Chepikova S. Environmental conditions favoring coccolithophore blooms in subarctic and arctic seas: a 20-year satellite and multi-dimensional statistical study. *SPIE Proceedings, 11150: SPIE: Remote Sensing of the Ocean. 9–12 September Strasbourg, France*, 2019. doi:10.1117/12.2547868

Литература

1. IPCC, 2021: Climate Change 2021: The Physical Science Basis. Contribution of Working Group I to the Sixth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change [Masson-Delmotte, V., P. Zhai, A. Pirani, S.L. Connors, C. Péan, S. Berger, N. Caud, Y. Chen, L. Goldfarb, M.I. Gomis, M. Huang, K. Leitzell, E. Lonnoy, J.B.R. Matthews, T.K. Maycock, T. Waterfield, O. Yelekçi, R. Yu, and B. Zhou (eds.)]. Cambridge University Press, Cambridge, United Kingdom and New York, NY, USA, 2391 p. doi:10.1017/9781009157896
2. Burger F., John J.G., Frölicher T.L. Increase in ocean acidity variability and extremes under increasing atmospheric CO₂ // *Biogeosciences*. 2020. Vol. 17, Iss. 18. P. 4633–4662. doi:10.5194/bg-17–4633–2020
3. Hauri C., Pages R., McDonnel A.M. P. et al. Modulation of ocean acidification by decadal climate variability in the Gulf of Alaska // *Communications Earth & Environment*. 2021. Vol. 2. Art. 191. doi:10.1038/s43247–021–00254-z
4. Gattuso J.-P., Brewer P., Hoegh-Guldberg O. Ocean acidification // *Climate Change 2014: Impacts, Adaptation, and Vulnerability. Part A. Global and Sectoral Aspects / Contribution of Working Group II to the Fifth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change*. (C.B. Field, V.R. Barros, and D.J. Dokken Eds). Cambridge University Press, Cambridge, United Kingdom and New York, NY, USA, 2014, P. 129–131.
5. Thierstein H.R., Young J.R. Coccolithophores: From molecular processes to global impact. Berlin: Springer, 2004. 565 p. doi:10.1007/978-3-662-06278-4
6. Pozdnyakov D., Gnatiuk N., Davy R., Bobylev L. The phenomenon of *Emiliania huxleyi* in aspects of global climate and the ecology of the World Ocean // *Geography, Environment, Sustainability*. 2021. Vol. 14, N 2. P. 50–62. doi:10.24057/2071-9388-2020-214
7. Kondrik D.V., Pozdnyakov D.V., Pettersson L.H. Particulate inorganic carbon production within *E. huxleyi* blooms in subpolar and polar seas: a satellite time series study (1998–2013) // *International Journal of Remote Sensing*. 2017. Vol. 38, Iss. 22, P. 6179–6205. doi:10.1080/01431161.2017.1350304
8. Holligan P.M., et al. A biogeochemical study of the coccolithophore, *Emiliania huxleyi*, in the North Atlantic // *Global Biogeochemical Cycles*. 1993. Vol. 7, Iss. 4. P. 879–900. doi:10.1029/93GB01731
9. Groom S.B., Holligan P.M. Remote sensing of coccolithophore blooms // *Advances in Space Research*. 1987. Vol. 7, Iss. 2. P. 73–78. doi:10.1016/0273–1177(87)90166–9
10. Balch W.M., Kilpatrick K.A., Holligan P.M., Harbour D., Fernandez E. The 1991 coccolithophore bloom in the central North Atlantic. 2. Relating optics to coccolith concentration // *Limnology and Oceanography*. 1996. Vol. 41, Iss. 8. P. 1684–1696. doi:10.4319/lo.1996.41.8.1684
11. Brown C.W., Yoder J.A. Coccolithophoridblooms in the global ocean // *Journal of Geophysical Research*. 1994. Vol. 99, Iss. C4. P. 7467–7482. doi:10.1029/93JC02156
12. Ackleson S.G., Balch W.M., Holligan P.M. Response of water-leaving radiance to particulate calcite and chlorophyll *a* concentrations: A model for Gulf of Maine coccolithophore blooms // *Journal of Geophysical Research: Oceans. Special Section*. 1994. Vol. 99, Iss. C4. P. 7483–7499. doi:10.1029/93JC02150
13. Smyth T.J., Tyrrell T., Tarrant B. Time series of coccolithophore activity in the Barents Sea, from twenty years of satellite imagery // *Geophysical Research Letters*. 2004. Vol. 31, Iss. 11. doi:10.1029/2004GL019735
14. Cokacar T., Oguz T., Kubilay N. Satellite-detected early summer coccolithophore blooms and their interannual variability in the Black Sea // *Deep Sea Research Part I: Oceanographic Research Papers*. 2004. Vol. 51, Iss. 8. P. 1017–1031. doi:10.1016/j.dsr.2004.03.007
15. Буренков В.И., Коневич О.В., Ратыкова Т.Н., Шеберстов С.В. Спутниковые наблюдения цветения кокколитофорид в Баренцевом море // *Океанология*. 2011. Т. 51. № 5. С. 818–826.
16. Iglesias-Rodriguez M.D., Brown C.W., Doney S.C., Kleypas J., Kolber D., Kolber Z., Hayes P.K., Falkowski P.G. Representing key phytoplankton functional groups in ocean carbon cycle models: Coccolithophorids // *Global Biogeochemical Cycles*. 2002. Vol. 16, Iss. 4. P. 47–1–47–20. doi:10.1029/2001GB001454
17. Moore T., Dowell M.D., Franz B.A. Detection of coccolithophore blooms in ocean color imagery: A generalized approach for use with multiple sensors // *Remote Sensing of Environment*. 2012. Vol. 117. P. 249–263. doi:10.1016/j.rse.2011.10.001

18. Sadeghi A., Dinter T., Vountas M., Taylor B., Altenburg-Soppa M., Bracher A. Remote sensing of coccolithophore blooms in selected oceanic regions using the PhytoDOAS method applied to hyper-spectral satellite data // Biogeosciences. 2012. Vol. 9, Iss. 6. P. 2127–2143. doi:10.5194/bg-9-2127-2012
19. Balch W.M., Drapeau D.T., Bowler B.C., Lyczkowski E.R., Lubelczyk L.C., Painter S.C., Poulton A.J. Surface biological, chemical, and optical properties of the Patagonian Shelf coccolithophore bloom, the brightest waters of the Great Calcareous Belt // Limnology and Oceanography. 2014. Vol. 59, Iss. 5. P. 1715–1732. doi:10.4319/lo.2014.59.5.1715
20. Iida T., Saitoh S.I., Miyamura T., Toratani M., Fukushima H., Shiga N. Temporal and spatial variability of coccolithophore blooms in the eastern Bering Sea, 1998–2001 // Progress in Oceanography. 2002. Vol. 55, Iss. 1–2. P. 165–175. doi:10.1016/S0079-6611(02)00076-9
21. Merico A., Tyrrell T., Brown C.W., Groom S.B., Miller P.I. Analysis of satellite imagery for *Emiliania huxleyi* blooms in the Bering Sea before 1997 // Geophysical Research Letters. 2003. Vol. 30, Iss. 6. 1337. doi:10.1029/2002GL016648
22. Петренко Д.А., Заболотских Е.В., Поздняков Д.В., Кунийон Ф., Карлин Л.Н. Межгодовые вариации и тренд продукции неорганического углерода кокколитофорного происхождения в Арктике за период 2002–2010 гг. по спутниковым данным // Исследование Земли из космоса. 2013. № 2. С. 19–27. doi:10.7868/S0205961413020085
23. Kopelevich O., Burenkov V., Sheberstov S., Vazyulya S., Kravchishina M., Pautova L., Silkin V., Artemiev V., Grigoriev A. Satellite monitoring of coccolithophore blooms in the Black Sea from ocean color data // Remote Sensing of Environment. 2014. Vol. 146. P. 113–123. doi:10.1016/j.rse.2013.09.009
24. Kondrik D.V., Pozdnyakov D.V., Johannessen O.M. Satellite evidence that *E. huxleyi* phytoplankton blooms weaken marine carbon sinks // Geophysical Research Letters. 2018. Vol. 45, Iss. 2. P. 846–854. doi:10.1002/2017GL076240
25. Морозов Е.А., Кондрик Д.В., Чепикова С.С., Поздняков Д.В. Увеличение концентрации CO₂ в атмосферном столбе над областью цветения *E. huxleyi*: конкретные случаи в водах Северной Атлантики и Арктики // Труды Каельского научного центра РАН. Серия Лимнология и океанология. 2019. № 3. С. 28–33. doi:10.17076/lim989
26. Pozdnyakov D.V., Pettersson L.H., Korosov A.A. Exploring the marine ecology from space. Experience from Russian-Norwegian Cooperation. Series: Springer Remote Sensing/Photogrammetry. Heidelberg, New York, Dordrecht, London: Springer, 2017. 215 p.
27. The Copernicus Marine Environment Monitoring Service (CMEMS). 2015: Globcolour project, L3 Ocean Colour products. URL: <http://globcolour.info> (дата обращения: 10.10.2021).
28. Garnesson P., Mangin A., d'Andon O.F., Demaria J., Bretagnon M. The CMEMS GlobColour chlorophyll-*a* product based on satellite observation: multi-sensor merging and flagging strategies // Ocean Science. 2019. Vol. 15. P. 819–830. doi:10.5194/os-15–819–2019
29. Snyder J.P. Map projections: A working manual. Professional paper 1395. Washington, DC, US Geological Survey, 1987. 305 p.
30. NOAA National Geophysical Data Center. 2018: AVHRR Pathfinder version 5.3 level 3 collated (L3C) global 4km sea surface temperature for 1981–Present. NOAA National Centers for Environmental Information. Dataset. URL: https://data.nodc.noaa.gov/cgi-bin/iso?id=gov.noaa.nodc:AVHRR_Pathfinder-NCEI-L3C-v5.3 (дата обращения: 10.05.2022). doi:10.7289/v52j68xx
31. Casey K.S., Brandon T.B., Cornillon P., Evans R. The past, present and future of the AVHRR pathfinder SST program // Oceanography from Space: Revisited / eds. V. Barale, J.F.R. Gower, and L. Alberotanza, Springer. 2010. doi:10.1007/978-90-481-8681-5_16
32. Korak S., Zhao X.Z., Zhang H., Casey S., Zhang D., Baker-Yeboah S., Kilpatrick K.A., Evans R.H., Ryan T., Relph J.M. AVHRR Pathfinder version 5.3 level 3 collated (L3C) global 4km sea surface temperature for 1981–Present // NOAA National Centers for Environmental Information. 2018, Dataset. doi:10.7289/v52j68xx
33. NOAA National Geophysical Data Center. 2018: The World Ocean Atlas. NOAA National Centers for Environmental Information. URL: <https://www.ncei.noaa.gov/products/world-ocean-atlas> (дата обращения: 10.05.2022).
34. Jerome J.H., Bukata R.P., Miller J.R. Remote sensing reflectance and its relationship to optical properties of natural water // International Journal of Remote Sensing. 1996. Vol. 17, Iss. 16. P. 3135–3155. doi:10.1080/01431169608949135
35. Sokoletsky L.G., Lunetta R.S., Wetz M.S., Paerl H.W. Assessment of the water quality components in turbid estuarine waters based on radiative transfer approximations // Israel Journal of Plant Sciences. 2012. Vol. 60. P. 209–229. doi:10.1560/IJPS.60.1–2.209
36. Press W., Teukolsky S., Vetterling W., Flannery B. Numerical recipes in C: The art of scientific computing. 2nd ed. New York: Cambridge University Press, 1992. 1262 p.
37. Balch W.M., Gordon H., Bowler B.C., Drapeau D.T., Booth E.S. Calcium carbonate measurements in the surface global ocean based on Moderate-Resolution Imaging Spectrometer Data // Journal of Geophysical Research. 2005. Vol. 110, Iss. C7. C07001. doi:10.1029/2004JC002560
38. Montegut C., Madec G., Fisher A., Lazar A., Iudicone D. Mixed layer depth over the global ocean: An examination of profile data and a profile-based climatology // Journal of Geophysical Research. 2004. Vol. 109, Iss. C12. C12003. doi:10.1029/2004JC002378

39. Honjo S. Coccoliths: Production, transportation and sedimentation // *Marine Micropaleontology*. 1976. Vol. 1. P. 65–79. doi:10.1016/0377-8398(76)90005-0
40. Pozdnyakov D.V., Chepikova S., Kondrik D.V. A possible teleconnection mechanism of initiation of *Emiliania huxleyi* outbursts in the Bering Sea in 1998–2001 and 2018–2019 // *Proceedings Volume 11534, Earth Resources and Environmental Remote Sensing/GIS Applications XI*; 1153412. 2020. doi:10.1117/12.2573272
41. Pozdnyakov D., Kondrik D., Kazakov E., Chepikova S. Environmental conditions favoring coccolithophore blooms in subarctic and arctic seas: a 20-year satellite and multi-dimensional statistical study // *SPIE Proceedings*, 11150: SPIE: Remote Sensing of the Ocean. 9–12 September Strasbourg, France, 2019. doi:10.1117/12.2547868

About the authors

FROLOVA Anastasiia Valeryevna, РИНЦ Author ID: 1124673, ORCID ID: 0000-0002-8064-7116,
Scopus Author ID: 57210446164, WoS ResearcherID: ACE-4108–2022, st050263@student.spbu.ru

POZDNYAKOV Dmitry Victorovich, РИНЦ Author ID: 179336, ORCID ID: 0000-0003-0889-7855,
Scopus Author ID: 56370460300, dmitry.pozdnyakov@niersc.spb.ru

MOROZOV Evgeny Aleksandrovich, РИНЦ Author ID: 1115348, Scopus Author ID: 57193680029,
WoS ResearcherID: F-9030–2017

УДК 551.468:504.4.054

© I. M. Abdallah, V. Y. Chantsev*, 2023

Russian State Hydrometeorological University, 192007, Voronezhskaya ul., 79, St. Petersburg, Russia

*val@rshu.ru

SIMULATION OF OIL SPILL TRAJECTORY AND FATE AT THE SOUTHERN ENTRANCE OF THE SUEZ CANAL, RED SEA, EGYPT

Received 07.07.2022, Revised 27.10.2022, Accepted 16.01.2023

Abstract

The Suez Canal suffers from heavy maritime traffic, especially oil tankers, due to its strategic location between the Mediterranean and the Red Sea. As a result, it is prone to accidental oil spills, which might obstruct the maritime lane via the canal and severely harm the marine and coastal ecosystems. This study aims to forecast an oil spill trajectory and fate under the influence of different wind regimes using the General NOAA Operational Modeling Environment (GNOME) and the Automated Data Inquiry for Oil Spills (ADIOS2) models to define the potentially affected regions. Hence, four scenarios were simulated, assuming a spill of one thousand metric tons of Arabian light crude oil into the seawater about two kilometers from the Suez Canal's southern entrance. The results highlight that wind direction and sea currents substantially affect the movement of oil spills. The trajectory maps show that the north-west wind forces the spilled oil to move toward the southeast direction, threatening the navigation lane through the Suez Canal and about 38 km of beaches south of the canal, which has several vital projects such as the Ayoun Mousse power plant and a lot of resorts. In the case of northern winds, the oil moved south in the center of the Gulf, which may allow response teams more time to clean up the spill. However, in the case of north-east winds, the oil drifted southwesterly and threatened the Green Island and western shores of the Gulf, which has many tourist villages. About a quarter of the oil evaporated, and more than two-thirds of the oil emulsified in all four scenarios. For the first time, this study has provided an understanding of oil spill forecasting and trajectory modeling for the Suez Canal's southern entrance. Also, it can be considered a prediction tool for Egypt's policymakers and Suez Canal Authority (SCA) to develop adequate and practical strategies to mitigate crude oil spill consequences.

Keywords: Oil spill, Modeling, Scenarios, GNOME, ADIOS, Suez Canal, Gulf of Suez

© И. М. Абдаллах, В. Ю. Чанцев, 2023

Российский государственный гидрометеорологический университет, 192007, Россия,
Санкт-Петербург, Воронежская ул., 79

*val@rshu.ru

МОДЕЛИРОВАНИЕ ТРАЕКТОРИИ И ПОСЛЕДСТВИЙ РАЗЛИВА НЕФТИ У ЮЖНОГО ВХОДА СУЭЦКОГО КАНАЛА, КРАСНОЕ МОРЕ, ЕГИПЕТ

Статья поступила в редакцию 07.07.2022, после доработки 27.10.2022, принята в печать 16.01.2023

Аннотация

Суэцкий канал страдает от интенсивного морского судоходства, особенно нефтяных танкеров, из-за его стратегического положения между Средиземным и Красным морями. В результате он подвержен случайным разливам нефти, которые могут заблокировать морской путь через канал и нанести серьезный ущерб морской и прибрежной экосистемам. Это исследование направлено на прогнозирование траектории и последствий разливов нефти под влиянием различных ветровых режимов с использованием общей среды оперативного моделирования NOAA (GNOME) и моделей автоматизированного запроса данных для разливов нефти (ADIOS2) для определения потенциально пострадавших регионов. Таким образом, были смоделированы четыре сценария, предполагающие разлив 1000 метрических тонн аравийской легкой сырой нефти в морскую воду примерно в 2-х км от южного входа в Суэцкий канал. Результаты показывают, что направление ветра и морские течения существенно влияют на перемещение разливов нефти. Карты траектории показывают, что северо-западный ветер заставляет разлившуюся нефть двигаться в юго-восточном направлении,

Ссылка для цитирования: Абдаллах И.М., Чанцев В.Ю. Моделирование траектории и последствий разлива нефти у южного входа Суэцкого канала, Красное море, Египет // Фундаментальная и прикладная гидрофизика. 2023. Т. 16, № 1. С. 63–79. doi:10.48612/fpg/hg4a-1ht8-db7d

For citation: Abdallah I.M., Chantsev V.Y. Simulation of Oil Spill Trajectory and Fate at the Southern Entrance of the Suez Canal, Red Sea, Egypt. *Fundamental and Applied Hydrophysics*. 2023, 16, 1, 63–79. doi:10.48612/fpg/hg4a-1ht8-db7d

угрожая навигационному пути через Суэцкий канал и около 38 км пляжей к югу от канала, где есть несколько жизненно важных проектов, таких как Ayoun Mousse электростанция и много курортов. В случае северных ветров нефть перемещалась на юг в центр залива, что может дать группам реагирования больше времени для ликвидации разлива. Однако в случае северо-восточных ветров нефть дрейфовала на юго-запад и угрожала острову Зеленый и западным берегам залива, где расположено множество туристических поселков. Около четверти нефти испарилось, и более двух третей нефти эмульгировалось во всех четырех сценариях. Это исследование впервые дало представление о прогнозировании разливов нефти и моделировании траектории разлива на южном входе в Суэцкий канал. Кроме того, его можно рассматривать как инструмент прогнозирования для политиков Египта и Управления Суэцкого канала (SCA) для разработки адекватных и практических стратегий по смягчению последствий разливов сырой нефти.

Ключевые слова: разлив нефти, моделирование, сценарии, GNOME, ADIOS, Суэцкий канал, Суэцкий залив

1. Introduction

Worldwide demand for crude oil continues to increase, despite the current attempts to convert to sustainable energy sources and renewable fuels [1, 2]. Marine transport is the most common method for transporting crude oil globally, which has economic and environmental benefits [3, 4]. As a result, the number of ships, the intensity of traffic, and port operations have increased. Hence, the possibility of accidents resulting in oil spills will increase [4, 5]. According to the International Tanker Owners Pollution Federation (ITOPF) [6], the total crude oil spilled into the marine environment due to tanker incidents in 2021 was approximately 10,000 tons. Oil spills are considered the most critical form of marine pollution [7–9]. Thus, the oil spill incidents remain a concerned subject of research for efficient prevention and response measures. Simulating oil spill movement and behavior is essential before beginning any response plan [10, 11].

When oil is spilled into the marine environment, it undergoes a series of physical and chemical changes known as weathering [12–14]. The major oil spill weathering processes are evaporation and emulsification, which depend on the type of oil spilled and environmental conditions during and after the spill. [15–17]. Evaporation is the leading actor in removing oil from the sea surface. At the same time, emulsification leads to persistence and an increase in the volume of pollutants [18]. Thus, predicting the behavior of spilled oil enables selecting the most efficient and effective response and mitigation techniques [19]. Modeling hypothetical oil spills before they occur is necessary to assess the likelihood of an oil spill damaging vulnerable resources in water areas and coasts, to determine the time available for deploying the forces and means of an oil spill containment and response system, to evaluate options for strategies for using technical means [20].

Oil spill modeling is an effective tool that can anticipate a spill's trajectory, estimate the time it will take for the oil to reach certain regions of interest, and assess the spill's status once it gets to the modeled sites [1, 21, 22]. Various efforts have been made worldwide to model the oil spill movement in real and hypothetical incidents. Simulation of the oil spill has been carried out by different software. Some of the most extensively used oil spill models capable of anticipating the direction and outcome of oil spills are as follows; General NOAA Operational Modeling Environment (GNOME) [23–26], Delft3D-PART [27], OILMAP [28], Particle Transport Model (OILTRANS) [29], OpenOil [30, 31], and Automated Data Inquiry for Oil Spills (ADIOS2) [32, 33].

The Suez Canal is one of the main crucial shipping routes for Egypt and the entire globe. The possibility of oil spill accidents in Egyptian water has increased due to the shipping traffic that passes through the Suez Canal to the Mediterranean Sea [34]. On the 5th of August, 2014, Egyptian President Abdel Fattah El-Sisi declared the start of Egypt's new Suez Canal project. Consequently, canal traffic increased from 18,830 vessels in 2020 to 20,694 in 2021, or more than 56 per day [35]. Due to this heavy traffic, the canal is prone to accidental oil spills that might obstruct the maritime route and harm the marine ecosystem. According to Kostianaia et al. [34], the Suez Canal has already seen many oil spill incidents. As a result of oil tanker accidents, about 4,000 tons of crude oil leaked in 2004, and 9,000 tons were spilled in 2006 [36]. Despite the high shipping activities and the potential of being exposed to oil spills in Egypt's waters, only a few published research papers have predicted the trajectory of spills [36–40]. Moreover, there is no existing reference for predicting oil spill movement in the area under investigation (the Suez Canal's southern entrance), making this the first research of its sort. The study aims to simulate an assumptive oil spill incident at the Suez Canal's southern entrance under the influence of different wind regimes, primarily to define the potentially affected regions.

