

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
RUSSIAN ACADEMY OF SCIENCES

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

ФУНДАМЕНТАЛЬНАЯ И ПРИКЛАДНАЯ ГИДРОФИЗИКА

Взаимодействие атмосферы и океана

ТОМ 15, № 1

2022

**FUNDAMENTAL
AND APPLIED HYDROPHYSICS**

Air-Sea Interaction

VOL. 15, No. 1

2022

Учредители:
РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКИЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

ФУНДАМЕНТАЛЬНАЯ И ПРИКЛАДНАЯ ГИДРОФИЗИКА

Том 15 № 1 2022

Основан в 2008 г.

Выходит 4 раза в год

ISSN (print) 2073-6673

*Журнал издается под руководством
Отделения наук о Земле РАН*

Главный редактор
А. А. Родионов

Научные редакторы выпуска
*И. А. Репина
Д. В. Чаликов*

Издатель:
Санкт-Петербургский научный центр РАН
199034, Санкт-Петербург, Университетская наб., д. 5
Телефон 8(812) 328-37-87
publisher@spbrc.nw.ru www.spbrc.ru

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

Редактор *А. В. Сторожевых*

Подписано к печати 25.02.2022 г. Дата выпуска в свет 25.03.2022 г. Формат 60 × 84¹/₈.
Печать цифровая. Усл. печ. л. 14,4. Тираж 50 экз. Тип. зак. № 0845.

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

© Российская академия наук, 2022

© Санкт-Петербургский научный центр Российской академии наук, 2022

© Составление. Редколлегия журнала «Фундаментальная и прикладная гидрофизика», 2022

Founders:
RUSSIAN ACADEMY OF SCIENCES

SAINT-PETERSBURG RESEARCH CENTER
OF THE RUSSIAN ACADEMY OF SCIENCES

FUNDAMENTAL AND APPLIED HYDROPHYSICS

Vol. 15 No. 1 2022

Founded in 2008

Publication frequency: quarterly

ISSN (print) 2073-6673

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

Chief Editor
A. A. Rodionov

Scientific Editors of the Issue
I. A. Repina
D. V. Chalikov

Publisher:
Saint-Petersburg Research Center of the Russian Academy of Sciences
Russia, St. Petersburg, 199034, Universitetskaya Nab., 5
Phone: +7 (812) 328-37-87
publisher@spbrc.nw.ru www.spbrc.ru

Postal address: Russia, St. Petersburg, 199034,
Saint-Petersburg Research Center of the Russian Academy of Sciences
Universitetskaya Nab., 5
Phone: +7(812) 328-50-66
nsgf2008@yandex.ru https://hydrophysics.spbrc.ru

Editing: *A. V. Storozhevykh*

Signed for printing: 25.02.2022. Issued: 25.03.2022. Format: 60 × 84¹/₈.
Digital printing. Printed sheets: 14.4. Circulation: 50 pcs. Order 0845.

Production of the original layout and printing:
Publishing House of the Polytechnic University
Russia, St. Petersburg, Polytechnicheskaya Ul., 29, 195251
Phone: +7 (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)
- Ермина Татьяна Рэмовна*, к.ф.-м.н. (Российский государственный гидрометеорологический университет, Санкт-Петербург)
- Журбас Виктор Михайлович*, д.ф.-м.н. (Институт океанологии им. П. П. Ширшова РАН, Москва)
- Завьялов Петр Олегович*, член-корреспондент РАН (Институт океанологии им. П. П. Ширшова РАН, Москва)
- Зацепин Андрей Георгиевич*, д.ф.-м.н. (Институт океанологии им. П. П. Ширшова РАН, Москва)
- Зимин Алексей Вадимович*, д.г.н. (Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург)
- Иванов Михаил Павлович*, к.б.н. (Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург)
- Крюков Юрий Семенович*, д.т.н. (ФГУП Научно-исследовательский институт прикладной акустики, Дубна)
- Кустова Елена Владимировна*, д.ф.-м.н. (Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург)
- Малый Владимир Владимирович*, д.т.н. (Санкт-Петербургский институт информатики РАН, Санкт-Петербург)
- Митник Леонид Моисеевич*, д.ф.-м.н. (Тихоокеанский океанологический институт им. В. И. Ильичева ДВО РАН, Владивосток)
- Морозов Евгений Георгиевич*, д.ф.-м.н. (Институт океанологии им. П. П. Ширшова РАН, Москва)
- Пелиновский Ефим Наумович*, д.ф.-м.н. (Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород)
- Рябченко Владимир Алексеевич* (зам. главного редактора), д.ф.-м.н. (Санкт-Петербургский филиал Института океанологии им. П. П. Ширшова РАН, Санкт-Петербург)
- 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)

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)
- Мюрберг Кай* (Финский институт окружающей среды, Хельсинки, Финляндия)
- Нигматулин Роберт Искандерович*, академик РАН (Институт океанологии им. П. П. Ширшова РАН, Москва, Россия)
- Пешехонов Владимир Григорьевич*, академик РАН (АО Концерн «Центральный научно-исследовательский институт «Электроприбор», Санкт-Петербург, Россия)
- Рудской Андрей Иванович*, академик РАН (Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия)
- Румянцев Владислав Александрович*, академик РАН (Институт озераведения РАН, Санкт-Петербург, Россия)
- Саркисов Ашот Аракелович*, академик РАН (Институт проблем безопасного развития атомной энергетики РАН, Москва, 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

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

EDITORIAL COUNCIL

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

СОДЕРЖАНИЕ

Предисловие	8
<i>Хроника</i>	
Эзау И.Н. XXI-й век: Смена парадигмы в теории планетарного пограничного слоя	9
<i>Научные статьи</i>	
Чаликов Д.В. Различные подходы к моделированию морских волн (на англ.яз.)	19
Мольков А.А. Качественные оценки возможности восстановления профиля волнения по модельным стереоизображениям круга Снеллиуса	33
Карпов И.О., Переслегин С.В. Модель радиолокационного наблюдения вибрационных поверхностных волн, возбуждаемых источником землетрясений (донным вибратором)	48
Кориненко А.Е., Малиновский В.В., Дулов В.А., Кудрявцев В.Н. Оценка времени жизни «барашка» обрушивающейся волны	61
Фокина К.В., Булгаков К.Ю. Совместное моделирование ветровых волн и волнового пограничного слоя (на англ.яз.)	73
Сумкина А.А., Кивва К.К., Иванов В.В., Смирнов А.В. Сезонное очищение ото льда Баренцева моря и его зависимость от адвекции тепла Атлантическими водами	82
Серых И.В., Костяной А.Г., Лебедев С.А., Костяная Е.А. О переходе температурного режима региона Белого моря в новое фазовое состояние	98
Малова Т.И. «Наводнения Невы XVIII в.». Электронная база данных	112
<i>Разное</i>	
О книге С.В. Грибина «Формальная физика: уравнения движения»	119
Редакционный комментарий	123

CONTENTS

Preface	8
<i>Chronicle</i>	
<i>Esau I.N.</i> XXI-st century: a shift of paradigm in the planetary boundary layer theory	9
<i>Scientific articles</i>	
<i>Chalikov D. V.</i> Different approaches to numerical modeling of sea waves	19
<i>Molkov A.A.</i> Qualitative estimation of modeled Snell's window stereo imagery for wind wave profile retrieval	33
<i>Karpov I.O., Pereslegin S.V.</i> The model of radar observation of the surface vibration waves generated by earthquake source (ground vibrator)	48
<i>Korinenko A.E., Malinovsky V.V., Dulov V.A., Kudryavtsev V.N.</i> Estimation of the "whitecap" lifetime of breaking wave	61
<i>Fokina K.V., Bulgakov K. Yu.</i> Coupled modelling of wind waves and wave boundary layer	73
<i>Sumkina A.A., Kivva K.K., Ivanov V.V., Smirnov A.V.</i> Seasonal ice removal in the Barents Sea and its dependence on heat advection by Atlantic waters	82
<i>Serykh I.V., Kostianoy A.G., Lebedev S.A., Kostianaia E.A.</i> On the transition of temperature regime of the White Sea Region to a new phase state	98
<i>Malova T.I.</i> "The floods of the Neva, XVIII century". Database	112
<i>Other</i>	
About the book "Formal physics: equations of motion" by S. V. Gribin	119
Editorial comment	123

ПРЕДИСЛОВИЕ

За последние десятилетия все чаще отмечаются драматические климатические изменения во многих регионах Земли. Важнейшую роль в процессах формирования погоды и климата играют океаны. В настоящее время очевидно, что без учета реальных характеристик взаимодействия атмосферы и океана невозможно успешное развитие как моделирования атмосферной циркуляции и динамики морской среды, так и создаваемых на этой основе методов долгосрочного и сверхсрочного прогноза погоды и климата. Поэтому исследование взаимодействия гидросферы и атмосферы становится все более необходимым для понимания природы процессов, протекающих на нашей планете, и дальнейшего развития наук гидрологии, метеорологии и океанологии.

В вопросах взаимодействия океана и атмосферы рассматриваются: структура поверхности океана, образование разных типов волн; потоки тепла, количества движения, вещества, пронизывающие поверхность океана; физико-химические свойства поверхности океана (отражение, поглощение и излучение лучистой энергии, поверхностное натяжение); физические процессы в пограничных слоях океана и атмосферы.

Основу взаимодействия океана и атмосферы составляет обмен энергией и веществом, содержащимися в водной и воздушной средах. Обмен этот усложнен преобразованиями форм энергии, изменениями фазового состояния и физико-химической структуры веществ, переходящих из одной среды в другую. В совокупности эти процессы определяют сложную изменчивость динамического и физико-химического состояния атмосферы и воды, имеющую широкий диапазон проявлений.

В 1963 году, когда только намечались основные пути изучения взаимодействия океана и атмосферы, группа ведущих американских геофизиков констатировала: «Мы начали туманно представлять себе, что атмосфера и океан, которые вместе составляют подвижную оболочку Земли, в действительности функционируют как гигантская механическая и термодинамическая система. Проблема изучения взаимодействия атмосферы и океана должна стать одним из важнейших объектов геофизики в ближайшее десятилетие». С тех пор прошло более полувека. Наука о взаимодействии атмосферы и океана превратилась в специальную дисциплину, целью которой является объяснение естественной изменчивости взаимодействующих полей атмосферы и океана. Прогресс был достигнут благодаря осуществлению крупных экспериментальных программ, с одной стороны, и внедрению физических моделей взаимодействия атмосферы и океана, с другой. Оба эти подхода являются взаимно дополняющими: теоретический предполагает использование экспериментальных данных для проверки моделей, экспериментальный — концептуальных идей, подкрепленных результатами модельных исследований.

Развитие дистанционных морских и авиакосмических средств зондирования позволило ввести совершенно новые методы исследований. В частности, создана сеть опрашиваемых со спутников дрейфующих и заякоренных буев. Спутниковые измерения стали основой глобальной системы непрерывной регистрации радиационных потоков, облачности, температуры поверхности океана, скорости ветра, параметров волнения и уровня океана.

Последние полвека ознаменовались и беспрецедентным ростом активности в области математического моделирования взаимодействия океана и атмосферы с построением целой иерархии моделей системы океан-атмосфера: от глобальных до мезомасштабных и вихреразрешающих.

Обзор этих и многих других проблем взаимодействия атмосферы и океана стал основной целью создания этого выпуска.

Спецвыпуск посвящен памяти выдающегося ученого, первого руководителя Санкт-петербургского филиала Института океанологии им. П.П. Ширшова РАН С.С. Зилитинкевича (1935–1921). Сергей Сергеевич внес огромный вклад в теорию пограничных слоев, в том числе и формирующихся при взаимодействии атмосферы и океана. Творческому пути С.С. Зилитинкевича и его вкладу в современную науку посвящена статья И.В. Эзау «XI-й век: Смена парадигмы в теории планетарного пограничного слоя».

В статье Д.В. Чаликова «Различные подходы к моделированию морских волн» представлен обзор современных подходов в прямом моделировании поверхностных волн, основанных на полных уравнениях динамики невязкой жидкости со свободной поверхностью. Различным аспектам исследования поверхностных волн посвящены также статьи А.А. Молькова «Качественные оценки возможности восстановления профиля волнения по модельным стереоизображениям круга Снеллиуса», А.Е. Кориненко и др. «Оценка времени жизни «Барашка» обрушивающейся волны», К.В. Фокиной и К.Ю. Булгакова «Совместное моделирование ветровых волн и волнового пограничного слоя». Результаты радиолокационного наблюдения за морской поверхностью представлены в статье С.В. Переслегина «Модель радиолокационного наблюдения вибрационных поверхностных волн, возбуждаемых источником землетрясений (донным вибратором)»; и, наконец, крупномасштабным процессам взаимодействия атмосферы и океана посвящены статьи А.А. Сумкиной и др. «Сезонное очищение ото льда Баренцева моря и его зависимость от адвекции тепла Атлантическими водами» и И.В. Серых и др. «О переходе температурного режима региона Белого моря в новое фазовое состояние».

Материалы публикаций могут представлять интерес для специалистов, студентов и аспирантов гидрометеорологических специальностей.

Научный редактор выпуска
Ирина Анатольевна Репина
(Институт физики атмосферы им. А.М. Обухова РАН)

Памяти выдающегося учёного
Сергея Сергеевича Зилитинкевича

© И. Н. Эзау, 2022

Институт физики и технологии, факультет науки и технологий, Норвежский арктический университет — Университет в Тромсё, 6050 Лангнес, N-9037 Тромсё, Норвегия
E-mail: Igor.ezau@uit.no

XXI-Й ВЕК: СМЕНА ПАРАДИГМЫ В ТЕОРИИ ПЛАНЕТАРНОГО ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ

В начале XXI века Сергей Сергеевич Зилитинкевич выступил инициатором смены фундаментальной парадигмы в теории планетарного пограничного слоя, и шире, в статистической гидромеханике стратифицированных турбулентных течений. Руководя знаменитой кафедрой метеорологии в Университете Уппсалы, Швеция (1998–2003), ему и его сотрудникам удалось органически ввести понятия потенциальной и полной энергии турбулентности и пересмотреть основополагающие представления о турбулентном обмене в стратифицированных течениях. Продолжив работать как профессор-эмеритус в Университете Хельсинки, Финляндия (2004–2021), и привлекая престижные мегагранты в России и Европейском Союзе, он, по сути, создал и возглавил виртуальный международный научно-исследовательский институт — третий институт в своей научной карьере — для проработки теоретических основ и практических приложений, которые вытекали из новой парадигмы энергетики турбулентности. Объединённые им ученые и практики продолжают развивать научное наследие Зилитинкевича в рамках Пан-Евразийского Эксперимента.

Ключевые слова: научное наследие С.С. Зилитинкевича, парадигма в теории турбулентности, теория подобия Монина-Обухова, полная энергия турбулентности, планетарный пограничный слой в климате Земли

© I. N. Esau, 2022

Institute for Physics and Technology, Faculty of Science and Technology, Norwegian Arctic University — University in Tromsø; PO Box 6050 Langnes, N-9037 Tromsø, Norway
E-mail: Igor.ezau@uit.no

XXI-ST CENTURY: A SHIFT OF PARADIGM IN THE PLANETARY BOUNDARY LAYER THEORY

At the beginning of 21st century, Sergej Sergeevich Zilitinkevich initiated a shift of the fundamental paradigm in the planetary boundary layer theory, and wider, in statistical hydromechanics of stratified flows. He held the position of the chair in meteorology at Uppsala University, Sweden in 1998–2003, where he and his colleagues consistently introduced a concept of turbulent potential and total energy and not least reviewed fundamental understanding of turbulent mixing in stratified flows. Zilitinkevich continued as a professor-emeritus at University of Helsinki, Finland, in 2004–2021, where he attracted prestigious mega-grants both in Russia and European Union. As such, he created and led a virtual international research institute — the third institute in course of his carrier in science — for development of theoretical foundations and practical implications of the new paradigm for turbulent energies. A network of researchers and practitioners established by Zilitinkevich continue their joint research in the Pan-Eurasian Experiment frameworks.

Keywords: scientific legacy of S.S. Zilitinkevich, new turbulence paradigm, Monin-Obukhov similarity theory, total turbulent energy, planetary boundary layer in the Earth climate system

1. Введение

Философская теория познания [1] предлагает нам взгляд на научный прогресс как на последовательность революционных сдвигов, ведущих к смене научной парадигмы в понимании объективных закономерностей природы и общества. Смена парадигмы, в широкой или узкой научной дисциплине, происходит не часто. Она совершается не по желанию исследователя, а под давлением накопившихся противоречивых фактов и эмпирических подпорок для общепризнанных, и часто всё ещё хорошо работающих, теорий. В теории геофизических турбулентных течений и планетарных пограничных слоёв (ППС) такая смена научной парадигмы назрела к концу XX-го века. Сергей Сергеевич Зилитинкевич одним из первых осознал необходимость теоретического прорыва в этой области и предложил ясную и вдохновляющую программу для его осуществления.

Ссылка для цитирования: Эзау И.Н. XXI-й век: смена парадигмы в теории планетарного пограничного слоя // Фундаментальная и прикладная гидрофизика. 2022. Т. 15, № 1. С. 9–18. doi: 10.48612/fpg/ep89-n4z5-g6b6

For citation: Esau I.N. XXI-st Century: a Shift of Paradigm in the Planetary Boundary Layer Theory. *Fundamental and Applied Hydrophysics*. 2022, 15, 1, 9–18. doi: 10.48612/fpg/ep89-n4z5-g6b6

Начиная с Льюиса Фрая Ричардсона, Людвиг Прандтля, Теодора фон Кармана и Александра Фридмана (см. [2]), которые работали в 1920-х гг. и базировались на более ранних работах Осборна Рейнольдса, теории пограничных слоёв создавались, следуя парадигме описания коллективного воздействия хаотических возмущений (флуктуаций) потока, вошедших в научную терминологию как «турбулентность» [3], на его, потока, осреднённые по времени, пространству или по статистическому ансамблю характеристики. Таким образом, теория турбулентности создавалась как типичная «эмерджентная» теория — феноменологическая теория систем, которая, наверное, не случайно, начинает развиваться в эти же годы [4, 5]. Исчерпывающее описание классической парадигмы и методов для работы с турбулентными потоками и планетарными пограничными слоями (ППС) дано в труде Мони́на и Ягло́ма «Статистическая Гидромеханика» [6]. Для прикладных задач продуктивным и широко распространённым подходом стали теория подобия Мони́на-Обухова (см. обзор в [7]) и построенные на её основе законы сопротивления [8–10]. Теория подобия связала турбулентные потоки момента, тепла и примеси на подстилающей поверхности с изменением осреднённых характеристик скорости и направления течения, температуры (плотности) и концентрации примеси в самом ППС. Здесь и далее мы будем говорить только о задачах, связанных с турбулентным ППС земной атмосферы, для которого скорости течения — это ветер; плотность зависит главным образом от температуры, а граница — это подстилающая поверхность (почва, вода или растительный покров). Заметим при этом, что научные интересы Зили́тинкевича гораздо шире искусственно навязанных нами рамок, а его результаты применимы в почти любой области турбулентной гидродинамики, включая классические задачи в теории турбулентности [11] и астрофизики [12, 13].

Возникнув как эмерджентная теория, классическая парадигма, однако, упустила важнейшую эмерджентную составляющую турбулентных течений — самоорганизацию турбулентности, возникновение и развитие так называемых «больших вихрей». Из-за своих размеров большие вихри не рассматривались теориями для бесконечно малых флуктуаций. Эффекты больших вихрей не описывались, а вынуждено заменялись эмпирическими поправками в теориях классической парадигмы [3]. К началу XXI-го века многим специалистам стало очевидно, что эмпирические подпорки для описания турбулентности как результата разрушения всё меньших и меньших вихрей — т.н. прямой каскад энергии — становятся тормозом дальнейшего развития. Во-первых, накопились свидетельства ведущей роли нелокальных взаимодействий в нестратифицированных и устойчиво-стратифицированных ППС. Было показано, что большие вихри из ППС могут производить сразу намного меньшие по масштабу вихри вблизи поверхности, и через это изменяют турбулентные потоки [14, 15]. Было показано, что турбулентные потоки каким-то образом чувствуют особенности стратификации и течения на верхней границе ППС, то есть в свободной атмосфере [16, 17]. Во-вторых, было не ясно каким образом следует учесть генерацию больших вихрей — самоорганизацию турбулентности — в чисто конвективных ППС [3, 18]. Было показано [19, 20], что механизм неустойчивости конвекции Рэлея-Бинара, когда вихри возникают сразу во всём слое, скорее всего неприменим для описания ППС. Требовалось пересмотреть основания теории подобия, или по выражению В.Н. Лыковского «втиснуть» самоорганизацию и нелокальность в формулы теории Мони́на-Обухова, поняв и математически описав статистические эффекты этих существенно эмерджентных свойств турбулентных систем.

2. Проблема эмпиризма поправочных функций

Эмпиризм поправочных функций кажется, на первый взгляд, незначительным техническим неудобством, мелкой деталью в феноменологической теории турбулентности. При более глубоком рассмотрении, однако, оказывается, что без понимания основополагающих законов, необходимых для описания этих функций, невозможно продвижение в понимании теплообмена в ППС и улучшение моделей погоды и климата.

Не вдаваясь в детали, которые читатель может найти в цитируемых работах, теорию подобия можно суммировать следующими уравнениями

$$\frac{dU}{dz} = \frac{u_*}{kz} \varphi_M \left(\frac{z}{L} \right),$$
$$\frac{d\Theta}{dz} = \frac{\theta_*}{kz} \varphi_H \left(\frac{z}{L} \right),$$

где U — осреднённая скорость ветра, Θ — осреднённая потенциальная температура, u_* — скорость трения, определяемая турбулентными потоками момента, θ_* — турбулентный масштабированный поток температуры на поверхности, z — вертикальная (нормальная к поверхности) координата, и $k = 0,4$ — постоянная Кармана. Градиенты скорости и температуры в ППС взаимосвязаны через масштаб длинны Обухова

$$L = \frac{-u_*^3}{kF_0},$$

где F_0 — поток плавучести. При $L < 0$ температура подстилающей поверхности выше температуры прилегающей жидкости, что создает дополнительную неустойчивость (конвекцию) и турбулентные движения, тепло переносится турбулентностью от поверхности к ППС, выравнивая градиенты средней температуры, скорости и концентрации примеси; при $L \geq 0$, температура подстилающей поверхности ниже температуры прилегающей жидкости, что вынуждает турбулентность затрачивать энергию на перемешивание более холодного, и следовательно более тяжёлого слоя ППС у поверхности, турбулентность угасает и средние градиенты в приповерхностном слое жидкости обостряются. Поправочные функции $\varphi_M\left(\frac{z}{L}\right)$, $\varphi_H\left(\frac{z}{L}\right)$ вводят эти эффекты стратификации в теорию подобия, которая не была предназначена для этого, ибо изначально принималось $\varphi_M\left(\frac{z}{L}\right) = 1$ [2, 3]. Поправочные функции подразумевались эмпирическими [21]. Они понимались как «универсальные» [7, 22], но расхождение с данными наблюдений привело к большому разнообразию таких функций в научной литературе [23–25].

Таким образом, поправочные функции — это подпорки для теорий ППС в общепринятой парадигме. К концу XX-го века был накоплен огромный массив наблюдений, который указывал не только на зависимость поправок от потоков тепла и стратификации в ППС, но и от множества других факторов [26], включая, среди прочего, толщину самого перемешанного слоя, h . Верхняя граница ППС, отделённая от поверхности многими сотнями метров, могла влиять на приповерхностные потоки только через большие, захватывающие весь ППС, вихри [3, 16, 17]. Это делало поправки, зачастую, очень сложной подгоночной конструкцией типа $\varphi_M\left(\frac{z}{L}, \frac{z}{h}, \dots\right)$, которая хорошо работала для одних случаев, но приводила к ещё более значительным ошибкам для других, казалось бы, подобных случаев. Уточнение и сравнение поправочных функций [25, 27, 28] стало столь же распространённой сколь и малополезной практикой в исследованиях и моделировании ППС. Назрел кризис парадигмы. Переосмысление накопленных знаний стало необходимым условием для дальнейшего прогресса.

3. Смена парадигмы: Научная программа для кафедры метеорологии в Уппсале

К 1999-му году, когда я начал учиться и работать у Сергея Сергеевича, Зилитинкевича уже достаточно ясно представлял себе связь между проблемой больших вихрей (самоорганизацией турбулентности) в ППС и нелокальными эффектами в турбулентных потоках. Толщина ППС, h , уже рассматривалась как важнейший параметр турбулентного перемешивания и формирования бюджета тепла на подстилающей поверхности. Об этом говорят его работы [29–31], которые мне было предложено освоить прежде, чем перейти к изучению турбулентности с помощью вихре-разрешающей модели (в англоязычной терминологии — large-eddy simulation model). Понимание необходимости и перспектив вихре-разрешающего моделирования турбулентности резко отличало подход Зилитинкевича от работ большинства исследователей атмосферной турбулентности того времени. Научное сообщество пока ещё было сосредоточено на изучении локальной, приповерхностной турбулентности, всех этих отклонений от $\frac{z}{L}$ — зависимостей, предложенных ещё Мониним и Зилитинкевичем [8] (см. также обзор в [9]). Измерять турбулентность на верхней границе ППС умели плохо, с большими неопределённостями и очень фрагментарно во времени и пространстве. Данных современных компьютеризированных содаров, лидаров, дронов и массивов термоанемометров ещё не было.

Мой научный руководитель только что получил руководство знаменитой кафедрой метеорологии и звание полного профессора в университете города Уппсала, Швеция. Друзья и коллеги в этот момент в шутку звали Зилитинкевича «профессоре» на итальянский манер с ударением на «о». И он вполне подходил к своему званию и положению. Университет Уппсалы — старейший университет Швеции, да и всего Европейского севера — это университет, нагруженный традициями. В состав кафедры метеорологии входила сильнейшая группа с давними традициями наблюдательного изучения турбулентности в приземном слое ППС [15, 26, 32]. Добавлю, что полный профессор здесь — это не красивый титул, а значительная самостоятельная должность с большими правами и ответственностью. В то время администрация практически не имела возможности вмешиваться в деятельность кафедр, а наоборот, была обязана помогать этой деятельности. Но и от профессора требовалось соответствовать должности. Требовалось быть лидером не только

в науке, но и в организации исследований. Оценивали не по индикаторам, а по престижу среди коллег, профессоров других кафедр и университетов. Работа на высоком научном уровне предполагает междисциплинарность исследований. Зилитинкевич надеялся, что, соединив теоретические соображения, данные наблюдательной метеорологии и, нового в то время, численного моделирования турбулентности, удастся понять физическую природу поправочных функций, уйти от эмпиризма в описании феноменологических турбулентных эффектов.

Практически сразу по прибытию Сергей Сергеевич изложил мне свою программу по смене научной парадигмы в теории ППС. По его мнению, эта область науки находилась под гипнозом локальной теории турбулентности [33]. Предполагалось, что размер (и путь смещения, l) турбулентных вихрей в устойчиво-стратифицированном ППС, где $L > 0$, мал в сравнении с его толщиной, то есть $l \ll h$. А раз так, то предполагалось заменить, или по крайней мере дополнить, масштаб L , связанный с потоком тепла на поверхности, аналогичным по структуре локальным масштабом Λ , который был бы связан с локальными потоками в тонких прослойках внутри пограничного слоя. Турбулентная природа таких прослоек выяснилась гораздо позднее в работах под общим руководством Зилитинкевича [34]. Преимущество локальной теории заключалось в том, что турбулентные потоки в локальной нормировке становились независимыми от стратификации. Например, турбулентная вязкость, K_M , — один из важнейших параметров в моделях атмосферы и океана — могла быть аппроксимирована просто константой, $\frac{K_M}{\Lambda u_*} = 0,07$. Как это ни удивительно, но никто не заметил того факта, что локальные потоки предлагалось аппроксимировать через эмпирически подобранную функцию толщины пограничного слоя, то есть, например, так $\frac{\Lambda}{L} = \left(1 - \frac{z}{h}\right)$.

Зилитинкевич задался вопросом: «Каким образом локальные, малого масштаба флуктуации в турбулентном пограничном слое могут быть связаны с существенно нелокальным параметром — его толщиной?». В одной из своих работ он размышляет [2]: «Природа турбулентности определяется генерацией больших вихрей из-за неустойчивости среднего движения и прямым каскадом кинетической энергии, т.е. последовательным дроблением вихрей с передачей энергии от больших вихрей к меньшим, завершающейся ее вязкой диссипацией (переходом в тепловую энергию) на наименьших вихрях... *Главными инструментами моделирования турбулентных течений служат чисто локальные концепции*: идея градиентного переноса и коэффициентов турбулентной вязкости, ... теория подобия Мони́на-Обухова. Практические цели дальнейших исследований сводятся в значительной мере к уточнению знаний о коэффициентах турбулентного переноса — в их зависимости от локальных характеристик среднего движения ...», которые определяются уравнением баланса КЭТ, а также универсальными поправочными функциями и константами. Именно постоянное присутствие, а значит и постоянная генерация больших вихрей, рост флуктуаций и соответственно обратный каскад энергии турбулентности, были упущены в локальной парадигме.

4. Рождение теории полной энергии турбулентности

На семинарах в Уппсале, где с 1998 по 2003 г., кажется, побывали почти все значительные учёные с интересами в области теорий ППС, речь почти сразу же зашла об энергетике турбулентных движений. Многие до разговора с Зилитинкевичем не задумывались над основаниями теории подобия и пределах её применимости. Было привычно размышлять в терминах кинетической энергии турбулентности (КЭТ), её продукции и диссипации. На одном из семинаров я осторожно высказал свои соображения по поводу уравнения баланса КЭТ, где, по-моему мнению, содержались лишь одни неизвестные члены и в источниках, и в стоках. Зилитинкевич сначала разбил мои соображения, но потом заметил, что, конечно, перемешивание стратифицированного слоя должно изменять и его потенциальную энергию. Законы сохранения требуют, чтобы часть КЭТ не напрямую уничтожалась (диссипировала), а переходила в потенциальную энергию за счет температурных флуктуаций, которую Зилитинкевич назвал потенциальной энергией турбулентности (ПЭС). Дальнейшая разработка требовала коллективных усилий, но многие коллеги, к которым обращался Сергей Сергеевич, отказывались и, наверное, считали бесперспективной или, наоборот, слишком амбициозной такую задачу. Удалось заинтересовать группу Т. Эльперина, Н. Клеорина и И. Рогачевского из университета Бер-Шева, Израиль, которые уже имели некоторые наработки в этом направлении [35].

Ключевую роль в теории полной турбулентной энергии играет турбулентное число Прандтля. Его асимптотическое поведение определяется физикой турбулентного перемешивания тепла и момента. Стратификация подавляет вертикальные движения, то есть уменьшает КЭТ. При этом температурные флуктуации могут, наоборот, усиливаться, так как возрастает разница температур соседних слоёв, то есть растёт ПЭТ.

Мы приходим к аналогии с задачей маятника с трением в классической механике. В свою очередь, возрастающая ПЭТ в отдельных областях течения может приводить к столь значительному ослаблению стратификации, что случайные флуктуации сдвига скорости начнут возрастать, порождая спорадическую турбулентность — явление хорошо известное, но остававшееся необъяснённым [32, 36]. Турбулентное число Прандтля связано с поправочными функциями как $Pr = \varphi_H / \varphi_M$ (см., например, [37]). Таким образом, через понимание энергетики турбулентности, физической взаимосвязи КЭТ и ПЭТ, мы получаем возможность вывести из теоретических соображений вид этих функций, а не гадать, мучаясь эмпирическим подбором к размытому облаку наблюдательных данных. Эта связь послужила отправной точкой для размышлений уже целой группы теоретиков, возглавляемой Зилитинкевичем.

Вскоре удалось получить формулы, объясняющие различия в асимптотическом поведении φ_H и φ_M , и тем самым закрыть так называемую проблему «длинных хвостов» [38, 39], когда значительные турбулентные потоки регистрировались даже в сильно стратифицированных ППС [40, 41], что недопустимо в классической парадигме. Приведём формулы для универсальных поправочных функций следуя [42]:

$$\begin{aligned}\varphi_M(\xi) &= 1 + C_{U1}\xi, \\ \varphi_H(\xi) &= 1 + C_{01}\xi + C_{02}\xi^2, \\ \xi = \frac{z}{L_*} &= z \left(\left(\frac{1}{L} \right)^2 + \left(\frac{C_N u_*}{N} \right)^2 + \left(\frac{C_f u_*}{|f|} \right)^2 \right)^{-1/2}.\end{aligned}$$

Здесь, константы равны: $C_f = 1$, $C_N = 0,1$, $C_{U1} = 2$, $C_{01} = 1,6$, $C_{02} = 0,2$; N — это частота Брента–Вяйсяля; f — параметр Кориолиса. Таким образом, асимптотическое число Прандтля получается равным $Pr = 1 + 0,1e$ (рис. 1).

У этой статьи очень короткая и чёткая аннотация: «В этой работе мы пересматриваем теорию подобия для устойчиво-стратифицированных атмосферных пограничных слоёв; формулируем аналитическое решение для профилей скорости ветра и потенциальной температуры для всей толщины ППС; проверяем наше решение, используя данные вихреразрешающей модели и наблюдений; и развиваем улучшенную технику вычислений потоков у поверхности для использования в моделях прогноза погоды». Сергей Сергеевич вообще уделял всё больше внимания ясности и краткости изложения в своих последних работах. «Мы конкурируем с тысячами информационных источников за внимание научного сообщества», — сообщил он мне, отвечая на вопрос о смысле таких затрат времени и труда на подготовку текста, и продолжил: «Даже выдающееся, но плохо написанная, работа останется незамеченной, а значит, и труд наш попросту пропадёт».

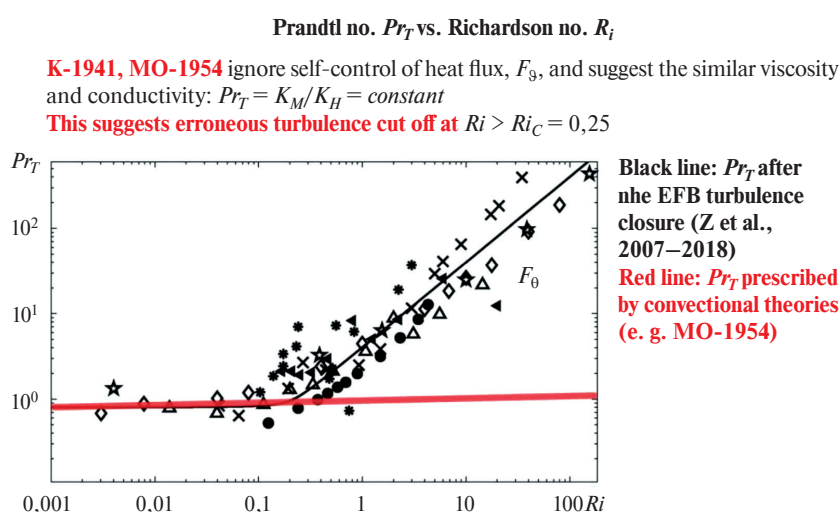


Рис. 1. Одна из презентаций С.С. Зилитинкевича, объясняющая связь между энергетикой турбулентности, турбулентным числом Прандтля и поправочными функциями. Красной линией представлена традиционная парадигма; чёрной линией и символами представлены, соответственно, новая парадигма и фактические данные. Презентация доступна по адресу <https://www.sanu.ac.rs/> (дата обращения: 10.12.2021)

Понимание связи между ПЭТ, КЭТ и большими, сравнительно долгоживущими вихрями, пришло не сразу. Моим первым заданием было построить трехмерную численную модель пограничного слоя атмосферы, которая бы позволила смоделировать и изучить структуру турбулентных флуктуаций и их чувствительность к устойчивости ППС. Такие модели уже существовали, но работали они только для конвективных и нестратифицированных течений. Вскоре выяснилось, что требуется переписать модель заново с использованием схем, сохраняющих энергию, и с применением нового динамического турбулентного замыкания [43]. Это заняло немало времени. Теоретические же выкладки требовали экспериментальной проверки, а данные наблюдений оставались противоречивыми.

Как выяснилось впоследствии, многие противоречия возникли из-за желания экспериментаторов втиснуть наблюдения в классическую парадигму, то есть большой массив данных попросту выбраковывался ещё на этапе первичного контроля качества. Сергей Сергеевич использовал все свои незаурядные организаторские способности для вовлечения в работу по проверке нелокальных теорий ведущих мировых учёных. Кто только не побывал в Уппсале в эти годы! Особенно интенсивными были дискуссии с Ларри Мартом — ведущим специалистом по наблюдениям за атмосферными пограничными слоями. Ларри тоже чувствовал связь между локальными и нелокальными свойствами турбулентности, но искал причину не во внутренней самоорганизации, а во влиянии внешних факторов таких как местные воздушные течения и неоднородности поверхности [44]. Это было влиятельное и популярное в среде модельеров мнение. Протипопоставить этому мнению было пока нечего.

Наконец, в конце 2002-го года, новая вихре-разрешающая модель прошла тесты и заработала. Сразу обнаружилась связь между стратификацией свободной атмосферы (выше ППС) и толщиной ППС. Это была та задача, решение которой без моделирования турбулентных вихрей представлялось практически бесперспективным. К моему сожалению, данные из модели резко разошлись с предсказаниями намеченной теории. Я был расстроен, но всё же решил показать результаты научному руководителю. У меня был довольно пришибленный вид, наверное, когда я докладывал и показывал результаты. Настроение, видимо, передалось и Сергею Сергеевичу — было видно, как он обдумывает не свернуть ли мою работу с моделью и перенаправить усилия на обшёт статистик по измерениям в атмосфере, полученным от Ларри и Уппсальской группы. Неожиданно его настроение резко изменилось. «У тебя модель не подтверждает эту теорию?» — спросил он: «Да она и не должна её подтверждать!». Он принялся с энтузиазмом рассказывать, как уже много лет недоволен этой подгонкой турбулентных потоков, которая полностью игнорирует физику турбулентного обмена. Разброс данных наблюдений был огромен. Лучшее, что удавалось выжать из анализа в атмосферных данных, отражено в совместной публикации Зилитинкевича с экспериментаторами [38]. Мы тут же начали набрасывать новый план расчётов. Требовалось получить данные из более трудной для расчётов области параметров. Спустя несколько недель данные были получены и полностью подтвердили новые теоретические выкладки, хотя и с несколько иными коэффициентами [9, 35, 42, 45–48].

5. Принятие новой парадигмы и включение в климатическую научную повестку

Если идеи учёного опережают своё время, наивно было бы ожидать, что они будут восприняты научным сообществом как говорится с «лёта». Такой разрыв в восприятии имеет неприятные последствия в виде трудностей с публикацией, приводит к отказу в финансировании проектов, и в целом замедляет продвижение в работе. С подобными трудностями столкнулся и Зилитинкевич. Удивительно было наблюдать, что чем больше мы прорабатываем новую теорию, чем больше собираем данных и модельных результатов, чем больше к нам присоединяется коллег из самых разных областей метеорологии, тем больше трудностей возникает с публикацией результатов. Росло и сопротивление большинства участников конференций и семинаров. Казалось, что они теряют ориентацию. Дело развития и уточнения парадигмы, которому они посвятили свою жизнь, после доклада Зилитинкевича при всей его мягкости и обаянии, начинало казаться мелким и второстепенным. Это вызывало отторжение. Представьте, ваше имя вошло в науку названием какой-нибудь функции или подхода, а оказалось, что они физически бессмысленны. Обсуждая эти трудности, мы к 2005-му году пришли к выводу, что надо менять подачу парадигмы. Нужно показать коллегам, что они могут по-иному взглянуть на свои же результаты. Подходы и формулы могут быть заново интерпретированы и встроены в новую парадигму. Но для этого нужно было и нам взглянуть на парадигму как на часть более широкой научной повестки, то есть обозначить её влияние на более широкие области науки и практики.

К этому времени, видя, что схемы турбулентного перемешивания дают неудовлетворительные результаты, а упомянутые выше многочисленные попытки подобрать наилучшие универсальные поправочные функции безрезультатны, разработчики моделей начали рассматривать турбулентные потоки как под-



Рис. 2. Сергей Сергеевич Зилитинкевич и Георгий Джолов (экстраординарный профессор Университета Претории) открывают международную конференцию «Планетарные пограничные слои в климате Земли», Кейптаун, Южно-Африканская Республика, 2008

гоночные параметры в своих моделях. Например, турбулентная вязкость, а значит и потоки, и толщина ППС, искусственно и значительно завышаются в моделях прогноза погоды [49, 50]. Следуя соображениям Ларри Марта [28, 44], многие авторы объясняли такое завышение необходимостью учёта неоднородностей поверхности и местных течений в параметризации ППС. Такие соображения отчасти справедливы, но не могут объяснить почему ошибки моделей возрастают при усилении устойчивости стратификации ППС. Напротив, Зилитинкевич настаивал, что причина кроется в структуре самой турбулентности.

Между разгромной рецензией на проект по нелокальной метеорологии ППС (2002) и выделением престижного гранта Европейского Научного Центра (Atmospheric planetary boundary layers: physics, modelling and role in Earth system, 2009) прошло 7 трудных лет. Недостатки одного проекта обернулись достоинствами другого. А началось такое превращение с замечания рецензента на нашу работу [9]. Рецензент писал: «Вы рассматриваете такие случаи устойчивой стратификации в атмосфере, которые, наверное, мало кому интересны, встречаются редко, и, по сути, ни на что не влияют в задачах, имеющих хоть какое-нибудь практическое значение». Мы были уверены, что это не так, но что мы могли противопоставить? Схожее замечание приводилось и в рецензии на упомянутый проект по ППС: «Проект имеет слабую связь с реальными задачами метеорологии, которые концентрируются вокруг атмосферной конвекции и её влиянии на климат». Стало очевидным, что без понимания роли стратифицированных ППС и эффектов толщины ППС в задачах изменения климата работа Зилитинкевича не будет полноценно воспринята научным сообществом.

Зилитинкевич не в первый раз обращался к проблемам ППС и климата, но сейчас требовался свежий взгляд. Понимание роли турбулентного перемешивания в процессах формирования и отклика климата Земли привело С. Манабе и К. Хассельмана к Нобелевской премии по физике в 2021 г. Но нобелевские лауреаты рассматривали только конвективные ППС в атмосфере и океане соответственно. А сейчас требовалось указать на роль устойчивой стратификации. Простой расчёт показывал [51, 52], что асимметрия в климатическом отклике температуры у поверхности формируется разницей в толщине дневного (конвективного) и ночного (устойчивого) ППС. Простыми словами, тепло, подводимое к более тонкому слою, нагревает его быстрее и на большую величину. Дальнейшая работа требовала компьютерных расчётов и глубокого статистического анализа. Эту работу выполнял я со своими сотрудниками в Нансен Центре (Берген, Норвегия). В те годы и Хассельман и Зилитинкевич оба были совместителями в нашем институте. Встречаясь иногда в Бергене, мы вчетвером, включая Ричарда Дэви, обсуждали перспективы этой работы. Результатом явились публикации [53, 54], показывающие, что устойчивая стратификация имеет решающее значение на усиление глобального потепления в районах с преобладанием тонких ППС, наиболее заметно в Арктическом усилении и в температурных рекордах последних лет. Параллельно другая группа в университете Хельсинки разрабатывала влияние стратифицированных ППС на городской климат [55].

6. Вместо заключения

Получение гранта Европейского Научного Центра (2009), который был целиком направлен на изучение фундаментальных свойств нелокальной турбулентности, причём не только в ППС, оказалось средством создания широчайшей сети международной научной кооперации. В каком-то смысле это был виртуальный научный институт, возглавляемый и направляемый Зилитинкевичем — третий институт, который он создал в своей жизни. Вскоре к нему прибавилась вполне реальная лаборатория в Институте Прикладной Физики РАН в Нижнем Новгороде, созданная на средства Российского Мегагранта и руководимая Зилитинкевичем и Юлией Троицкой. Самостоятельные и состоявшиеся учёные из Европейских стран, США, Израиля, России и Украины с энтузиазмом трудились, захваченные идеями новой научной парадигмы. Философское предсказание Куна о том, что смена парадигмы подвигнет исследователей по-новому взглянуть на свои результаты и данные, блестяще подтвердилось. Постепенно нарастающая междисциплинарность работ и открытие новых приложений для полученных результатов привели к необходимости организации крупного международного консорциума теоретиков, модельеров и практиков. Усилиями Сергея Сергеевича Зилитинкевича и Маркку Кулмала консорциум приобрёл форму Пан-Евразийского Эксперимента (PEEX) [56], который продолжает свою активную деятельность, развивая научное наследие Зилитинкевича, и в настоящее время (<https://www.atm.helsinki.fi/peex/>).