2. Study area

The Suez Canal is an artificial waterway of 193 km running from Port Said north to the Gulf of Suez south, thus connecting the Mediterranean and the Red Seas, as shown in Fig. 1. It is one of the most vital and heavily used waterways globally; navigation started on the 17th of November, 1869 [34]. According to the Suez Canal Authority [41], the canal accounts for around 10 % of worldwide marine traffic and provides Egypt with much-needed foreign cash. In 2021, the canal transported almost 1.27 billion tons of cargo, a 13 % increase over the previous year and the highest amounts ever

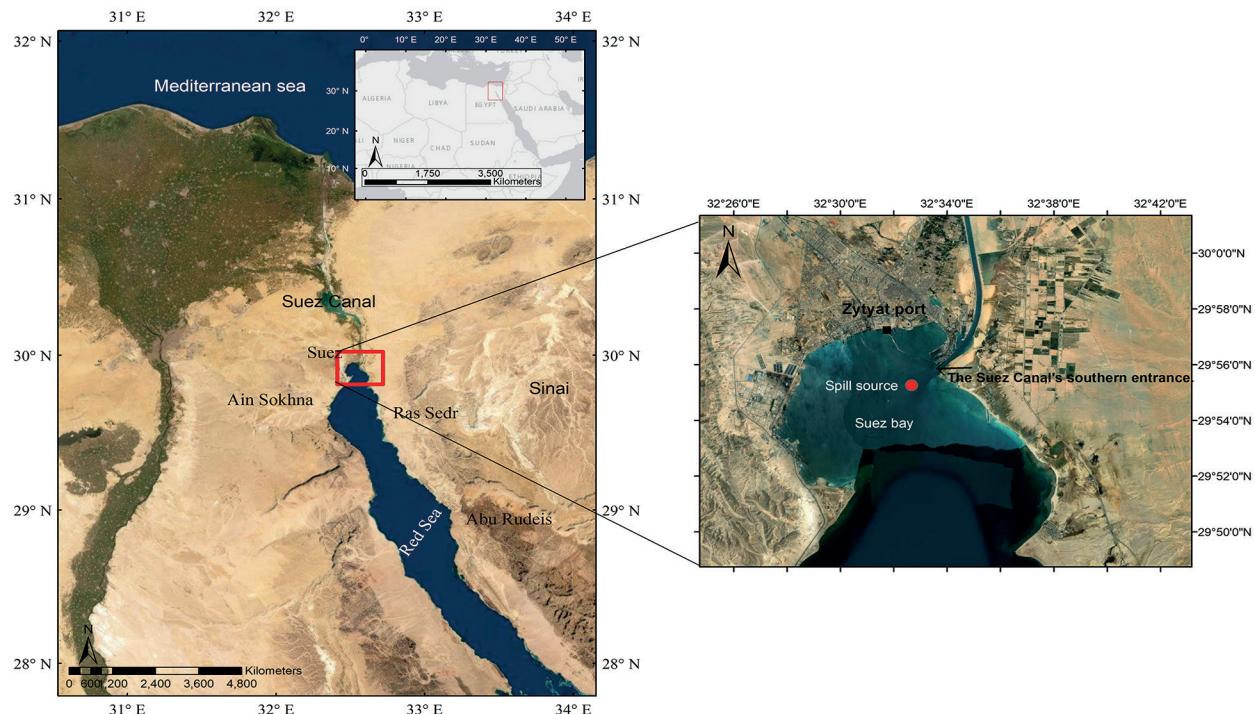


Fig. 1. The Suez Bay and Canal map showing the hypothetical oil spill source as a big red dot off the southern entrance of the Suez Canal and Zayyat Port

recorded. Fig. 2 shows marine traffic density in the Gulf of Suez and Suez Canal for all ship types in 2021 [42]. In the present study, an assumptive oil spill is considered in the Suez Bay, off the southern entrance of the Suez Canal Fig. 1. The Suez Bay, which represents the south entrance of the Suez Canal, is a shallow extension of the Gulf of Suez, roughly twisted in shape, with its central axis in the NE-SW direction [43]. Therefore, the Bay is always congested with cargos and tankers awaiting transit through the canal to the Mediterranean, which may result in oil leak accidents. Another factor contributing to the probability of an oil spill in the region is the Zayyat port. The Port is one of Egypt's oldest and largest specialty ports. It is utilized by Suez oil corporations to accept oil tankers laden with petroleum and gas from the Red Sea and South Sinai Governorate [44].

3. Data used and methodology

In this study, two software have been used, General NOAA Operational Modeling Environment (GNOME) and Automated Data Inquiry for Oil Spills (ADIOS2). These models can identify the target area impacted by pollutants and calculate the weathering processes (evaporation and emulsification) [23, 45]. The results of these models are in the form of images, graphics, movies, and data files compatible with GIS (geographic information system) for further analysis [16]. These data could be analyzed using various workflows for further investigation [46]. Fig. 3 represents this study's input and output flowchart for trajectory and behavior modeling.

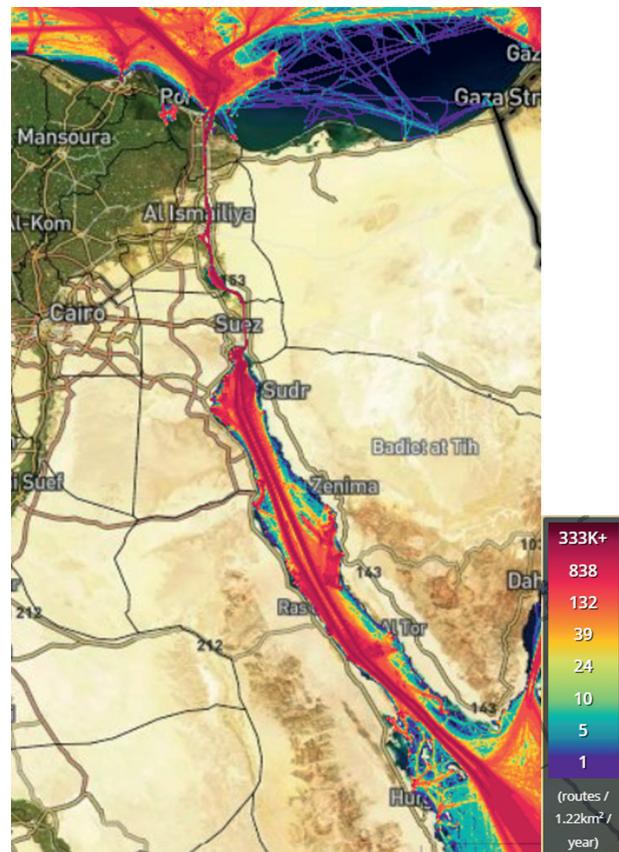


Fig. 2 Heavy traffic at the Gulf of Suez and Suez Canal, source marine traffic [42]

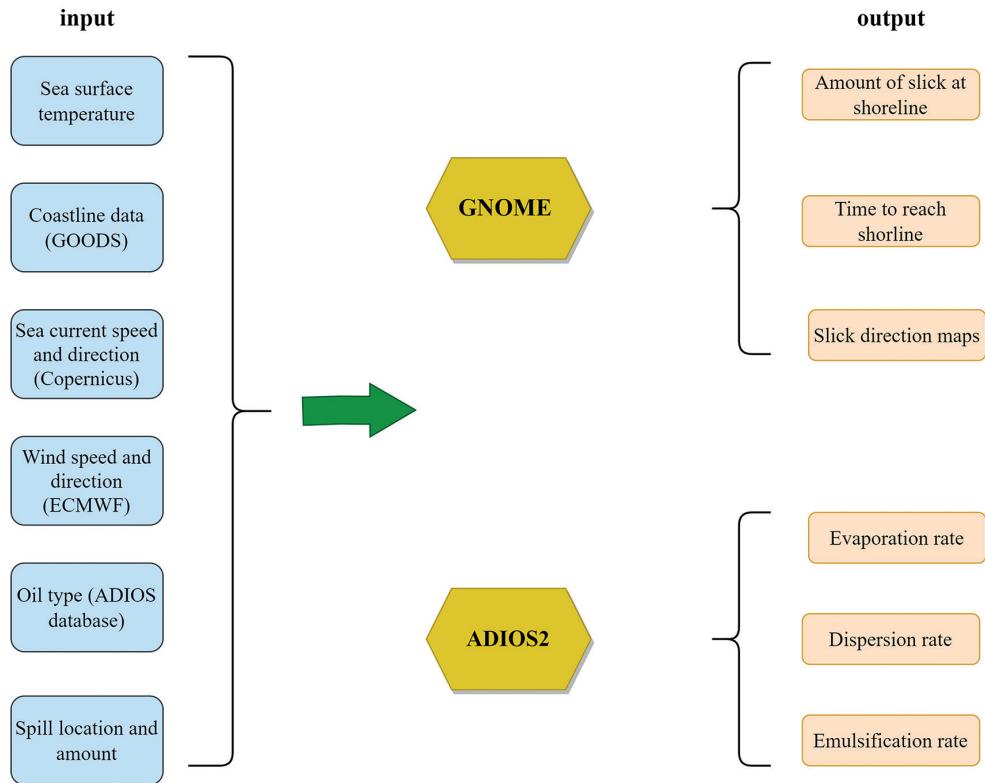


Fig. 3. A flowchart of input and output for oil spill trajectory and fate modeling

3.1. Oil-spill trajectory simulation

The General National Oceanic and Atmospheric Administration Operational Oil Modeling Environment (GNOME) model was developed by NOAA's Hazardous Materials Response (HAZMAT) and debuted on the 16th of March, 1999 [47]. The GNOME model is two-dimensional and more generalizable than other models and requires fewer parameters as input [48]. This two-dimensional model is frequently used in marine, coastal, and riverine environments to predict the movement of oil slicks [25, 48]. GNOME's input data set contains coastline data, spill location, oil type, spill volume, and direction of the wind and sea currents. In addition, the model provides georeferenced trajectory output that may be used as an input to GIS (geographic information system) tools [24]. The GNOME model uses the Euler-Lagrange particle tracking method to monitor oil spill movement [49]. This method considers the oil slick to be a group of particles. As each particle passes through water, its path through the liquid is computed. The time-dependent velocity and direction of each particle may also be calculated. Due to diffusion and evaporation, oil conditions can be monitored in real-time [33, 50]. The GNOME model includes a refloating algorithm that empirically describes the adhesiveness of the oil to the shoreline; a "half-life" parameter can be set by the user. It is a function of substrate porosity, the presence or absence of vegetation, the inherent stickiness of the oil, and other physical properties and processes of the environment as well. These different parameters have been lumped together in a single parameter, "half-life". This is the number of hours in which half of the oil on a given shoreline is expected to be removed if (1) there is an offshore wind or diffusive transport and (2) sea level is at the same level, or higher, than the level of the oil when it was beached [23, 47]. Samaras et al. [51] present half-life values for different beach types ranging from zero for seawalls and concrete to 124 sheltered sand or gravel beach. In this study we used a half-life value of 24 h for GNOME simulations, which is representative of a sand or a gravel beaches".

In this study, we adopted the GNOME modeling tool because of its record of practical deployment and validation against real-world environmental disasters and its widespread use across organizations [1, 52]. Moreover, as shown by multiple studies, GNOME findings for many scenarios demonstrated a high degree of consistency between model simulation, satellite data, and experimental observations [25, 53]. Consequently, the Marine Emergency Mutual Aid Centre has advised that oil spills in the Arabian Gulf be simulated using the GNOME model [54].

3.2. Oil-spill weathering simulation

The Automated Data Inquiry for Oil Spills (ADIOS2) is an oil spill model developed by National Oceanic and Atmospheric Administration (NOAA). It stimulates the processes involved in oil weathering, including evaporation and emulsification [45]. The model input data are the oil type and amount, seawater temperature, wind, and current data. ADIOS2 blends a library of around 1,000 oils with a short-term oil fate and cleaning model to estimate how long spilled oil will persist in the marine environment and develop cleanup techniques. Computed ADIOS2 data combines real-time weather data (wind speed) with chemical and physical property data from its oil library [46]. The model codes are available for different water areas: open sea, nearshore waters, semi-confined coastal waters, estuaries, rivers, lakes, and reservoirs [55].

3.3. Data sources

This study's spill scenarios comprise both actual and hypothetical environmental parameters. The actual wind parameters were obtained in NetCDF file format from the European Centre for Medium-Range Weather Forecasting (ECMWF) Reanalysis (ERA5)¹. The hypothetical wind parameters are the north-west NW, north N, and north-east NE with a constant speed of 4 m/s. We selected these parameters based on the Egyptian meteorological authority [56]. The actual currents parameters were obtained from GLOBAL_ANALYSIS_FORECAST_PHY_001_024 Global Ocean 1/12° Physics Analysis and Forecast updated Daily in a NetCDF format, a format suitable for GNOME².

The GNOME requires that the file describing the coastline be in a bna format, which is available from the High-resolution Shoreline (GSHHS) database using the GNOME Online Oceanographic Data server (GOODS). The GSHHS is a high-resolution geography data set amalgamated from two databases: World Vector Shorelines (WVS) and CIA World Data Bank II (WDBII) [16, 57]³.

4. Model formulation and assumptions

A hypothetical oil spill caused by a tanker accident in the Suez Bay at the southern entrance of the Suez Canal is considered for the present study. This possible oil spill source is in the shipping lane about 2 kilometers from the shoreline, as shown in Fig. 1. One thousand metric tons of Arabian light crude oil is assumed to have spilled on the 10th of February 2021 at 12.00 am. The Arabian Light crude oil selection was based on the frequency with which tankers carry it via the Suez Canal and the Sumed pipeline [37]. Additionally, the ADIOS2 Model library includes a parameter database for this oil type and the characteristic constants necessary to solve the constitutive equations Table 1.

The GNOME and ADIOS2 models were used to simulate the trajectory and behavior of the spill. As previously mentioned, the GNOME and ADIOS2 input data sets contain coastline data, wind data, sea currents data, oil spill location, oil type, oil amount, and seawater temperature. This study's spill scenarios comprise both actual and hypothetical environmental parameters. The actual wind data was downloaded from the ECMWF Reanalysis ERA5, while sea currents data was from Copernicus. The wind speed is assumed to be constant at 4 m/s, which is the average scalar speed for February in Suez, and the wind direction is manipulated to represent the three predominant wind directions: the NW, accounting for 22.4 % of the frequency; the N (17.3 %); and the NE (7.0 %) [36]. Seawater temperature was extracted from previous studies, where the average seawater temperature in winter is 18.7 °C [58].

Table 1
Arabian light crude oil characteristics (ADIOS2 oil library database)

Parameter	Quantity
API (degree)	33.4
Density	0.878 g/cc at 0 °C
Viscosity	12 cSt at 0 °C
Pour point	-53 °C
Adhesion	0.14 g/m ²
Aromatic	39 weight%

API, American Petroleum Institute.

¹ <https://www.ecmwf.int/>

² https://resources.marine.copernicus.eu/product_download/GLOBAL_ANALYSIS_FORECAST_PHY_001_024

³ https://gnome.orr.noaa.gov/goods/tools/GSHHS/coast_subset

Table 2

GNOME model scenarios with various parameters

Scenario	Spill location	Volume of spill	Seawater current	Wave speed and direction
Scenario 1	Lat: 29.9214 N Long: 32.5493 E	1000 metric tons	Variable	Variable
Scenario 2	Lat: 29.9214 N Long: 32.5493 E	1000 metric tons	Variable	4 m/s from NW
Scenario 3	Lat: 29.9214 N Long: 32.5493 E	1000 metric tons	Variable	4 m/s from N
Scenario 4	Lat: 29.9214 N Long: 32.5493 E	1000 metric tons	Variable	4 m/s from NNE

Coastline data was obtained from the GSHHS database by the GOODS server. The simulation period was 72 h at a step of 0.25 h. The along-current and cross-current uncertainty values for the sea currents data were adjusted to 10 % to accommodate probable currents value uncertainties. According to Zelenke et al. [23], along-current uncertainty is the uncertainty in the forward and backward currents values. In contrast, cross-current uncertainty refers to the left and right direction uncertainty. Four different scenario settings are presented in Table 2.

5. Results

Variable wind and sea current data are used for Scenario 1. The simulation for the model started at 12:00 am on the 10th of February 2021. One thousand metric tons of Arabian light crude oil hypothesized to have leaked from the vessels at the spill location. The spill is represented in terms of dots which are either black or red. The black color dots represent the best guess solution, assuming there are no input parameters uncertainties. In contrast, the red dots represent a minimum regret solution that incorporates the uncertainties of wind and sea currents. The red dots on the map show the possible uncertainty of the spill position (more correctly, the contamination area), i.e. not an increase in the actual contamination area, but a possible shift of the “center of mass” of oil spills. The area covered by the “red dots” is not in general associated with a possible increase in the area of the contamination area. This is just the displacement of the black dots in any direction.

The results of Scenario 1 from the GNOME model are displayed in Fig. 4 as maps every six hours. As the simulation started, oil particles drifted in a southeast direction SE. Three hours after the simulation’s beginning at 3 am, about 0.84 % (177 metric tons) of the oil started reaching the southern entrance of the Suez Canal and continued

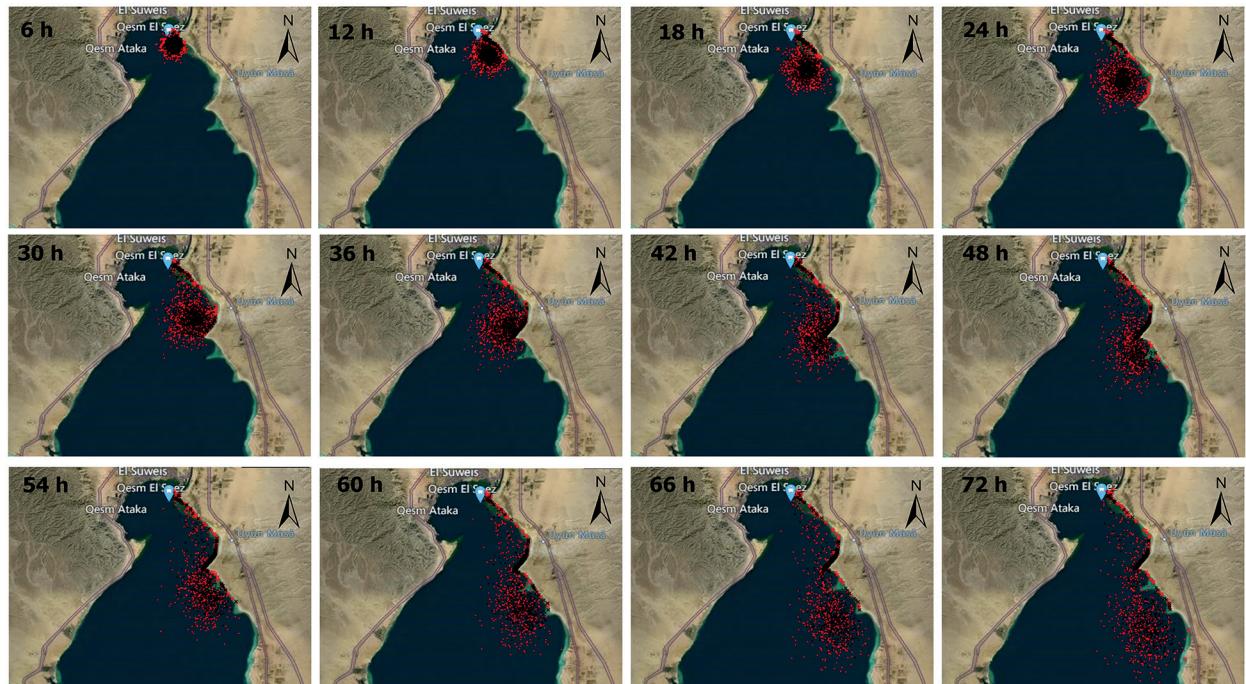


Fig. 4. Oil particle position for Scenario 1 (variable wind and sea currents speed and direction). The black dots represent BGS, and the red dot presents MRS. The spill source is shown as the big blue dot

to accumulate on the eastern side of the Gulf of Suez. After 72 hours, approximately 37.2 % of the oil had covered about 34 kilometers of the east coast of the Gulf of Suez from (29°56'17.50"N 32°33'14.24"E to 29°42'29.57"N 32°41'20.83"E) for both black dots (best guess) and red dots (minimum regret solution). At the same time, approximately 35.9 % (359 mt) of the oil traveled 30 km from the spill source and remained floating. The evaporation and emulsification processes started immediately after the oil spill. Within 72 hours, around 26 % (260 mt) of the total oil spill had evaporated, and the emulsion water content reached approximately 84.8 %, Fig. 5.

Scenario 2 is simulated with a constant wind speed of 4 m/s from the NW direction and variable sea current. The model is set off on 10.2.2021 at 12:00 am. Here we saw the slick starts to move ESE direction with the best guess and minimum regret coverage area, Fig. 6. In this scenario, beaching started after two hours at 2 am; nearly less than one metric ton of oil was found to be beached along the southern entrance of the Suez Canal. At the end of the simulation,

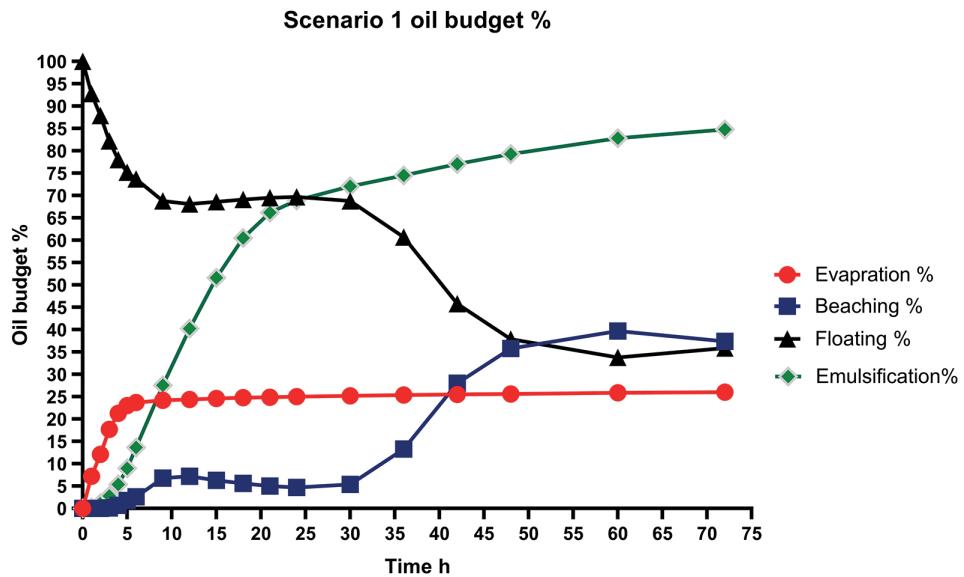


Fig. 5. The spilled oil's evaporation, beaching, floating, and emulsification during the simulation period of Scenario 1

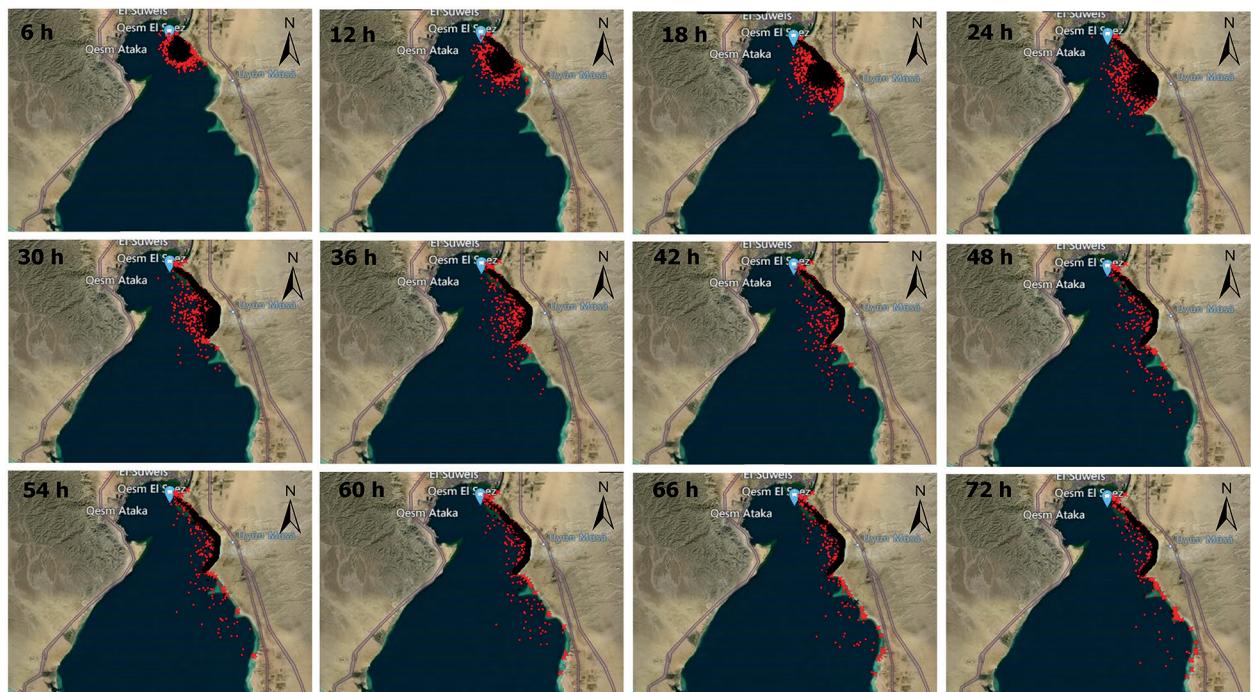


Fig. 6 Oil particle position for Scenario 2 (constant wind speed 4 m/s from NW direction). The black dots represent BGS, and the red dot presents MRS. The spill source is shown as the big blue dot

approximately 70.5 % of the whole oil was beached along the eastern shoreline of the Gulf of Suez, south of the Suez Canal. In this case, Black dots covered about 16.5 km ($29^{\circ}55'46.04''N 32^{\circ}33'36.28''E$ to $29^{\circ}48'56.49''N 32^{\circ}35'52.46''E$), While Red dots affect more than 38 km ($29^{\circ}56'17.43''N 32^{\circ}33'27.54''E$ to $29^{\circ}39'33.62''N 32^{\circ}39'45.01''E$). After 72 hours, the evaporation rate was about 25.2 %, and the emulsification amount was 73.3 %, Fig. 7.