Литература

1. Кун Т. Структура научных революций. М.: Изд. АСТ, 2003. 605 с.
2. Зилитинкевич С.С. Самоорганизация и нелокальная природа геофизической турбулентности и планетарных пограничных слоев // Геофизический журнал. 2010. Т. 32. С. 169–174.
3. Zilitinkevich S., Kadantsev E., Repina I., Mortikov E., Glazunov A. Order out of chaos: Shifting paradigm of convective turbulence // J. Atmos. Sci. 2021. P. 3925–3932. doi: 10.1175/jas-d-21-0013.1
4. Broad C.D. The mind and its place in nature. London: Routledge & Kegan Paul, 1925. 256 с.
5. Пригожин И. Философия неустойчивости // Вопросы философии. 1991. Т. 6. С. 46–57.
6. Монин А.С., Яглом А.М. Статистическая гидромеханика. М.: Наука, главная редакция физико-математической литературы, 1965. 640 с.
7. Foken T. 50 years of the Monin-Obukhov similarity theory // Boundary-Layer Meteorol. 2006. Vol. 119. P. 431–447. doi: 10.1007/s10546-006-9048-6
8. Monin A.S., Zilitinkevich S.S. Similarity theory and resistance laws for the planetary boundary layer // Boundary-Layer Meteorol. 1974. Vol. 7. P. 391–397. doi: 10.1007/BF00240840
9. Zilitinkevich S.S., Esau I. Resistance and heat-transfer laws for stable and neutral planetary boundary layers: Old theory advanced and re-evaluated // Q. J.R. Meteorol. Soc. 2005. Vol. 131. doi: 10.1256/qj.04.143
10. Kadantsev E., Mortikov E., Zilitinkevich S. The resistance law for stably stratified atmospheric planetary boundary layer // Quart. J. Roy. Met. Soc. 2020. doi: 10.1002/qj.4019
11. L'vov V.S., Pomyalov A., Procaccia I., Zilitinkevich S.S. Phenomenology of wall bounded Newtonian turbulence // Phys. Rev., E. 2006. Vol. 73. 016303. P. 1–13.
12. Shakura N.I., Sunyaev R.A., Zilitinkevich S.S. On the turbulent energy transport in accretion discs // Astronomy and Astrophysics. 1978. Vol. 62. 1–2. P. 179–187.
13. Zilitinkevich S.S. Heat transport by the meridional circulation cell and static stability of the atmosphere on a slowly rotating planet // Kosmicheskiye Issledovaniya. 1989. Vol. 27, No 6. P. 932–942.
14. Hunt J.C.R., Carloti P. Statistical structure at the wall of the high Reynolds number turbulent boundary layer // Flow, Turbul. Combust. 2001. Vol. 66. P. 453–475. doi: 10.1023/A:1013519021030
15. Höglström U., Hunt J.C.R., Smedman A.S. Theory and measurements for turbulence spectra and variances in the atmospheric neutral surface layer // Boundary-Layer Meteorol. 2002. Vol. 103. P. 101–124. doi: 10.1023/A:1014579828712
16. McNaughton K.G., Brunet Y. Townsend's hypothesis, coherent structures and Monin-Obukhov similarity // Boundary-Layer Meteorol. 2002. Vol. 102. P. 161–175. doi: 10.1023/A:1013171312407
17. Van de Boer A., Moene A.F., Graf A., Schüttemeyer D., Simmer C. Detection of entrainment influences on surface-layer measurements and extension of Monin-Obukhov similarity theory // Boundary-Layer Meteorol. 2014. Vol. 152. P. 19–44. doi: 10.1007/s10546-014-9920-8
18. Zilitinkevich S.S., Hunt J.C.R., Esau I., Grachev A.A., Lalas D.P., Akylas E., Tombrou M., Fairall C.W., Fernando H.J.S., Baklanov A.A., Joffe S.M. The influence of large convective eddies on the surface-layer turbulence // Q. J.R. Meteorol. Soc. 2006. Vol. 132. P. 1423–1456. doi: 10.1256/qj.05.79

19. Schmidt H., Schumann U. Coherent structure of the convective boundary layer derived from large-eddy simulations // J. Fluid Mech. 1989. Vol. 200. P. 511–562. doi: 10.1017/S0022112089000753
20. Hellsten A., Zilitinkevich S. Role of convective structures and background turbulence in the dry convective boundary layer // Boundary-Layer Meteorol. 2013. Vol. 149. P. 323–353. doi: 10.1007/s10546-013-9854-6
21. Zilitinkevich S.S., Chalikov D.V. Determination of universal wind and temperature profiles in the atmospheric surface layer // Izvestiya AN SSSR — Atmos. Ocean Phys. 1968. Vol. 4, No 3. P. 294–302.
22. Businger J.A., Wyngaard J.C., Izumi Y., Bradley E.F. Flux-Profile Relationships in the Atmospheric Surface Layer // J. Atmos. Sci. 1971. Vol. 28. P. 181–189. doi: 10.1175/1520-0469(1971)028<0181:FPRITA>2.0.CO;2
23. Grachev A.A., Andreas E.L., Fairall C.W., Guest P.S., Persson P.O.G. SHEBA flux–profile relationships in the stable atmospheric boundary layer // Boundary-Layer Meteorol. 2007. Vol. 124. P. 315–333. doi: 10.1007/s10546-007-9177-6
24. Esau I., Grachev A. Turbulent Prandtl Number in Stably Stratified Atmospheric Boundary Layer: Intercomparison between LES and SHEBA Data. e-WindEng, 2007, 005.
25. Sharan M., Kumar P. Estimation of upper bounds for the applicability of non-linear similarity functions for non-dimensional wind and temperature profiles in the surface layer in very stable conditions // Proc. R. Soc. A Math. Phys. Eng. Sci. 2011. Vol. 467. P. 473–494. doi: 10.1098/rspa.2010.0220
26. Högström U. Review of some basic characteristics of the atmospheric surface layer // Boundary-Layer Meteorol. 1996. Vol. 78. P. 215–246. doi: 10.1007/BF00120937
27. Johansson C., Smedman A.-S., Högström U., Brasseur J.G., Khanna S. Critical test of the validity of Monin-Obukhov similarity during convective conditions // J. Atmos. Sci. 2001. Vol. 58. P. 1549–1566. doi: 10.1175/1520-0469(2001)058<1549:CTOTVO>2.0.CO;2
28. Ha K.J., Hyun Y.K., Oh H.M., Kim K.E., Mahrt L. Evaluation of boundary layer similarity theory for stable conditions in CASES-99 // Mon. Weather Rev. 2007. Vol. 135. P. 3474–3483. doi: 10.1175/MWR3488.1
29. Zilitinkevich S., Grachev A., Hunt J.C.R. Non-local vertical transport in the shear-free convective surface layer: new theory and improved parameterization of turbulent fluxes // Air Pollution Modelling and Its Application XII (Eds. S.-E. Gryning and N. Chaumerliac), Plenum Publishing Corporation, New York, 1998. P. 321–325.
30. Zilitinkevich S., Calanca P. An extended similarity-theory for the stably stratified atmospheric surface layer // Quart. J. Roy. Meteorol. Soc. 2000. Vol. 126. P. 1913–1923.
31. Zilitinkevich S. Towards revision of conventional flux-profile relationships for the stably stratified atmospheric surface layer // Air Pollution Modelling and Its Application XIII (Eds. S.-E. Gryning and E. Batchvarova), Kluwer Academic / Plenum Publishers, NY, 2000. P. 403–407.
32. Smedman A.S. Observations of a multi-level turbulence structure in a very stable atmospheric boundary layer // Boundary-Layer Meteorol. 1988. Vol. 44. P. 231–253. doi: 10.1007/BF00116064
33. Nieuwstadt F.T.M. The Turbulent Structure of the Stable, Nocturnal Boundary Layer // J. Atmos. Sci. 1984. Vol. 41. P. 2202–2216.
34. Glazunov A.V., Mortikov E.V., Barskov K.V., Kadancev E.V., Zilitinkevich S.S. The layered structure of stably stratified turbulent shear flows // Известия Российской академии наук. Физика атмосферы и океана. 2019. Т. 55. С. 13–26. doi: 10.31857/S0002-351555413-26
35. Zilitinkevich S.S., Elperin T., Kleerorin N., Rogachevskii I., Esau I., Mauritsen T., Miles M.W. Turbulence energetics in stably stratified geophysical flows: Strong and weak mixing regimes // Q. J.R. Meteorol. Soc. 2008. Vol. 134. P. 793–799. doi: 10.1002/qj.264
36. Sun J., Lenschow D.H., Burns S.P., Banta R.M., Newsom R.K., Coulter R., Frasier S., Ince T., Nappo C., Balsley B.B., Jensen M., Mahrt L., Miller D., Skelly B. Atmospheric Disturbances that Generate Intermittent Turbulence in Nocturnal Boundary Layers // Boundary-Layer Meteorol. 2004. Vol. 110. P. 255–279. doi: 10.1023/A:1026097926169
37. Li D., Katul G.G., Zilitinkevich S.S. Revisiting the turbulent Prandtl number in an idealized atmospheric surface layer // J. Atmos. Sci. 2015. Vol. 72. P. 2394–2410.
38. Zilitinkevich S.S., Perov V.L., King J.C. Near-surface turbulent fluxes in stable stratification: Calculation techniques for use in general-circulation models // Q. J.R. Meteorol. Soc. 2002. Vol. 128. P. 1571–1587. doi: 10.1002/qj.200212858309
39. Savijärvi H. Stable boundary layer: Parametrizations for local and larger scales // Q. J.R. Meteorol. Soc. 2009. Vol. 135. P. 914–921. doi: 10.1002/qj.423
40. Mauritsen T., Svensson G., Zilitinkevich S.S., Esau I., Enger L., Grisogono B. A total turbulent energy closure model for neutrally and stably stratified atmospheric boundary layers // J. Atmos. Sci. 2007. Vol. 64. doi: 10.1175/2007JAS2294.1
41. Canuto V.M., Cheng Y., Howard A.M., Esau I. Stably stratified flows: A model with no Ri(cr) // J. Atmos. Sci. 2008. Vol. 65. doi: 10.1175/2007JAS2470.1
42. Zilitinkevich S.S., Esau I. Similarity theory and calculation of turbulent fluxes at the surface for the stably stratified atmospheric boundary layer // Atmospheric Boundary Layers. Springer New York, New York, NY, 2007. P. 37–49. doi: 10.1007/978-0-387-74321-9_4

43. *Esau I.* Simulation of Ekman boundary layers by large eddy model with dynamic mixed subfilter closure // *Environ. Fluid Mech.* 2004. Vol. 4. P. 273–303.
44. *Mahrt L.* Stratified Atmospheric Boundary Layers and Breakdown of Models // *Theor. Comput. Fluid Dyn.* 1998. Vol. 11. P. 263–279. doi: 10.1007/s001620050093
45. *Zilitinkevich S.S., Esau I.* On integral measures of the neutral barotropic planetary boundary layer // *Boundary-Layer Meteorol.* 2002. Vol. 104. P. 371–379. doi: 10.1023/A:1016540808958
46. *Zilitinkevich S.S., Esau I.* Similarity theory and calculation of turbulent fluxes at the surface for the stably stratified atmospheric boundary layer // *Boundary-Layer Meteorol.* 2007. Vol. 125. P. 193–205. doi: 10.1007/s10546-007-9187-4
47. *Zilitinkevich S., Esau I., Baklanov A.* Further comments on the equilibrium height of neutral and stable planetary boundary layers // *Q. J. R. Meteorol. Soc.* 2007. Vol. 133. P. 265–271. doi: 10.1002/qj.27
48. *Zilitinkevich S.S., Tyuryakov A., Troitskaya Y.I., Mareev S.* Theoretical models of the altitude of an atmospheric boundary layer and turbulent involvement at its upper boundary // *Izvestia RAS — Atmos. Ocean Phys.* 2012. Vol. 48. P. 150–160.
49. *Sandu I., Beljaars A., Bechtold P., Mauritsen T., Balsamo G.* Why is it so difficult to represent stably stratified conditions in numerical weather prediction (NWP) models? // *J. Adv. Model. Earth Syst.* 2013. Vol. 5. P. 117–133. doi: 10.1002/jame.20013
50. *Esau I., Tolstykh M., Fadeev R., Shashkin V., Makhnorylova S., Miles V., Melnikov V.* Systematic errors in northern Eurasian short-term weather forecasts induced by atmospheric boundary layer thickness // *Environ. Res. Lett.* 2018. Vol. 13. 125009. doi: 10.1088/1748-9326/aaecfb
51. *Zilitinkevich S.S., Esau I.* Planetary boundary layer feedbacks in climate system and triggering global warming in the night, in winter and at high latitudes // *Geography, Environment and Sustainability.* 2009. Vol. 1, No 2. P. 20–34.
52. *Esau I., Zilitinkevich S.* On the role of the planetary boundary layer depth in climate system // *Adv. Sci. Res.* 2010. Vol. 4. P. 63–69.
53. *Davy R., Esau I.* Differences in the efficacy of climate forcings explained by variations in atmospheric boundary layer depth // *Nat. Commun.* 2016. Vol. 7. 11690. doi: 10.1038/ncomms11690
54. *Davy R., Esau I., Chernokulsky A., Outten S., Zilitinkevich S.* Diurnal asymmetry to the observed global warming // *Int. J. Climatol.* 2017. Vol. 37. P. 79–93. doi: 10.1002/joc.4688
55. *Petäjä T., Järvi L., Kerminen V.-M., Ding A., Sun J., Nie W., Kujansuu J., Virkkula A., Yang X., Fu C., Zilitinkevich S., Kulmala M.* Enhanced air pollution via aerosol-boundary layer feedback in China // *Scientific Reports.* 2016. Vol. 6. 18998. doi: 10.1038/srep18998
56. *Lappalainen H., Petaja T., Kujansuu J., Kerminen V.-M., Shvidenko A., Bäck J., Vesala T., Vihma T., de Leeuw G., Lauri A., Ruuskanen T., Lapshin V.B., Zaitseva N., Glezer O., Arshinov M., Spracklen D.V., Arnold S.R., Juhola S., Lihavainen H., Viisanen Y., Chubarova N., Chalov S., Filatov N., Skorokhod A., Elansky N., Dyukarev E., Esau I., Hari P., Kotlyakov V., Kasimov N., Bondur V., Matvienko G., Baklanov A., Mareev E., Troitskaya Y., Ding A., Guo H., Zilitinkevich S., Kulmala M.* Pan-Eurasian Experiment (PEEX) — A research initiative meeting the grand challenges of the changing environment of the northern Pan-Eurasian Arctic-boreal areas // *Geography, Environment and Sustainability.* 2014. Vol. 7, No. 2. P. 13–48.

УДК 551.466.3

© D. V. Chalikov^{1,2*}, 2022

¹Shirshov Institute of Oceanology, Russian Academy of Sciences, 117997, Nahimovskiy prospekt, 36, Moscow, Russia

²University of Melbourne, Victoria 3010, Australia

*E-mail: dmitry-chalikov@yandex.ru

DIFFERENT APPROACHES TO NUMERICAL MODELING OF SEA WAVES

Received 31.08.2021, revised 04.10.2021, accepted 11.10.2021

Abstract

The main approaches in direct modeling of surface waves based on complete equations of dynamics of the inviscid liquid with a free surface are briefly considered. Most of the models are intended for study of the applied and engineering problems. It is assumed that the main model is written in the curvilinear coordinate system where the height is counted off from wave surface. In the two-dimensional periodic formulation, when using a conformal system, the problem is reduced to the system of one-dimensional equations that can be easily solved using Fourier-transform method. For three-dimensional waves such simplifications do not exist, thus, the vertical velocity on the surface is calculated by solving a three-dimensional Poisson equation or using a surface integral method. An approximate scheme based on the two-dimensional equations is considered. The scheme allows reproducing the statistical mode of waves with high accuracy consistent with the similar results obtained from the accurate three-dimensional model.

Keywords: simulation, wind waves, wave development, wave spectrum, Fourier-transform method, wave boundary layer, wind input, waves dissipation, wave statistics

© Д. В. Чаликов^{1,2*}, 2022

¹Институт океанологии им. П.П. Шишова РАН, 117997, Нахимовский пр., д. 36, г. Москва, Россия

²Университет Мельбурна, Виктория, 310, Австралия

*E-mail: dmitry-chalikov@yandex.ru

РАЗЛИЧНЫЕ ПОДХОДЫ К МОДЕЛИРОВАНИЮ МОРСКИХ ВОЛН

Статья поступила в редакцию 31.08.2021, после доработки 04.10.2021, принята в печать 11.10.2021

Аннотация

Кратко рассмотрены главные подходы в прямом моделировании поверхностных волн, основанные на полных уравнениях динамики невязкой жидкости со свободной поверхностью. Большая часть моделей предназначена для исследования прикладных и инженерных проблем. Предполагается, что основной является модель, записанная в криволинейной системе координат, в которой высота отсчитывается от волновой поверхности. В двумерной периодической формулировке при использовании конформной системы задача сводится к системе одномерных уравнений, легко решаемых с использованием Фурье метода. Для трёхмерных волн такие упрощения не существуют, и вертикальная скорость на поверхности рассчитывается путём решения трёхмерного уравнения Пуассона или методом поверхностного интеграла. Рассматривается приближённая схема, основанная на двухмерных уравнениях. Схема позволяет воспроизводить статистический режим волн с высокой точностью согласующийся с аналогичными результатами, полученными по точной трёхмерной модели.

Ключевые слова: моделирование ветровых волн, развитие волн, волновой спектр, Фурье метод, вертикальная скорость на поверхности, приток энергии от ветра к волнам, диссипация волн, волновая статистика

1. Introduction

The numerical modeling in fluid mechanics can be defined as a method of simulation of the real process based on full nonlinear equations. The most popular method of the surface wave simulation is based on the spectral representation of wave field. This technology was developed specifically for wave forecasting. Currently, this approach is the only possible method that allows describing an evolution of wave field over the large areas for long periods. Despite

Ссылка для цитирования: Чаликов Д.В. Различные подходы к моделированию морских волн // Фундаментальная и прикладная гидрофизика. 2022. Т. 15, № 1. С. 19–32. doi: 10.48612/fpg/u1df-m1x7-1bxg

For citation: Chalikov D.V. Different Approaches to Numerical Modeling of Sea Waves. *Fundamental and Applied Hydrophysics*. 2022, 15, 1, 19–32. doi: 10.48612/fpg/u1df-m1x7-1bxg

a broad range of applicability, the spectral modeling cannot be referred to the numerical modeling since it is based on the assumption of linearity. In fact, the spectral description does not contain any information on waves, but only on distribution of wave energy over direction and frequency in each point of the domain. For example, those data cannot be used for calculation of probability of wave height. The spectral model assumes that wave field consists of superposition of linear waves with random phases and an arbitrary angle distribution. Being converted to a physical wave field, it looks unreal, because real waves usually have the prolonged smooth troughs and sharp peaks.

An alternative approach is based on the equations that are able to reproduce the movement of real waves. Such approach is sometimes called “the phaseresolving modeling” or “direct modeling” that is defined as a mathematical modeling of surface waves including an explicit simulation of surface elevation and a velocity field evolution. Compared with the spectral wave modeling, the phase resolving modeling is more general since it reproduces the real visible physical process and is based on the well-formulated full equations. The phase resolving models usually operate with a large number of degrees of freedom. Being applied to similar tasks, the direct method is more complicated and requires more computational resources. The simplest way of such modeling is calculation of a wave field evolution based on the linear equations. Such approach allows reproducing the main effects of the linear wave transformation due to superposition of wave modes, reflections, refraction etc. This approach is useful for many technical applications, although it cannot reproduce the nonlinear nature of waves and transformation of wave field due to nonlinearity. Another example of a relatively simple object is the case of shallow-water waves. The nonlinearity can be taken into account in the more sophisticated models derived from the fundamental fluid mechanics equations with some simplifications.

The most popular approach is based on a nonlinear Schrödinger equation of different orders [1] obtained by expansion of the *surface wave* displacement. The main advantage of a simplified approach is that it allows reducing of a three-dimensional (3-D) problem to a two-dimensional one (or 2-D problem to 1-D problem). However, it is not always clear which of the non-realistic effects are eliminated or included in the model after simplifications. For example, in Schrödinger equations the instability of high waves is missing; hence, the amplitudes of simulated waves can be unrealistically large. In reality, an excessive growth of waves is prevented due the wave-breaking instability. The most general approach being developed over the past years is based on the initial two-dimensional or three-dimensional equations (still potential).

All the tasks based on those equations can be divided into two groups: the periodic and non-periodic problems. An assumption of periodicity considerably simplifies construction of the numerical models though such formulation can be applied to the cases when the condition of periodicity is acceptable, for example, when the domain is considered as a small part of a large homogeneous area. For limited domains with no periodicity the problem becomes more complicated since the Fourier presentation cannot be used directly.

From the point of view of physics, a problem of phase resolving modeling can be divided into two groups: the adiabatic and non-adiabatic modeling. A simple adiabatic model assumes that the process develops with no input or output of energy. Being not completely free of limitations, such formulation allows investigating wave motion on the basis of true initial equations. Including the effects of dissipation is always connected with an assumption that generally contradicts the assumption of potentiality, i.e., the new terms added to the equations should be referred to as pure phenomenological.

All the phase resolving models use the methods of computational mathematics and inherit all their advantages and disadvantages, i.e., on one side, the possibility of a detailed description of the processes, on the other side, a bunch of specific problems connected with the computational stability, space and time resolution. The mathematical modeling produces huge volumes of information the processing of which can be more complicated than the modeling itself.

The phase resolving wave modeling takes a lot of computer time since it normally uses the surface-following coordinate system, which considerably complicates the equations. The most time-consuming part of the model is an elliptic equation for the velocity potential usually solved with iterations. Luckily, for a two-dimensional problem this obstacle is completely eliminated by use of the conformal coordinates reducing the problem to a one-dimensional system of equations which can be solved with high accuracy [2]. For a three-dimensional problem, the reduction to a two-dimensional form is evidently impossible; hence, solution of a 3-D elliptical equation for the velocity potential becomes an essential part of the entire problem. This equation is quite similar to the equation for pressure in a non-potential problem. It follows that the 3-D Euler equations being more complicated still can be solved over the acceptable computer time.

The main attention in the current review is devoted to the approaches related to the geophysical fluid dynamics. The models considered below are intended for investigation of mechanics of surface waves and development of parameterization of a physical process in the waves that can be used in the spectral wave forecasting models. The scope of the review is limited to the works devoted to free periodic waves and based on the principal equation for potential waves. The results obtained on the basis of the models are not a subject of the paper.

2. General approaches

In the past decades a large volume of papers devoted to the numerical methods developed for investigation of wave processes have been published. They include a Finite Difference Method [3, 4], a Finite Volume Method [5], a Finite Element Method [6, 7], a Boundary (Integral) Element Method [8], Spectral Methods [9–12] as well as a Smoothed Particle Hydrodynamics method [13]; a Large Eddy Simulation Method (LES) [14, 15], a Moving Particle Semi-implicit method [16]; a Constrained Interpolation Profile method [17], a Method of Fundamental Solutions [18] and a Meshless Local Petrov–Galerkin method [19]. The fully nonlinear model can be applied to many problems. Most of the models were designed for engineering applications such as the overturning waves at the beach, broken waves, the waves generated by landslides, freak waves, solitary waves, tsunamis, the violent sloshing waves, the interaction of extreme waves with beaches as well as the interaction of steep waves with fixed structures or different floating structures. The references given above make up less than one percent of the publications on those topics.

The problem of the numerical simulation of surface waves has a long history. The most general method to simulate motion with a free surface is based on some sort of the Lagrangian approach [20] which assumes the tracing of variable surface in a fixed grid with a different order accuracy (see, e.g., [21–24]). At present, the applicability of this method is restricted by simulation over the relatively short-term periods. However, the accuracy of this method will increase significantly when a very high resolution becomes possible. An advantage of this method is that it can be used for simulation of the 3-D rotational motion of a viscous fluid even for the non-single-value interface. The simulation of a nonlinear unsteady potential flow with a free surface began with development of the Eulerian–Lagrangian boundary integral equations approach [5] for steep overturning waves. This method, in principle, may be generalized for 3-D motion, but it requires considerable computational resources. The motion with the single-value 1-D and 2-D interface is easily simulated using the simplest surface-following coordinates where the height is counted off from the interface [26]. This system of coordinates is unsteady and non-orthogonal, so the equations of motion become complicated. The waves on finite depth were investigated by transforming the volume occupied by fluid into a rectangular domain [27]. The more complicated surface-following transformations have been constructed even for the case of a multiple-valued surface [28]. The grid method was generalized using adaptive grids (e.g., [29]) and a finite-volume approach [30].

3. Two-dimensional waves

Two-dimensional waves are a motion considered in a plane (x, z) (x is a horizontal coordinate and z is a vertical one). The numerous attempts to investigate such waves in the Cartesian coordinate system were not successful. In fact, the approach based on the non-stationary conformal mapping had been formulated even before it was used for numerical simulations. It had been introduced in [31, 32], and later considered in [33–34]. Tanveer [35, 36] used that approach for investigation of Rayleigh–Taylor instability and generation of surface singularities. However, no authors of those works used conformal transformation for simulation of the long-term multi-mode periodic wave dynamics. Such 2-D model was completed in 1992, when a systematic use of the new approach to different problems was initiated. A numerical scheme based on conformal mapping (and its validation), as well as the results of the long-term simulations were presented in [37–39]. The scheme for arbitrary depth was described in [40, 41]. More details for a case of shallow water were given in [42]. Later, the method developed was used with some minor modifications in [43, 44] to demonstrate certain nonlinear properties of steep waves. The non-stationary conformal mapping for finite depth allows rewriting the principal equations of the potential flow with a free surface in the surface-following coordinate system. Laplace equation retains its form, while the boundaries of the flow domain (i.e., a free surface and, for the case of finite depth, the bottom) are the coordinate surfaces in a new coordinate system. Accordingly, the velocity potential in the entire domain receives a standard representation based on its Fourier expansion on a free surface. As a result, the hydrodynamic system of the equations (not simplified) is represented by two simple evolutionary equations which can be solved numerically in a straightforward way and used for theoretical investigations.

The assumption of potentiality simplifies the approach so significantly that the numerical scheme does not require any finite-difference approximations since the derivatives can be calculated precisely using the Fourier presentations, while the nonlinearities can be approximated on a dense grid with the well-estimated accuracy. If special measures (see [45]) are not taken, the calculations normally terminate much earlier due to the strong crest instability [25] shortly manifesting itself by separation of the falling volume into two phases. This phenomenon is obviously non-potential. Hence, as in many branches of geophysical fluid dynamics, some special measures (probably, precarious from the point of view of the potential theory) must be taken to prevent numerical instabilities, at the same time considering the physical consequences of such events.

The conformal model turns out to be a perfect tool for investigation of many problems of wave dynamics. The high accuracy of the model was proved by comparison of a nonstationary solution with the exact solutions for gravity waves (i.e. Stokes waves), gravity-capillary i.e. waves and capillary waves (i.e., [46]). The algorithms for calculations of stationary waves were developed in [41]. The most interesting feature of the multi-mode wave fields was a clear separation of the wavenumber-frequency spectra into regular curvilinear branches with most of the energy concentrated along what we call ‘main branches’. This effect was observed in [47]. The conformal modeling was used for investigation of many other problems of wave dynamics: the dynamics of extreme waves [48], statistical properties of one-dimensional waves [49, 50], Benjamin-Feir instability [51], freak waves [52, 53], wave breaking [54–56]. A systematic description of conformal modeling and the results obtained are given in a book [57].

The main advantage of conformal modeling is very high accuracy and performance. Even with a use of many thousands of Fourier modes, the long-term runs could be done for quite acceptable time. Hence, in many cases when the two-dimensionality is acceptable, the conformal model should be used instead of highly complicated three-dimensional models. The conformal model can be used for modeling and parameterization of a local physical process such as energy input to waves from wind, wave breaking, i.e. for the processes with relatively short time scales. The conformal model is evidently inapplicable for simulation of a developing wave field since the nonlinear interaction in 2-D space is not effective. A two-dimensional approach considers a strongly idealized wave field, since even monochromatic waves in the presence of lateral disturbances quickly obtain a two-dimensional structure. The difficulty arising is not a direct result of the dimension increase. The fundamental complication is that the problem cannot be reduced to a two-dimensional problem, and even for the case of a double-periodic wave field the problem of solution of Laplace equation for the velocity potential arises.

The majority of the models designed for investigation of three-dimensional wave dynamics are based on the simplified equations such as the second order perturbation methods in which the higher order terms are ignored. Overall, it is unclear which effects are missing in such simplified models.

4. Three-dimensional waves

Over the past decades many papers devoted to three-dimensional numerical methods developed for investigation of wave processes has been published. The three-dimensional modeling of surface waves based on full nonlinear equations is a powerful tool for investigation of wave processes, development of parameterization schemes for phaseresolving and spectral models and direct simulation of wave regimes in small basins. This type of modeling is rapidly developing. The most sophisticated method is based on full three-dimensional equations and surface integral formulations [58–65]. All models of such type extend an approach [66] originally given in the two-dimensional setting. The model is based upon a Hamiltonian formulation [67], which allows reducing a problem of surface variables computation by introducing a Dirichlet–Neumann operator which is expressed in terms of its Taylor series expansion in homogeneous powers of surface elevation. Each term in this Taylor series can be obtained from the recursion formula and efficiently computed using fast Fourier transforms.

The main advantage of the boundary integral equation methods (BIEM) is that they are accurate and can describe highly nonlinear waves. A method of solution of Laplace equation is based on the use of Green’s function, which allows us to reduce a 3-D water-wave problem to a 2-D boundary integral problem.

The surface integral method is well suited for simulation of wave effects connected with very large steepness, specifically, for investigation of freak wave generation. These methods can be applied both to periodic and non-periodic flows. The methods do not impose any limitations on wave steepness, so they can be used even for simulation of waves that approach breaking [60], when the surface obtains a non-single value shape. The method allows us to take into account the bottom topography [68] and investigate the interaction of waves with fixed structures or with freely-responding floating structures [69, 70].

However, the BIEM method is quite complicated and time-consuming. It was used mostly for simulation of relatively simple wave fields, and it is unlikely that the method can be applied to simulation of a long-term evolution of the large-scale multi-mode wave field with a broad spectrum. The implementation of a multi-pole technique for the general problem of sea wave simulation [65] can solve the problem but obviously leads to the considerable algorithmic difficulties.

Currently, the most popular approach is a HOS (High Order Scheme) model developed in [71, 72]. The HOS is also based on the paper [67] where a convenient form of the dynamic and kinematic surface conditions was suggested:

The equations suggested by Zakharov were not intended for modeling, but for investigation of stability of the finite amplitude waves. In fact, a system of coordinates where depth is measured from the surface was used, but the Laplace equation for the velocity potential was taken in its traditional form. However, the Zakharov followers have accepted this idea literally. They used two coordinate systems: a curvilinear surface-fitting system for the surface

conditions and the Cartesian system for calculation of the surface vertical velocity. The analytical solution for the velocity potential in the Cartesian coordinate system is known. It is based on Fourier coefficients on a fixed level, while the true variables are Fourier coefficients for the potential on a free surface. Here a problem of transition from one coordinate system to another arises. This problem is solved by expansion of the surface potential in Taylor series in the vicinity of the surface. The accuracy of this method depends on estimation of an exponential function with the finite number terms of Taylor series. For the small-amplitude waves and for a narrow wave spectrum, such accuracy is satisfactory. However, for the case of a broad wave spectrum that contains many wave modes, an order of Taylor series should be high. The problem is now that the waves with high wave numbers are superimposed over the surface of larger waves. Since the amplitudes of the surface potential attenuate exponentially, the amplitude of a small wave at positive elevation increases, and on the contrary, can approach zero at negative elevations. It is clear that such formulation of HOS model cannot reproduce the high-frequency waves, which actually reduces the nonlinearity of the model. This is why such models can be integrated for long periods using no high frequency smoothing. In addition, the accuracy of calculation of a vertical velocity on the surface depends on full elevation at each point. Hence, the accuracy is not uniform along the wave profile. A substantial increase of an order of Taylor expansion can result in the numerical instability due to occasional amplification of the modes with high wave numbers. However, the HOS approach has been widely used (for example, [73–75]). It has shown its ability to efficiently simulate the wave evolution (propagation, nonlinear wave–wave interactions, etc.) in a large-scale domain [76–77]. It is obvious that HOS model can be used for many practical purposes. HOS-Ocean is a numerical model dedicated to propagation of the non-linear wave fields in the open ocean with an arbitrary constant depth in a double-periodic domain.

Another group of 3-D models use direct solution of Laplace equations written in the curvilinear coordinate system. The most universal approach based on the 3-D finite-difference model is being developed at the Technical University of Denmark (TUD model, see [4]). The model is intended for calculation of wave dynamics in a basin of arbitrary shape and topography, containing the fixed and floating bodies. Evidently, this model is targeted at solution of different engineering problems of designing and operation of marine technique. However, the model is so universal that it can be applied to simulation of wave regimes in small basins. The parameterization of physical processes in TUD model was not yet presented.

A model [78] developed at Institute of Oceanology RAS in association with Melbourne University is not quite universal, but it is supplied with the developed algorithms for parameterization of the physical processes. The system of equations includes the evolutionary kinematic and dynamic surface conditions and Laplace equation for the velocity potential. The double-periodic domain of infinite depth is considered. Construction of the exact numerical scheme for a long-term integration of these equations in the Cartesian coordinate system is impossible, since the surface moves between the grid knots. Instead, the system of the curvilinear coordinates fitted with a surface is introduced. The penalty follows immediately after turning the simple Cartesian coordinates into the curvilinear, nonstationary and non-orthogonal coordinate system. Fortunately, the evolutionary equations become just slightly complicated, while Laplace equation transforms into a full elliptic equation. At each time step this equation can be represented as Poisson equation with the right-hand side depending on the solution itself as well as on the metric coefficient. Since the norm of the right side of the equation is usually small, the solution of Poisson equation can be found with a three-diagonal matrix algorithm and the iterations over the right-hand side. This procedure being formulated in the Fourier space is greatly simplified by the assumption of periodicity. The significant simplification of the problem can be achieved by separation of the velocity potential into the linear and nonlinear components. It is assumed that a linear component satisfies Laplace equation with the known solution. The equation for a nonlinear component can be obtained by extracting Laplace equation from the initial Poisson equation. Such procedure has a lot of advantages since a nonlinear component is on the average less by 1–2 decimal orders than the linear one. It means that for solution of the reduced Poisson equation a lesser number of levels in vertical, a lesser number of iterations and a smaller accuracy criterion can be used. The use of two components in the evolutionary equation does not seem to provide noticeable advantages, however this way deserves further consideration. The potential wave problem gives a unique opportunity for validation of the full nonlinear model in comparison with the exact stationary solution obtained in the conformal coordinates [41]. The structure of Stokes wave was supported within a long interval of integration. After implementation of the energy input scheme and wave-breaking parameterization, the model was used for direct simulations of a two-dimensional wave field evolution under the action of wind, nonlinear interactions and dissipation [79].

5. 2-D model for simulation of 3-D waves

All 3-D models based on full equations have a common limitation, i.e. a low computational efficiency. Working with such models, even with modest resolution, turns into the endless waiting of the results. This property of the mod-

els slows down their improvement, in particular, development of parameterization schemes for physical processes since such work requires multiple repetitions of the runs. Such schemes significantly depend on the model resolution; it limits the possibility of the research with low-resolution models.

Recently, an attempt to develop a new approach to the phase-resolving modeling of two-dimensional periodic wave fields was undertaken in [80, 81]. The main idea of the scheme follows from the presentation of the velocity potential as a sum of the linear and nonlinear components suggested in [78]. The solution for a linear component is known; hence, a nonlinear component should be calculated through Poisson equation with a zero boundary condition on the surface. Such approach offers a new way to simplify the calculation by considering 2-D Poisson equation on the surface. The equation that can be treated as the additional surface conditions contains both the first φ_ζ and second $\varphi_{\zeta\zeta}$ vertical derivatives of the potential. Thus, the system of equations remains unclosed. It was empirically discovered that those variables are closely connected to each other. The linear dependence between φ_ζ and $\varphi_{\zeta\zeta}$ was checked in [80, 81]. It was shown that the use of such hypotheses leads to formulation of the closed system of equations, which allows obtaining the results close to those obtained with the full wave model.

Thus, a new approach is based on the following features of mathematical formulation of the potential surface deep-water wave dynamics:

1. The evolution of wave field is well described by a linear subsystem of linear equations with the relatively small corrections due to nonlinearity. The time scale for the non-adiabatic and nonlinear transformation of spectrum exceeds by 3–4 decimal order the character period of waves.

2. The three-dimensional structure of waves is described on the basis of Laplace equation for the velocity potential written in the surface-fitted coordinate system where Laplace equation turns into a general elliptical equation that can be represented as Poisson equation with the right-hand side depending on solution. For solution of this equation more than 95 % time and memory is required.

3. The evolutionary equations for the surface potential include surface values of the vertical velocity calculated after the equation for the velocity potential has been solved. Other information obtained in the course of calculation of 3-D field of the surface potential is not used.

4. The surface vertical velocity can be represented as a sum of a linear component (described analytically) and a relatively small nonlinear correction.

5. Poisson equation written for surface gives an additional surface condition, containing both the vertical velocity and its vertical derivative. Typically, the nonlinear correction to the vertical velocity is by one order smaller than the full vertical velocity.

6. The vertical profiles of a nonlinear component of the surface potential in the vicinity of surface calculated by the 3-D full wave model (FWM) [79, 57] allow us to suggest that the vertical velocity and its vertical derivative can be simply connected locally in a physical space.

7. This connection has been investigated and parameterized on the basis of the exact FWM. That allows us to exclude a vertical derivative of vertical velocity and transform the entire 3-D formulation into 2-D (surface) formulation.

A detailed derivation of 2-D equation is given in [80–82]. Finally, the system of 2-D equations for simulation of a multi-mode wave field evolution includes standard evolutionary kinematic and dynamic surface conditions and an additional diagnostic condition for calculation of the surface vertical velocity [82]:

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

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

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

Here ξ and ϑ are ‘horizontal’ surface-following coordinates; ζ is a vertical coordinate ($\zeta = 0$ on the surface and it grows upwards); τ is time; $\eta(\xi, \vartheta, \tau)$ is the surface elevation above a mean level; η_τ is a time derivative; η_ξ and η_ϑ are horizontal derivatives of η over ξ and ϑ ; φ is the surface velocity potential; φ_ξ and φ_ϑ are the along-surface derivatives over ξ and ϑ ; $\varphi_\zeta = w$ is a vertical derivative of the potential on the surface (i.e. the surface vertical velocity); $\Delta = \eta_{\xi\xi} + \eta_{\vartheta\vartheta}$ is the 2-D ‘horizontal’ Laplacian of elevation; $s = \eta_\xi^2 + \eta_\vartheta^2$; p is the air pressure on the surface, divided by water density.

The vertical velocity w is represented as a sum of the linear \bar{w} and nonlinear \tilde{w} components. A linear component $\bar{w} = \bar{\varphi}_\zeta$ is calculated analytically since $\bar{\varphi}$ satisfies Laplace equation $\bar{\varphi}_{\xi\xi} + \bar{\varphi}_{\vartheta\vartheta} + \bar{\varphi}_{\zeta\zeta} = 0$ which is solved with the boundary conditions $\bar{\varphi}(\zeta = 0) = \varphi$ and $\bar{\varphi}_\zeta(\zeta \rightarrow \infty) \rightarrow 0$. The surface distribution of a nonlinear component is calculated from Eq. (3).

Coefficient A in (3) is calculated by the formula

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

where σ is dispersion of elevation η , while μ is a parameter

$$\mu = \sigma \sigma_L, \quad (5)$$

where σ_L is the dispersion of the horizontal Laplacian of elevation $\Delta \eta$. The function F is approximated as follows,

$$F = \frac{d_0 \mu + d_1}{\mu + d_2}, \quad (6)$$

where $d_0 = 0.535$, $d_1 = 0.0414$, $d_2 = 0.00321$. The function $F(\mu)$ is shown in fig. 2 in (Chalikov, 2021a).

The equations (1–3) are written in a nondimensional form, which formally follows from the suggestion that the acceleration of gravity is equal to one. Note that this form of equation is highly convenient because adiabatic equations are self-similar and the results can be easily transformed into a dimensional form by choosing a specific length scale and appropriate scales for variables [57]. Remarkably, a nondimensional form of equations is also reasonable to use in the non-adiabatic formulation, as transformation of the integral characteristics of solution occurs at the scales many times larger than the period and length of wave.

An approximation (6) is also correct for the dimensional variables, because it is independent of an external scale L . The form of relations (4, 5) and the constants in (6) were found on the basis of numerous numerical experiments with FWM and empirical (in a computational sense) selection of nondimensional variables as well as the function F and the numerical parameters. This is why that simplified model is named *Heuristic Wave model* (HWM).

The numerical scheme is based on Fourier-transform method with the use of Fourier and grid presentations of variables; moreover, the number of freedom degrees in the grid space exceeds four times that in Fourier space. The vertical velocity w is calculated with Eq. (3) by iterations. For integration in time, the forth-order Runge-Kutta scheme was used.

An equation (3) is represented in a form convenient for iterations. It is also solved with Fourier-transform method. Since the iterations start from the initial condition taken from a previous time step, the typical number of iterations is two and never exceeds four. The occurrence of the computational instability usually signals that the dissipation cannot cope with excessively large surface steepness or curvature.

The simplified model gives almost the same statistical results as the full model. It is easy to see that the equations suggested above are completely similar to complete equations, with one exception though: a small non-linear correction to the total vertical velocity is calculated not from 3-D Poisson equation but from a simple 2-D equation (3). It can be added that the simplified model has a much simpler structure than FWM and is easily programmed.

It is obvious that the approach developed here is not precise. It cannot be applied for the individual cases with a small number of modes, for example, for simulation of a steep Stokes wave, as it was demonstrated for FWM in [57, 79]. The model is intended for simulation of dynamics and statistics of the homogeneous multi-mode wave field.

6. Non-adiabatic terms

The full adiabatic model is suitable for the relatively short time intervals only. Real waves receive energy from wind and dissipate. Currently, such processes are poorly studied because they are evidently more complicated than the wave movement itself. Therefore, neither of the models can be considered as fully adequate. The algorithms describing the input energy from wind and wave dissipation have been developed for wave forecasting models (see, for example [83]), but this scheme is applicable for relatively low wave numbers.

The energy input term is calculated on the basis of Miles theory. According to this theory, the energy input in a small interval in Fourier space is proportional to the wave energy in this interval with a coefficient depending on the wave age (a ratio of the mean phase velocity in a spectral interval to the wind velocity). The shape of this coefficient (called β -function) is poorly known (see [84]).

A nonlinear flux of energy directed to small wave numbers produces downshifting of spectrum, while an opposite flux forms a shape of the spectral tail. The second process can produce accumulation of energy near a ‘cut’ wave number. Both processes become more intensive with increase of energy input. The growth of amplitudes at high wave numbers is followed by that of the local steepness and numerical instability. This well-known phenomenon in the numerical fluid mechanics is eliminated by use of a highly selective filter simulating the nonlinear viscosity.

The main process of wave dissipation is the wave breaking. The instability of interface leading to breaking is an important and poorly developed problem of fluid mechanics. In general, this essentially nonlinear process should be

investigated for a two-phase flow. Such approach was demonstrated, for example, in [85]. The problem of the breaking parameterization includes two points: (1) establishment of a criterion of the breaking onset and (2) development of an algorithm of the breaking parameterization. The problem of breaking is discussed in details in [86]. It was found in [87] that a clear predictor of breaking formulated in dynamical and geometrical terms, probably, does not exist. The most evident criterion of breaking is the breaking itself, i.e., the process when some part of the upper portion of a sharp wave crest is falling down. This process is usually followed by separation of the detached volume of liquid into the water and air phases. Unfortunately, there is no possibility to describe this process within the scope of the potential theory. The algorithm for the breaking parameterization must prevent numerical instability. The situation is similar to the numerical modeling of turbulence (LES technique) where the local highly selective viscosity is used to prevent appearance of too high local gradients of the velocity and pressure. The description of breaking in the direct wave modeling should satisfy the following conditions: (1) it should prevent the onset of instability at each point of millions of grid points over more than 100 thousand of time steps. (2) It should describe in a more or less realistic way the loss of the kinetic and potential energies with preservation of balance between them. (3) It should preserve the volume. It was suggested in [41] that an acceptable scheme could be based on a local highly selective diffusion operator with a special diffusion coefficient.

In general, the problem of parameterization of the physical processes is far from completion. All the schemes contain the coefficients which values are known with low accuracy. However, by tuning those coefficients it is possible to simulate wave development under the action of wind more or less plausibly.

7. Conclusion

At present, the direct wave modeling forms an independent section of the computational fluid mechanics. Most of the models are targeted at the technical problems such as wave dynamics of the coastal zone, the interaction of waves with various objects, the design and operation of marine technique. Nevertheless, direct modeling has made a significant contribution to the geophysical research, i.e. the mechanics and statistics of nonlinear sea waves (including the problems of extreme waves). The role of direct modeling will increase due to the fact that it can be used for development of the spectral modeling. Even now, the direct modeling can be used to study wave regimes in small reservoirs with the real bathymetry.