In Scenario 3, the simulation is run with a constant wind speed 4 m/s from the N direction. As the simulation started at 12 am, the spill moved in the south direction with black (best guess solution, BGS) and Red (minimum regret solution, MRS) dots, Fig. 8. After 9 hours, a minor amount of 0.1 % of oil reached the eastern and western beaches of the Gulf of Suez. While at the end of the simulation, the majority of the oil, around 73.8 %, stayed floating in the center of the Gulf waters and continued travel in the south direction. After 72 hours, the amount of oil lost due to evaporation reached 25.6 %, and the emulsion water content reached approximately 76.4 %, Fig. 9.

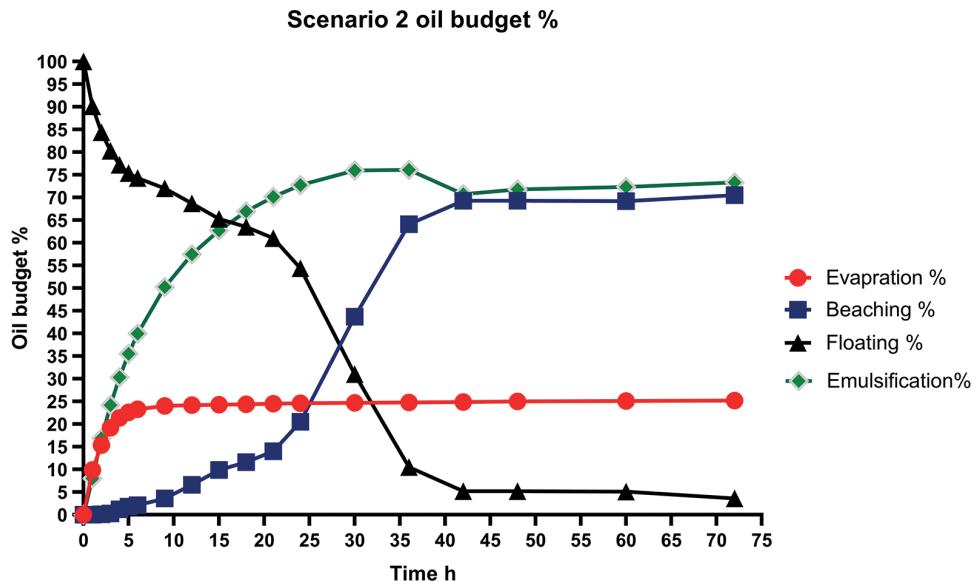


Fig. 7. The spilled oil's evaporation, beaching, floating, and emulsification during the simulation period of Scenario 2

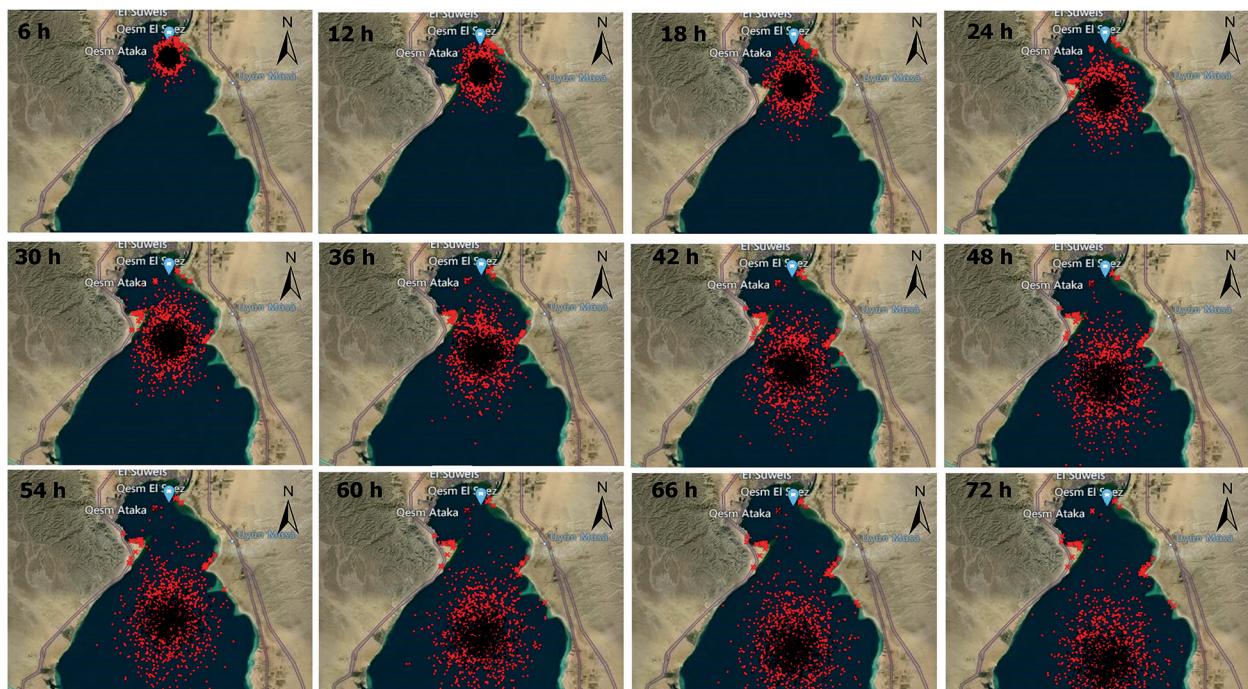


Fig. 8. Oil particle position for Scenario 3 (constant wind speed 4 m/s from N direction). The black dots represent BGS, and the red dot presents MRS. The spill source is shown as the big blue dot

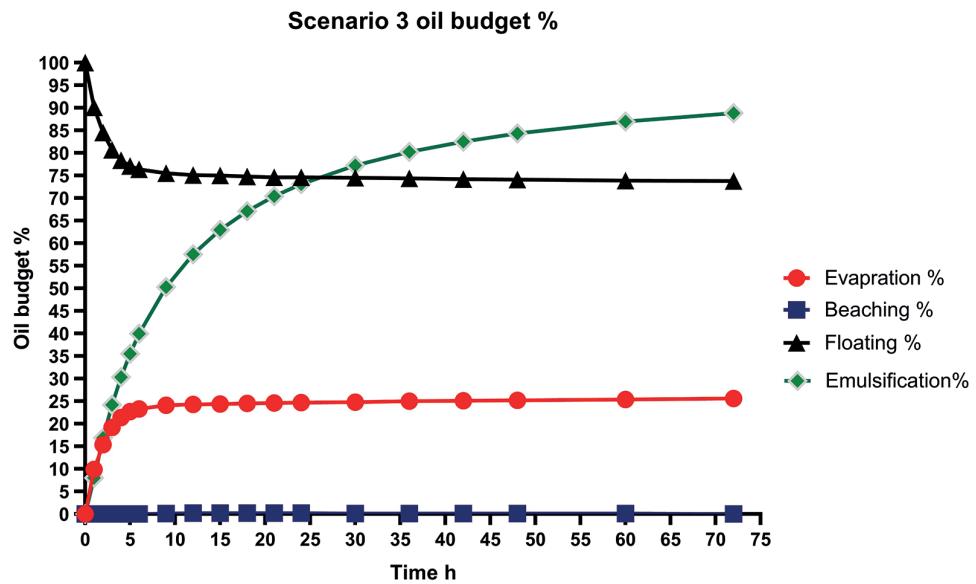


Fig. 9. The spilled oil's evaporation, beaching, floating, and emulsification during the simulation period of Scenario 3

The fourth scenario is simulated with a constant wind speed of 4 m/s from the north-east NE, Fig. 10. As the simulation begins at 12 am, the oil slick starts moving in the southwest direction toward the western coast of the Gulf of Suez. Immediately after 2 hours at 2 am, approximately 1.4% (140 mt) starts beached to the Green Island, about 2 km from the spill location. After 18 h at 6 pm, the slick traveled about 9 km and reached the western coast of the Gulf of Suez at Al-Adabiya port. After 72 hours, approximately 60.3% of all spilled oil accumulated on the Green Island and covered about 40 km of the western coast of the Gulf of Suez from $29^{\circ}54'31.20''$ N $32^{\circ}27'43.70''$ E to $29^{\circ}39'11.66''$ N $32^{\circ}21'54.20''$ E for black and red dots. At the same time, approximately 13.7% remained in the water and continued floating. As shown in Fig. 11, the amount of oil lost due to evaporation was about 25.3% (253 mt), and the emulsion water content reached approximately 80.1% at the end of the simulation.

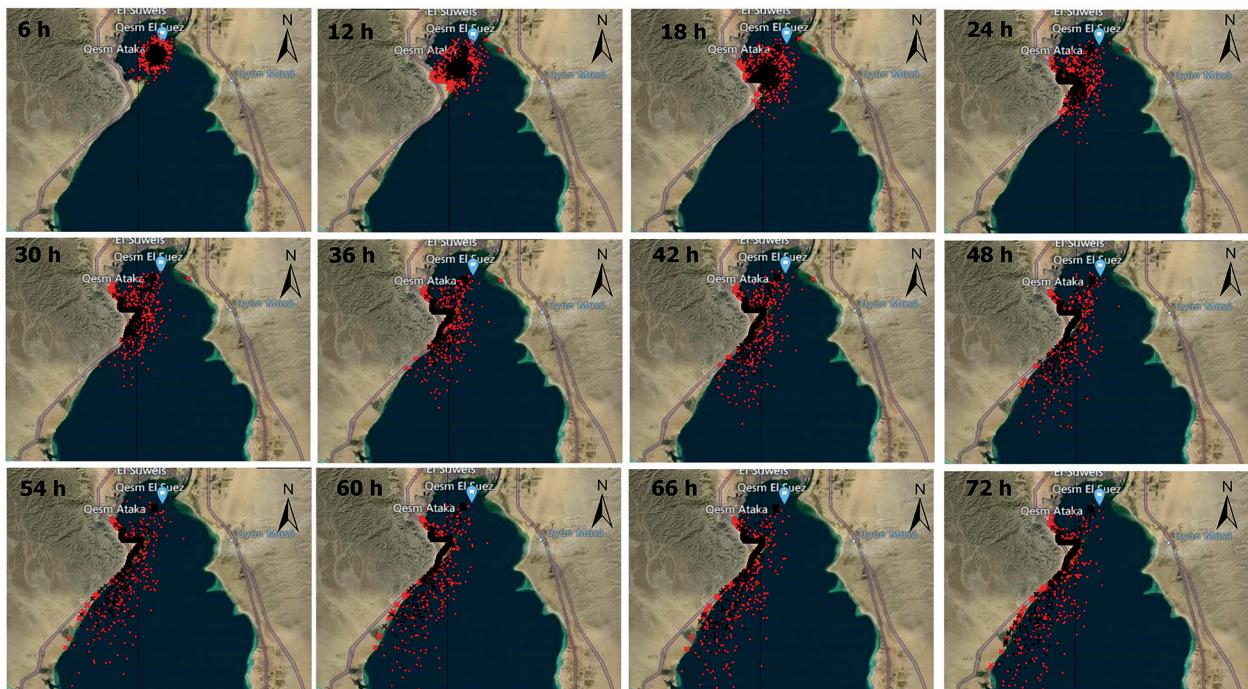


Fig. 10. Oil particle position for Scenario 4 (constant wind speed 4 m/s from NE direction). The black dots represent BGS, and the red dot presents MRS. The spill source is shown as the big blue dot

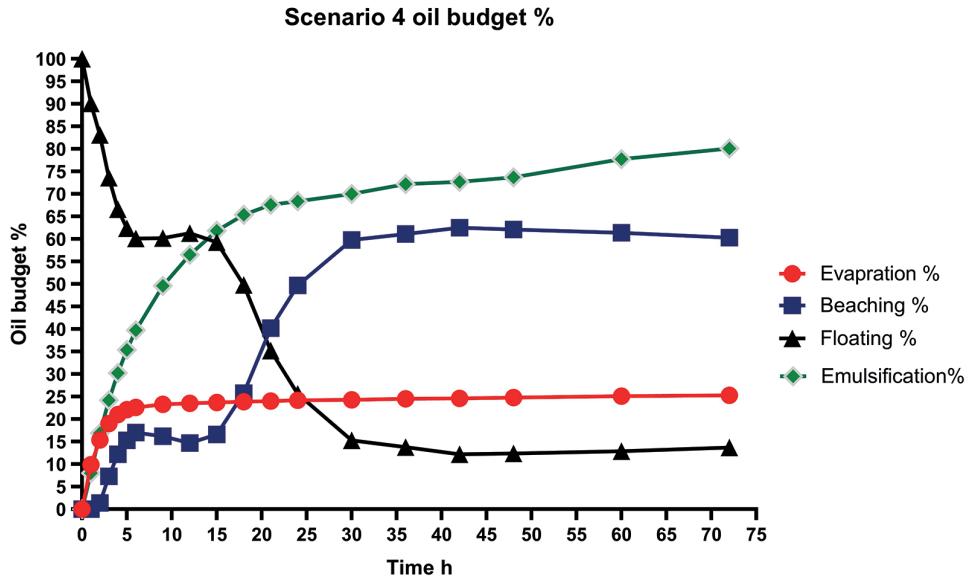


Fig. 11. The spilled oil's evaporation, beaching, floating, and emulsification during the simulation period of Scenario 4

6. Discussion

This study simulates four possible oil spill scenarios that may be induced by a vessel accident at the southern entrance of the Suez Canal. Hence, the GNOME trajectory model simulated the oil spill's movement and time to reach the beach. In addition, the Automated Data Inquiry for Oil Spills (ADIOS2) has been utilized to identify how the oil breaks down naturally as it propagates (through evaporation and emulsification).

The trajectory maps in this study show that wind speed and direction significantly affected the movement of spilled oil in all four scenarios. These results are in line with those of previous studies. Numerous prior studies have indicated that the wind speed and direction during and after an oil spill significantly affect the oil's mobility in the marine environment [59–62]. Another potential cause for the flow of the spilled oil in the south direction in all scenarios is that it may be influenced by the predominant southerly movement of the sea currents. According to Frihy [63], sea currents in the Gulf of Suez mainly move southward.

The results show that the spilled oil moved southeast in Scenarios 1 and 2. Although in Scenario 1 we used actual wind data for February extracted from the ECMWF reanalysis ERA5 model, in the second scenario, we utilized a constant wind speed of 4 m/s and a constant direction from the north-west. This is because the north-west wind predominates in this area throughout February and forces the oil to move in the southeast direction. The north-west wind regime accounts for about 24 % of the frequency of February in the northern part of the Gulf of Suez [56]. The current findings are consistent with Hussein [36], who used the GNOME oil spill model to simulate several anticipated oil spill scenarios under the influence of various wind regimes in the northern portion of the Gulf of Suez. She found that when the predominant wind is from the north-west direction, all oil spill trajectories flow in the southeast direction, toward the eastern shoreline of the Gulf. In this study, the spilled oil in both scenarios 1,2 reached the navigation lane of the Suez Canal within two to three hours. Also, approximately 30 to 38 kilometers of beaches south of the Suez Canal were threatened by oil contamination. Thus, in the case of an oil spill from a source at the southern entrance of the Suez Canal, the navigation lane via the Suez Canal and the area south of the Suez Canal would be the most vulnerable to contamination. This area has various crucial projects, such as the Ayoun Mousse power plant and several tourist resorts. Therefore, oil spill response personnel in the region must constantly be on alert.

In the case of the third scenario, the prevailing winds were from the north, the spill headed south, and almost three-quarters of all spilled oil continued to float in the water for 72 hours till the end of the simulation period. Therefore, the response teams could have enough time to choose the appropriate method to mitigate the effect of this spilled oil before it contaminates the coastline. Continuing with the fourth scenario, we assumed that the NE wind was dominant. In this scenario, the spilled oil moved southwesterly to the west coast of the Gulf of Suez. The movement direction of the oil in this scenario is consistent with Pradhan et al. [16], who simulated an oil spill in the Bay of Bengal, India. They observed that the oil moved in the southwest direction when northerly winds blew.

In this study, Scenario 4 represents a significant threat to the Green Island and the western coast of the Gulf of Suez, from Al-Adabiya port in the north to Ain Sukhna port in the south. This area is characterized by sensitive and fragile natural resources, habitats, vast coastal plain, extensive tidal flat, tourist resorts, and its aquatic environment hosting a vital coral reef [64].

The propagation of individual oil slicks over the water surface will be determined by the processes of turbulent diffusion [65]. The estimation of the radius of the diffusing impurity region according to [66] was determined by the ratio $\sigma^2 [\text{cm}^2] = 0.0108t^{2.34} (\text{sec})$, where σ^2 is the average square of scattering of diffusing particles. A recent study [67] used trackers placed on sponge rubber pancakes. They compared the ratio of oil slick area between the simulation using the derived diffusion model and those using a constant value for the horizontal turbulent diffusion coefficient. They found that, there is no difference between the results simulated with the derived diffusion model and those obtained using a value of diffusion coefficient = 22 m²/s, and their simulations agree well with the observed oil slick areas. GNOME used a constant diffusion coefficient ~10 m²/s as model default. Therefore, it is necessary in future studies to carefully select the diffusion coefficient value.

To validate the results obtained from a spill model, remotely sensed data of a real case trajectory or a field experiment should be used. However, this final step cannot be achieved in this study owing to the lack of real cases and, more importantly, the lack of transparency about oil spills in the Egyptian waters, as the authorities are keen on promoting the tourism industry [36].

Weathering processes occur at varied speeds after the oil spill. Evaporation is the first weathering process that occurs after an oil spill. During this process, most volatile components of crude oil are removed within hours following the spill, which significantly impacts the density and viscosity of the oil slick [19]. As a result, determining the rate of evaporation is critical. ADIOS2 contains a pseudo-component evaporation model (Jones, 1997). In the pseudo-component approach, crude oils and refined products are modeled as a relatively small number of discrete, non-interacting components. Each pseudo component (PC) is treated as a single substance with an associated vapor pressure and relative mole fraction. The total evaporation rate of the slick is the sum of the individual rates [45]. The results show that approximately a quarter of the oil spilled was lost due to evaporation in all scenarios. The Arabian Light crude has a higher percentage of light and soluble fractions than other types of oil [37].

Emulsification is the process of incorporating water into the oil [19]. The negative impact of emulsification is an increase in the slick volume, which significantly raises the cleaning expense. Consequently, emulsification is a process that plays a significant role in oil spill modeling [1]. The results demonstrate that the emulsion water content was extremely high in all scenarios. It might be because the simulation period was in February, and the turbulence at the water's surface was at its peak. These results support the findings of Bozkurtoğlu [68], who suggested that turbulence at the sea surface promotes emulsion. The emulsification causes a rise in pollutant concentration. Therefore, these results about the behavior of oil after a spill are crucial for spill responders [10, 18].

The limitation of GNOME model is that it considers the oil slick a set of particles. There is a source of uncertainty because, for computational purposes, GNOME divide the slick into Lagrangian elements (LEs) or particles and tracks their movement, which doesn't calculate the oil spill area taking into account boundary conditions on the free and contact boundary, which the weathering processes directly depend on the area of the oil. Zatsepa et al. [69] created a new Eulerian-Lagrangian numerical method and developed SPILLMOD took into account the boundary condition. In ADIOS2, each LE, representing a changing volume of oil, constitutes the center of a Thiessen polygon with a surface area relative to the local density of LEs, allowing the estimation of a variable local thickness, based on the polygon area and oil volume. The approaches followed by Lagrangian oil spill models to compute oil surface area or thickness adds further uncertainty in the spreading estimation [1].

7. Conclusion

Since the Suez Canal is one of the world's busiest shipping routes, particularly for crude oil transit, it is vulnerable to oil spills, which may disrupt traffic, harm marine and coastal ecosystems, and threaten infrastructure and tourist resorts in the Gulf of Suez. This study simulates 1,000 metric tons of Arabian light crude oil that spilled into seawater on the 10th of February, 2021, at 12:00 am in the shipping lane about 2 km from the Suez Canal's southern entrance. Four scenarios were simulated using GNOME and ADIOS2 models in different wind conditions to define the potentially affected regions, determine when the oil would reach the coast, how much oil remains in the water, and calculate the weathering processes of the spilled oil (evaporation and emulsification). The study revealed that the spilled oil movement had been influenced by the direction of the wind in each scenario and the seawater current direction in the region. The spilled oil movement in scenario 1.2 was influenced by the north-west NW wind and drifted towards the eastern shoreline of the Gulf of Suez and reached the beach within two to three hours. As a result, the Suez Canal

navigation lane and approximately 30 to 38 km of beaches south of the Suez Canal, which have several projects and touristic resorts, were endangered by oil pollution. The north wind in Scenario 3 forced the spilled oil to move in the south direction, and the high proportion of the oil (73.8%) remained floating until the end of the simulation and did not threaten the beaches. In Scenario 4, the spill moved in the southwest (SW) direction toward the western coast of the Gulf of Suez under the influence of north-east NE wind. The spilled oil reached Green Island within two hours, and after 72 h, roughly 60.3% of oil particles covered a distance of 40 km south of Al-Adabiya port to Ain Sukhna port. According to the ADIOS2 results, in all scenarios, a considerable portion of the spilled oil, almost a quarter of the oil, evaporated, and more than two-thirds of the oil emulsified.

Funding

Ibrahem M. Abdallah is funded by a PhD scholarship from the Arab Republic of Egypt's Ministry of Higher Education.