8. Acknowledgements

Author would like to thank Mrs. O. Chalikova for her assistance in preparation of the manuscript.

9. Funding

This research was performed in the framework of the state assignment of Russian Academy of Science (Theme No. FMWE-2021-0014).

References

1. Dysthe K.B. Note on a modification to the nonlinear Schrödinger equation for application to deep water waves. *Proc. R. Soc. Lond.* 1979, A 369, 105–114.
2. Chalikov D., Sheinin D. Direct modeling of one-dimensional nonlinear potential waves. *Nonlinear ocean waves. Advances in Fluid Mechanics* (Perrie W. (ed)). 1998, 17, 207–258.
3. Engsig-Karup A.P., Harry B., Bingham H.B., Lindberg O. An efficient flexible-order model for 3D nonlinear water waves. *J. Comput. Physics*. 2009, 228(6), 2100–2118. doi: 10.1016/j.jcp.2008.11.028
4. Engsig-Karup A., Madsen M., Glimberg S. A massively parallel GPU-accelerated mode for analysis of fully nonlinear free surface waves. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*. 2012, 2675. doi: 10.1002/flid.2675
5. Causon D.M., Mingham C.G., Qian L. Developments in multi-fluid finite volume free surface capturing methods. *Advances in Numerical Simulation of Nonlinear Water Waves*. 2010, 397–427. doi: 10.1142/9789812836502_0011
6. Ma Q.W., Yan S. Qale-FEM method and its application to the simulation of free responses of floating bodies and overturning waves. *Advances in Numerical Simulation of Nonlinear Water Waves*. 2010, 165–202. doi: 10.1142/9789812836502_0005
7. Greaves D. Application of the finite volume method to the simulation of nonlinear water waves. *Advances in Numerical Simulation of Nonlinear Water Waves*. 2010, 357–396. doi: 10.1142/9789812836502_0010
8. Grue J., Fructus D. Model for fully nonlinear ocean wave simulations derived using fourier inversion of integral equations in 3D. *Advances in Numerical Simulation of Nonlinear Water Waves*. 2010, 1–42. doi: 10.1142/9789812836502_0001

9. Ducrozet G., Bonnefoy F., Le Touzé D., Ferrant P. 3-D HOS simulations of extreme waves in open seas. *Nat. Hazards Earth Syst. Sci.* 2007, 7, 109–122. doi: 10.5194/nhess-7-109-2007
10. Ducrozet G., Bingham H.B., Engsig-Karup A.P., Bonnefoy F., Ferrant P. A comparative study of two fast nonlinear free-surface water wave models. *Int. J. Numer. Meth. Fluids.* 2012, 69, 1818–1834.
11. Ducrozet G., Bonnefoy F., Le Touzé D., Ferrant P. HOS-ocean: Open-source solver for nonlinear waves in open ocean based on High-Order Spectral method. *Comp. Phys. Comm.* 2016, 203, 245–254. doi: 10.1016/j.cpc.2016.02.017
12. Touboul J., Kharif C. Two-dimensional direct numerical simulations of the dynamics of rogue waves under wind action. *Advances in Numerical Simulation of Nonlinear Water Waves.* 2010, 43–74. doi: 10.1142/9789812836502_0002
13. Dalrymple R.A., Gómez-Gesteira M., Rogers B.D., Panizzo A., Zou S., Crespo A.J., Cuomo G., Narayanaswamy M. Smoothed particle hydrodynamics for water waves. *Advances in Numerical Simulation of Nonlinear Water Waves.* 2010, 465–495.
14. Issa R., Violeau D., Lee E.-S., Flament H. Modelling nonlinear water waves with RANS and LES SPH models. *Advances in Numerical Simulation of Nonlinear Water Waves.* 2010, 497–537. doi: 10.1142/9789812836502_0014
15. Lubin P., Caltagirone J.-P. Large eddy simulation of the hydrodynamics generated by breaking waves. *Advances in Numerical Simulation of Nonlinear Water Waves.* 2010, 575–604. doi: 10.1142/9789812836502_0016
16. Kim K.S., Kim M.H., Park J.C. Development of MPS (Moving Particle Simulation) method for Multi-liquid-layer Sloshing. *Journal of Mathematical Problems in Engineering.* 2014, 2014, Article ID350165, 13 p. doi: 10.1155/2014/350165
17. Zhao X., Liu B.-J., Liang S.-X., Sun Z.-C. Constrained interpolation profile (CIP) method and its application. *Chuan Bo Li Xue/Journal of Ship Mechanics.* 2016, 20(4), 393–402. doi: 10.3969/j.issn.1007-7294.2016.04.002
18. Young D.-L., Wu N.-J., Tsay T.-K. Method of fundamental solutions for fully nonlinear water waves. *Advances in Numerical Simulation of Nonlinear Water Waves.* 2010, 325–355. doi: 10.1142/9789812836502_0009
19. Ma Q.W., Yan S. Qale-FEM method and its application to the simulation of free responses of floating bodies and overturning waves. *Advances in Numerical Simulation of Nonlinear Water Waves.* 2010, 165–202.
20. Harlow F.H., Welch E. Numerical calculation of time-dependent viscous incompressible flow of fluid with free surface. *Phys. Fluids.* 1965, 8, 2182–2189. doi: 10.1063/1.1761178
21. Noh W.F., Woodward P. SLIC (simple line interface calculation). *Lecture Notes in Physics. Springer-Verlag, New York,* 1967, 59, 330–340.
22. Hirt C.W., Nichols B.D. Volume of fluid method for the dynamics of free surface. *J. Comput. Phys.* 1981, 39, 201–225.
23. Prosperetti A., Jacobs J.W. A numerical method for potential flow with free surface. *J. Comput. Phys.* 1983, 51, 365–386.
24. Miyata H. Finite-difference simulation of breaking waves. *J. Comput. Phys.* 1986, 5, 179–214.
25. Longuet-Higgins M.S., Cokelet E.D. The deformation of steep surface waves on water. I. A numerical method of computation. *Proc. R. Soc. Lond.* 1976, 350, 1–26.
26. Chalikov D.V. Numerical simulation of wind-wave interaction. *Journal of Fluid Mechanics.* 1978, 87, 561–582.
27. Dommermuth D.G. The laminar interactions of a pair of vortex tubes with a free surface. *Journal of Fluid Mechanics.* 1993, 246, 91–115. doi: 10.1017/S0022112093000059
28. Thompson J.F., Warsi Z.U., Mastin C.W. Boundary-fitted coordinate systems for numerical solution of partial differential equations. A review. *J. Comput. Phys.* 1982, 47, 1–108. doi: 10.1016/0021-9991(82)90066-3
29. Fritts M.J., Meinhold M.J., von Kerczek C.H. The calculation of nonlinear bow waves. *Proceedings of the 17th Symposium on Naval Hydrodynamics, The Hague, Netherlands,* 1988, 485–497.
30. Fenton J., Rienecker M. A Fourier method for solving nonlinear water-wave problems: application to solitary-wave interactions. *Journal of Fluid Mechanics.* 1982, 118, 411–443. doi: 10.1017/S0022112082001141
31. Whitney J.C. The numerical solution of unsteady free-surface flows by conformal mapping. *Proc. Second Inter. Conf. on Numer. Fluid Dynamics* (ed. M. Holt), *Springer-Verlag,* 1971, 458–462.
32. Ovsyannikov L.V. Dynamics of liquid continuum. *Inst. of Fluid Mechanics. Siberian Branch of Russian Academy of Science.* 15, 104–125, 1973.
33. Kano T., Nishida T. Sur le ondes de surface de l'eau avec une justification mathématique des équations des ondes en eau peu profonde. *J. Math. Kyoto Univ. (JMKYAZ).* 1979, 19–2, 335–370. doi: 10.1215/KJM/1250522437
34. Fornberg B. A numerical method for conformal mapping. *SIAM. J. Sci. Comput.* 1980, 1, 386–400. doi: 10.1137/0905055
35. Tanveer S. Singularities in water waves and Rayleigh-Taylor instability. *Proc. R. Soc. Lond.* 1991, A435, 137–158.
36. Tanveer S. Singularities in the classical Rayleigh-Taylor flow: formation and subsequent motion. *Proc. R. Soc. Lond.* 1993, A441, 501–525.
37. Chalikov D., Sheinin D. Numerical simulation of surface waves based on equations of potential wave dynamics. *Proc. ONR, Ocean Waves Workshop.* 1994, Tucson, Arizona, 1994.
38. Chalikov D., Sheinin D. The Numerical Investigation of Wavenumber-Frequency Spectrum for 1-D Nonlinear Waves. *WMO/ISCU, CAS/JSC Working Group on Numerical Experimentation, Report #19.* WMO/TD-No.592, 1994.

39. Chalikov D., Sheinin D. Numerical investigation of wavenumber-frequency spectrum for 1-D nonlinear waves. *Ocean Sciences Meeting*, Feb.21–25, San-Diego, CA. Abstract in: *EOS, transactions (supplement)*, AGU, 75, #3, 100, 1994.
40. Chalikov D., Sheinin D. Numerical modeling of surface waves based on principal equations of potential wave dynamics. *Technical Note*. NOAA/NCEP/OMB, 1996. 54 p.
41. Chalikov D., Sheinin D. Direct modeling of one-dimensional nonlinear potential waves. *Nonlinear Ocean Waves*, ed. W. Perrie, *Advances in Fluid Mechanics*. 1998, 17, 207–258.
42. Sheinin D., Chalikov D. Hydrodynamical modeling of potential surface waves. *Problems of hydrometeorology and environment on the eve of XXI century. Proceedings of international theoretical conference*, St. Petersburg, June 24–25, 1999. *St.-Petersburg, Hydrometeoizdat*, 305–337, 2001.
43. Zakharov V.E., Dyachenko A.I., Vasilyev O.A. New method for numerical simulation of a nonstationary potential flow of incompressible fluid with a free surface. *European Journal of Mechanics, B/Fluids*. 2002, 21, 283–291.
44. Zakharov V.E., Dyachenko A.I., Prokofiev A.O. Freak waves as nonlinear stage of Stokes wave modulation instability. *European Journal of Mechanics, B/Fluids*. 2006, 25, 677–692. doi: 10.1016/j.euromechflu.2006.03.004
45. Dold J.W. An efficient surface-integral algorithm applied to unsteady gravity waves. *Journal of Comp. Phys.* 1992, 103, 90–115. doi: 10.1016/0021-9991(92)90327-U
46. Crapper G.D. Introduction to water waves. *Wiley, Chichester*, 1984. 224 p.
47. Yuen H.C., Lake B.M. Nonlinear dynamics of deep-water gravity waves. *Adv. in Appl. Mech.* 1982, 22, 67–229. doi: 10.1016/S0065-2156(08)70066-8
48. Chalikov D., Sheinin D. Modeling of Extreme Waves Based on Equations of Potential Flow with a Free Surface. *J. Comp. Phys.* 2005, 210, 247–273. doi: 10.1016/j.jcp.2005.04.008
49. Chalikov D. Statistical properties of nonlinear one-dimensional wave fields. *Nonlinear Processes in Geophysics*. 2005, 12, 1–19.
50. Agnon Y., Babanin A.V., Young I.R., Chalikov D. Fine scale inhomogeneity of wind-wave energy input, skewness, and asymmetry. *Geophys. Res. Lett.* 2005, 32. doi: 10.1029/2005GL022701
51. Chalikov D. Numerical simulation of Benjamin-Feir instability and its consequences. *Physics of Fluid*. 2007, 19, 016602–15. doi: 10.1063/1.2432303
52. Chalikov D.V. Statistics of Extreme Wind Waves. *Fundamental and Applied Hydrophysics*. 2009, 3(5), 4–24.
53. Chalikov D. Freak waves: their occurrence and probability. *Physics of Fluids*. 2009, 21, 076602. doi: 10.1063/1.3175713
54. Babanin A.V., Chalikov D., Young I.R., Savelyev I. 2010 Numerical and laboratory investigation of breaking of steep two-dimensional waves in deep water. *Journal of Fluid Mechanics*. 2010, 644, 433–463. doi: 10.1017/S002211200999245X
55. Galchenko A., Alexander V. Babanin, Dmitry Chalikov, I.R. Young. Modulational instabilities and breaking strength for deep-water wave groups. *J. Phys. Oceanogr.* 2010, 40, 10, 2313–2324. doi: 10.1175/2010JPO4405.1
56. Chalikov D., Babanin A.V. Simulation of wave breaking in one-dimensional spectral environment. *Journal Phys. Ocean.* 2012, 42, 11, 1745–1761. doi: 10.1175/JPO-D-11-0128.1
57. Chalikov D. Numerical modeling of sea waves (eBook). *Springer*, 2016. 330 p. doi: 10.1007/978-3-319-32916-1
58. Beale J.T. A convergent boundary integral method for three-dimensional water waves. *Math. Comput.* 2001, 70, 977–1029.
59. Xue M., Xu H., Liu Y., Yue D.K.P. Computations of fully nonlinear three-dimensional wave and wave–body interactions. I. Dynamics of steep three-dimensional waves. *Journal of Fluid Mechanics*. 2001, 438, 11–39. doi: 10.1017/S0022112001004396
60. Grilli S., Guyenne P., Dias F. A fully nonlinear model for three-dimensional overturning waves over arbitrary bottom. *Int. J. Num. Methods Fluids*. 2001, 35, 829–867. doi: 10.1002/1097-0363(20010415)35:7<829::AID-FLD115>3.0.CO;2-2
61. Clamond D., Grue J. A fast method for fully nonlinear water wave dynamics. *Journal of Fluid Mechanics*. 2001, 447, 337–355. doi: 10.1017/S0022112001006000
62. Clamond D., Fructus D., Grue J., Kristiansen O. An efficient method for three-dimensional surface wave simulations. Part II: Generation and absorption. *J. Comput. Physics*. 2005, 205, 686–705. doi: 10.1016/j.jcp.2004.11.038
63. Fructus D., Clamond D., Grue J., Kristiansen O. An efficient model for three-dimensional surface wave simulations. Part I: Free space problems. *J. Comput. Phys.* 2005, 205, 665–685. doi: 10.1016/j.jcp.2004.11.027
64. Guyenne P., Grilli S.T. Numerical study of three-dimensional overturning waves in shallow water. *J. Fluid Mech.* 2006, 547, 361–388. doi: 10.1017/S0022112005007317
65. Fochesato C., Dias F., Grilli S. Wave energy focusing in a three-dimensional numerical wave tank. *Proc. R. Soc. A*. 2006, 462, 2715–2735.
66. Craig W., Sulem C. Numerical simulation of gravity waves. *J. Comput. Phys.* 1993, 108, 73–83. doi: 10.1006/jcph.1993.1164
67. Zakharov V.E. Stability of periodic waves of finite amplitude on the surface of deep fluid. *J. Appl. Mech. Tech. Phys. JETP*. 1968, 2, 190–194.

68. Grue J., Fructus D. Model for fully nonlinear ocean wave simulations derived using fourier inversion of integral equations in 3D. *Advances in Numerical Simulation of Nonlinear Water Waves*. 2010, 1–42. doi: org/10.1142/9789812836502_0001
69. Liu Y., Gou Y., Teng. B., Yoshida S. An extremely efficient boundary element method for wave interaction with long cylindrical structures based on free-surface green's function. *Computation*. 2016, 4(3), 36. doi: 10.3390/computation4030036
70. Zheng Y.H., Shen Y.M., Ng C.O. Effective boundary element method for the interaction of oblique waves with long prismatic structures in water of finite depth. *Ocean Engineering*. 2008, 35, 5–6, 494–502. doi: 10.1016/J.OCEANENG.2007.12.003
71. Dommermuth D., Yue D. A high-order spectral method for the study of nonlinear gravity Waves. *Journal of Fluid Mechanics*. 1987, 184, 267–288. doi: 10.1017/S002211208700288X
72. West B., Brueckner K., Janda R., Milder M., Milton R. A new numerical method for surface hydrodynamics. *Journal of Geophysical Research*. 1987, 92, 11803–11824. doi: 10.1029/JC092IC11P11803
73. Tanaka M. Verification of Hasselmann's energy transfer among surface gravity waves by direct numerical simulations of primitive equations. *Journal of Fluid Mechanics*. 2001, 444, 199–221. doi: 10.1017/S0022112001005389
74. Toffoli A., Onorato M., Bitner-Gregersen E., Monbaliu J. Development of a bimodal structure in ocean wave spectra. *Journal of Geophysical Research*. 2010, 115, C3, C03006. doi: 10.1029/2009JC005495
75. Touboul J., Kharif C. Two-dimensional direct numerical simulations of the dynamics of rogue waves under wind action. *Advances in Numerical Simulation of Nonlinear Water Waves*. 2010, 43–74. doi: 10.1142/9789812836502_0002
76. Ducrozet G., Bonnefoy F., Le Touzé D., Ferrant P. 3-D HOS simulations of extreme waves in open seas. *Nat. Hazards Earth Syst. Sci*. 2007, 7, 109–122. doi: 10.5194/nhess-7-109-2007
77. Ducrozet G., Bingham H.B., Engsig-Karup A.P., Bonnefoy F., Ferrant P. A comparative study of two fast nonlinear free-surface water wave models. *Int. J. Numer. Meth. Fluids*. 2012, 1818–1834. doi: 10.1002/fld.2672
78. Chalikov D., Babanin A.V., Sanina E. Numerical modeling of three-dimensional fully nonlinear potential periodic waves. *Ocean Dynamics*. 2014, 64, 10, 1469–1486. doi: 10.1007/s10236-014-0755-0
79. Chalikov D. High-resolution numerical simulation of surface wave development under the action of wind. *Geophysics and Ocean Waves Studies* / eds. K.S. Essa et al. *IntechOpen, London*, 2020. doi: 10.5772/intechopen.92262
80. Chalikov D. Accelerated reproduction of 2-D periodic waves. *Ocean Dynamics*. 2021, 71(4). doi: 10.1007/s10236-021-01450-3
81. Chalikov D. A two-dimensional approach to the three-dimensional phase resolving wave modeling. *Examines Mar. Biol. Oceanogr*. 2021, 4(1), EIMBO.000576. doi: 10.31031/EIMBO.2021.04.000576
82. Chalikov D.A. 2D Model for 3D Periodic Deep-Water Waves. *J. Mar. Sci. Eng.* 2022. Vol. 10, 410. doi: 10.3390/jmse10030410
83. Tolman H., Chalikov D. On the source terms in a third-generation wind wave model. *J. Phys. Oceanogr*. 1996, 11, 2497–2518.
84. Chalikov D., Babanin A.V. Parameterization of wave boundary layer. *Atmosphere*. 2019. 10(11), 686. doi: 10.3390/atmos10110686
85. Chalikov D., Rainchik S. Coupled Numerical Modelling of Wind and Waves and the Theory of the Wave Boundary Layer. *Boundary-Layer Meteorol*. 2011, 138, 1–141. doi: 10.1007/s10546-010-9543-7
86. Babanin A.V. Breaking and dissipation of ocean surface waves. *Cambridge University Press*, 2011. 463 p.
87. Babanin A., Chalikov D. Numerical investigation of turbulence generation in non-Breaking potential waves. *Journal of Geophysical Research*. 2012, 117, C00J17. doi: 10.1029/2012JC007929

Литература

1. Dysthe K.B. Note on a modification to the nonlinear Schrödinger equation for application to deep water waves // *Proc. R. Soc. Lond.* 1979. A 369. P. 105–114.
2. Chalikov D., Sheinin D. Direct modeling of one-dimensional nonlinear potential waves. *Nonlinear ocean waves* // *Advances in Fluid Mechanics* (Perrie W. (ed)). 1998. Vol. 17. P. 207–258.
3. Engsig-Karup A.P., Harry B., Bingham H.B., Lindberg O. An efficient flexible-order model for 3D nonlinear water waves // *J. Comput. Physics*. 2009. 228(6). P. 2100–2118. doi: 10.1016/j.jcp.2008.11.028
4. Engsig-Karup A., Madsen M., Glimberg S. A massively parallel GPU-accelerated mode for analysis of fully nonlinear free surface waves // *International Journal for Numerical Methods in Fluids*. 2012. 2675. doi: 10.1002/fld.2675
5. Causon D.M., Mingham C.G., Qian L. Developments in multi-fluid finite volume free surface capturing methods // *Advances in Numerical Simulation of Nonlinear Water Waves*. 2010. P. 397–427. doi: 10.1142/9789812836502_0011
6. Ma Q.W., Yan S. Qale-FEM method and its application to the simulation of free responses of floating bodies and overturning waves // *Advances in Numerical Simulation of Nonlinear Water Waves*. 2010. P. 165–202. doi: 10.1142/9789812836502_0005
7. Greaves D. Application of the finite volume method to the simulation of nonlinear water waves // *Advances in Numerical Simulation of Nonlinear Water Waves*. 2010. P. 357–396.

8. *Grue J., Fructus D.* Model for fully nonlinear ocean wave simulations derived using fourier inversion of integral equations in 3D // *Advances in Numerical Simulation of Nonlinear Water Waves*. 2010. P. 1–42.
9. *Ducrozet G., Bonnefoy F., Le Touzé D., Ferrant P.* 3-D HOS simulations of extreme waves in open seas // *Nat. Hazards Earth Syst. Sci.* 2007. Vol. 7. P. 109–122. doi: 10.5194/nhess-7-109-2007
10. *Ducrozet G., Bingham H.B., Engsig-Karup A.P., Bonnefoy F., Ferrant P.* A comparative study of two fast nonlinear free-surface water wave models // *Int. J. Numer. Meth. Fluids*. 2012. Vol. 69. P. 1818–1834.
11. *Ducrozet G., Bonnefoy F., Le Touzé D., Ferrant P.* HOS-ocean: Open-source solver for nonlinear waves in open ocean based on High-Order Spectral method // *Comp. Phys. Comm.* 2016. Vol. 203. P. 245–254. doi: 10.1016/j.cpc.2016.02.017
12. *Touboul J., Kharif C.* Two-dimensional direct numerical simulations of the dynamics of rogue waves under wind action // *Advances in Numerical Simulation of Nonlinear Water Waves*. 2010. P. 43–74.
13. *Dalrymple R.A., Gómez-Gesteira M., Rogers B.D., Panizzo A., Zou S., Crespo A.J., Cuomo G., Narayanaswamy M.* Smoothed particle hydrodynamics for water waves // *Advances in Numerical Simulation of Nonlinear Water Waves*. 2010. P. 465–495.
14. *Issa R, Violeau D, Lee E.-S., Flament H.* Modelling nonlinear water waves with RANS and LES SPH models // *Advances in Numerical Simulation of Nonlinear Water Waves*. 2010. P. 497–537.
15. *Lubin P., Caltagirone J.-P.* Large eddy simulation of the hydrodynamics generated by breaking waves // *Advances in Numerical Simulation of Nonlinear Water Waves*. 2010. P. 575–604.
16. *Kim K.S., Kim M.H., Park J.C.* Development of MPS (Moving Particle Simulation) method for Multi-liquid-layer Sloshing // *Journal of Mathematical Problems in Engineering*. 2014. Vol. 2014. Article ID350165, 13 p. doi: 10.1155/2014/350165
17. *Zhao X., Liu B.-J., Liang S.-X., Sun Z.-C.* Constrained interpolation profile (CIP) method and its application // *Chuan Bo Li Xue/Journal of Ship Mechanics*. 2016. Vol. 20(4). P. 393–402. doi: 10.3969/j.issn.1007-7294.2016.04.002
18. *Young D.-L., Wu N.-J., Tsay T.-K.* Method of fundamental solutions for fully nonlinear water waves // *Advances in Numerical Simulation of Nonlinear Water Waves*. 2010. P. 325–355.
19. *Ma Q.W., Yan S.* Qale-FEM method and its application to the simulation of free responses of floating bodies and overturning waves // *Advances in Numerical Simulation of Nonlinear Water Waves*. 2010. P. 165–202.
20. *Harlow F.H., Welch E.* Numerical calculation of time-dependent viscous incompressible flow of fluid with free surface // *Phys. Fluids*. 1965. Vol. 8. P. 2182–2189.
21. *Noh W.F., Woodward P.* SLIC (simple line interface calculation) // *Lecture Notes in Physics*. Springer-Verlag, New York, 1967. Vol. 59. P. 330–340.
22. *Hirt C.W., Nichols B.D.* Volume of fluid method for the dynamics of free surface // *J. Comput. Phys.* 1981. Vol. 39. P. 201–225.
23. *Prosperetti A., Jacobs J.W.* A numerical method for potential flow with free surface // *J. Comp. Phys.* 1983. Vol. 51. P. 365–386.
24. *Miyata H.* Finite-difference simulation of breaking waves // 1986. *J. Comput. Phys.* Vol. 5. P. 179–214.
25. *Longuet-Higgins M.S., Cokelet E.D.* The deformation of steep surface waves on water. I. A numerical method of computation // *Proc. R. Soc. Lond.* 1976. Vol. 350. P. 1–26.
26. *Chalikov D.V.* Numerical simulation of wind-wave interaction // *Journal of Fluid Mechanics*. 1978. Vol. 87. P. 561–582.
27. *Dommermuth D.G.* The laminar interactions of a pair of vortex tubes with a free surface // *Journal of Fluid Mechanics*. 1993. Vol. 246. P. 91–115.
28. *Thompson J.F., Warsi Z.U., Mastin C.W.* Boundary-fitted coordinate systems for numerical solution of partial differential equations. A review // *J. Comput. Phys.* 1982. Vol. 47. P. 1–108.
29. *Fritts M.J., Meinhold M.J., von Kerczek C.H.* The calculation of nonlinear bow waves // *Proceedings of the 17th Symposium on Naval Hydrodynamics*, The Hague, Netherlands, 1988, P. 485–497.
30. *Farmer J., Martinelli L., Jameson A.* A Fourier method for solving nonlinear water-wave problems: application to solitary-wave interactions // *Journal of Fluid Mechanics*. 1993. Vol. 118. P. 411–443.
31. *Whitney J.C.* The numerical solution of unsteady free-surface flows by conformal mapping // *Proc. Second Inter. Conf. on Numer. Fluid Dynamics* (ed. M. Holt), Springer-Verlag, 1971, P. 458–462.
32. *Ovsyannikov L.V.* Dynamics of liquid continuum. *Trudy Inst. of Fluid Mechanics. Siberian Branch of Russian Academy of Science*. 15, 104–125, 1973
33. *Kano T., Nishida T.* Sur le ondes de surface de l'eau avec une justification mathématique des équations des ondes en eau peu profonde // *J. Math. Kyoto Univ. (JMKYAZ)*, 1979. 19–2. P. 335–370.
34. *Fornberg B.* A numerical method for conformal mapping. *SIAM // J. Sci. Comput.* 1980. Vol. 1. P. 386–400.
35. *Tanveer S.* Singularities in water waves and Rayleigh-Taylor instability // *Proc. R. Soc. Lond.* 1991. A435. P. 137–158.

36. *Tanveer S.* Singularities in the classical Rayleigh–Taylor flow: formation and subsequent motion // *Proc. R. Soc. Lond.* 1993. A441. P. 501–525.
37. *Chalikov D., Sheinin D.* Numerical simulation of surface waves based on equations of potential wave dynamics // *Proc. ONR, Ocean Waves Workshop.* 1994. Tucson, Arizona, 1994.
38. *Chalikov D., Sheinin D.* The Numerical Investigation of Wavenumber-Frequency Spectrum for 1-D Nonlinear Waves // *WMO/ISCU, CAS/JSC Working Group on Numerical Experimentation, Report #19. WMO/TD-No.592,* 1994.
39. *Chalikov D., Sheinin D.* Numerical investigation of wavenumber-frequency spectrum for 1-D nonlinear waves // *Ocean Sciences Meeting, Feb.21–25, San-Diego, CA. Abstract in: EOS, transactions (supplement), AGU, 75, #3, p.100,* 1994.
40. *Chalikov D., Sheinin D.* Numerical modeling of surface waves based on principal equations of potential wave dynamics // *Technical Note. NOAA/NCEP/OMB,* 1996. 54 p
41. *Chalikov D., Sheinin D.* Direct modeling of one-dimensional nonlinear potential waves // *Nonlinear Ocean Waves*, ed. W. Perrie, *Advances in Fluid Mechanics.* 1998. Vol. 17. P. 207–258.
42. *Sheinin D., Chalikov D.* Hydrodynamical modeling of potential surface waves // *Problems of hydrometeorology and environment on the eve of XXI century. Proceedings of international theoretical conference, St. Petersburg, June 24–25, 1999. St.-Petersburg, Hydrometeoizdat,* 2001, 305–337.
43. *Zakharov V.E., Dyachenko A.I., Vasilyev O.A.* New method for numerical simulation of a nonstationary potential flow of incompressible fluid with a free surface // *European Journ. of Mech, B/Fluids.* 2002. V. 21. P. 283–291.
44. *Zakharov V.E., Dyachenko A.I., Prokofiev A.O.* Freak waves as nonlinear stage of Stokes wave modulation instability // *European Journal of Mechanics, B/Fluids.* 2006. Vol. 25. P. 677–692.
45. *Dold J.W.* An efficient surface-integral algorithm applied to unsteady gravity waves // *Journal of Comp. Phys.* 1992. Vol. 103. P. 90–115.
46. *Crapper G.D.* Introduction to water waves. Wiley, Chichester, 1984. 224 p.
47. *Yuen H.C., Lake B.M.* Nonlinear dynamics of deep-water gravity waves // *Adv. in Appl. Mech.* 1982. Vol. 22. P. 67–229. doi: 10.1016/S0065-2156(08)70066-8
48. *Chalikov D., Sheinin D.* Modeling of Extreme Waves Based on Equations of Potential Flow with a Free Surface // *J. Comp. Phys.* 2005. Vol. 210. P. 247–273.
49. *Chalikov D.* Statistical properties of nonlinear one-dimensional wave fields // *Nonlinear Processes in Geophysics.* 2005. Vol. 12. P. 1–19.
50. *Agnon Y., Babanin A.V., Young I.R., Chalikov D.* Fine scale inhomogeneity of wind-wave energy input, skewness, and asymmetry // *Geophys. Res. Lett.* 2005. Vol. 32. doi: 10.1029/2005GL022701
51. *Chalikov D.* Numerical simulation of Benjamin–Feir instability and its consequences // *Physics of Fluid.* 2007. Vol. 19. 016602–15. doi: 10.1063/1.2432303
52. *Чаликов Д.В.* Статистика экстремальных ветровых волн // *Фундаментальная и прикладная гидрофизика.* 2009. № 3(5). С. 4–24.
53. *Chalikov D.* Freak waves: their occurrence and probability // *Physics of Fluids.* 2009. Vol. 21. 076602. doi: 10.1063/1.3175713
54. *Babanin A.V., Chalikov D., Young I.R., Saveliev I.* 2010 Numerical and laboratory investigation of breaking of steep two-dimensional waves in deep water // *Journal of Fluid Mechanics.* 2010. Vol. 644. P. 433–463. doi: 10.1017/S002211200999245X
55. *Galchenko A., Alexander V. Babanin, Dmitry Chalikov, I.R. Young.* Modulational instabilities and breaking strength for deep-water wave groups // *J. Phys. Oceanogr.* 2010. 40, No. 10, P. 2313–2324. doi: 10.1175/2010JPO4405.1
56. *Chalikov D., Babanin A.V.* Simulation of wave breaking in one-dimensional spectral environment // *Journal Phys. Ocean.* 2012. Vol. 42, N11. P. 1745–1761.
57. *Chalikov D.* Numerical modeling of sea waves (eBook). Springer, 2016. 330 p. doi: 10.1007/978-3-319-32916-1
58. *Beale J.T.* A convergent boundary integral method for three-dimensional water waves // *Math. Comput.* 2001. Vol. 70. P. 977–1029.
59. *Xue M., Xu H., Liu Y., Yue D.K.P.* Computations of fully nonlinear three-dimensional wave and wave–body interactions. I. Dynamics of steep three-dimensional waves // *Journal of Fluid Mechanics.* 2001. Vol. 438. P. 11–39.
60. *Grilli S., Guyenne P., Dias F.* A fully nonlinear model for three-dimensional overturning waves over arbitrary bottom // *Int. J. Num. Methods Fluids.* 2001. Vol. 35. P. 829–867.
61. *Clamond D., Grue J.* A fast method for fully nonlinear water wave dynamics // *Journal of Fluid Mechanics.* 2001. Vol. 447. P. 337–355.
62. *Clamond D., Fructus D., Grue J., Kristiansen O.* An efficient method for three-dimensional surface wave simulations. Part II: Generation and absorption // *J. Comp. Physics.* 2005. Vol. 205. P. 686–705. doi: 10.1016/j.jcp.2004.11.038

63. *Fructus D., Clamond D., Grue J., Kristiansen Ø.* An efficient model for three-dimensional surface wave simulations. Part I: Free space problems // *J. Comp. Phys.* 2005. Vol. 205. P. 665–685.
64. *Guyenne P., Grilli S.T.* Numerical study of three-dimensional overturning waves in shallow water // *Journal of Fluid Mechanics*. 2006. Vol. 547. P. 361–388.
65. *Fochesato C., Dias F., Grilli S.* Wave energy focusing in a three-dimensional numerical wave tank // *Proc. R. Soc. A*. 2006. 462. P. 2715–2735.
66. *Craig W., Sulem C.* Numerical simulation of gravity waves // *J. Comput. Phys.* 1993. Vol. 108. P. 73–83.
67. *Zakharov V.E.* Stability of periodic waves of finite amplitude on the surface of deep fluid // *J. Appl. Mech. Tech. Phys. JETF*. 1968. Vol. 2. P. 190–194.
68. *Grue J., Fructus D.* Model for fully nonlinear ocean wave simulations derived using fourier inversion of integral equations in 3D // *Advances in Numerical Simulation of Nonlinear Water Waves*. 2010. P. 1–42. doi: org/10.1142/9789812836502_0001
69. *Liu Y., Gou Y., Bin Teng. B., Shigeo Yoshida S.* An extremely efficient boundary element method for wave interaction with long cylindrical structures based on free-surface green's function // *Computation*. 2016. 4(3):36. doi: 10.3390/computation4030036
70. *Zheng Y.H., Shen Y.M., Ng C.O.* Effective boundary element method for the interaction of oblique waves with long prismatic structures in water of finite depth // *Ocean Engineering*. 2008. Vol. 35, Iss. 5–6. P. 494–502. doi: 10.1016/J.OCEANENG.2007.12.003
71. *Dommermuth D., Yue D.* A high-order spectral method for the study of nonlinear gravity Waves // *Journal of Fluid Mechanics*. 1987. Vol. 184. P. 267–288.
72. *West B., Brueckner K., Janda R., Milder M., Milton R.* A new numerical method for surface hydrodynamics // *Journal of Geophysical Research*. 1987. Vol. 92. P. 11803–11824.
73. *Tanaka M.* Verification of Hasselmann's energy transfer among surface gravity waves by direct numerical simulations of primitive equations // *Journal of Fluid Mechanics*. 2001. Vol. 444. P. 199–221.
74. *Toffoli A., Onorato M., Bitner-Gregersen E., Monbaliu J.* Development of a bimodal structure in ocean wave spectra // *Journal of Geophysical Research*. 2010. Vol. 115, Iss. C3. C03006. doi: 10.1029/2009JC005495
75. *Touboul J., Kharif C.* Two-dimensional direct numerical simulations of the dynamics of rogue waves under wind action // *Advances in Numerical Simulation of Nonlinear Water Waves*. 2010. P. 43–74.
76. *Ducrozet G., Bonnefoy F., Le Touzé D., Ferrant P.* 3-D HOS simulations of extreme waves in open seas // *Nat. Hazards Earth Syst. Sci.* 2007. Vol. 7. P. 109–122.
77. *Ducrozet G., Bingham H.B., Engsig-Karup A.P., Bonnefoy F., Ferrant P.* A comparative study of two fast nonlinear free-surface water wave models // *Int. J. Numer. Meth. Fluids*. 2012. P. 1818–1834.
78. *Chalikov D., Babanin A.V., Sanina E.* Numerical modeling of three-dimensional fully nonlinear potential periodic waves // *Ocean Dynamics*. 2014. Vol. 64, 10. P. 1469–1486.
79. *Chalikov D.* High-resolution numerical simulation of surface wave development under the action of wind // *Geophysics and Ocean Waves Studies* / eds. K.S. Essa et al. London: IntechOpen, 2020. doi: 10.5772/intechopen.92262
80. *Chalikov D.* Accelerated reproduction of 2-D periodic waves // *Ocean Dynamics*. 2021. 71(4). doi: 10.1007/s10236-021-01450-3
81. *Chalikov D.* A two-dimensional approach to the three-dimensional phase resolving wave modeling // *Examines Mar. Biol. Oceanogr.* 2021. 4(1). EIMBO.000576. doi: 10.31031/EIMBO.2021.04.000576
82. *Chalikov D.A.* 2D Model for 3D Periodic Deep-Water Waves. *J. Mar. Sci. Eng.* 2022, 10, 410. doi: 10.3390/jmse10030410
83. *Tolman H., Chalikov D.* On the source terms in a third-generation wind wave model // *J. Phys. Oceanogr.* 1996. No 11. P. 2497–2518.
84. *Chalikov D., Babanin A.V.* Parameterization of wave boundary layer // *Atmosphere*. 2019.
85. *Chalikov D., Rainchik S.* Coupled Numerical Modelling of Wind and Waves and the Theory of the Wave Boundary Layer. *Boundary-Layer Meteorol.* 2011. Vol. 138. P. 1–141. doi: 10.1007/s10546-010-9543-7
86. *Babanin A.V.* Breaking and dissipation of ocean surface waves. Cambridge University Press, 2011. 463 p.
87. *Babanin A., Chalikov D.* Numerical investigation of turbulence generation in non-Breaking potential waves // *Journal of Geophysical Research*. 2012. Vol. 117. C00J17. doi: 10.1029/2012JC007929

УДК 551.463.5

© А. А. Мольков^{1,2*}, 2022

¹Институт физики атмосферы им. А.М. Обухова РАН, 119017, Пыжевский пер., д. 3, г. Москва, Россия

²Институт прикладной физики РАН, 603950, ул. Ульянова, д. 46, г. Нижний Новгород, Россия

*E-mail: a.molkov@inbox.ru

КАЧЕСТВЕННЫЕ ОЦЕНКИ ВОЗМОЖНОСТИ ВОССТАНОВЛЕНИЯ ПРОФИЛЯ ВОЛНЕНИЯ ПО МОДЕЛЬНЫМ СТЕРЕОИЗОБРАЖЕНИЯМ КРУГА СНЕЛЛИУСА

Статья поступила в редакцию 02.09.2021, после доработки 15.12.2021, принята в печать 10.01.2022

Аннотация

На качественном уровне рассмотрены возможности использования оптических стереоизображений морской поверхности, зарегистрированных из-под воды, применительно к задаче дистанционной диагностики волнения. Задача реализована в численном эксперименте с использованием модели стереоизображения круга Снеллиуса (подводного изображения небосвода) для заданного рельефа морской поверхности. Проанализировано влияние параметров фотокамеры, геометрии наблюдения, освещения и волнения на качество построения карт диспаратности (смещения), необходимых для восстановления дальностей до визируемых элементов морской поверхности. Сформулированы рекомендации по методике проведения натурного эксперимента с целью апробации предложенного метода.

Ключевые слова: дистанционное зондирование, подводное видение, стереовидение, диспаратность, изображение морской поверхности, круг Снеллиуса, ветровое волнение, уклоны поверхности

© А. А. Мольков^{1,2*}, 2022

¹A.M. Obukhov Institute of Atmospheric Physics of the Russian Academy of Sciences, 119017, Pyzhevsky Per., 3, Moscow, Russia

²Institute of Applied Physics, Russian Academy of Sciences, 603950, Ulyanov Str., 46, Nizhny Novgorod, Russia

*E-mail: a.molkov@inbox.ru

QUALITATIVE ESTIMATION OF MODELED SNELL'S WINDOW STEREO IMAGERY FOR WIND WAVE PROFILE RETRIEVAL

Received 02.09.2021, revised 15.12.2021, accepted 10.01.2022

Abstract

On a qualitative level, the possibilities of using optical stereo images of the sea surface, registered from under the water, are considered in relation to the problem of remote diagnostics of waves. The task is implemented in a numerical experiment using a stereo image model of the Snell's window (underwater image of the sky) for a given relief of the sea surface. The influence of the camera parameters, observation geometry, illumination and excitement on the quality of constructing disparity maps, necessary to restore the distances to the sighted elements of the sea surface, is analyzed. Recommendations on the methodology of a full-scale experiment in order to test the proposed method are formulated.

Keywords: remote sensing, underwater imagery, stereo imagery, disparity, Snell's window, sea roughness, wind waves

1. Введение

Регистрация и обработка изображений морской поверхности является одним из самых результативных инструментов для восстановления характеристик волнения в широком диапазоне длин поверхностных волн [1–3]. Среди существующих методов особое внимание заслуживает стереофотограмметрический метод, основанный на синхронной регистрации участка взволнованной водной поверхности с помощью двух (или более) фотокамер и последующей обработке стереоизображений с использованием известных алгоритмов восстановления дальности до элементов поверхности через величину диспаратности [4–7].

Ссылка для цитирования: Мольков А.А. Качественные оценки возможности восстановления профиля волнения по модельным стереоизображениям круга Снеллиуса // Фундаментальная и прикладная гидрофизика. 2022. Т. 15, № 1. С. 33–47. doi: 10.48612/fpg/p112-6ptf-fh5r

For citation: Molkov A.A. Qualitative Estimation of Modeled Snell's Window Stereo Imagery for Wind Wave Profile Retrieval. *Fundamental and Applied Hydrophysics*. 2022, 15, 1, 33–47. doi: 10.48612/fpg/p112-6ptf-fh5r

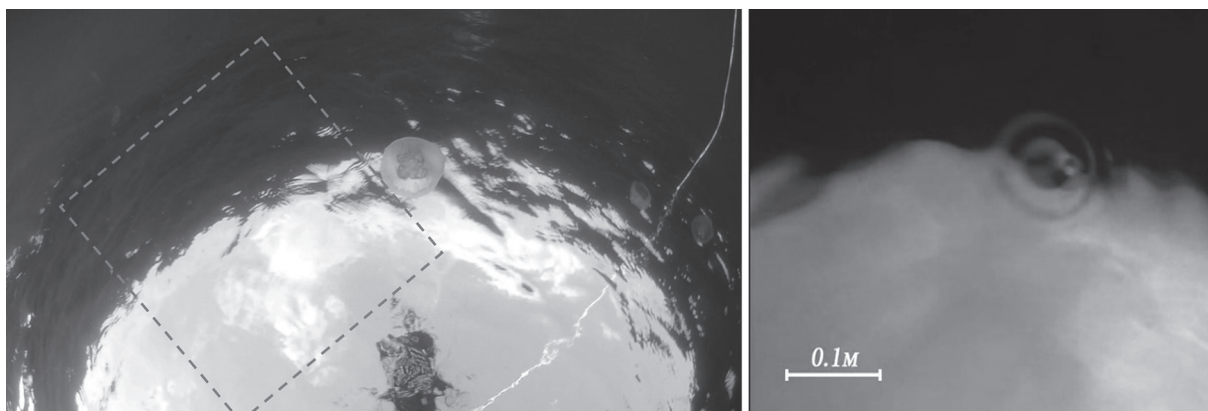


Рис. 1. Примеры проявления мелкомасштабного волнения вблизи границы круга Снеллиуса

Fig. 1. Examples of the small-scale wave manifestation near the boundary of the Snell's window

Под диспарантностью (параллаксом или смещением) понимается разница координат пикселей стереопары, соответствующих одному и тому же объекту. Согласно литературным данным, этот метод успешно работает при диагностике длинноволновой части ветрового волнения с длинами волн до десятков сантиметров. При этом для разрешения соответствующих волн в изображении должны присутствовать маркеры меньших масштабов, которыми выступают гравитационно-капиллярные и капиллярные волны. Более мелкомасштабных естественных маркеров на водной поверхности нет (обрушения не являются надежным маркером). Вместе с тем, при неблагоприятных условиях освещения или не оптимально выбранных параметрах наблюдения капиллярное волнение может быть трудно различимо. Однако даже самые мелкомасштабные волны с длинами порядка миллиметров могут стать высококонтрастным объектом в случае их наблюдения из-под воды под углами близкими к углу полного внутреннего отражения. В качестве примера на рис. 1 представлены изображения ветровой ряби (слева) и упавшей в воду капли дождя на границе круга Снеллиуса (справа) — подводного изображения небосвода [8].