References

1. Keramea P., Spanoudaki K., Zodiatis G., Gikas G., Sylaios G. Oil spill modeling: A critical review on current trends, perspectives, and challenges. *Journal of Marine Science and Engineering*. 2021, 9, 181. doi:10.3390/jmse9020181
2. ITOPF International Tanker Owners Pollution Federation Limited. *Oil Tanker Spill Statistics*. 2011. URL: <https://www.anave.es/images/anave-noticias/itopf%202011.pdf>
3. Celik M., Topcu Y.I. Use of an ANP to prioritize managerial responsibilities of maritime stakeholders in environmental incidents: An oil spill case. *Transportation Research Part D: Transport and Environment*. 2009, 14, 502–506. doi:10.1016/j.trd.2009.05.008
4. Cakir E., Sevgili C., Fiskin R. An analysis of severity of oil spill caused by vessel accidents. *Transportation Research Part D: Transport and Environment*. 2021, 90, 102662. doi:10.1016/j.trd.2020.102662
5. Ye X., Chen B., Li P., Jing L., Zeng G. A simulation-based multi-agent particle swarm optimization approach for supporting dynamic decision making in marine oil spill responses. *Ocean & Coastal Management*. 2019, 172, 128–136.
6. ITOPF Oil Tanker Spill Statistics 2021. URL: <https://www.itopf.org/knowledge-resources/data-statistics/statistics/> (accessed on 22 April 2022).
7. Singkran N. Classifying risk zones by the impacts of oil spills in the coastal waters of Thailand. *Marine Pollution Bulletin*. 2013, 70, 34–43. doi:10.1016/j.marpolbul.2013.02.004
8. Marinho C., Nicolodi J.L., Neto J.A. Environmental vulnerability to oil spills in Itapuã State Park, Rio Grande Do Sul, Brazil: An approach using two-dimensional numerical simulation. *Environmental Pollution*. 2021, 288. doi:10.1016/j.envpol.2021.117872
9. Michel J., Fingas M. World Scientific Series in Current Energy Issues / Fossil Fuels. Chapter 7: Oil Spills: Causes, Consequences, Prevention, and Countermeasures. 2016, 159–201. doi:10.1142/9789814699983_0007
10. Toz A.C., Koseoglu B. Trajectory prediction of oil spill with Pisces 2 around Bay of Izmir, Turkey. *Marine Pollution Bulletin*. 2018, 126, 215–227. doi:10.1016/j.marpolbul.2017.08.062
11. Abdallah I.M., Chantsev V.Y. Simulating oil spill movement and behavior: A case study from the Gulf of Suez, Egypt. *Modeling Earth Systems and Environment*. 2022, 8, 4553–4562. doi:10.1007/s40808-022-01449-9
12. Lončar G., Beg Paklar G., Janeković I. Numerical modelling of oil spills in the area of Kvarner and Rijeka Bay (The Northern Adriatic Sea). *Journal of Applied Mathematics*. 2012, 2. doi:10.1155/2012/497936
13. Fingas M.F. The evaporation of oil spills: Development and implementation of new prediction methodology. *2005 International Oil Spill Conference, IOSC2005*, 2005, 2659–2669. doi:10.7901/2169-3358-1999-1-281
14. Daling P.S., Strom T. Weathering of oils at sea: Model/Field data comparisons. *Spill Science & Technology Bulletin*. 1999, 5, 63–74. doi: 10.1016/S1353-2561(98)00051-6
15. Sebastiao P., Soares C.G. Modeling the fate of oil spills at sea. *Spill Science & Technology Bulletin*. 1995, 2, 121–131.
16. Pradhan B., Das M., Pradhan C. Forecasting oil spill movement through trajectory modeling: A case study from Bay of Bengal, India. *Modeling Earth Systems and Environment*. 2021, 7, 1107–1119. 10.1007/s40808-020-00933-4
17. Short J.W., Irvine G.V., Mann D.H., Maselko J.M., Pella J.J., Lindeberg M.R., Payne J.R., Driskell W.B., Rice S.D. Slightly weathered Exxon Valdez oil persists in Gulf of Alaska beach sediments after 16 Years. *Environmental Science & Technology*. 2007, 41, 1245–1250. doi:10.1021/es0620033
18. Fathalla E.M. Degradation of crude oil in the environment: Toxicity arising through photochemical oxidation in the Aqueous Phase. *Alexandria*, 2007, 168 p. URL: <https://d-nb.info/987190202/34>
19. Mishra A.K., Kumar G.S. Weathering of oil spill: Modeling and analysis. *Aquatic Procedia*. 2015, 4, 435–442. doi:10.1016/j.aqpro.2015.02.058

20. Zatsepa S.N., Ivchenko A.A., Jouravel V.I., Solbakov V.V., Stanovoy V.V. Risk analysis of oil spread: case of the Ob Bay of the Kara Sea. *The Arctic: Ecology and Economics*. 2014, 3, 15, 30–45 (in Russian).
21. Gurumoorthi K., Suneel V., Rao V.T., Thomas A.P., Alex M.J. Fate of MV Wakashio oil spill off Mauritius coast through modelling and remote sensing observations. *Marine Pollution Bulletin*. 2021, 172, 112892. doi:10.1016/j.marpolbul.2021.112892
22. Fingas M. Chapter 8 — Introduction to spill modelling. *Oil Spill Science and Technology*, 2nd Edition by Mervin Fingas. *Gulf Professional Publishing, Boston*, 2017, 419–453.
23. Zelenke B., O'Connor C., Barker C.H., Beagle-Krause C.J., Eclipse L. General NOAA Operational Modeling Environment (GNOME) Technical Documentation. 2012. URL: <https://repository.library.noaa.gov/view/noaa/2621>
24. Beagle-Krause J. General NOAA oil modeling environment (GNOME): A new spill trajectory model. *Proceedings of the International Oil Spill Conference; American Petroleum Institute*. 2001, 2001, 865–871. doi:10.7901/2169-3358-2001-2-865
25. Cheng Y., Li X., Xu Q., Garcia-Pineda O., Andersen O.B., Pichel W.G. SAR Observation and Model Tracking of an Oil Spill Event in Coastal Waters. *Marine Pollution Bulletin*. 2011, 62, 350–363. doi:10.1016/j.marpolbul.2010.10.005
26. Balogun A.-L.L., Yekeen S.T., Pradhan B., Yusof K.B.W., Wan Yusof K.B. Oil spill trajectory modelling and environmental vulnerability mapping using GNOME model and GIS. *Environmental Pollution*. 2021, 268, 115812. doi:10.1016/j.envpol.2020.115812
27. Saçu Ş., Şen O., Erdik T. A stochastic assessment for oil contamination probability: A case study of the Bosphorus. *Ocean Engineering*. 2021, 231, 1–13. doi:10.1016/j.oceaneng.2021.109064
28. Spaulding M.L., Kolluru V.S., Anderson E., Howlett E. Application of three-dimensional oil spill model (WOSM/OILMAP) to Hindcast the Braer spill. *Spill Science & Technology Bulletin*. 1994, 1, 1, 23–35. doi:10.1016/1353-2561(94)90005-1
29. Berry A., Dabrowski T., Lyons K. The oil spill model OILTRANS and its application to the Celtic Sea. *Marine Pollution Bulletin*. 2012, 64, 11, 2489–2501. doi:10.1016/j.marpolbul.2012.07.036
30. Röhrs J., Dagestad K.-F., Ashjørnsen H., Nordam T., Skancke J., Jones C.E., Brekke C. The effect of vertical mixing on the horizontal drift of oil spills. *Ocean Science*. 2018, 14(6), 1581–1601. doi:10.5194/os-14–1581–2018
31. Dagestad K.-F., Röhrs J., Breivik Ø., Ådlandsvik B. OpenDrift v1.0: a generic framework for trajectory modelling. *Geoscientific Model Development*. 2018, 11, 1405–1420. doi:10.5194/gmd-2017–205
32. Elizaryev A., Maniakova G., Gabdulkhakov R., Elizareva E., Longobardi A., Nurutdinov A., Khakimov R. Numerical simulation of oil spills based on the GNOME and ADIOS. *International Journal of Engineering and Technology (UAE)*. 2018, 7, 24–27. doi:10.14419/ijet.v7i2.23.11876
33. Yang Y., Chen Z.L., Li Y., Xiao X., Dan Q., Yang T.H., Ren Z.J. Numerical simulation of oil spill in the Gulf of Mexico based on the GNOME and ADIOS. *Applied Mechanics and Materials*. 2013, 295–298, 1535–1542. doi:10.4028/www.scientific.net/amm.295–298.1535
34. Kostianiaia E.A., Kostianoy A., Lavrova O.Y., Soloviev D.M. Oil pollution in the Northern Red Sea: A threat to the marine environment and tourism development. *Environmental Remote Sensing in Egypt*. 2020, 329–362. doi:10.1007/978-3-030-39593-3_12
35. France-Presse A. Record cargo shipped through Egypt's Suez Canal last year. *VOAnews*, 2022. URL: <https://www.voanews.com/a/record-cargo-shipped-through-egypt-s-suez-canal-last-year-/6378629.html>
36. Hussein M.S. Assessment of the vulnerability of environmentally sensitive coasts to a large oil spill: The case of the northern part of the Gulf of Suez. *Arabian Journal of Geosciences*. 2021, 14, 1899. doi:10.1007/s12517-021-07842-5
37. Nasr P., Smith E. Simulation of oil spills near environmentally sensitive areas in Egyptian coastal waters. *Water and Environment Journal*. 2006, 20, 1, 11–18. doi:10.1111/j.1747–6593.2005.00013.x
38. Omar M.Y., Mostafa A.R., Amin H.A., Darwesh S.M. Oil spill modeling at Sidi Kreir SUMED oil terminal, Alexandria, Egypt. *Advanced Intelligent Systems for Sustainable Development*. Springer, 2019, 331–341. doi:10.1007/978-3-030-36674-2_34
39. Periáñez R. A Lagrangian oil spill transport model for the Red Sea. *Ocean Engineering*. 2020, 217, 107953. doi:10.1016/j.oceaneng.2020.107953
40. Omar M.Y., Shehadah M.F., Mehanna A.K., Elbatran A.H., Elmesiry M.M. A case study of the Suez Gulf: Modeling of the oil spill behavior in the marine environment. *The Egyptian Journal of Aquatic Research*. 2021, 47, 4, 345–356. doi:10.1016/j.ejar.2021.10.005
41. Suez Canal Authority About Suez Canal URL: <https://www.suezcanal.gov.eg/English/About/SuezCanal/Pages/New-SuezCanal.aspx> (accessed on 22 April 2022).
42. MarineTraffic Global Ship Tracking Intelligence | AIS Marine Traffic. URL: <https://www.marinetraffic.com/en/ais/home/centerx:32.1/centery:30.4/zoom:8> (accessed on 15 April 2022).
43. Hamed M., Soliman Y., Soliman A., Khodir A., Hussein F. Physico-chemical characteristics of Suez Bay water during 2006–2007. *Egyptian Journal of Aquatic Biology and Fisheries*. 2010, 14, 1, 43–57. doi:10.21608/ejabf.2010.2051
44. General Authority for Red Sea Ports Ztyyat Port. URL: <http://www.rspa.gov.eg/port-ztyyat.html> (Accessed on 25 April 2022).

45. Lehr W., Jones R., Evans M., Simecek-Beatty D., Overstreet R. Revisions of the ADIOS oil spill model. *Environmental Modelling and Software*. 2002, 17, 2, 189–197. doi:10.1016/S1364-8152(01)00064-0
46. Samuels W.B., Amstutz D.E., Bahadur R., Ziemniak C. Development of a global oil spill modeling system. *Earth Science Research*. 2013, 2, 2, 52–61. doi:10.5539/esr.v2n2p52
47. Duran R., Romeo L., Whiting J., Vielma J., Rose K., Bunn A., Bauer J. Simulation of the 2003 Foss Barge — Point Wells Oil Spill: A comparison between BLOSUM and GNOME oil spill models. *Journal of Marine Science and Engineering*. 2018, 6, 3, 104. doi:10.3390/jmse6030104
48. Farzengohar M., Ibrahim Z.Z., Yasemi M. Oil spill modeling of diesel and gasoline with GNOME around Rajaei Port of Bandar Abbas, Iran. *Iranian Journal of Fisheries Sciences*. 2011, 10, 1, 35–46
49. Johansen O. The Halten Bank experiment-observations and model studies of drift and fate of oil in the marine environment. *Proceedings of the 11th Arctic Marine Oil Spill Program (AMOP) Techn. Seminar. Environment Canada*, 1984, 18–36.
50. Simecekbeatty D., Lehr W.J. Trajectory modeling of marine oil spills. *Oil Spill Environmental Forensics*. 2007, 405–418. doi:10.1016/B978-012369523-9/50017-3
51. Samaras A.G., De Dominicis M., Archetti R., Lamberti A., Pinardi N. Towards improving the representation of beaching in oil spill models: A case study. *Marine Pollution Bulletin*. 2014, 15, 88(1–2), 91–101. doi:10.1016/j.marpolbul.2014.09.019
52. Huynh B.Q., Kwong L.H., Kiang M.V., Chin E.T., Mohareb A.M., Jumaan A.O., Basu S., Geldsetzer P., Karaki F.M., Rehkopf D.H. Public health impacts of an imminent Red Sea oil spill. *Nature Sustainability*. 2021, 4(12), 1084–1091. doi:10.1038/s41893-021-00774-8
53. Prasad S.J., Nair B., Rahaman H., Shenoi S.S.C., Vijayalakshmi T. An assessment on oil spill trajectory prediction: Case study on oil spill off Ennore Port. *Journal of Earth System Science*. 2018, 127(8), 111. doi:10.1007/s12040-018-1015-3
54. Marzoog H., Naser H.A., Elkanzi E.M. Quantifying exposure levels of coastal facilities to oil spills in Bahrain, Arabian Gulf. *Environmental Monitoring and Assessment*. 2019, 191, 160. doi:10.1007/s10661-019-7287-5
55. Toz A.C. Modelling oil spill around Bay of Samsun, Turkey, with the use of OILMAP and ADIOS software systems. *Polish Maritime Research*. 2017, 24(3). doi:10.1515/pomr-2017-0096
56. EMA (Egyptian Meteorological Authority). Climatic Atlas of Egypt. *Egyptian Meteorological Authority, Ministry of Transport and Communications, Arab Republic of Egypt*. 1996. 157 p.
57. Wessel P., Smith W.H.F. A Global, Self-consistent, Hierarchical, High-resolution Shoreline Database. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*. 1996, 101, B4, 8741–8743. doi:10.1029/96JB00104
58. Khedr A.I., Soliman Y.A., El-Sherbiny E.F., Hamed M.A., Ahmed M.A., Goher M.E. Water quality assessment of the northern part of Suez Gulf (Red Sea, Egypt), using principal component analysis. *Egyptian Journal of Aquatic Biology and Fisheries*. 2019, 23(4), 527–538. doi:10.21608/ejabf.2019.58410
59. Le Hénaff M., Kourafalou V.H., Paris C.B., Helgers J., Aman Z.M., Hogan P.J., Srinivasan A. Surface evolution of the deepwater horizon oil spill patch: Combined effects of circulation and wind-induced drift. *Environmental Science and Technology*. 2012, 46, 13, 7267–7273. doi:10.1021/es301570w
60. Reed M., Turner C., Odulo A. The role of wind and emulsification in modelling oil spill and surface drifter trajectories. *Spill Science & Technology Bulletin*. 1994, 1, 2, 143–157. doi:10.1016/1353-2561(94)90022-1
61. Kim T.-H., Yang C.-S., Oh J.-H., Ouchi K. Analysis of the contribution of wind drift factor to oil slick movement under strong tidal condition: Hebei spirit oil spill case. *PLoS One*. 2014, 9, 1, e87393. doi:10.1371/journal.pone.0087393
62. Lee K.-H., Kim T.-G., Cho Y.-H. Influence of tidal current, wind, and wave in Hebei Spirit oil spill modelling. *Journal of Marine Science and Engineering*. 2020, 8, 2, 69. doi:10.3390/jmse8020069
63. Frihy O.E., El Ganaini M.A., El Sayed W.R., Iskander M.M. The role of fringing coral reef in beach protection of Hurghada, Gulf of Suez, Red Sea of Egypt. *Ecological Engineering*. 2004, 22, 1, 17–25. doi:10.1016/j.ecoleng.2003.11.004
64. Abdallah A. Monitoring environmental changes in El-Ain El-Sokhna area, Gulf of Suez, Egypt. *Proceedings of the Nine conference for geographical and GIS Department, Faculty of Arts, Alexandria University*. 2007, 1. doi:10.13140/RG.2.1.4125.1365
65. Ozmido R.V. Diffusion of contaminants in the ocean. *Leningrad, Gidrometeoizdat*, 1986. 278 p. (in Russian).
66. Okubo A. Oceanic diffusion diagrams. *Proceedings of the Deep-Sea Research and Oceanographic Abstracts*. Elsevier, 1971, 18, 789–802. doi:10.1016/0011-7471(71)90046-5
67. Matsuzaki Y., Fujita I. Horizontal turbulent diffusion at sea surface for oil transport simulation. *Coastal Engineering Proceedings*. 2014, 34, 8. doi:10.9753/icce.v34.management.8
68. Bozkurtoğlu S.N.E. Modeling oil spill trajectory in Bosphorus for contingency planning. *Marine Pollution Bulletin*. 2017, 123, 1–2, 57–72. doi:10.1016/j.marpolbul.2017.09.029
69. Zatsepa S.N., Ivchenko A.A., Solbakov V.V. Spillmod — a CFD model for information support of marine oil spill response. *Journal of Oceanological Research*. 2022, 50, 72–105. doi:10.29006/1564–2291.JOR-2022.50(2).4 (in Russian).

Литература

1. *Keramea P., Spanoudaki K., Zodiatis G., Gikas G., Sylaios G.* Oil spill modeling: A critical review on current trends, perspectives, and challenges // *Journal of Marine Science and Engineering*. 2021. Vol. 9. P. 181. doi:10.3390/jmse9020181
2. *ITOPF International Tanker Owners Pollution Federation Limited* // *Oil Tanker Spill Statistics*. 2011. URL: <https://www.anave.es/images/anave-noticias/itopf%202011.pdf>
3. *Celik M., Topcu Y.I.* Use of an ANP to prioritize managerial responsibilities of maritime stakeholders in environmental incidents: An oil spill case // *Transportation Research Part D: Transport and Environment*. 2009. Vol. 14. P. 502–506. doi:10.1016/j.trd.2009.05.008
4. *Cakir E., Sevgili C., Fiskin R.* An analysis of severity of oil spill caused by vessel accidents // *Transportation Research Part D: Transport and Environment*. 2021. Vol. 90. P. 102662. doi:10.1016/j.trd.2020.102662
5. *Ye X., Chen B., Li P., Jing L., Zeng G.* A simulation-based multi-agent particle swarm optimization approach for supporting dynamic decision making in marine oil spill responses // *Ocean & Coastal Management*. 2019. Vol. 172. P. 128–136.
6. *ITOPF Oil Tanker Spill Statistics* 2021. URL: <https://www.itopf.org/knowledge-resources/data-statistics/statistics/> (accessed on 22 April 2022).
7. *Singkran N.* Classifying risk zones by the impacts of oil spills in the coastal waters of Thailand // *Marine Pollution Bulletin*. 2013. Vol. 70. P. 34–43. doi: 10.1016/j.marpolbul.2013.02.004
8. *Marinho C., Nicolodi J.L., Neto J.A.* Environmental vulnerability to oil spills in Itapuã State Park, Rio Grande Do Sul, Brazil: An approach using two-dimensional numerical simulation // *Environmental Pollution*. 2021. Vol. 288. doi:10.1016/j.envpol.2021.117872
9. *Michel J., Fingas M.* World Scientific Series in Current Energy Issues / Fossil Fuels. Chapter 7: Oil Spills: Causes, Consequences, Prevention, and Countermeasures. 2016. P. 159–201. doi:10.1142/9789814699983_0007
10. *Toz A.C., Koseoglu B.* Trajectory prediction of oil spill with Pisces 2 around Bay of Izmir, Turkey // *Marine Pollution Bulletin*. 2018. Vol. 126. P. 215–227. doi:10.1016/j.marpolbul.2017.08.062
11. *Abdallah I.M., Chantsev V.Y.* Simulating oil spill movement and behavior: A case study from the Gulf of Suez, Egypt // *Modeling Earth Systems and Environment*. 2022. Vol. 8. P. 4553–4562. doi:10.1007/s40808-022-01449-9
12. *Lončar G., Beg Paklar G., Janeković I.* Numerical modelling of oil spills in the area of Kvarner and Rijeka Bay (The Northern Adriatic Sea) // *Journal of Applied Mathematics*. 2012. Iss. 2. doi:10.1155/2012/497936
13. *Fingas M.F.* The evaporation of oil spills: Development and implementation of new prediction methodology // 2005 International Oil Spill Conference, IOSC20052005. P. 2659–2669. doi:10.7901/2169-3358-1999-1-281
14. *Daling P.S., Strom T.* Weathering of oils at sea: Model/Field data comparisons // *Spill Science & Technology Bulletin*. 1999. Vol. 5. P. 63–74. doi:10.1016/S1353-2561(98)00051-6
15. *Sebastiao P., Soares C.G.* Modeling the fate of oil spills at sea // *Spill Science & Technology Bulletin*. 1995. Vol. 2. P. 121–131.
16. *Pradhan B., Das M., Pradhan C.* Forecasting oil spill movement through trajectory modeling: A case study from Bay of Bengal, India // *Modeling Earth Systems and Environment*. 2021. Vol. 7. P. 1107–1119. doi:10.1007/s40808-020-00933-4
17. *Short J.W., Irvine G.V., Mann D.H., Maselko J.M., Pella J.J., Lindeberg M.R., Payne J.R., Driskell W.B., Rice S.D.* Slightly weathered Exxon Valdez oil persists in Gulf of Alaska beach sediments after 16 Years // *Environmental Science & Technology*. 2007. Vol. 41. P. 1245–1250. doi:10.1021/es0620033
18. *Fathalla E.M.* Degradation of crude oil in the environment: Toxicity arising through photochemical oxidation in the Aqueous Phase. Alexandria, 2007. 168 p. URL: <https://d-nb.info/987190202/34>
19. *Mishra A.K., Kumar G.S.* Weathering of oil spill: Modeling and analysis // *Aquatic Procedia*. 2015. Vol. 4. P. 435–442. doi:10.1016/j.aqpro.2015.02.058
20. *Зацепа С.Н., Ивченко А.А., Журавель В.И., Солбаков В.В., Становой В.В.* Анализ риска распространения аварийных разливов нефти на примере Обской губы Карского моря // Арктика: экология и экономика. 2014. № 3 (15). С. 30–45.
21. *Gurumoorthi K., Suneel V., Rao V.T., Thomas A.P., Alex M.J.* Fate of MV Wakashio oil spill off Mauritius coast through modelling and remote sensing observations // *Marine Pollution Bulletin*. 2021. Vol. 172. 112892. doi:10.1016/j.marpolbul.2021.112892
22. *Fingas M.* Chapter 8 — Introduction to spill modelling // *Oil Spill Science and Technology*, 2nd Edition by Mervin Fingas. Gulf Professional Publishing: Boston, 2017. P. 419–453.
23. *Zelenke B., O'Connor C., Barker C.H., Beegle-Krause C.J., Eclipse L.* General NOAA Operational Modeling Environment (GNOME) Technical Documentation. 2012. URL: <https://repository.library.noaa.gov/view/noaa/2621>
24. *Beegle-Krause J.* General NOAA oil modeling environment (GNOME): A new spill trajectory model // *Proceedings of the International Oil Spill Conference*; American Petroleum Institute. 2001. Vol. 2001. P. 865–871. doi:10.7901/2169-3358-2001-2-865

25. Cheng Y., Li X., Xu Q., Garcia-Pineda O., Andersen O.B., Pichel W.G. SAR Observation and Model Tracking of an Oil Spill Event in Coastal Waters // *Marine Pollution Bulletin*. 2011. Vol. 62. P. 350–363. doi:10.1016/j.marpolbul.2010.10.005
26. Balogun A.-L.L., Yekeen S.T., Pradhan B., Yusof K.B.W., Wan Yusof K.B. Oil spill trajectory modelling and environmental vulnerability mapping using GNOME model and GIS // *Environmental Pollution*. 2021. Vol. 268. 115812. doi:10.1016/j.envpol.2020.115812
27. Saçrı S., Şen O., Erdik T. A stochastic assessment for oil contamination probability: A case study of the Bosphorus // *Ocean Engineering*. 2021. 231. P. 1–13. doi:10.1016/j.oceaneng.2021.109064
28. Spaulding M.L., Kolluru V.S., Anderson E., Howlett E. Application of three-dimensional oil spill model (WOSM/OILMAP) to Hindcast the Braer spill // *Spill Science & Technology Bulletin*. 1994. Vol. 1, Iss. 1, P. 23–35. doi:10.1016/1353-2561(94)90005-1
29. Berry A., Dabrowski T., Lyons K. The oil spill model OILTRANS and its application to the Celtic Sea // *Marine Pollution Bulletin*. 2012. Vol. 64, Iss. 11, P. 2489–2501. doi:10.1016/j.marpolbul.2012.07.036
30. Röhrs J., Dagestad K.-F., Ashjørnsen H., Nordam T., Skancke J., Jones C.E., Brekke C. The effect of vertical mixing on the horizontal drift of oil spills // *Ocean Science*. 2018. Vol. 14(6). P. 1581–1601. doi:10.5194/os-14-1581-2018
31. Dagestad K.-F., Röhrs J., Breivik Ø., Ådlandsvik B. OpenDrift v1.0: a generic framework for trajectory modelling // *Geoscientific Model Development*. 2018. Vol. 11. P. 1405–1420. doi:10.5194/gmd-2017-205
32. Elizaryev A., Maniakova G., Gabdulkhakov R., Elizareva E., Longobardi A., Nurutdinov A., Khakimov R. Numerical simulation of oil spills based on the GNOME and ADIOS // *International Journal of Engineering and Technology (UAE)*. 2018. Vol. 7. P. 24–27. doi:10.14419/ijet.v7i2.23.11876
33. Yang Y., Chen Z.L., Li Y., Xiao X., Dan Q., Yang T.H., Ren Z.J. Numerical simulation of oil spill in the Gulf of Mexico based on the GNOME and ADIOS // *Applied Mechanics and Materials*. 2013. Vol. 295–298. P. 1535–1542. doi:10.4028/www.scientific.net/amm.295–298.1535
34. Kostianai A.E.A., Kostianoy A., Lavrova O.Y., Soloviev D.M. Oil pollution in the Northern Red Sea: A threat to the marine environment and tourism development // *Environmental Remote Sensing in Egypt*. 2020. P. 329–362. doi:10.1007/978-3-030-39593-3_12
35. France-Presse A. Record cargo shipped through Egypt's Suez Canal last year. VOAnews, 2022. URL: <https://www.voanews.com/a/record-cargo-shipped-through-egypt-s-suez-canal-last-year-/6378629.html>
36. Hussein M.S. Assessment of the vulnerability of environmentally sensitive coasts to a large oil spill: The case of the northern part of the Gulf of Suez // *Arabian Journal of Geosciences*. 2021. Vol. 14, 1899. doi:10.1007/s12517-021-07842-5
37. Nasr P., Smith E. Simulation of oil spills near environmentally sensitive areas in Egyptian coastal waters // *Water and Environment Journal*. 2006. Vol. 20, N 1. P. 11–18. doi:10.1111/j.1747-6593.2005.00013.x
38. Omar M.Y., Mostafa A.R., Amin H.A., Darwesh S.M. Oil spill modeling at Sidi Kreir SUMED oil terminal, Alexandria, Egypt // *Advanced Intelligent Systems for Sustainable Development*. Springer. 2019. P. 331–341. doi:10.1007/978-3-030-36674-2_34
39. Peridñez R. A Lagrangian oil spill transport model for the Red Sea // *Ocean Engineering*. 2020. Vol. 217. P. 107953. doi:10.1016/j.oceaneng.2020.107953
40. Omar M.Y., Shehadah M.F., Mehanna A.K., Elbatran A.H., Elmesiry M.M. A case study of the Suez Gulf: Modeling of the oil spill behavior in the marine environment // *The Egyptian Journal of Aquatic Research*. 2021. Vol. 47, Iss. 4. P. 345–356. doi:10.1016/j.ejar.2021.10.005
41. Suez Canal Authority About Suez Canal. URL: <https://www.suezcanal.gov.eg/English/About/SuezCanal/Pages/New-SuezCanal.aspx> (accessed on 22 April 2022).
42. MarineTraffic Global Ship Tracking Intelligence | AIS Marine Traffic. URL: <https://www.marinetraffic.com/en/ais/home/centerx:32.1/centery:30.4/zoom:8> (accessed on 15 April 2022).
43. Hamed M., Soliman Y., Soliman A., Khodir A., Hussein F. Physico-chemical characteristics of Suez Bay water during 2006–2007 // *Egyptian Journal of Aquatic Biology and Fisheries*. 2010. Vol. 14, N 1. P. 43–57. doi:10.21608/ejabf.2010.2051
44. General Authority for Red Sea Ports Ztyyat Port. URL: <http://www.rspa.gov.eg/port-ztyyat.html> (accessed on 25 April 2022).
45. Lehr W., Jones R., Evans M., Simecek-Beatty D., Overstreet R. Revisions of the ADIOS oil spill model // *Environmental Modelling and Software*. 2002. Vol. 17, N 2. P. 189–197. doi:10.1016/S1364-8152(01)00064-0
46. Samuels W.B., Amstutz D.E., Bahadur R., Ziemniak C. Development of a global oil spill modeling system // *Earth Science Research*. 2013. Vol. 2, N 2. P. 52–61. doi:10.5539/esr.v2n2p52
47. Duran R., Romeo L., Whiting J., Vielma J., Rose K., Bunn A., Bauer J. Simulation of the 2003 Foss Barge — Point Wells Oil Spill: A comparison between BLOSOM and GNOME oil spill models // *Journal of Marine Science and Engineering*. 2018. Vol. 6, N 3. P. 104. doi:10.3390/jmse6030104
48. Farzingohar M., Ibrahim Z.Z., Yasemi M. Oil spill modeling of diesel and gasoline with GNOME around Rajae Port of Bandar Abbas, Iran // *Iranian Journal of Fisheries Sciences*. 2011. Vol. 10, N 1. P. 35–46

49. Johansen O. The Halten Bank experiment-observations and model studies of drift and fate of oil in the marine environment // Proceedings of the 11th Arctic Marine Oil Spill Program (AMOP) Techn. Seminar. Environment Canada, 1984. P. 18–36.
50. Simecekbeatty D., Lehr W.J. Trajectory modeling of marine oil spills // Oil Spill Environmental Forensics. 2007. P. 405–418. doi:10.1016/B978-012369523-9/50017-3
51. Samaras A.G., De Dominicis M., Archetti R., Lamberti A., Pinardi N. Towards improving the representation of beaching in oil spill models: A case study // Marine Pollution Bulletin. 2014. Vol. 15, 88(1–2). P. 91–101. doi:10.1016/j.marpolbul.2014.09.019
52. Huynh B.Q., Kwong L.H., Kiang M.V., Chin E.T., Mohareb A.M., Jumaan A.O., Basu S., Geldsetzer P., Karaki F.M., Rehkopf D.H. Public health impacts of an imminent Red Sea oil spill // Nature Sustainability. 2021. Vol. 4. N 12. P. 1084–1091. doi:10.1038/s41893-021-00774-8
53. Prasad S.J., Nair B., Rahaman H., Shenoi S.S.C., Vijayalakshmi T. An assessment on oil spill trajectory prediction: Case study on oil spill off Ennore Port // Journal of Earth System Science. 2018, 127(8):111. doi:10.1007/s12040-018-1015-3
54. Marzooq H., Naser H.A., Elkanzi E.M. Quantifying exposure levels of coastal facilities to oil spills in Bahrain, Arabian Gulf // Environmental Monitoring and Assessment. 2019. Vol. 191, N 160. doi:10.1007/s10661-019-7287-5
55. Toz A.C. Modelling oil spill around Bay of Samsun, Turkey, with the use of OILMAP and ADIOS software systems // Polish Maritime Research. 2017. Vol. 24. N 3. doi:10.1515/pomr-2017-0096
56. EMA (Egyptian Meteorological Authority). Climatic Atlas of Egypt. Egyptian Meteorological Authority, Ministry of Transport and Communications, Arab Republic of Egypt. 1996. 157 p.
57. Wessel P., Smith W.H.F. A Global, Selfconsistent, Hierarchical, High-resolution Shoreline Database // Journal of Geophysical Research: Solid Earth. 1996. Vol. 101, N B4. P. 8741–8743. doi:10.1029/96JB00104
58. Khedr A.I., Soliman Y.A., El-Sherbeny E.F., Hamed M.A., Ahmed M.A., Goher M.E. Water quality assessment of the northern part of Suez Gulf (Red Sea, Egypt), using principal component analysis // Egyptian Journal of Aquatic Biology and Fisheries. 2019. 23(4). P. 527–538. doi:10.21608/ejabf.2019.58410
59. Le Hénaff M., Kourafalou V.H., Paris C.B., Helgers J., Aman Z.M., Hogan P.J., Srinivasan A. Surface evolution of the deepwater horizon oil spill patch: Combined effects of circulation and wind-induced drift // Environmental Science and Technology. 2012. Vol. 46, N 13. P. 7267–7273. doi:10.1021/es301570w
60. Reed M., Turner C., Odulo A. The role of wind and emulsification in modelling oil spill and surface drifter trajectories // Spill Science & Technology Bulletin. 1994. Vol. 1, N 2. P. 143–157. doi:10.1016/1353-2561(94)90022-1
61. Kim T.-H., Yang C.-S., Oh J.-H., Ouchi K. Analysis of the contribution of wind drift factor to oil slick movement under strong tidal condition: Hebei spirit oil spill case // PloS One. 2014. Vol. 9, N 1: e87393. doi:10.1371/journal.pone.0087393
62. Lee K.-H., Kim T.-G., Cho Y.-H. Influence of tidal current, wind, and wave in Hebei Spirit oil spill modeling // Journal of Marine Science and Engineering. 2020. Vol. 8, N2. P. 69. doi:10.3390/jmse8020069
63. Frihy O.E., El Ganaini M.A., El Sayed W.R., Iskander M.M. The role of fringing coral reef in beach protection of Hurghada, Gulf of Suez, Red Sea of Egypt // Ecological Engineering. 2004. Vol. 22, N 1. P. 17–25. doi:10.1016/j.ecoleng.2003.11.004
64. Abdallah A. Monitoring environmental changes in El-Ain El-Sokhna area, Gulf of Suez, Egypt // Proceedings of the Nine conference for geographical and GIS Department, Faculty of Arts, Alexandria University. 2007. Vol. 1. doi:10.13140/RG.2.1.4125.1365
65. Озмидов Р.В. Диффузия примесей в океане. Ленинград: Гидрометеоиздат, 1986. 278 с.
66. Okubo A. Oceanic diffusion diagrams // Proceedings of the Deep-Sea Research and Oceanographic Abstracts; Elsevier, 1971; Vol. 18. P. 789–802. doi:10.1016/0011-7471(71)90046-5
67. Matsuzaki Y., Fujita I. Horizontal turbulent diffusion at sea surface for oil transport simulation // Coastal Engineering Proceedings. 2014. N 34. P. 8. doi:10.9753/icce.v34.management.8
68. Bozkurtoglu S.N.E. Modeling oil spill trajectory in Bosphorus for contingency planning // Marine Pollution Bulletin. 2017. Vol. 123, Iss.1–2. P. 57–72. doi:10.1016/j.marpolbul.2017.09.029
69. Зацепа С.Н., Ивченко А.А., Солбаков В.В. SPILLMOD — модель гидродинамического типа для информационной поддержки реагирования на разливы нефти в море // Океанологические исследования. 2022. Т. 50, № 2. С. 72–105. doi:10.29006/1564-2291.JOR-2022.50(2).4

About the authors

ABDALLAH Ibrahim Mohamed, ORCID ID: 0000-0002-3342-6265, Scopus Author ID: 57772795500, WoS ResearcherID: HNC-5408-2023, abd_elmoaty@stud.rshu.ru

CHANTSEV Valery Yurievich, РИНЦ Author ID: 155995, ORCID ID: 0000-0001-8020-9354, Scopus Author ID: 55781928400, WoS ResearcherID: H-8378-2017, val@rshu.ru

УДК 53.08 : 53.05 + 532.5

Посвящается светлой памяти
Евгения Аркадьевича Куликова

© [E. A. Куликов], С. В. Переслегин*, З. А. Халиков, 2023

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

*pereslegsv@yandex.ru

МОДЕЛЬ КОСМИЧЕСКОГО ПАНОРАМНОГО РАДИОАЛЬТИМЕТРА: ОТОБРАЖЕНИЕ ПОЛЯ РАЗВИВАЮЩЕЙСЯ ВОЛНЫ ЦУНАМИ В ДВУХПОЗИЦИОННОМ КВАЗИЗЕРКАЛЬНОМ РАДАРЕ

Статья поступила в редакцию 22.06.2022, после доработки 09.11.2022, принята в печать 16.01.2023

Аннотация

Рассматривается модель формирования градиентного поля уровня океана в космическом двухпозиционном радаре, использующем интерферометр с поперечной базой на приемном аппарате. Возможность применения сравнительно малой (поперечной) антенной базы размером 5–10 м обусловлена огромным выигрышем в энергетике при работе в режиме квазизеркального рассеяния сигнала на мелких ветровых волнах. Эффективность системы оценивается путем преобразования имеющейся пространственно-временной модели развития волны цунами (Курильское землетрясение 4 октября 1994 г.) в панорамное радиолокационное изображение поля уровня океана. Очевидное преимущество панорамного изображения головной волны заключается в возможности прогнозировать направление её движения, амплитуду и в конечном счёте — ожидаемое время прихода волны в заданную прибрежную область. Полученное радиолокационное изображение подтверждает главную особенность квазизеркального метода: флуктуационно-уровенная чувствительность изменяется вдоль зоны обзора (~ 2000 км) и является наихудшей вблизи зеркальной точки. При выбранных параметрах радара, средняя по зоне обзора чувствительность составляет ~ 5 см для площадки (15×15) км. Без учёта времени, необходимого для передачи информации от приёмного аппарата до подверженных цунами районов сушки, минимальный временной интервал между появлением фронта волны и моментом оповещения об опасности цунами определяется числом последовательно запускаемых тандемов МКА (малых космических аппаратов), и при единственном тандеме составляет ~ 45 мин.

Ключевые слова: интерферометр, цунами, двухпозиционный радиолокатор

© [E. A. Kulikov], S. V. Pereslegin*, Z. A. Khalikov, 2023

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

*pereslegsv@yandex.ru

SPACE PANORAMIC RADIO ALTIMETER MODEL: IMAGING OF THE DEVELOPING TSUNAMI WAVE FIELD IN A BISTATIC QUASI-MIRROR RADAR

Received 22.06.2022, Revised 09.11.2022, Accepted 16.01.2023

Abstract

A model of the formation of the gradient sea-level field by the space bi-static radar measurements is developed. An interferometer radar with cross-sectional base is used as a receiver. The relatively small antenna 5–10 m of cross-sectional base gives a huge gain in energy when working for quasi-mirror scattering in the range of short wind waves. The efficiency of the system is evaluated by converting the dynamical model of tsunami wave evolution for the case of the Kuril earthquake (October 4, 1994) into a panoramic radar image of the sea level. The panoramic image of the front wave allows predicting the direction, amplitude and, finally, the expected time of tsunami arrival to a given point. The obtained radar image confirms the main feature of the quasi-mirror method: the fluctuation-level sensitivity varies within the radar swath (~ 2000 km) and is the worst near the mirror point.

Ссылка для цитирования: Куликов Е.А., Переслегин С.В., Халиков З.А. Модель космического панорамного радиоальтиметра: отображение поля развивающейся волны цунами в двухпозиционном квазизеркальном радаре // Фундаментальная и прикладная гидрофизика. 2023. Т. 16, № 1. С. 80–89. doi:10.48612/fpg/nxgz-bbuz-mu52

For citation: Kulikov E.A., Pereslegin S.V., Khalikov Z.A. Space Panoramic Radio Altimeter Model: Imaging of the Developing Tsunami Wave Field in a Bistatic Quasi-Mirror Radar. *Fundamental and Applied Hydrophysics*. 2023, 16, 1, 80–89. doi:10.48612/fpg/nxgz-bbuz-mu52

For the chosen radar parameters, the average sensitivity in the swath is ~ 5 cm for a site (15×15) km. Without accounting the time required to transmit information from the receiver to the tsunami-prone sites, the minimal time interval between the appearance of the wave front and the tsunami alert is determined by the number of sequentially launched small tandem space crafts. For a single tandem this time is about 45 min.

Keywords: Interferometer, tsunami, bistatic radar

1. Введение

Задача оперативного оповещения береговых районов об опасности цунами при использовании космических средств для регистрации градиентного поля уровня океана не решается путём использования трассерных радиоальтиметров. Однако космическая радиолокация бурно развивается, и на базе уже изученных и частично реализованных методов можно считать перспективным переход от трассового к панорамному формированию поля уровня путём использования двухпозиционного космического радара в режиме квазизеркального рассеяния [1–6]. При соответствующем выборе параметров визирования (предполагающего, что диаграммы направленности излучающей и приёмной антенн находятся в одной и той же вертикальной плоскости) — морская поверхность обладает чрезвычайно высокой отражательной способностью, а зона бокового радиолокационного (РЛ) обзора возрастает на порядок при некотором ухудшении поперечного разрешения. Реализация основных преимуществ двухпозиционного квазизеркального радара — сравнительно малой мощности излучаемого сигнала при исключительно широкой зоне обзора — возможна при разработке «тандема» из двух МКА, предназначенного для глобального мониторинга океанской поверхности с диагностикой поля уровня. Высокая удельная отражающая способность поверхности в квазизеркальном режиме зондирования позволяет использовать на приемном аппарате интерферометр со сравнительно малой (поперечной) антенной базой размером ~ 5 м, а также миллиметровый диапазон излучения. Ориентируясь на наши работы по РЛ интерферометрии [7, 8], рассматривается модель формирования РЛ изображения развивающейся волны цунами в двухпозиционном квазизеркальном радаре (космический панорамный радиоальтиметр).

Во многих отечественных и зарубежных работах рассматривалась возможность регистрации цуга гравитационных сейсмоволн в трассерных (однопозиционных) радиоальтиметрах, находящихся в данное время на орbitах [9–11]. Конечно, такая регистрация полезна с точки зрения всестороннего изучения данного явления — однако для оперативной диагностики цунами из космоса необходима группировка из огромного количества одновременно работающих трассерных альтиметров, что представляется нереализуемым. Выдвигаемая идея разработки панорамного радиоальтиметра защищена российскими патентами [2, 3]. К сожалению, многие отечественные работы этого плана, включая патенты, не упоминаются в обширной литературе, посвящённой радиоальтиметрии [12–16].

В данной работе, на базе исходной модели развития реальной гравитационной сейсмоволны, разработана численная модель формирования её панорамных изображений в двухпозиционном квазизеркальном радаре, что позволяет осуществить прогноз прихода волны в цунамиопасные прибрежные области за минимальное время.

2. Пространственно-временная модель поля высот сейсмической гравитационной волны по данным Курильского землетрясения

Сильное землетрясение ($M_s = 8,1$) произошло 4 октября 1994 г. в 13.23 СГВ (среднее время по Гринвичу), его эпицентр находился вблизи о. Шикотан. Последствия цунами были зарегистрированы более чем в 60 пунктах по всему тихоокеанскому побережью.

Была разработана численная (гидродинамическая) модель развития описанного явления (рис. 1), которая включает 1800 последовательных изображений размером 896×1277 пикселей, один пиксель соответствует площадке 15×15 км. При времени повторяемости наблюдений 1 кадр в минуту общее время развития составляет ~ 30 ч. Высота головной волны (кроме прибрежных зон) лежит в пределах от 2 до 10 см. На рис. 1, *a*, *b* и *в* представлены три кадра, отстоящие во времени от начала (в эпицентре) на 200, 500 и 1000 мин. Вариация уровня относительно уровня геоида калибруется контрастным клином в пределах от -10 см до $+10$ см. Видно, что в данном случае уверенная регистрация из космоса головной волны возможна вплоть до её появления на экваторе, за время ~ 8 ч от ее генерации в эпицентре. На рис. 1, *б* показана пунктиром область Тихого океана, используемая нами в качестве исходной модели для выяснения возможности РЛ выявления опасности цунами за минимальное время.

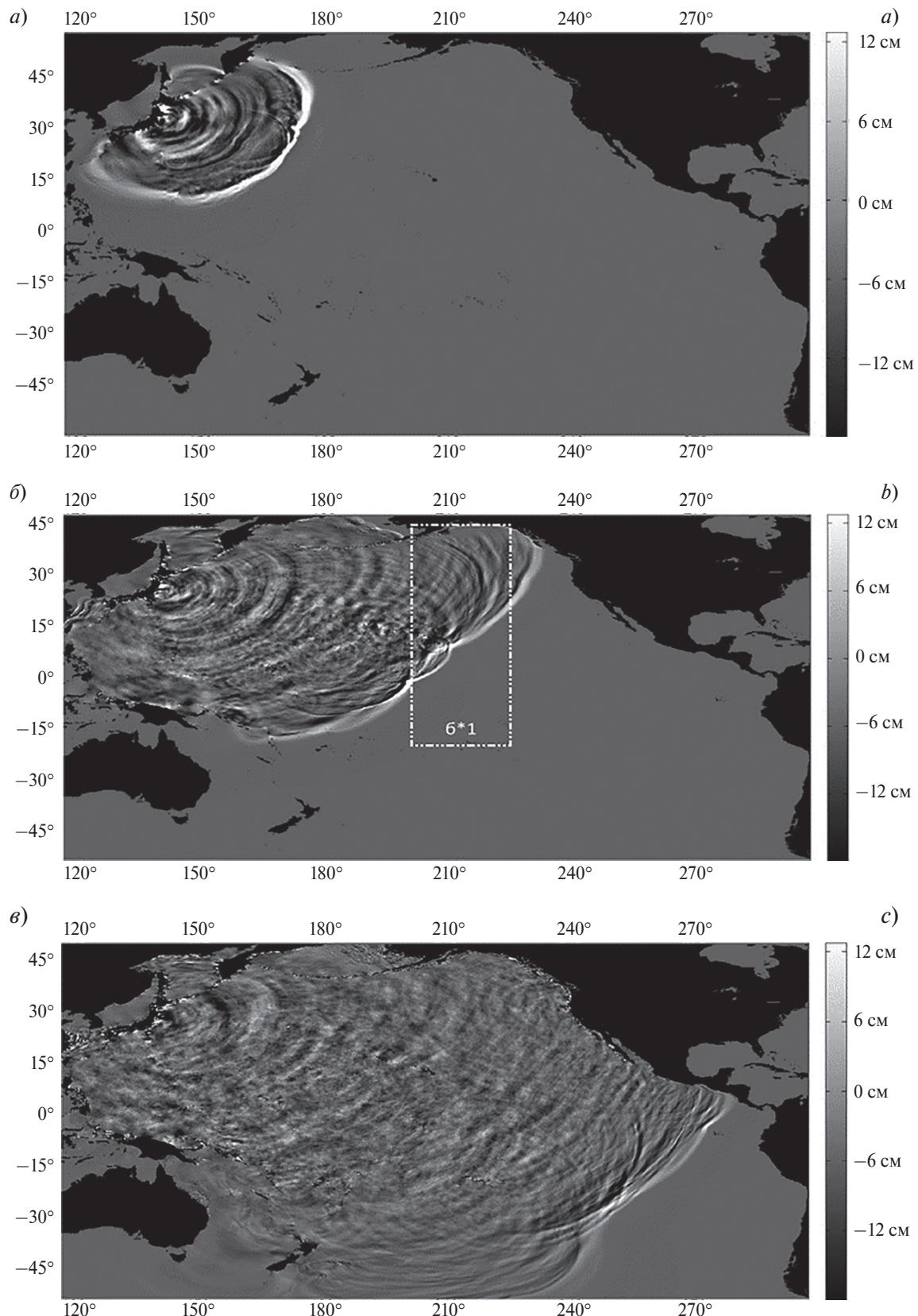


Рис. 1. Гидродинамическая модель развития гравитационной волны цунами [17]. Курильское землетрясение 4 октября 1994 г., 13.23 СГВ: *a* — 200 мин, *б* — 500 мин, *в* — 1000 мин от 13.23 СГВ; *б*1* — область, наблюдалась панорамным радиоальтиметром (см. рис. 6)

Fig. 1. Hydrodynamic model of the gravitational tsunami-wave evolution [17]. The Kuril earthquake on October 4, 1994, 13.23 UTC: *a* — 200 min, *b* — 500 min, *c* — 1000 min — from 13.23 UTC; *b*1* — the area observed by the panoramic radio altimeter (see Fig. 6)

3. Мезомасштабные изображения поля высот развивающейся волны цунами (панорамный радиоальтиметр)

Ранее были рассмотрены условия формирования панорамного поля уровня океана при использовании космического радиолокационного интерферометра с поперечной антенной базой, использующего квазизеркальный режим визирования морской поверхности [1–6]. Геометрия визирования морской поверхности представлена на рис. 2.