В отсутствие волнения круг очерчивается набором лучей, падающих на морскую поверхность по касательной и испытывающих преломление под углом $\beta_{Sn} = \arcsin(1/m) \approx 48,75^\circ$ в соответствии с законом Снеллиуса (здесь $m \approx 1,33$ — показатель преломления воды). Видимая яркость изображения внутри круга зависит от оптических свойств воды и глубины размещения приемника. По мере приближения к границе круга коэффициент отражения Френеля R_f стремится к единице, а яркость преломленного света, пропорциональная $1 - R_f$, — к нулю. По этой причине изображение круга Снеллиуса представляет собой светлое пятно на темном фоне. Волнение меняет локальный уклон поверхности, приводя к резким вариациям коэффициента отражения Френеля вблизи границы круга Снеллиуса. Соответствующие алгоритмы восстановления параметров волнения (дисперсии уклонов и спектра уклонов) путем статической обработки серии изображений круга Снеллиуса представлены в [9, 10]. Эффективность и точность этих алгоритмов при применении в реальных условиях пока еще до конца не установлены, но две особенности имеют место. Первая особенность заключается в использовании моделей, а значит и приближений при создании рассматриваемых алгоритмов (например, пренебрежение возвышениями поверхности при расчете подводного светового поля, пренебрежение эффектом затенения и др.). Вторая особенность связана с необходимостью обработки массива изображений высокого разрешения (для различения мелкомасштабного волнения), что является ресурсно-затратным процессом. Метод стереонаблюдения лишен этих трудностей и поэтому успешно применяется в широком ряде задач, и в том числе при наблюдении морской поверхности. По этой причине определенный интерес вызывает исследование применимости этого метода для визирования морской поверхности снизу, из-под воды. В такой постановке задача решается впервые. Поэтому ввиду отсутствия натурных изображений предварительная оценка возможностей метода достигается путем анализа модельных изображений круга Снеллиуса, полученных с использованием новой дополненной модели круга Снеллиуса и детерминированного волнения в пренебрежении эффектами рассеяния света в воде. В работе приводятся: модель стереоизображения круга Снеллиуса, примеры расчета стереоизображений и карт диспарантности в зависимости от геометрии наблюдения и ряда параметров камеры, волнения и освещения, а также рекомендации по практической реализации метода.

2. Методы и подходы

2.1. Допущения

Моделирование реалистичных и в то же время математически точных подводных изображений является трудной и затратной по времени задачей, которая при всей внимательности к “деталям” может быть решена только при целом ряде допущений. В зависимости от приложения некоторые из допущений могут быть не важны, а некоторые — принципиально необходимы. Определение и тех и других путем предварительного анализа предшествующих работ по подводному видению одновременно с особенностями стереовидения в машинном зрении видится разумным оптимизирующим шагом, с которого необходимо начать построение модели стереоизображения круга Снеллиуса.

Будем считать, что стереоизображения морской поверхности формируются путем одновременной регистрации углового распределения яркости нисходящего света с помощью двух идентичных синхронизованных идеальных фотоаппаратов с известными характеристиками. Под идеальными понимаются фотоаппараты, в которых отсутствуют собственные шумы, дисторсия объективов пренебрежимо мала, внутренняя и внешняя калибровка стереосистемы, равно как и ректификация изображений не требуются (см., например, [7]). Сделанные упрощения позволяют пропустить ряд этапов, обязательных при обработке натуральных стереоизображений, и подойти непосредственно к процедуре вычисления карт диспарантности, необходимых для восстановления дальности до визируемых элементов морской поверхности.

В настоящий момент существует целый набор методов расчета диспарантности, отличающихся точностью, скоростью и принципом действия (см., например, их сравнительный анализ в [11]). Поиск оптимального метода особенно важен в приложениях машинного зрения, где требуется непрерывная оценка дальностей до объектов в режиме реального времени. Цель настоящего исследования иная, а именно оценка принципиальных возможностей применения стереоизображений круга Снеллиуса для восстановления параметров волнения. По этой причине мы ограничились применением одного широко распространенного метода поиска, а именно Semi-Global Matching (SGM) [12], обеспечивающего компромисс между качеством результатов и временем вычислений. Основными факторами, препятствующими качественному восстановлению карт диспарантности, являются протяженные монотонные области и резкие изменения яркости (разрывы). И те и другие в достаточном количестве присутствуют за границей круга Снеллиуса при малой освещенности, например, в вечернее время (рис. 1, б), или в центральной части круга при малом градиенте яркости неба и малых вариациях коэффициента отражения Френеля (рис. 1, а). Учитывая сказанное, оптимальным кажется участок поверхности вблизи границы круга Снеллиуса, где есть заметный градиент яркости неба и достаточная освещенность нижней стороны морской поверхности за пределами круга. Примером такой области может служить область внутри прямоугольника, отмеченного пунктиром на рис. 1, а.

Внутри рассматриваемой области отчетливо детектируются средне-размерные участки с квазиоднородной на первый взгляд яркостью, а при близком рассмотрении — с уникальной мелкомасштабной насечкой, формируемой капиллярным волнением. Именно благодаря ее наличию рассмотренные методы поиска соответствий приводят в конечном счете к успешному разрешению в рельефе морской поверхности более длинноволновой части волнения, а именно гравитационно-капиллярной. Последняя в свою очередь является маркером для разрешения еще более длинноволновой части волнения и т.д. [7].

Очевидно, что в численном эксперименте качество воссоздания изображений, подобных выделенному фрагменту на рис. 1, а, и с учетом изложенного выше, зависит от детализации рельефа моделируемой морской поверхности. Традиционно для этого применяется суперпозиция плоских волн с детерминированной амплитудой, определяемой по спектру волнения, и случайной фазой. Чем более короткие волны участвуют в формировании волнения, тем более ресурсно-затратным становится расчет. При этом к результатам моделирования остаются традиционные вопросы типа недостаточной «остроты» волнения. Одновременно с этим, необходимость исследования стереоизображений в зависимости от целого набора параметров, а значит необходимость моделирования большого количества изображений высокого разрешения, исключила указанный подход моделирования волнения. Альтернативный вариант заключался в следующем.

2.2. Модель волнения

Основной рельеф поверхности зададим одиночной синусоидальной волной — волной зыби с перестраиваемыми в ходе экспериментов параметрами (амплитудой и длиной волны) и распространяющейся вдоль той же координатной оси, вдоль которой расположены оптические приемники.



Рис. 2. Пример текстуры для создания мелкомасштабных неоднородностей на морской поверхности (слева) и ее крупный план (справа)

Fig. 2. An example of a texture for creating small-scale irregularities on the sea surface (left) and its close-up view (right)

Изображение упавшей в воду капли дождя на рис. 1, б подтолкнуло к идее падающих в воду объектов различных масштабов, генерирующих расходящиеся цилиндрические волны различной интенсивности, длины, крутизны. По этой причине поле неоднородностей средних масштабов воссоздадим набором цилиндрических волн, произвольно раскиданных по заданной координатной сетке и не меняющих положения от эксперимента к эксперименту. Протяженность области распространения каждой волны задаем экспоненциальным законом затухания.

Наиболее мелкомасштабные неоднородности создадим путем оцифровки и масштабирования слабо неоднородной (по яркости) мелкомасштабной текстуры, представленной на рис. 2. Подобные текстуры традиционно используются в системах рендеринга при визуализации объектов для придания им реалистичности. Полученный результат схож с моделированием двумерного белого шума, интенсивность которого должна быть значительно меньше, чем амплитуда неоднородностей средних масштабов. Допустимость предложенного подхода определяется тем, что, как уже отмечалось выше, в стереонаблюдении морской поверхности самое мелкомасштабное волнение является необходимым элементом для восстановления более длинноволновой части. Следовательно, при пересчете восстановленного рельефа в спектр возвышений, последний будет определен на спектральном интервале, не содержащем наиболее короткую часть волнения, что и упрощает требования к ее моделированию.

2.3. Модель изображения круга Снеллиуса с учетом восходящего светового потока

Рассмотрим мгновенный профиль случайной реализации взволнованной водной поверхности, освещенной неполяризованным светом: сверху — светом небосвода, снизу — восходящим из водной толщи светом (рис. 3). Угловое распределение яркости небосвода и водной толщи определим функциями $L_i^\downarrow(\mathbf{n}_i^\downarrow)$ и $L_i^\uparrow(\mathbf{n}_i^\uparrow)$ соответственно, где \mathbf{n}_i^\downarrow и \mathbf{n}_i^\uparrow — горизонтальные компоненты единичных векторов падающего на морскую поверхность света сверху и снизу соответственно, Ω_i^\downarrow и Ω_i^\uparrow . Рельеф поверхности характеризуем функцией возвышений $z = \zeta(\mathbf{r}_0)$ и вектором уклонов $\boldsymbol{\eta} = \mathbf{N}_\perp(\mathbf{r}_0)$, который представляет собой горизонтальную составляющую единичной нормали (\mathbf{N}) к поверхности S в точке $\mathbf{r}_\Sigma = \mathbf{r}_0 + \zeta(\mathbf{r}_0) \mathbf{e}_z$ и связан с функцией ее возвышений соотношением $\boldsymbol{\eta} = \eta_x \mathbf{x}_0 + \eta_y \mathbf{y}_0 = -\Delta \zeta (\mathbf{e}_z - \text{единичный орт оси } z, \mathbf{r}_0 - \text{радиус вектор проекции точки } \mathbf{r}_\Sigma \text{ на плоскость } z = 0)$. Оптические свойства воды задаем показателем преломления m и ослабления s . Зависимостью этих показателей от длины волны света, температуры и солености воды пренебрегаем.

Считаем, что изображение поверхности формируется с помощью оптического приемника, расположенного в точке \mathbf{r}_c на глубине Z_c и регистрирующего угловое распределение яркости приходящего от поверхности света $L(\mathbf{n})$. Расчет яркости производим в универсальной форме через яркость света на границе раздела и функцию Грина [14], используя ее простейшую модель, полностью игнорирующую вклад рассеянного водой света. В этом приближении мы считаем восходящий поток не результатом многократного рассеяния нисходящего потока света, а считаем его детерминированным и не испытывающим рассеяние. В частности, полагая глубину бесконечной (влияние дна отсутствует) угловое распределение яркости

восходящего потока считаем изотропным (см. формулы ниже). Такой подход позволяет создать нам подводный источник света, необходимый для освещения морской поверхности снизу, значительно упростить математические выкладки и ускорить численный счет.

Далее, применяя часто используемое в задачах оптики взволнованной водной поверхности эффективное граничное условие для яркости на плоскости $z = 0$, игнорирующее влияние возвышений поверхности на структуру светового поля под поверхностью, и, оставляя в стороне математические выкладки, приходим к следующему набору формул для углового распределения яркости изображения круга Снеллиуса $L(\mathbf{n})$ как функции горизонтальной компоненты \mathbf{n} единичного вектора Ω , характеризующего направление распространения света в воде (рис. 4):

$$L(\mathbf{n}) = L_{sky}(\mathbf{n}) + L_{water}(\mathbf{n}), \quad (1)$$

где

$$L_{sky}(\mathbf{n}) = L_{sky}|_{z=0} \left(-\mathbf{n}Z / \sqrt{1-n^2}, \mathbf{n} \right) \exp \left\{ -cZ / \sqrt{1-n^2} \right\} \quad (2)$$

— яркости преломленного водной поверхностью света неба,

$$L_{sky}|_{z=0}(\mathbf{r}_0, \mathbf{n}) = m^2 \left(1 - R_F^\downarrow(\alpha_i^\downarrow(\mathbf{r}_0, \mathbf{n})) \right) L_i^\downarrow(\mathbf{n}_i^\downarrow(\mathbf{r}_0, \mathbf{n})) \quad (3)$$

— яркость преломленного света на границе раздела $z = 0$ в точке $\mathbf{r}_0 = -\mathbf{n}Z / \sqrt{1-n^2}$,

$$R_F^\downarrow(\alpha_i^\downarrow) = \frac{1}{2} \left[\left(\frac{\sqrt{1-\alpha_i^{\downarrow 2}} - \sqrt{m^2 - \alpha_i^{\downarrow 2}}}{\sqrt{1-\alpha_i^{\downarrow 2}} + \sqrt{m^2 - \alpha_i^{\downarrow 2}}} \right)^2 + \left(\frac{\sqrt{1-\alpha_i^{\downarrow 2}} - m^{-2} \sqrt{m^2 - \alpha_i^{\downarrow 2}}}{\sqrt{1-\alpha_i^{\downarrow 2}} + m^{-2} \sqrt{m^2 - \alpha_i^{\downarrow 2}}} \right)^2 \right] \quad (4)$$

— коэффициент отражения Френеля для неполяризованного света,

$$\alpha_i^\downarrow(\mathbf{r}_0, \mathbf{n}) = \sin^2 \vartheta_i^\downarrow = m \sqrt{1 - \left(\sqrt{1-n^2} \sqrt{1-\eta(\mathbf{r}_0)^2} - \mathbf{n} \eta(\mathbf{r}_0) \right)^2} \quad (5)$$

— синус локального угла падения, выражаемый через локальный уклон $\eta(\mathbf{r}_0)$ и направление преломленного света \mathbf{n} ,

$$L_i^\downarrow(\mathbf{n}_i^\downarrow(\mathbf{r}_0, \mathbf{n})) = L_i^{\downarrow 0} \frac{1 + 2\sqrt{1-n_i^{\downarrow 2}}(\mathbf{r}_0, \mathbf{n})^2}{3} \quad (6)$$

— угловое распределение яркости по небосводу при сплошной облачности ($L_i^{\downarrow 0}$ — яркость небосвода в зените),

$$\mathbf{n}_i^\downarrow(\mathbf{r}_0, \mathbf{n}) = \frac{m}{1+\eta^2} \left[\mathbf{n} + \sqrt{1-n^2} \eta + \eta \sqrt{\frac{1+\eta^2}{m^2} - \left(\mathbf{n} + \sqrt{1-n^2} \eta \right)^2} \right] \quad (7)$$

— горизонтальная компонента единичного вектора, падающего сверху на морскую поверхность света Ω_i^\downarrow .

Аналогичный набор формул имеет место для второго слагаемого (1), определяющего вклад в яркость круга Снеллиуса от переотраженного поверхностью восходящего из водной толщи светового потока:

$$L_{water}(\mathbf{n}) = L_{water}|_{z=0} \left(-\mathbf{n}Z / \sqrt{1-n^2}, \mathbf{n} \right) \exp \left\{ -cZ / \sqrt{1-n^2} \right\} \quad (8)$$

где

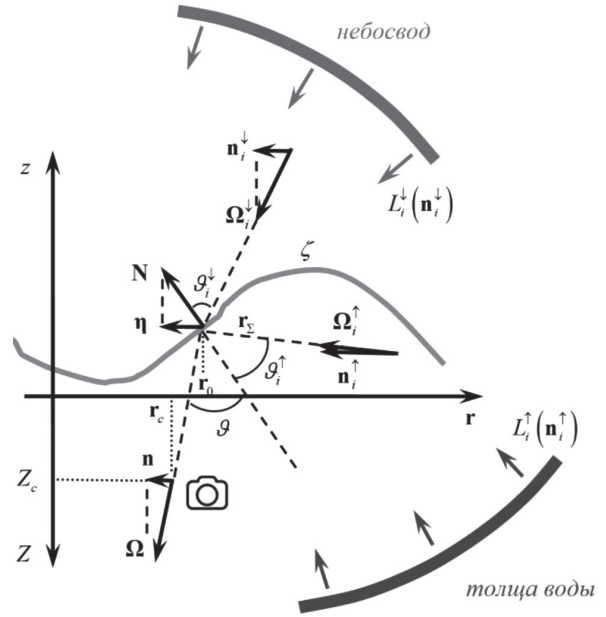


Рис. 3. Графическая схема, поясняющая формирование изображения круга Снеллиуса светом неба и светом водной толщи, переотраженным морской поверхностью в нижнюю полусферу

Fig. 3. A graphical diagram explaining the formation of the Snell's window image by the light of the sky and the light of the water column reflected by the sea surface into the lower hemisphere

$$L_{water}|_{z=0}(\mathbf{r}_0, \mathbf{n}) = R_F^\uparrow(\alpha_i^\uparrow(\mathbf{r}_0, \mathbf{n})) L_i^\uparrow(\mathbf{n}_i^\uparrow(\mathbf{r}_0, \mathbf{n})) \quad (9)$$

— яркость отраженного восходящего света на границе раздела $z = 0$ в точке $\mathbf{r}_0 = -\mathbf{n}Z / \sqrt{1-n^2}$,

$$R_F^\uparrow(\alpha_i^\uparrow) = \frac{1}{2} \left[\left(\frac{m\sqrt{1-\alpha_i^{\uparrow 2}} - \sqrt{1-m^2\alpha_i^{\uparrow 2}}}{m\sqrt{1-\alpha_i^{\uparrow 2}} + \sqrt{1-m^2\alpha_i^{\uparrow 2}}} \right)^2 + \left(\frac{\sqrt{1-\alpha_i^{\uparrow 2}} - m\sqrt{1-m^2\alpha_i^{\uparrow 2}}}{\sqrt{1-\alpha_i^{\uparrow 2}} + m\sqrt{1-m^2\alpha_i^{\uparrow 2}}} \right)^2 \right] \quad (10)$$

— коэффициент отражения Френеля для неполяризованного света,

$$\alpha_i^\uparrow(\mathbf{r}_0, \mathbf{n}) = \sin \vartheta_i^\uparrow = \sqrt{1 - \left(\sqrt{1-n^2} \sqrt{1-\eta(\mathbf{r}_0)^2} - \mathbf{n} \boldsymbol{\eta}(\mathbf{r}_0) \right)^2} \quad (11)$$

— синус локального угла падения,

$$L_i^\uparrow(\mathbf{n}_i^\uparrow(\mathbf{r}_0, \mathbf{n})) = L_i^{\uparrow 0} \quad (12)$$

— изотропное угловое распределение яркости водной толщи,

$$\mathbf{n}_i^\uparrow(\mathbf{r}_0, \mathbf{n}) = \frac{1}{1+\eta^2} \left[\mathbf{n} + \sqrt{1-n^2} \boldsymbol{\eta} + \boldsymbol{\eta} \sqrt{1+\eta^2 - \left(\mathbf{n} + \sqrt{1-n^2} \boldsymbol{\eta} \right)^2} \right] \quad (13)$$

— горизонтальная компонента единичного вектора, падающего снизу на морскую поверхность света $\boldsymbol{\Omega}_i^\uparrow$.

На практике вместо переменной \mathbf{n} в формуле (1) и далее удобнее использовать цилиндрические координаты (ϑ, φ, z) и декартовы координаты (x, y, z) , связанные соотношениями:

$$n_x = -x / \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}, \quad n_y = -y / \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}, \quad (14)$$

$$\vartheta = \arcsin(n), \quad \varphi = \operatorname{tg}(n_y/n_x). \quad (15)$$

Приведенный набор формул описывает угловое распределение яркости нисходящего от поверхности света, источниками которого служат свет неба и свет водной толщи, обратно рассеянный поверхностью в нижнюю полусферу.

2.4. Модель стереоизображения круга Снеллиуса

В настоящей работе мы рассмотрим одну из возможных схем подводного наблюдения. Для упрощения ее схематичное представление выполнено на примере плоскости xz (рис. 5). Считаем, что две камеры расположены в плоскости xz на одной глубине Z_c на удалении (базе) b друг от друга в направлении оси x , совпадающей с направлением распространения волнения. Камеры ориентированы под углом β к вертикальной оси и имеют поле зрения, определяемое углом 2α . Фокусное расстояние камер принимаем равным f , размер матрицы — $m_x \times m_y$, разрешение матрицы — $p_x \times p_y$, кроп-фактор — s . Первая камера визирует участок поверхности протяженностью A_1B_1 , вторая — A_2B_2 . Протяженность участка, перекрываемого обеими камерами, обозначим через A_2B_1 . Рассмотрим на нем произвольную точку D , положение которой на первой матрице характеризуем парой координат (u_1, v_1) , на второй — (u_2, v_2) . Связь между направлением на визируемый элемент морской поверхности и его координатами (в пикселях) на изображении следует из геометрии на рис. 4.

$$u_i = \frac{p_x}{m_x} \left(\frac{m_x}{2} - f \tan(\vartheta_i - \beta) \right), \quad (16)$$

$$v_i = \frac{p_y}{m_y} \left(\frac{m_y}{2} + f \frac{\tan(\varphi_i)}{\cos(\vartheta_i - \beta)} \right). \quad (17)$$

Расчеты, выполненные по формулам (1)–(17), формируют основу расчета стереоизображения круга Снеллиуса. Разницу между координатами одного и того же элемента изображений принимаем за искомую диспаратность d .

2.5. Моделирование

Процесс моделирования стереоизображений круга Снеллиуса осуществлялся пошагово. Первоначально определялись внутренние параметры камеры на примере типовой зеркальной камеры Nikon D5100 с объ-

ektivом Nikkor 18–55 мм по причине ее регулярного использования нами в натурных измерениях: $2\alpha = 60^\circ$, $f = 25$ мм, $m_x \times m_y = 23,6 \times 15,8$ мм, $p_x \times p_y = 2144 \times 1424$ пикселей, $s = 1,5$. Далее задавались параметры воды (показатели ослабления и преломления) и внешние параметры камеры: глубина погружения Z_c м и угол наклона β относительно вертикали (см. значения в табл. 1). Последний чаще всего определялся значением $\beta = \beta_{Sn} - 10^\circ$, что позволяло получить в кадре участок поверхности примерно одинаковой протяженности относительно границы круга Снеллиуса. Третьим шагом вычислялись границы визируемого участка в декартовых координатах и задавалась равномерная сетка с разрешением $p_x \times p_y$. На заданной координатной сетке рассчитывался рельеф морской поверхности, причем положение цилиндрических волн всегда было фиксировано, а параметры зыби от эксперимента к эксперименту менялись между двумя вариантами значений, обеспечивающих не только разный масштаб волн, но и их крутизну (см. табл. 1). Далее рельеф пересчитывался в поле уклонов $\eta(\mathbf{r})$, которое в свою очередь использовалось для построения по формуле (1) угловых распределений видимой яркости поверхности, «регистрируемых» каждой камерой. Последним шагом осуществлялся расчет стереоизображений круга Снеллиуса по формулам (16) и (17).