Выбор параметров радара с реальной апертурой (РРА) основывался на соотношении (1) для модуля коэффициента корреляции

$$\beta_z = \frac{4\pi c l_z \cos \gamma_0 \sin \gamma_0 \cos \left(\frac{\pi}{2} - \gamma_0 - \theta \right)}{|m| \lambda H \Delta f}, \quad (1)$$

где l_z — размер антенной базы, γ_0 — угол визирования зеркальной точки, θ — угол наклона базы к вертикали, $m = (y - y_0)/H$ — положение точки (y) относительно зеркальной точки y_0 в зоне обзора, λ — длина волны излучения, H — высота орбиты, Δf — ширина спектра излучаемого сигнала. Флуктуационная чувствительность $\sigma_{\Delta h}$ к измеряемому полю уровня является наилучшей в определённых пределах изменения величины β_z , а оптимальная её величина уменьшается при увеличении отношения фон/собственный шум q (рис. 3).

Из выражения (1) видно, что отношения размера базы интерферометра к высоте орбиты (l_z/H) и ширины спектра сигнала к его частоте ($\Delta f/f_0, f_0 = c/\lambda$) играют решающую роль, и что при ограниченном размере базы, заданной высоте орбиты и заданных параметрах сигнала следует выбирать наименьшую возможную величину β_z , а это, в свою очередь, требует наибольшего возможного отношения фон/шум q . Примем наклон θ базы интерферометра в точности соответствующим положению зеркальной точки $\theta = \pi/2 - \gamma_0$. Примем среднее по зоне обзора значение $m = 1$ и зададим допустимое в данном случае отношение фон/шум $q = 30$ (30 дБ) — что позволяет работать при $\beta_{\min} = 0,25$ с потерей флуктуационно-уровенной чувствительности не более 1 дБ относительно предельной величины $\sigma_{\Delta h 0}$. Зададим максимально-допустимую величину антенной базы $l_z = 5$ м, длину волны $\lambda = 0,9$ см, $\gamma_0 = 65^\circ$ и $H = 800$ км, тогда из выражения (1) определяется допустимая ширина спектра сигнала, $\Delta f = 4$ МГц. Мы видим, что расчётная ширина спектра оказалась намного меньшей, нежели у действующих космических (трассерных) радиоальтиметров, или даже у самолётных интерферометров, где при такой же длине базы высота полёта меньше на два порядка.

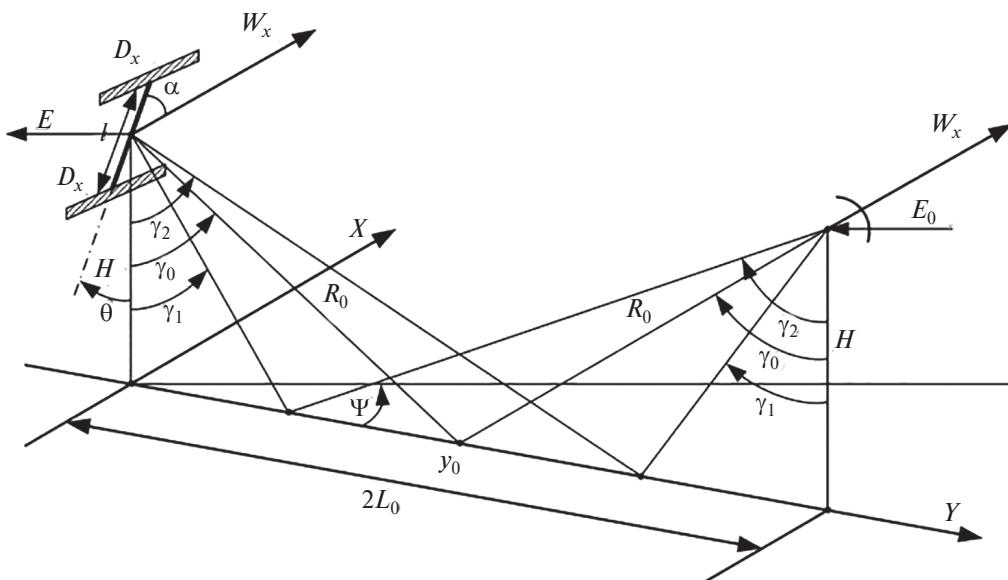


Рис. 2. Геометрия визирования поверхности океана в двухпозиционном квазизеркальном ИРСА (интерференционным радаром с синтезированной апертурой). Шарообразность Земли на рисунке не отображена

Fig. 2. Geometry of the ocean surface sounding by bi-static quasi-mirror ISAR (interferometric synthetic aperture radar). The Earth sphericity is not shown in the figure

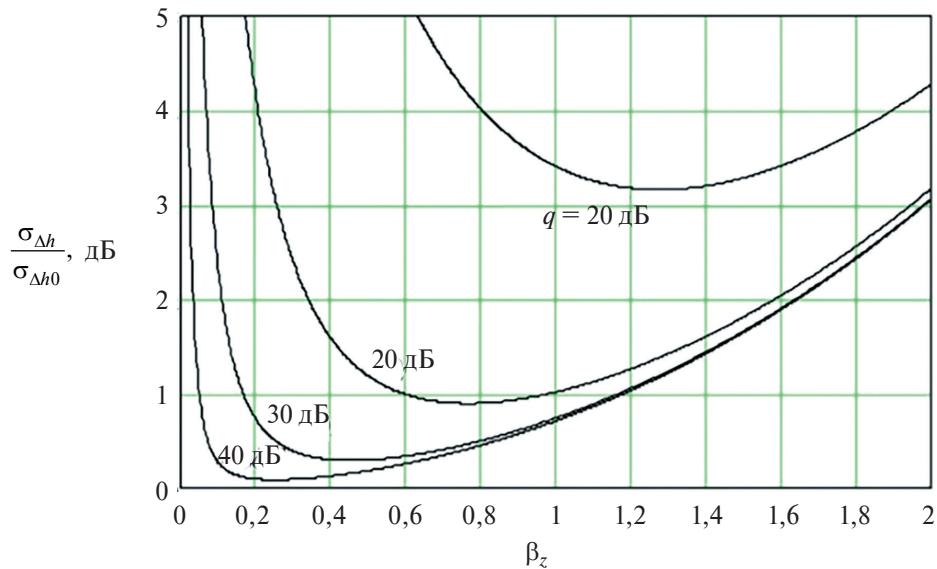


Рис. 3. Нормированная флюктуационная чувствительность РЛ интерферометра

Fig. 3. Normalized fluctuation sensitivity of the interferometric radar

На рис. 4 приведены графики, иллюстрирующие ухудшение вдоль зоны обзора поперечной разрешающей способности $r_y(m_y)$ и растяжение масштаба горизонтальной дальности (фактически — расширение зоны обзора $K(m_y) = L_y/2\Delta R$), где L_y — суммарная ширина зоны обзора с центром в зеркальной точке. Так, при ширине спектра сигнала $\Delta f = 4$ МГц среднее поперечное разрешение r_y в зоне обзора ($|m_y| = 0,3 - 2,0$) составляет 600 м.

Величина ΔR определяется, как всегда, продольным размером антенны D_x и скоростью аппарата W_x . Для космического аппарата при $D_x = 4$ м имеем $\Delta R \leq \frac{cD_x}{2W_x} \sim 75$ км, тогда средний коэффициент расширения $K(m_y) \sim 15$ и ширина зоны обзора $L_y \sim 2500$ км.

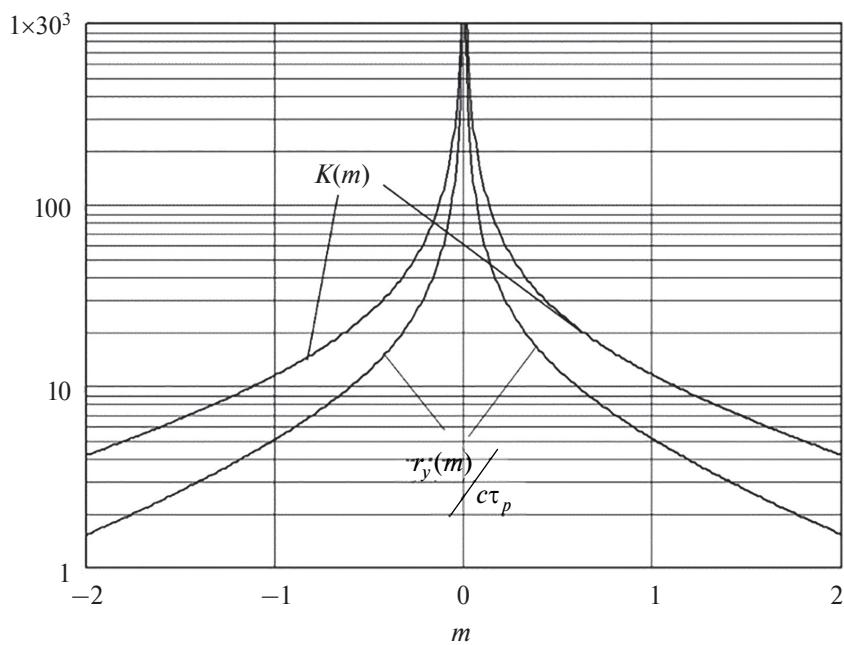


Рис. 4. Поперечная разрешающая способность $r_y(m_y)$ и коэффициент растяжения масштаба горизонтальной дальности $K(m_y)$ для равновысотных аппаратов

Fig. 4. Cross-track resolution $r_y(m_y)$ and the stretching coefficient of the along-track distance $K(m_y)$ for equal-altitude devices (equi-altitude)

На рис. 5, *a* показана глобальная картина зондирования поверхности Земли двухпозиционным радаром (тандемом из двух равновысотных МКА в проекции Меркатора). Видно, что на большей части витка ($\sim \pm 70^\circ$ по широте) необходимая ориентация антенн сохраняется — однако при переходе с восходящего на нисходящий виток необходимый программируемый разворот антенн, причём передающая антенна становится приёмной, а приёмная — передающей. На рис. 5, *b* показана схема зондирования головной сейсмоволны вблизи экватора, что примерно соответствует модельному изображению рис. 1, *б*. Обозначены: W_E — скорость вращения Земли; W_s — скорость КА при угле наклона β к меридиану (нарисованная траектория относится к центру области обзора тандема); V_w — скорость сейсмоволны при угле наклона α к меридиану; L_0 — расстояние, пройденное сейсмоволной; ОЗ — положение очага землетрясения на рис. 5, *б*. Простейшие расчёты позволяют грубо определить параметры оперативного мониторинга сейсмоволны.

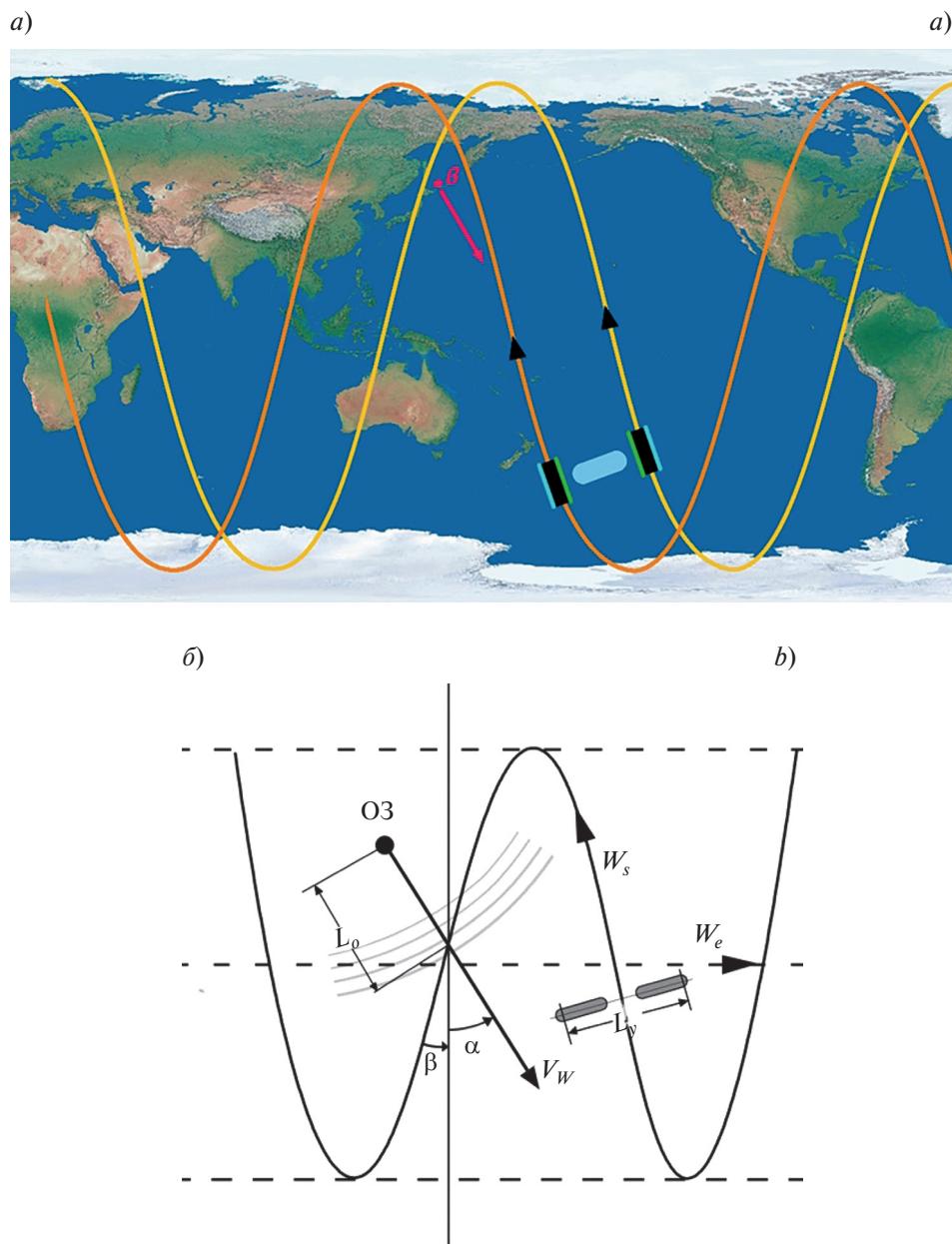


Рис. 5. *a* — глобальная картина зондирования поверхности Земли двухпозиционным радаром; *б* — примерная пространственная картина зондирования головной сейсмоволны вблизи экватора; ОЗ — положение очага землетрясения на рис. 5, *б*

Fig. 5. *a* — the global picture of the Earth surface sounding with bi-static radar; ***б*** — a spatial sketch of the sounding pattern of the front of a seismic wave near the equator; ОЗ — the position of the earthquake source in Fig. 5, *б*

Во-первых, «время ожидания» сейсмоволны у экватора составляет $T_0 = L_0/V_w \sim 8$ ч, и за это время КА совершает ~ 10 полувитков — если учесть, что радиоальтиметр работает как на восходящем, так и на нисходящем участках витка. Затем, поделив время оборота Земли вокруг оси на время полувитка ($T_1 = 45$ мин), можно определить число полувитков КА, необходимых для того, чтобы он оказался второй раз над той же точкой поверхности: $n_1 = 24/0,75 = 32$. Таким образом, «время повторяемости» для одиночного (трассерного) альтиметра составляет более суток. Соответственно, для рассматриваемого здесь панорамного альтиметра число полувитков составит $n_2 = W_E T_1 / (L_y \cos \beta)$, что равно 1 при $L_y \sim 1500$ км.

Следовательно, для решения задачи достаточно одного панорамного альтиметра, а за время хода волны T_0 она может быть зарегистрирована несколько раз с «временем повторяемости» 45 мин. Уменьшить этот интервал возможно только увеличением количества последовательно запускаемых тандемов. По-видимому, такое решение вряд ли целесообразно.

Алгоритм обработки квадратурных сигналов, образующихся в интерферометре с поперечной базой на выходе коррелятора, заключается в независимом накоплении разностно-фазовых отсчетов синусной и косинусной составляющих с последующим их делением друг на друга и введением априорного (мало изменяющегося по углу визирования) коэффициента. При этом в сильной степени подавляются вариации интенсивности сигнала. Вариации среднего уровня (при осреднении отсчетов на мезомасштабных площадках) находятся из соотношения (2):

$$\Delta h = \frac{\lambda H}{2\pi l_z \operatorname{Ctg} \gamma_n \operatorname{Cos} \left(\frac{\pi}{2} - \gamma_n - \theta \right)} \frac{\sum_{n=1}^{N-1} \operatorname{Sin}(\phi_n - \alpha_n)}{\sum_{n=1}^{N-1} \operatorname{Cos}(\phi_n - \alpha_n)}, \quad (2)$$

где ϕ_n — измеряемая разность фаз, α_n — аппаратурная (учитываемая) разность фаз, возникающая из-за различия угла визирования γ_n и угла визирования зеркальной точки. Флуктуационно-уровенная чувствительность (3) определяется шириной спектра сигнала Δf , размером осредняющей площадки d и удельным (на 1 м²) числом независимых отсчетов сигнала N_0 (4):

$$\sigma_{\Delta h 0} = \frac{c}{4\Delta f d \sqrt{N_0} \cos \gamma_0}, \quad (3)$$

$$N_0 = \frac{2}{D_{x2} r_y} = \frac{8\Delta f}{c D_{x2}} |m| \cos^3 \gamma_0. \quad (4)$$

Допустимая ширина спектра сигнала, определяющая чувствительность интерферометра к полю уровня, жестко связана коэффициентом β_z и входит в знаменатель выражения (3) в степени три вторых. Расчеты показали, что при $d = 15$ км, $\Delta f = 4$ МГц — флуктуационная чувствительность изменяется вдоль зоны обзора ($|m| = 0,3 \div 2$) в пределах от ~ 4 см до ~ 10 см. При этом исключается область вблизи зеркальной точки ($|m| = 0 \div 0,3$), где флуктуационная чувствительность хуже 10 см.

Таким образом, для формирования радиолокационного кадра, включающего головную сейсмоволну, достаточно воспользоваться одним модельным изображением (рис. 1, б). В изображении вырезается одна трасса с шириной кадра 3200 км, что соответствует величине $2Hm_{\max}$ при $m_{\max} = 2,0$. Далее, проводится попиксельное суммирование исходного поля высот с нормально-распределенным шумом приемника, дисперсия которого определяется флуктуационно-уровенной чувствительностью (3). В области $m = \pm 0,3$ эквивалентный шум максимальен, что подавляет полезный сигнал, а в области $|m| > 0,3$ шум оказывается допустимым при пороговом отношении сигнал/шум порядка единицы. Таким образом, формируется несколько искаженное панорамное изображение пути, включая головную волну.

На рис. 6 представлено полученное таким образом радиолокационное изображение, его место показано на рис. 1, б.

Сравнивая изображение рис. 6 с исходным (модельным) изображением рис. 1, б, мы видим их примерное соответствие, несмотря на подавление сигнала — как по центральной (меридиональной) оси, так и для сейсмоволн, следующих за головной волной. По-видимому, при ином выборе параметров радара (высоте орбиты 400 км при ширине зоны обзора 1500 км) возможно улучшить флуктуационно-уровенную чувствительность (3) до величины $\sim 2 \div 3$ см и увеличить отношение сигнал/шум.

Представим теперь, что спутниковый «тандем» действует и получено реальное изображение головной части гравитационной сейсмоволны. Её опасность («циканигность») можно оценить кинетической энергией волны при движении с фазовой скоростью $V = \sqrt{gH}$, H — глубина дна. Энергия (в расчёте на $L = 1$ км протяженности волны) составляет

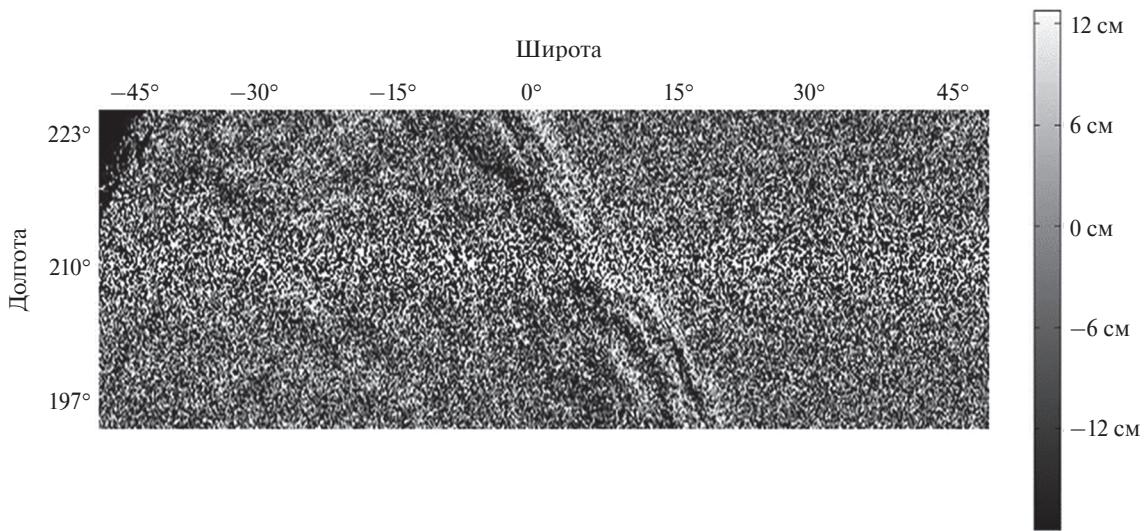


Рис. 6. Радиоизображение гравитационной сейсмоволны в panoramicном радиоальтиметре, используя модель рис. 1, б

Fig. 6. The radar image of a gravitational seismic wave in a panoramic radio altimeter with the model of Fig. 1, b

$$E = mV^2 = \frac{\Lambda L \rho g H}{2\pi}. \quad (5)$$

где m — суммарная масса воды, ρ — плотность воды, Λ — длина сейсмоволны, h — её высота. Согласно рис. 6, мы имеем $\Lambda = 400$ км, $h = 0,1$ м, $H = 4$ км, и тогда из (5) получаем $E \sim 3 \times 10^{14}$ Дж, т. е. $\sim 0,3$ пентаджоуля! Такая энергия колоссальна, она приближается к энергии взрыва небольшого ядерного заряда в ~ 100 килотонн ТНТ.

4. Основные выводы

1. Рассмотрена модель формирования изображений морской поверхности в перспективном двухпозиционном «квазизеркальном» радаре, при использовании на приемном аппарате интерферометра с по-перечной антенной базой — что позволяет создать panoramicный радиоальтиметр с мезомасштабным разрешением. Чрезвычайно высокая отражательная способность морской поверхности в квазизеркальном режиме дает возможность обеспечить необходимую флюктуационно-уровенную чувствительность (~ 5 см на ~ 15 -километровых площадках) при сравнительно небольшом размере антенной базы (~ 5 м).

2. Имеющаяся численная гидродинамическая модель гравитационной сейсмоволны, сформированная по данным Курильского землетрясения (4 октября 1994 г.), позволила сформировать трёхмерное радиолокационное изображение, отвечающее требованиям оперативного мониторинга головной области сейсмоволны. Флюктуационно-уровенная чувствительность изображения изменяется в пределах кадра, и полученное спутниковое РЛ-изображение соответствует исходной модели распространения сейсмоволны с небольшими искажениями.

3. Таким образом, на базе изложенного материала представляется возможным переход к реальной разработке спутникового panoramicного радиоальтиметра.

Благодарности

Начальный вариант статьи создавался при участии Е.А. Куликова, памяти которого посвящена данная статья. Авторы благодарны С.И. Бадулину, И.П. Медведеву и О.И. Яковенко, способствовавших изданию статьи.

Acknowledgment

The draft of the article was written with the participation of E.A. Kulikov, whose memory this article is dedicated to. The authors are grateful to S.I. Badulin, I.P. Medvedev and O.I. Yakovenko, who contributed to the publication of the article.

Финансирование

Работа выполнена в ИО РАН в рамках Государственного задания по теме № 0128–2021–0003.

Funding

The work was funded within the framework of the Shirshov Institute of Oceanology RAS State Assignment 0128-2021-0003.

Литература

1. Калмыков А.И., Курекин А.С., Левантовский В.Ю., Островский И.Е., Пустовойтенко В.В. Некоторые характеристики радиосигналов, рассеянных морской поверхностью в направлениях, близких к направлению зеркального отражения // Изв. ВУЗов, Радиофизика. 1973. Т. XVI, № 10. С. 1498–1503.
2. Переслегин С.В., Халиков З.А., Риман В.В., Коваленко А.И., Неронский Л.Б. Радиолокационный способ оперативной диагностики океанских явлений из космоса: Патент на изобретение № 2447457, 2009.
3. Переслегин С.В., Ивонин Д.В., Халиков З.А., Шапрон Б. Устройство формирования зон обзора в двухпозиционном радиолокаторе с синтезированной апертурой: Патент на полезную модель № 135816, 2010.
4. Переслегин С.В., Халиков З.А. Двухпозиционная квазизеркальная радиолокация морской поверхности // Известия РАН. Физика атмосферы и океана. 2011. Т. 47, № 4. С. 562–576.
5. Khalikov Z.A. Bistatic quasi-mirror radar imaging of the sea surface // Report on the «Ocean SAR-2009» Workshop. Herrshing, Germany, Sept. 2009.
6. Pereslegin S.V. Bistatic interferometric SAR (BiSAR) for operational monitoring of ocean phenomena // Report on the «Ocean SAR-2009» Workshop, Herrshing, Germany, Sept. 2009.
7. Синицын Ю.П., Переслегин С.В. Потенциальная точность и оптимальный алгоритм восстановления мезомасштабного рельефа морской поверхности космическим радиолокатором бокового обзора // Исследование Земли из космоса. 2000. № 1. С. 51–57.
8. Переслегин С.В., Синицын Ю.П. Интерференционные радиолокаторы с синтезированной апертурой для оперативного мониторинга океанских явлений // Известия ВУЗов. Радиофизика. 2011. Т. LIV, № 6. С. 415–430.
9. Лобковский Л.И., Рабинович А.Б., Куликов Е.А., Иващенко А.И., Файн И.В., Томсон Р.Е., Ивельская Т.Н., Богданов Г.С. Курильские землетрясения и цунами 15 ноября 2006 г. и 13 января 2007 г. (наблюдения, анализ и численное моделирование) // Океанология. 2009. Т. 49, № 2. С. 181–197.
10. Зайченко М.Ю., Куликов Е.А., Левин Б.В., Медведев П.П. О возможности регистрации цунами в открытом океане по данным спутникового альтиметра // Океанология. 2005. Т. 45, № 2. С. 209–216.
11. Callahan P.S., Daffer W.H. Search for the earthquake effects in TOPEX/POSEIDON Data // EOS. 1994. 75 (144). P. 357.
12. Abdalla S. and + 360 authors. Altimetry for the Future: Building on 25 years of progress // Advances in Space Research. 2021. Vol. 68, N2. P. 319–363. doi:10.1016/j.asr.2021.01.022
13. Badulin S.I., Grigorieva V.G., Shabanov P.A., Sharman V.D., Karpov I.O. Sea state bias in altimetry measurements within the theory of similarity for wind-driven seas // Advances in Space Research. 2021. Vol. 68. P. 978–988. doi:10.1016/j.asr.2019.11.040
14. Barrick D., Lipa B. Analyses, and interpretation of altimeter sea echo // Advances in Geophysics. 1985. Vol. 27. P. 60–100.
15. Fu L.L., Clasman R. The effect of the degree of wave development on the sea state bias in radar altimetry measurements // Journal of Geophysical Research. 1991. Vol. 96. P. 829–834.
16. Arnold-Bos A., Khenchaf A., Arnaud M. Bistatic radar imaging of the marine environment. Part I. Theoretical background // IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing. Dec. 2007. 11 p. doi:10.1109/TGRS.2007.897436
17. Иващенко А.И., Гусяков В.К., Джумагалиев В.А., Йех Г., Жукова Л.Д., Золотухина Н.Д., Кайстренко В.М., Като Л.Н., Ключков А.А., Королев Ю.П., Кругляков А.А., Куликов Е.А., Куракин В.Н., Левин Б.В., Пелиновский Е.Н., Поплавский А.А., Титов В.В., Харламов А.А., Храмушин В.Н., Шельтинг Е.В. Шикотанское цунами 5 октября 1994 г. // Доклады Академии наук. 1996. Т. 348, № 4. С. 532–538.

References

1. Kalmykov A.I., Kurekin A.S., Levantovsky V. Yu., Ostrovsky I.E., Pustovoytenko V.V. Some characteristics of radio signals scattered by the sea surface in directions close to the direction of mirror reflection. *Radiophysics and Quantum Electronics*. 1973, XVI, 10, 1498–1503 (in Russian)

2. *Pereslegin S.V., Khalikov Z.A., Riman V.V., Kovalenko A.I., Neronsky L.B.* Radar method of operational diagnostics of ocean phenomena from space. 2009. Patent for an invention No. 2447457.
3. *Pereslegin S.V., Ivonin D.V., Khalikov Z.A., Chapron B.* A device for forming viewing zones in a two-position radar with a synthesized aperture. 2010. Patent for a utility model No.135816.
4. *Pereslegin S.V., Khalikov Z.A.* Bistatic quasi-mirror radar of the sea surface. *Izvestiya, atmospheric and oceanic physics.* 2011, 47, 517–530. doi:10.1134/S0001433811040086
5. *Khalikov Z.A.* Bistatic quasi-mirror radar imaging of the sea surface. *Report on the «Ocean SAR-2009» Workshop. Herrshing, Germany, Sept.* 2009.
6. *Pereslegin S.V.* Bistatic interferometric SAR (BiSAR) for operational monitoring of ocean phenomena. *Report on the «Ocean SAR-2009» Workshop, Herrshing, Germany, Sept.* 2009.
7. *Sinitsyn Yu.P., Pereslegin S.V.* Potential accuracy and optimal algorithm for reconstruction of mesoscale relief of the sea surface by a side-view space radar. *Issledovanie Zemli iz Kosmosa.* 2000, 1, 51–57 (in Russian).
8. *Pereslegin S.V., Sinitsyn Yu.P.* Interference synthetic-aperture radars for routine monitoring of ocean phenomena. *Radiophysics and Quantum Electronics.* 2011, 54, 376–389. doi:10.1007/s11141-011-9298-0
9. *Lobkovsky L.I., Rabinovich A.B., Kulikov E.A., Ivashchenko A.I., Fine I.V., Thomson R.E., Ivelskaya T.N., Bogdanov G.S.* The Kuril earthquakes and tsunamis of November 15, 2006, and January 13, 2007: observations, analysis, and numerical modeling. *Oceanology.* 2009, 49, 2. 166–181. doi:10.1134/S0001437009020027
10. *Zaichenko M. Yu., Kulikov E.A., Levin B.V., Medvedev P.P.* On the possibility of registration of tsunami waves in the open ocean with the use of a satellite altimeter. *Oceanology.* 2005, 45, 2, 194–201.
11. *Callahan P.S., Daffer W.H.* Search for the earthquake effects in TOPEX/POSEIDON Data. *EOS.* 1994, 75 (144), 357.
12. *Abdalla S. and + 360 authors.*, Altimetry for the Future: Building on 25 years of progress. *Advances in Space Research.* 2021, 68, 2, 319–363. doi:10.1016/j.asr.2021.01.022
13. *Badulin S.I., Grigorieva V.G., Shabanov P.A., Sharmar V.D., Karpov I.O.* Sea state bias in altimetry measurements within the theory of similarity for wind-driven seas. *Advances in Space Research.* 2021, 68, 978–988. doi:10.1016/j.asr.2019.11.040
14. *Barrick D., Lipa B.* Analyses, and interpretation of altimeter sea echo. *Advances in Geophysics.* 1985, 27, 60–100.
15. *Fu L.L., Clasman R.* The effect of the degree of wave development on the sea state bias in radar altimetry measurements. *Journal of Geophysical Research.* 1991, 96, 829–834.
16. *Arnold-Bos A., Khenchaf A., Arnaud M.* Bistatic radar imaging of the marine environment. Part I. Theoretical background. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing.* Dec. 2007, 11 p. doi:10.1109/TGRS.2007.897436
17. *Ivashchenko A.I., Gusiakov V.K., Dzhumagaliev V.A., Yeh H., Zhukova I.D., Zolotukhina N.D., Kaistrenko V.M., Kato L.N., Klochkov A.A., Korolev Yu.P., Krugliakov A.A., Kulikov E.A., Kurakin V.N., Levin B.W., Pelinovsky E.N., Poplavsky A.A., Titov V.V., Kharlamov A.A., Khrumushin V.N., Shelting E.V.* Shikotan tsunami of October 5, 1994. *Doklady RAS.* 1996, 348, 4, 532–538 (in Russian).

Об авторах

КУЛИКОВ Евгений Аркадьевич, РИНЦ Author ID: 60953, ORCID ID: 0000-0001-9265-3022, Scopus Author ID: 7003962208, WoS ResearcherID: A-6591–2016

ПЕРЕСЛЕГИН Сергей Владимирович, РИНЦ Author ID: 60953, ORCID ID: 0000-0002-7008-337X, Scopus Author ID: 6602244437, peresleg@ocean.ru

ХАЛИКОВ Заур Анверович, РИНЦ Author ID: 549678, Scopus Author ID: 50461496700, khalikovza@gmail.com

УДК 57.084.1

© A. B. Axi*, 2023

Институт эволюционной физиологии и биохимии им. И.М. Сеченова РАН, 194223, Россия,
Санкт-Петербург, пр. М. Тореза, 44.

*andrey.akhi@gmail.com

ЭФФЕКТИВНОСТЬ ИДЕНТИФИКАЦИИ ДЕЛЬФИНАМИ (*TURSIOPS TRUNCATUS*) КЛАССОВ СЛОЖНЫХ ШУМОПОДОБНЫХ СИГНАЛОВ В УСЛОВИЯХ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ НЕОПРЕДЕЛЕННОСТИ ИХ ОДНОВРЕМЕННОГО ПРЕДЪЯВЛЕНИЯ

Статья поступила в редакцию 20.10.2022, после доработки 25.01.2023, принята в печать 07.02.2023

Аннотация

В рамках исследования способности слуховой системы дельфинов решать сложную задачу идентификации и классификации по определенным инвариантным признакам шумоподобных сигналов рассмотрена возможность ее решения в условиях пространственной неопределенности их одновременного предъявления. На дельфинах-афалинах, обученных распознавать и классифицировать подобные сигналы, проведено исследование их возможности выбора определенного класса сигналов из нескольких, одновременно звучащих. Дельфин должен был распознать сигнал положительного класса при одновременно звучащей паре сигналов: положительный-отрицательный (альтернативный выбор) и при одновременно звучащих трех сигналах: положительный-отрицательный-отрицательный (многоальтернативный выбор). Показано, что дельфин эффективно решает поставленную задачу при простом альтернативном пространственном выборе из двух источников сигналов, на пределе достоверности при выборе из трех источников и недостоверно при выборе из большего количества источников.

Ключевые слова: дельфин, шумоподобный сигнал, классификация, пространственная неопределенность, альтернативный выбор, многоальтернативный выбор

© A. V. Akhi*, 2023

Sechenov Institute of Evolutionary Physiology and Biochemistry, Russian Academy of Sciences,
194223, Russia, St. Petersburg, M. Thorez pr., 44.

*andrey.akhi@gmail.com

EFFICIENCY OF IDENTIFICATION OF COMPLEX NOISE-LIKE SIGNAL CLASSES BY DOLPHINS (*TURSIOPS TRUNCATUS*) UNDER SIMULTANEOUS PRESENTATION SPATIAL UNCERTAINTY

Received 20.10.2022, Revised 25.01.2023, Accepted 07.02.2023

Abstract

The possibility of dolphin's auditory system to solve the complex problem of identifying and classifying noise-like signals according to certain invariant features is considered under conditions of spatial uncertainty of their simultaneous presentation. There was studied the ability of bottlenose dolphins, which were trained to recognize and classify such signals, to select a certain class of signals from several that sound simultaneously. The dolphin had to recognize a positive class signal with a pair of simultaneously sounding signals: positive-negative (alternative choice) and with simultaneously sounding three signals: positive-negative-negative (multiple choice). It's shown that the dolphin effectively solves the problem with a simple alternative choice of two signal sources, at the limit of reliability when choosing from three sources and unreliable when choosing from more sources.

Keywords: dolphin, noise-like signal, classification, spatial uncertainty, alternative choice, multiple choice

Ссылка для цитирования: Axi A.B. Эффективность идентификации дельфинами (*Tursiops truncatus*) классов сложных шумоподобных сигналов в условиях пространственной неопределенности их одновременного предъявления // Фундаментальная и прикладная гидрофизика. 2023. Т. 16, № 1. С. 90–97. doi:10.48612/fpg/vxe3-6531-nkup
For citation: Akhi A.V. Efficiency of Identification of Complex Noise-Like Signal Classes by Dolphins (*Tursiops truncatus*) under Simultaneous Presentation Spatial Uncertainty. *Fundamental and Applied Hydrophysics*. 2023, 16, 1, 90–97.
doi:10.48612/fpg/vxe3-6531-nkup

1. Введение

Исследование основных принципов и механизмов акустического анализа и выяснение особенностей функционирования слуховой системы морских эхолокирующих млекопитающих представляет вопрос исключительной важности. Орган слуха у этих животных решает задачу установления свойств источника звука и направления на него как в активном режиме, когда объекты облучаются собственными зондирующими сигналами дельфина и становятся источниками эха, так и в пассивном режиме, когда интересующие животного объекты сами являются источниками звука. В последнем случае орган слуха работает как самостоятельная система анализа акустических сигналов и для эффективного восприятия звуков должен обладать свойством панорамности, т. е. быть постоянно готовым к приему сигналов во всем возможном диапазоне направлений, расстояний, интенсивностей, моментов появления и спектрально-временных характеристик. Условия работы слуха у эхолокирующих морских млекопитающих в активном и пассивном режимах существенно различаются. Пассивный слух, обеспечивающий восприятие сигналов с заранее неизвестного направления, должен быть ненаправленным. Слуховая система, работающая в пассивном режиме, по существу работает по методу, известному в гидролокации как пеленгование. Обнаружение источников сигналов естественного или искусственного происхождения и определение направления на него достигается путем исследования пространственной структуры звукового поля, создаваемого различными объектами.

В ходе эволюции слуховая система дельфинов приспособилась работать в условиях постоянного действия акустических помех, таких как морские шумы биогенного, абиогенного и антропогенного происхождения. Во многих экспериментальных работах изучена проблема выделения дельфинами полезного сигнала из шумовой помехи [1–4]. Однако существует не так много исследований чувствительности слуховой системы дельфинов к восприятию собственно шумовых сигналов, меняющих свои параметры, а также к их классификации по определенному инвариантному признаку. Их восприятие интересно с одной стороны потому, что большинство реально существующих в морской среде звуков имеет шумовой характер, и, с другой стороны, эти сигналы имеют в своих спектрах много признаков и составляющих, которые могли бы быть использованы дельфином при их распознавании и идентификации. Изучение того, как и какие спектральные информационные признаки используются при распознавании сигналов, позволило бы прийти к пониманию механизма работы слуховой системы. Выделение слуховой системой в спектре сигналов информационных признаков, содержащих инвариантность принадлежности к определенному классу, впервые была рассмотрена Н.А. Дубровским с соавторами [4, 5]. Ими же была представлена иерархически организованная система независимых спектральных признаков, которые могут быть использованы как инварианты при классификации сигналов. В порядке значимости это: 1) макроструктура спектра (форма его огибающей); 2) микроструктура спектра (дискретные составляющие) и 3) энергия сигнала. В наших работах [6–9] была показана способность к восприятию и классификации дельфинами низкочастотных шумоподобных сигналов, возможные информационные признаки в спектре сигналов, необходимые и достаточные для их правильной идентификации, а также их иерархическая значимость. Тем не менее, некоторые аспекты восприятия дельфинами подобных сигналов остались неизученными. В настоящей работе исследовалась способность дельфинов различать и классифицировать шумоподобные сигналы в условиях пространственной неопределенности их одновременного предъявления при выборе с разной степенью альтернативности направления их излучения.

2. Материалы и методы

На дельфинах-афалинах, обученных распознавать и классифицировать шумоподобные сигналы, было проведено исследование их возможности выбора определенного класса сигналов из нескольких одновременно звучащих. Сигналы, используемые в данной работе по исследованию способности дельфинов к их пространственному выбору, представляли из себя имитации шумов или шумоподобные сигналы, которые применялись нами в предыдущих работах [6–9] (рис. 1). В основу имитации шумов был положен метод образования широкополосных сигналов, представляющих собой совокупность импульсов разной полярности, находящихся в псевдослучайных последовательностях. В отличие от случайных последовательностей, в них последовательность импульсов имеет период, и выходное напряжение изменяется с частотой, кратной частоте тактовых импульсов (были применены прямоугольные импульсы с заполнением несущей частотой 125 кГц). Созданный для синтеза шумоподобных сигналов генератор позволял моделировать большое многообразие шумоподобных процессов, среди которых были выбраны три последовательности импульсов, задающих определенный класс сигналов (1-й класс — 10100000, 2-й класс — 10100110, 3-й класс — 11110000).

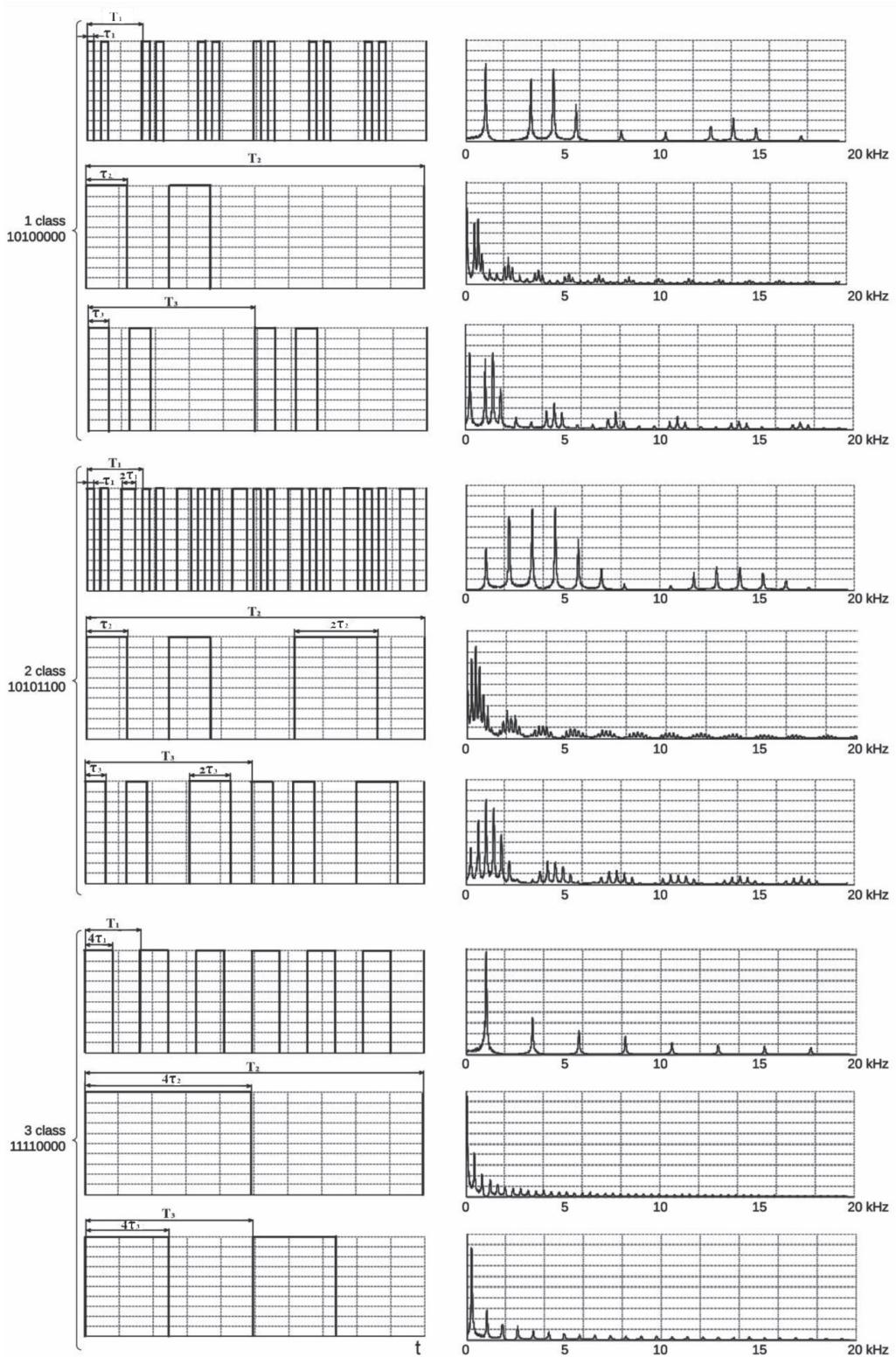


Рис. 1. Временная и спектральная структуры сигналов: *a* — временная структура сигналов. T — период следования группы импульсов в последовательности. $T_1 = 736$ мкс, $T_2 = 4480$ мкс, $T_3 = 2080$ мкс. τ — минимальная длительность одного импульса в каждом режиме работы: $\tau_1 = 92$ мкс, $\tau_2 = 560$ мкс, $\tau_3 = 260$ мкс ($T = 8\tau$); *б* — спектральная структура сигналов. По оси абсцисс — частота, по оси ординат — амплитуда спектральных составляющих

Fig. 1. Temporal and spectral structures of signals: *a* — temporal structure of signals. T — repetition period of a group of impulses in a sequence. $T_1 = 736$ mcs, $T_2 = 4480$ mcs, $T_3 = 2080$ mcs. τ — minimum duration of one impulse in each operation mode. $\tau_1 = 92$ mcs, $\tau_2 = 560$ mcs, $\tau_3 = 260$ mcs ($T = 8\tau$); *b* — spectral structure of signals. Abscissa — frequency, Y-axis — spectral component amplitude

Внутри каждого класса последовательности могли растягиваться или сжиматься. Это происходило путем задания разной временной длительности одиночного импульса, которая составляла 92, 260 и 560 мкс. Таким образом, три сигнала разного частотно-временного масштаба, но одной частотно-временной структуры представляли один класс сигналов, а две другие структуры с сигналами разного масштаба — два других класса сигналов. Каждый класс сигналов определялся своей формой спектра и одинаковым набором распределения дискретных составляющих. Один класс сигналов был выбран как положительный, два других — как отрицательные. Для двух дельфинов они были разные. Для одного положительным был первый класс, для другого — третий. Эффективный частотный диапазон сигналов был сосредоточен в полосе 150 Гц...5 кГц.

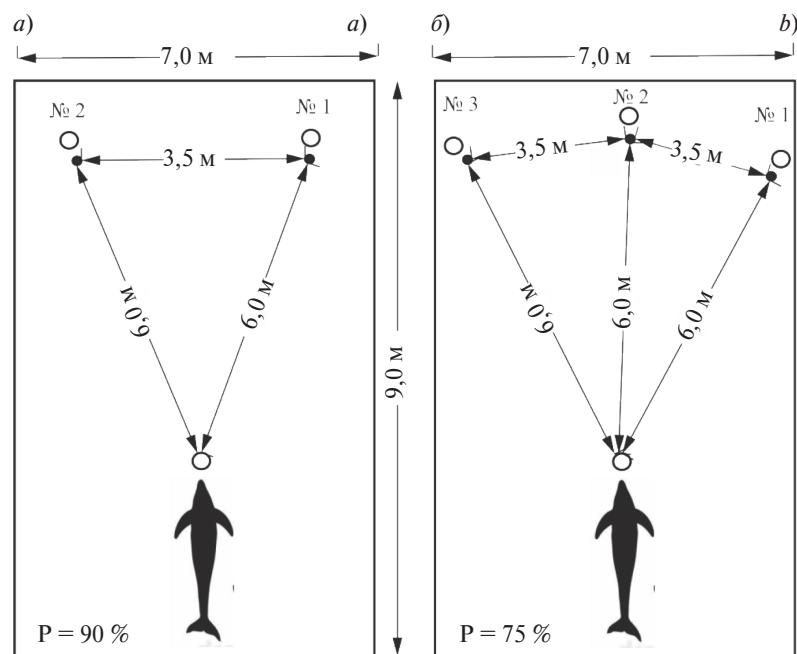
Эксперименты проводились в расположеннном в открытой бухте моря свайно-сетевом вольере $9 \times 7 \times 5$ м на двух взрослых дельфинах-афалинах, ранее участвовавших в акустических исследованиях, проведенных по методике поведенческих реакций с пищевым подкреплением при свободном плавании животных. На предъявление положительного сигнала дельфин должен был подойти к расположенному перед гидрофоном индифферентному пенопластовому манипулятору и коснуться его рострумом, за что получал рыбу. Реакция на отрицательный сигнал не подкреплялась. Первоначально перед животным ставилась задача отличить положительный класс сигналов с длительностью импульса 92 мкс от такого же по длительности импульса, но отличающегося по временной последовательности импульсов сигнала отрицательного класса. Сигналы двух классов в случайном порядке последовательно подавались на один излучатель, который размещался в вольере в 6 м от животного. Предъявляемая программа состояла из 20 сигналов положительного и по 20 сигналов каждого из отрицательных классов. Поскольку в каждом классе сигналы были представлены тремя длительностями импульса, всего животному в программе предъявлялось 120 сигналов. Как показали эксперименты, дельфин успешно решал задачу классификации положительного класса шумов в условиях, когда на тот же гидрофон последовательно предъявлялся класс отрицательных сигналов. В результате первоначального обучения дельфины классифицировали предъявляемые им сигналы с высокой вероятностью ($P = 0,95\text{--}1,00$).

В естественной среде обитания дельфины редко сталкиваются с такой простой задачей распознавания. Чаще возникает необходимость выделения полезного сигнала на фоне одновременно присутствующих в море множеств похожих сигналов, являющихся в данный момент помехой. Причем, источник нахождения в пространстве полезного сигнала чаще всего неизвестен. Именно поэтому была поставлена задача определить способность слуховой системы дельфина классифицировать шум как полезный сигнал в условиях пространственной неопределенности его прихода при альтернативном выборе. Для этого в акваторию проведения эксперимента был введен второй идентичный гидрофон на расстоянии 3,5 м от первого (рис. 2, a).

Понятно, что эффективность правильной работы животного в таких условиях зависит еще и от углового разнесения источников сигналов. Чем угол больше (вплоть до 180°), тем легче задача и выше результат идентификации. При слишком острых углах задача становится практически невыполнимой. В исследовании был

Рис. 2. Схема экспериментов: a — альтернативный (из двух) пространственный выбор сигнала положительного класса. № 1 и № 2 — гидрофоны, излучающие разные сигналы (черные точки) и манипуляторы, которые должен ударить дельфин при завершении реакции (белые кружки). Белый кружок внизу — манипулятор стартовой позиции; б — многоальтернативный (из трех) пространственный выбор сигнала положительного класса. № 1, № 2, № 3 — гидрофоны и манипуляторы аналогично рис. 2, a

Fig. 2. Experiment scheme: a — positive class signal alternative (of two) spatial choice. № 1 and № 2 — hydrophones emitting different signals (black points) and manipulators that the dolphin must hit when the reaction is completed (white circles). White circle at the bottom — start position manipulator; b — positive class signal multiple (of three) spatial choice. № 1, № 2, № 3 — hydrophones and manipulators similarly Fig. 2, a



взят случай среднего углового разнесения источников $\sim 45^\circ$. Таким образом, одновременно в случайном порядке на один из разнесенных гидрофонов поступал сигнал положительного класса, на другой поступал сигнал одного из двух отрицательных классов. На каждый из гидрофонов в случайном порядке могли подаватьсяся сигналы как положительного, так и отрицательных классов любой из выбранных для эксперимента длительностей импульса. Число различных сочетаний положительных и отрицательных сигналов трех длительностей, подаваемых на два гидрофона, составляет 18. Экспериментальная программа состояла из 20 повторов всех возможных сочетаний. Таким образом, общее количество предъявлений составляло 360.

На втором этапе исследования происходило увеличение пространственной неопределенности появления полезного сигнала, что осуществлялось путем введения в акваторию вольера третьего идентичного гидрофона с таким же пространственным разнесением (рис. 2, б). Задача животного состояла в правильном обнаружении источника сигналов положительного класса, которые могли подаватьсяся в случайном порядке на любой из трех расположенных в вольере гидрофонов. Одновременно на два других подавались шумы отрицательных классов. Таким образом, каждое сочетание одновременно представляемых сигналов включало один сигнал положительного класса и два сигнала отрицательных классов разных длительностей. Рабочая программа обеспечивала предъявление в случайном порядке всех возможных сочетаний, каковых получилось 81, на три гидрофона. Сочетания предъявлялись аналогично с первым этапом двадцать раз, общее число предъявлений — 1620.

2. Результаты и обсуждение

Результаты экспериментов в виде усредненных вероятностей правильного выбора дельфинами предъявленных сигналов даны в таблице 1.

Вероятность распознавания положительного класса шумовых сигналов при простом альтернативном пространственном выборе из двух разнесенных источников сохранялась высокой ($P_{\text{ср}} = 0,9$). Сигналы с длительностью импульса 260 мкс имели наибольшую вероятность различия (91%). Не выявлено преимуществ распознавания в сочетании сигналов положительного класса с сигналами какого-либо из отрицательных классов. Введение пространственной неопределенности полезного сигнала в виде его появления на одном из двух разнесенных в вольере гидрофонов незначительно снижало вероятность его идентификации.

Таблица 1
Table 1

Вероятности правильного выбора дельфинами сигналов положительного класса из двух и трех одновременно звучащих источников

Probabilities of correct choice by dolphins of a positive class signals from two and three simultaneously sounding sources

Альтернативность выбора	Сигнал	Длительность импульса	Вероятность правильного выбора			Доверительный интервал
			Дельфин1	Дельфин2	Среднее	
Выбор из двух источников	А	92	0,88	0,90	0,89	$\pm 0,01$
		260	0,90	0,92	0,91	$\pm 0,01$
		560	0,90	0,90	0,90	$\pm 0,01$
	Б	92	0,88	0,88	0,88	$\pm 0,01$
		260	0,90	0,92	0,91	$\pm 0,01$
		560	0,88	0,92	0,90	$\pm 0,02$
	В	92	0,88	0,90	0,89	$\pm 0,01$
		260	0,91	0,92	0,92	$\pm 0,01$
		560	0,90	0,88	0,89	$\pm 0,01$
Выбор из трех источников	А	92	0,74	0,78	0,76	$\pm 0,02$
		260	0,76	0,80	0,78	$\pm 0,02$
		560	0,75	0,75	0,75	$\pm 0,01$
	Б	92	0,73	0,75	0,74	$\pm 0,01$
		260	0,75	0,75	0,75	$\pm 0,01$
		560	0,72	0,74	0,73	$\pm 0,01$
	В	92	0,74	0,74	0,74	$\pm 0,01$
		260	0,75	0,77	0,76	$\pm 0,01$
		560	0,73	0,75	0,74	$\pm 0,01$

Средняя вероятность правильной идентификации положительного класса сигналов при многоальтернативном выборе на фоне двух одновременно звучащих отрицательных составила 75 %. Сигналы с длительностью импульса 260 мкс также показали небольшое преимущество в распознавании и классификации (на 1–2 %). Дальнейшее увеличение пространственной неопределенности прихода полезного сигнала на фоне большего числа отрицательных оказалось невозможным и приводило к недостоверной работе животных по их распознаванию и классификации.

Полученные данные свидетельствуют о том, что классификация дельфинами шумовых сигналов в условиях пространственной неопределенности одновременного предъявления возможна и достаточно высока при простой пространственной альтернативе (два одновременно звучащих источника сигналов), но с ростом альтернативности выбора резко падает вероятность правильной работы животных (при трех источниках результат еще достоверный, при четырех уже нет). Работа решала задачи определения принципиальной возможности решения дельфином сложной задачи классификации шумов в условиях разной степени пространственной неопределенности их прихода.

В основе формирования пространственных характеристик слухового приема лежат физиологические механизмы бинаурального слуха, обеспечивающие направленное избирательное восприятие акустической информации из окружающего пространства и особенности ориентационного поведения вида [10]. Для локализующих животных направленное восприятие сигналов приобретает особо важное значение, т. к. именно эти животные постоянно сталкиваются с необходимостью отличать нужный полезный сигнал от похожих посторонних сигналов по небольшой разнице в углах падения звука [11, 12]. Способность слуховой системы отстраивать один сигнал от другого зависит от степени пространственного разнесения источников сигналов и свойственна ряду видов животных. В исследованиях на человеке, проведенных по методике пространственного смешения сигнала, было показано, что пространственное разделение источников сигнала и помехи приводит к падению маскирующего влияния помехи на величину до 10 дБ [13, 14]. У дельфина разнесение источников сигнала и шума в горизонтальной плоскости приводит к уменьшению маскирующего влияния шума на величину до 30 дБ [15, 16]. Такое же падение величины маскировки получено для летучих мышей [17]. При пространственном разнесении источников полезного сигнала происходит демаскировка, происходящая за счет наличия интерауральных различий в сигнале, и сигнал слышится лучше. В случае пространственного совмещения источников сигнала и помехи не существует интерауральных различий в параметрах сигналов на входе системы, и величина маскировки оказывается наибольшей. В этом случае работают иные механизмы, облегчающие выделение звуковых сигналов на фоне шума: предварительная настройка слуховой системы при приеме соответствующих сигналов; оптимальная частота заполнения сигнала; достаточная сила сигнала.

4. Заключение

Проведенные нами ранее исследования [6–9] показали, что слуховая система дельфина способна различать и классифицировать низкочастотные шумы как полезные сигналы, если в их структуре имеются инвариантные признаки в виде определенной ритмической последовательности импульсов. Способность эта сохраняется и при изменении частотно-временного масштаба представления сигнала внутри класса, т. е. при его растяжении–сжатии, что достигалось изменением длительности импульса внутри каждого класса. В настоящем исследовании показано, что слуховая система дельфина сохраняет высокую вероятность идентификации классов этих сигналов в условиях альтернативного выбора и пространственной неопределенности появления полезного сигнала, т. е. в условиях максимально приближенных к естественным. Пеленгация звуковых сигналов в естественных морских условиях является важнейшей функцией как слуховых систем морских животных, так и технических гидроакустических систем. Несмотря на то, что современные гидроакустические системы постоянно совершенствуются и в пеленговании источников полезных информационных сигналов, и в помехоустойчивости, живые биосонары по-прежнему отличаются большей эффективностью по точности работы, большей широкополосностью, а также меньшими размерами и энергопотреблением. Физиологические механизмы, используемые дельфинами при пеленговании и идентификации сложных акустических сигналов, представляют непосредственный интерес не только для биологов, но и для инженеров, работающих над техническими проблемами в теории обнаружения. Изучение механизмов, лежащих в основе высокой эффективности слуховой системы дельфинов, должно способствовать более глубокому пониманию адаптационных возможностей специализированных биологических анализаторных систем, формирующихся в эволюции, а также содействовать решению ряда важнейших технических задач, связанных с разработкой и совершенствованием систем гидролокации и систем подводной связи.

Финансирование

Работа выполнена в рамках гос. задания № 075-00967-23-00 на 2023 г.

Funding

The study was carried out within the framework of the State assignment No. 075-00967-23-00 for 2023.

Соблюдение этических стандартов

Все применимые международные, национальные и/или институциональные принципы ухода и использования животных соблюdenы в соответствии с принципами Базельской декларации и рекомендациями ARRIVE. Настоящая статья не содержит каких-либо исследований с участием людей в качестве объектов изучения.

Compliance with ethical prescriptions

All applicable international, national and/or institutional guidelines for the care and use of animals are followed in accordance with the principles of the Basel Assessment and the ARRIVE recommendations. This article does not contain any studies involving humans as study objects.

Литература

1. *Лямин О.И., Корнева С.М., Рожнов В.В., Мухаметов Л.М.* Китообразные и акустический шум: от наблюдений за поведением животных к регистрации физиологических реакций // Морские млекопитающие Голарктики. 2012. Т. 2. С. 41–47.
2. *Абрамов А.П., Голубков А.Г., Королев В.И., Фрадкин В.Б.* О помехозащищенности гидролокатора дельфина // Труды Акустического института. 1971. Вып. 17. С. 24–28.
3. *Бурдин В.И., Марков В.И., Резник А.М., Скорняков В.М., Чупаков А.Г.* О способности черноморской афалины различать полезный сигнал на фоне шума // Морфология и экология морских млекопитающих. М., 1971. С. 106–111.
4. *Дубровский Н.А.* Эхолокационный анализатор черноморской афалины // Черноморская афалина *Tursiops truncatus ponticus*: морфология, физиология, акустика, гидродинамика / Под ред. Соколова В.Е., Романенко Е.В. Москва: Наука, 1997. 672 с.
5. *Дубровский Н.А., Зориков Т.В., Квижинадзе О.Ш., Куратишвили М.М.* Признаковое описание сигналов и принципы его организации в слуховой системе дельфина // Акустический журнал. 1991. Т. 37, Вып. 5. С. 933–937.
6. *Зайцева К.А., Королев В.И., Ахи А.В.* Распознавание дельфинами *Tursiops truncatus* классов шумоподобных сигналов // Журнал эволюционной биохимии и физиологии. 2008. Т. 44, № 2. С. 194–199.
7. *Зайцева К.А., Королев В.И., Ахи А.В.* Устойчивость пассивного слуха дельфина *Tursiops truncatus* к деформации спектра низкочастотного шума // Журнал эволюционной биохимии и физиологии. 2012. Т. 48, № 6. С. 573–578.
8. *Зайцева К.А., Королев В.И., Ахи А.В.* Чувствительность слуха дельфина *Tursiops truncatus* к полосовой фильтрации спектра низкочастотного шума // Журнал эволюционной биохимии и физиологии. 2015. Т. 51, № 2. С. 133–136.
9. *Зайцева К.А., Королев В.И., Ахи А.В., Бутырский Е.Ю.* Восприятие дельфином *Tursiops truncatus* шумов с нестабильной во времени частотной модуляцией их тональных компонент // Журнал эволюционной биохимии и физиологии. 2017. Т. 53, № 3. С. 215–217.
10. *Альтман Я.А.* Пространственный слух. СПб.: Институт физиологии им. И.П. Павлова, 2011. 312 с.
11. *Дьяченко С.М., Королев Л.Д., Резов Р.Н., Чемоданов Б.К.* Исследования способности дельфина афалины определять направление на источник шумового сигнала // Труды Акустического института. 1971. Вып. 17. С. 43–46.
12. *Попов В.В., Супин А.Я.* Слух китов и дельфинов. М.: Товарищество научных изданий КМК, 2013. 219 с.
13. *Ebata M., Sone T., Nimura T.* Improvement of hearing ability by directional information // The Journal of the Acoustical Society of America. 1968. Vol. 43, N 2. P. 289–297. doi:10.1121/1.1910778
14. *Мамакин Ю.М.* Характеристики бинаурального анализатора слуховой системы человека в свободном звуковом поле // Биофизика. 1974. Т. 19, № 6. С. 1069–1076.
15. *Белькович В.М., Дубровский Н.А.* Сенсорные основы ориентации китообразных Ленинград: Наука, 1976. 204 с.
16. *Зайцева К.А., Акопиан А.И., Морозов В.И.* Помехоустойчивость слухового анализатора дельфина как функция угла предъявления помехи // Биофизика. 1975. Вып. 3. С. 519–521.
17. *Айрапетянц Э.Ш., Константинов А.И.* Эхолокация в природе. 2-е изд., перераб. и доп. Ленинград: Наука, 1974. 512 с.

References

1. Lyamin O.I., Korneva S.M., Rozhnov V.V., Mukhametov L.M. Cetaceans and acoustic noise: From observations of animal behavior to registration of physiological reactions. *Marine Mammals of the Holarctic*. 2012, 2, 41–47.
2. Abramov A.P., Golubkov A.G., Korolev V.I., Fradkin V.B. About dolphin's sonar noise immunity. *Proceedings of Acoustic Institute*. 1971, 17, 24–28 (in Russian).
3. Burdin V.I., Markov V.I., Reznik A.M., Skornyakov V.M., Chupakov A.G. About the ability of Black Sea bottlenose dolphin to distinguish a useful signal against a background of noise. *Morphology and Ecology of Marine Mammals*. Moscow, 1971, 106–111 (in Russian).
4. Dubrovsky N.A. The Black Sea Bottlenose Dolphin: the Echo-location Analyzer. *The Black Sea Bottlenose Dolphin *Tursiops truncatus ponticus*: Morphology, Physiology, Acoustics, Hydrodynamics*. Ed. Sokolov V.E., Romanenko E.V. Moscow, Nauka, 1997. 672 p. (in Russian).
5. Dubrovsky N.A., Zorikov T.V., Kvizhinadze O. Sh., Kuratishvili M.M. Indicative Description of Signals and Principles of its Organization in the Dolphin's Auditory System. *Acoustical Physics*. 1991, 37(5), 933–937 (in Russian).
6. Zaitseva K.A., Korolev V.I., Akhi A.V. Recognition of classes of noise-like signals by dolphins *Tursiops truncatus*. *Journal of Evolutionary Biochemistry and Physiology*. 2008, 44, 2, 230–236. doi:10.1134/S0022093008020114
7. Zaitseva K.A., Korolev V.I., Akhi A.V. Passive hearing stability in the bottle-nosed dolphin *Tursiops truncatus* to low frequency noise spectrum deformation. *Journal of Evolutionary Biochemistry and Physiology*. 2012, 48, 2, 573–578 (in Russian).
8. Zaitseva K.A., Korolev V.I., Akhi A.V. Hearing sensitivity to band-pass filtration of low-frequency noise spectrum in the dolphin *Tursiops truncatus*. *Journal of Evolutionary Biochemistry and Physiology*. 2015, 51, 2, 152–155. doi:10.1134/S002209301502009X
9. Zaitseva K.A., Korolev V.I., Akhi A.V., Butyrskiy E. Yu. Perception of noises with temporally unstable frequency modulation of tonal components by the dolphin *Tursiops truncatus*. *Journal of Evolutionary Biochemistry and Physiology*. 2017, 53, 3, 241–244. doi:10.1134/S0022093017030097
10. Altman Ya.A. Spatial Hearing. *St. Petersburg, Pavlov's Physiology Institute*, 2011. 312 p.
11. Dyachenko S.M., Korolev L.D., Resyov R.N., Chemodanov B.K. Study of the ability of bottlenose dolphins to determinate the direction to the source of noise signal. *Proceedings of Acoustic Institute*. 1971, 17, 43–46 (in Russian).
12. Popov V.V., Supin A.Ya. Hearing of Whales and Dolphins. *KMK Scientific Press*, 2013. 219 p. (in Russian).
13. Ebata M., Sone T., Nimura T. Improvement of hearing ability by directional information. *The Journal of the Acoustical Society of America*. 1968, 43, 4, 289–297. doi:10.1121/1.1910778
14. Mamakin Yu.M. Characteristics of a binaural analyzer of the human auditory system in a free sound field. *Biophysics*. 1974, 19, 6, 1069–1076 (in Russian).
15. Bel'kovich V.M., Dubrovsky N.A. Sensory bases of cetacean orientation. *Leningrad, Nauka*, 1976. 204 p. (in Russian).
16. Zaitseva K.A., Akopian A.I., Morozov V.I. Resistance to noise of the auditory analyzer of the dolphin as a function of the angle of presentation of the interference. *Biophysics*. 1975, 20, 3, 531–534.
17. Ayrapetyants E.S., Konstantinov A.I. Echolocation in nature. *Leningrad, Nauka*, 1974. 512 p.

Об авторе

АХИ Андрей Валентинович, ORCID ID: 0000-0001-7498-3757; Scopus Author ID: 24398493700;
WoS ResearcherID: K-6341-2018; РИНЦ Author ID: 885246