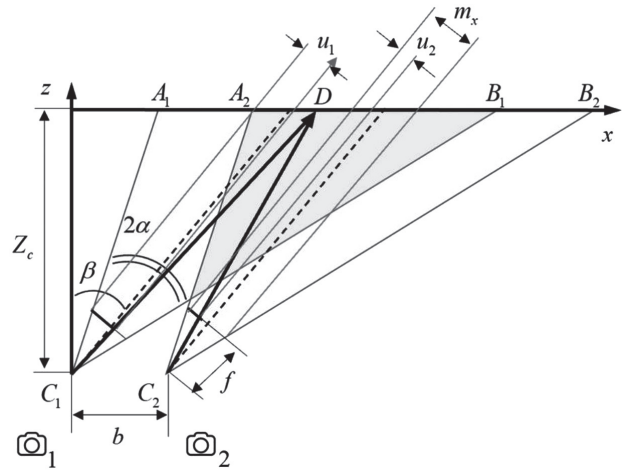


Рис. 4. Геометрия наблюдения морской поверхности подводной стереосистемой

Fig. 4. Geometry of the sea surface observation by an underwater stereo system

Таблица 1
Table 1

Основные параметры задачи и их значения
The main parameters and its values

Внутренние параметры камеры				
Угол зрения	30°; 60°			
Фокусное расстояние	50 мм; 25 мм			
Размер матрицы	23,6 × 15,8 мм			
Разрешение	2144 × 1424			
Кроп-фактор	1,5			
Внешние параметры стерео системы				
Глубина расположения	2 м; 5 м			
Стереο база	0,05 м; 0,2 м; 0,5 м			
Наклон камеры от вертикали	38,75°; 58,75°			
Параметры волнения				
Синусοидальная волна	Амплитуда, м	Длина, м	Наклон, °	
	0,06	1	20	
	0,006	0,3	8	
Цилиндрические волны	Амплитуда, м	Длина, м	Наклон, °	
	№ 1	0,031	0,314	19
	№ 2	0,019	0,128	27
	№ 3	0,075	0,251	45
	№ 4	0,013	0,251	10
	№ 5	0,036	0,180	18
	№ 6	0,006	0,063	17
	№ 7	0,013	0,063	33
	№ 8	0,017	0,042	53
	№ 9	0,013	0,126	18
	№ 10	0,013	0,063	33
№ 11	0,189	0,628	44	

Цилиндрические волны	Амплитуда, м	Длина, м	Наклон, °
№ 12	0,025	0,084	46
№ 13	0,075	0,251	43
№ 14	0,126	0,251	57
№ 15	0,126	0,628	33
Оптические свойства воды			
Показатель преломления	1,33 1/м		
Показатель ослабления	0,33 1/м		
Параметры метода поиска диспарантности			
Метод	Semi-Global Matching (SGM)		
Диапазон вариаций диспарантности	128		
Окно поиска	5 пикселей		

В качестве примера на рис. 5 представлен результат расчета изображений с учетом текстуры (мелкомасштабного волнения) и без нее.

3. Результаты и обсуждение

3.1. Угловые распределения видимой яркости поверхности

Представление результатов стоит начать с рассмотрения примеров расчета видимой яркости поверхности по формуле (1) для двух глубин 2 м (рис. 6) и 5 м (рис. 7) при разных параметрах зыби. Сплошной дугой отмечена граница невозмущенного круга Снеллиуса. По осям отложены зенитный и азимутальный углы.

Относительно небольшой формат представленных изображений не позволяет разглядеть мелкие детали в структуре изображений, но его вполне достаточно, чтобы увидеть различия в яркостях наиболее протяженных элементов и изменении формы средних по размеру светлых и темных пятен (сопоставлены пунктирными линиями-стрелками), физика которых пояснялась в начале работы, вплоть до их практически полного исчезновения (сопоставлены сплошными линиями-стрелками). Подобные пары изображений использовались для построения карт диспарантности и оценки их качества в зависимости от вариаций параметров задачи.

3.2. Карты диспарантности и их изменчивость при вариациях стереобазы

Рассмотрим результаты расчета карт диспарантности на примере двух вариантов волнения (параметры указаны на рис. 7 и 8) при трех значениях стереобазы — 0,05 м, 0,2 м, 0,5 м и двух значениях глубины 2 м (рис. 7) и 5 м (рис. 8). Шкала диспарантности представлена в пикселях. Видно, что при меньшей глубине и малой стереобазе порядка трети площади карты не имеет разрывов, в структуре прослеживаются расходящиеся цилиндрические волны. С увеличением базы качество карты падает, появляется множество разрывов. Ситуация от части становится лучше на большей глубине. Здесь при малой стереобазе отчетливо прослеживается структура зыби и наиболее крупных цилиндрических волн, хотя вариации диспарантности не велики. С увеличением базы увеличивается количество пропусков в карте, теряется информация о цилиндрических волнах, но растут вариации диспарантности, связанные с зыбью. На практике, используя специальные алгоритмы постфильтрации карт, устраняющиеся разрывы, профиль волны зыби может быть восстановлен достаточно детально. При дальнейшем увеличении стереобазы количество разрывов продолжает расти, а корректные вариации диспарантности наблюдаются при больших дальностях, что сохраняет возможность восстановления параметров зыби по удаленной области изображения. Для получения корректных значений диспарантности на малых дальностях потребуется повторная процедура поиска соответствий при больших вариациях диспарантности (256 или 512), которая может потребовать значительного увеличения времени счета.

3.2.1. Карты диспарантности и их изменчивость при вариациях фокусного расстояния (угла обзора)

Согласно теории стереовидения диспарантность линейно растет пропорционально произведению стереобазы и фокусного расстояния [15]. В связи с этим и на основании полученных сведений о влиянии стереобазы, кажется интересным оценить влияние вариаций фокусного расстояния. Рассмотрим случай двукратного увеличения фокусного расстояния, сопровождающегося обужением поля зрения до 30° против

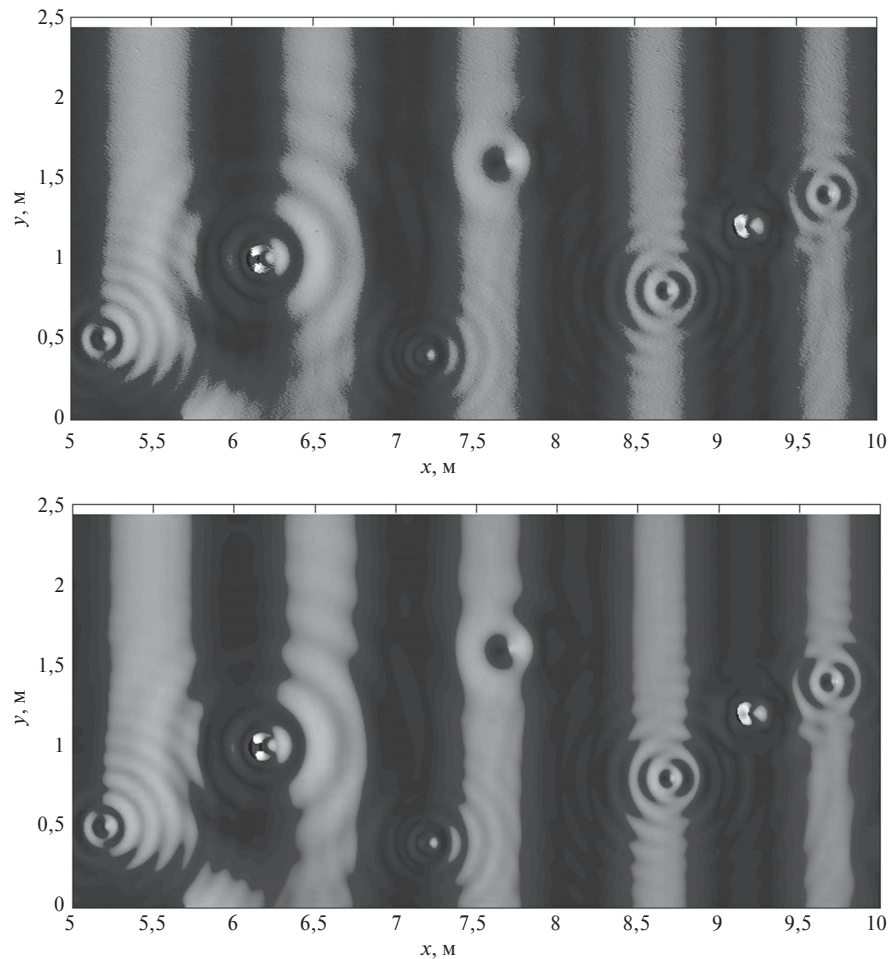


Рис. 5. Пример расчета изображений морской поверхности с учетом мелкомасштабных неоднородностей (вверху) и без них (внизу)

Fig. 5. An example of the simulated sea surface relief with small-scale irregularities (above) and without them (below)

60° ранее. Пунктирные прямоугольники на представленных ранее изображениях круга Снеллиуса (рис. 7 и 8) демонстрируют насколько обузился визируемый участок поверхности. Детальные изображения этих участков представлены в верхних рядах на рис. 9 и 10. Сравнение карт диспарантности с предшествующими на рис. 7 и 8 позволяет заключить, что вариации диспарантности действительно выросли в два раза. Наблюдаемый рост наиболее полезен с точки зрения повышения детализации восстанавливаемого рельефа морской поверхности при ее наблюдении с большей глубины при маленькой стереобазе. При среднем значении стереобазы значения диспарантности при малых углах визирования, т.е. при малой дальности (внутри границы круга Снеллиуса) уходят в ограничения. Одновременно с этим при больших дальностях становятся различимы как волны наиболее короткой зыби, так и цилиндрические волны (правый рисунок для случая $b = 0,2$ м). При большей стереобазе карта диспарантности сильно зашумлена и разрывна, а потому вряд ли окажется полезной при решении обратной задачи.

3.2.2. Карты диспарантности в зависимости от мелкомасштабной составляющей волнения

Рассмотрим влияние мелкомасштабной части волнения, не традиционно смоделированной в виде белого шума, на качество расчета карт диспарантности на примере двух вариантов зыби, двух глубин и двух значений стереобаз (рис. 11 и 12). Не трудно видеть, что при большей глубине и малой стереобазе в структуре карты, построенной без учета мелкомасштабного волнения, присутствует большее количество шумов и отсутствует информация о цилиндрических волнах (рис. 11, ряды 2 и 3). При меньшей глубине ситуация обратная (рис. 12, ряды 2 и 3). При большей стереобазе в обоих случаях лучшее качество карт диспарантности наблюдается в случае пренебрежения мелкомасштабным волнением. Восстанавливаемые карты содержат

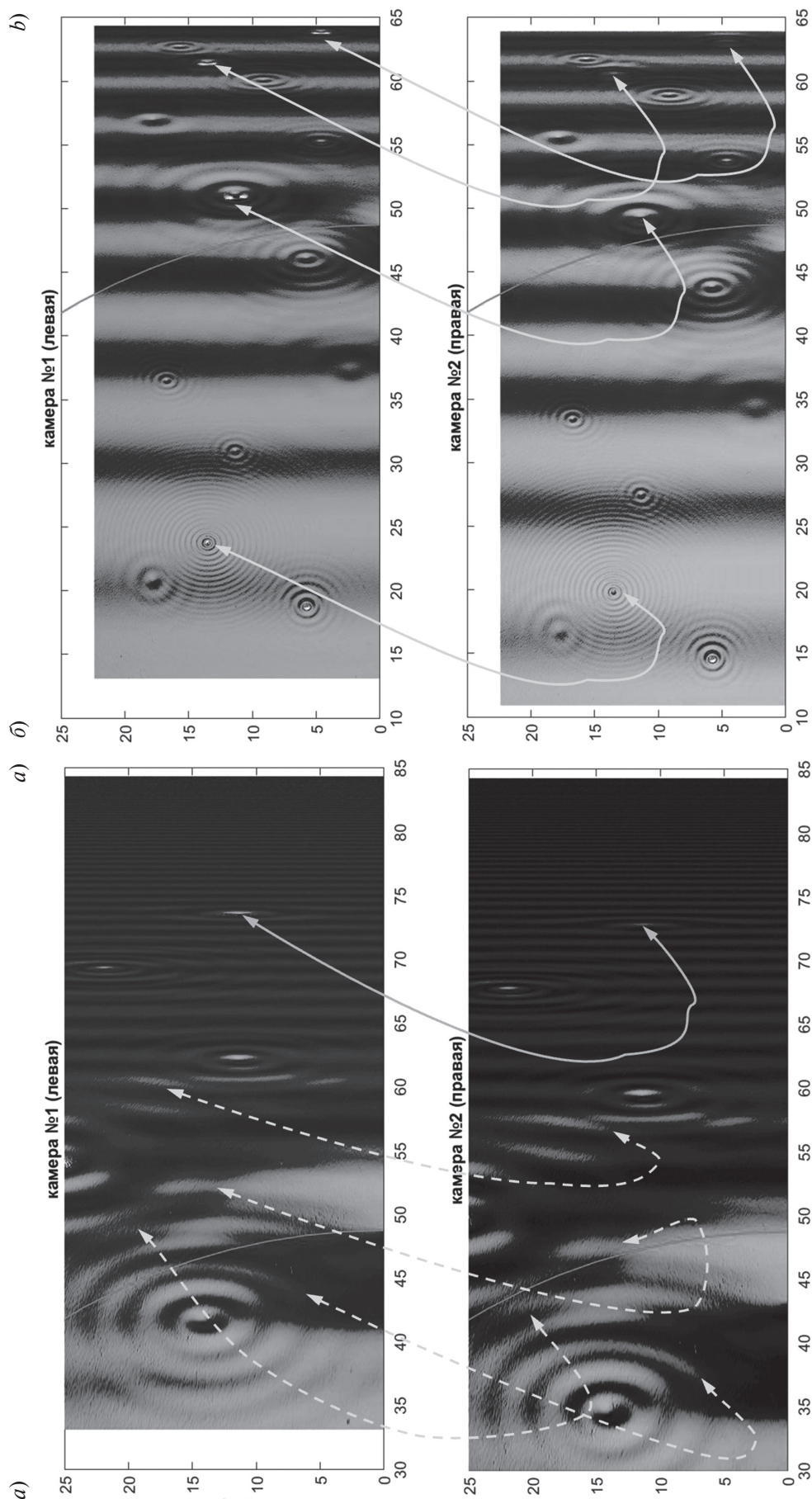


Рис. 6. Угловые распределения яркости морской поверхности вблизи границы круга Снеллиуса, визуруемые каждой из камер, с двух глубин — 2 м (а) и 5 м (б) при различных параметрах зыби и ориентировании камер: а — глубина 2 м, стереобаза 0,2 м, длина волны зыби — 0,3 м, амплитуда 0,02 м, угол наклона камеры от вертикали — 58,75°; б — глубина 5 м, стереобаза 0,2 м, длина волны зыби — 1 м, амплитуда 0,06 м, угол наклона камеры от вертикали — 38,75°

Fig. 6. Angular distributions of the sea surface radiance near the Snell's window, as seen by each of the cameras, from two depths — 2 m (a) and 5 m (b) with different swell parameters and camera orientation. а — depth is 2 m, stereo base is 0.02 m, swell amplitude is 0.02 m, swell wavelength is 0.3 m, camera inclination from zenith is 58.75°; б — depth is 5 m, stereo base is 0.2 m, swell wavelength is 1 m, swell amplitude is 0.06 m, camera inclination from zenith is 38.75°

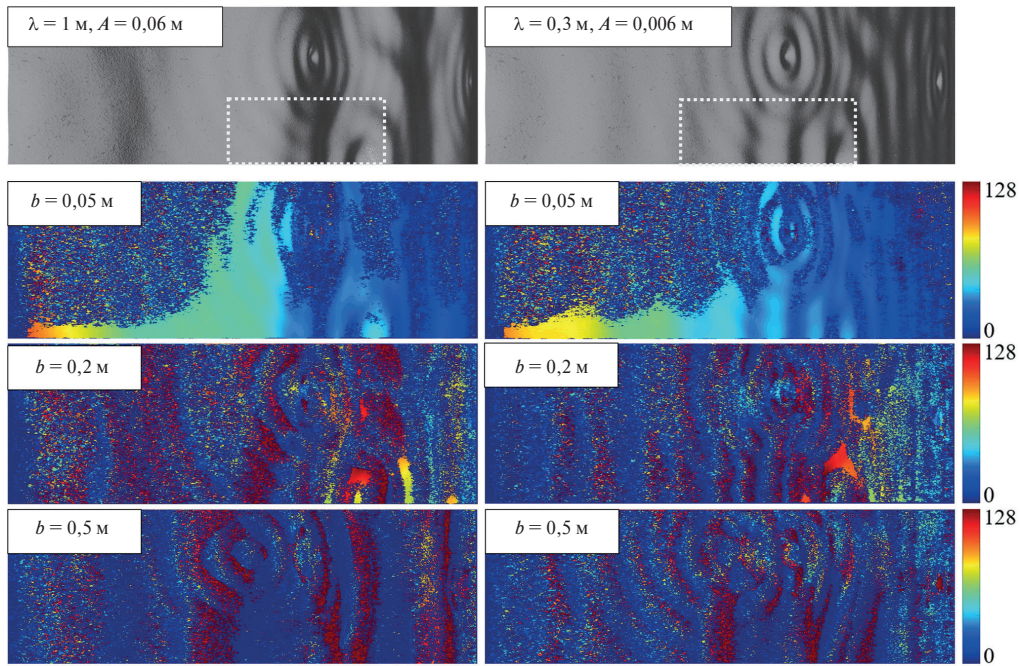


Рис. 7. Результат расчета изображений круга Снеллиуса (верхний ряд) и карт диспарантности для глубины 2 м, поля зрения 60°, трех значений стереобазы b (значения указаны на рисунке) и двух вариантов зыби (параметры указаны на рисунке). Шкала диспарантности представлена в пикселах

Fig. 7. The result of calculating the Snell's window images (top row) and disparity maps for a depth of 2 m, a field of view of 60°, three values of the stereo base (values are shown in the figure) and two swell options (parameters are shown in the figure). The disparity scale is presented in pixels

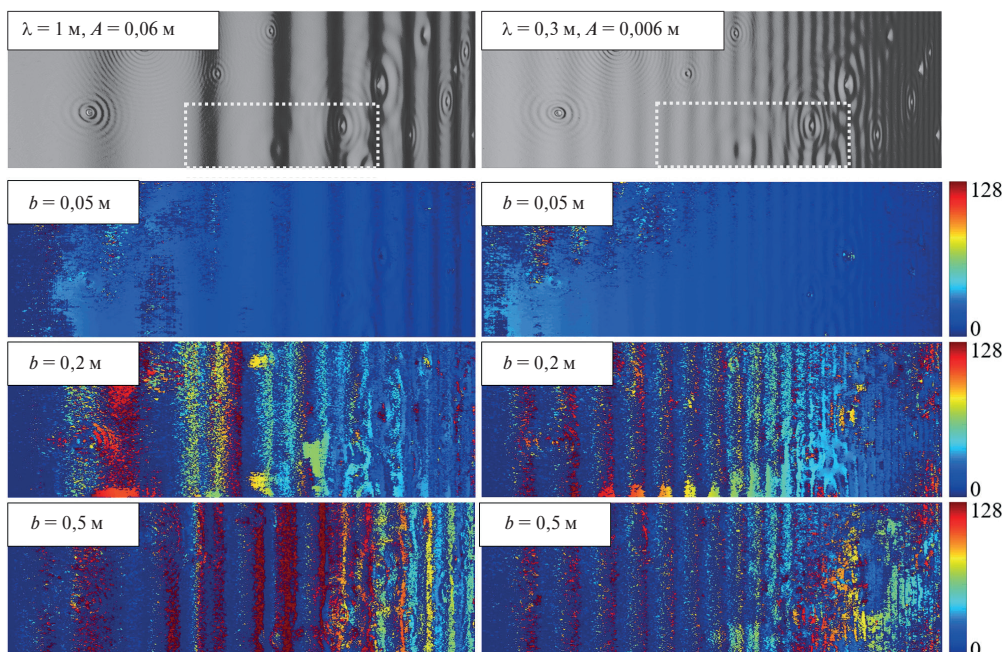


Рис. 8. Результат расчета изображений круга Снеллиуса (верхний ряд) и карт диспарантности для глубины 5 м, поля зрения 60°, трех значений стереобазы b (значения указаны на рисунке) и двух вариантов зыби (параметры указаны на рисунке). Шкала диспарантности представлена в пикселах

Fig. 8. The result of calculating the Snell's window images (top row) and disparity maps for a depth of 5 m, a field of view of 60°, three values of the stereo base (values are shown in the figure) and two swell options (parameters are shown in the figure). The disparity scale is presented in pixels

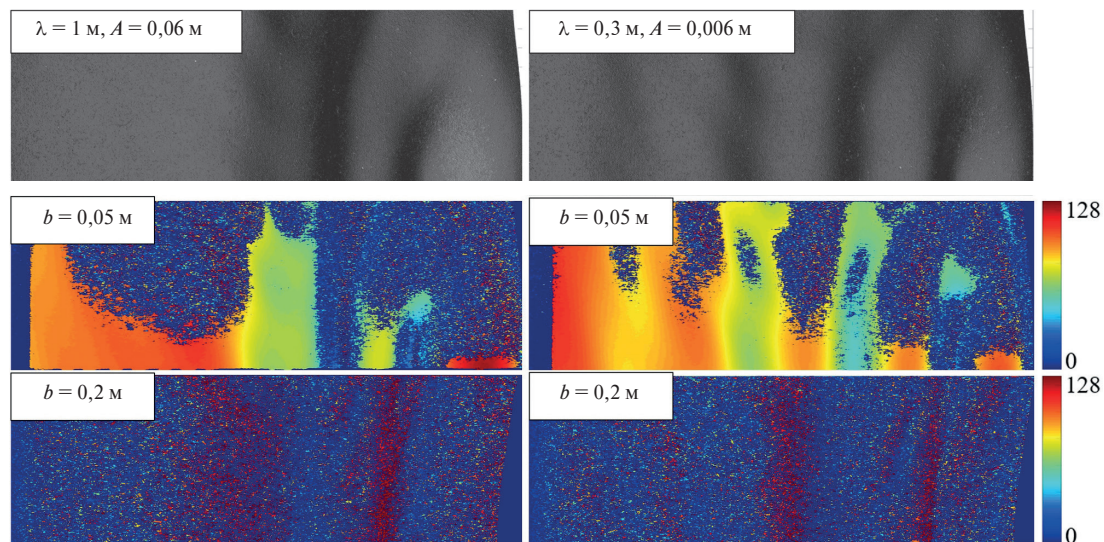


Рис. 9. Результат расчета изображений круга Снеллиуса (верхний ряд) и карт диспарантности для глубины 2 м, поля зрения 30°, трех значений стереобазы b (значения указаны на рисунке) и двух вариантов зыби (параметры указаны на рисунке). Шкала диспарантности представлена в пикселах

Fig. 9. The result of calculating the Snell's window images (top row) and disparity maps for a depth of 5 m, a field of view of 30°, three values of the stereo base (values are shown in the figure) and two swell options (parameters are shown in the figure). The disparity scale is presented in pixels

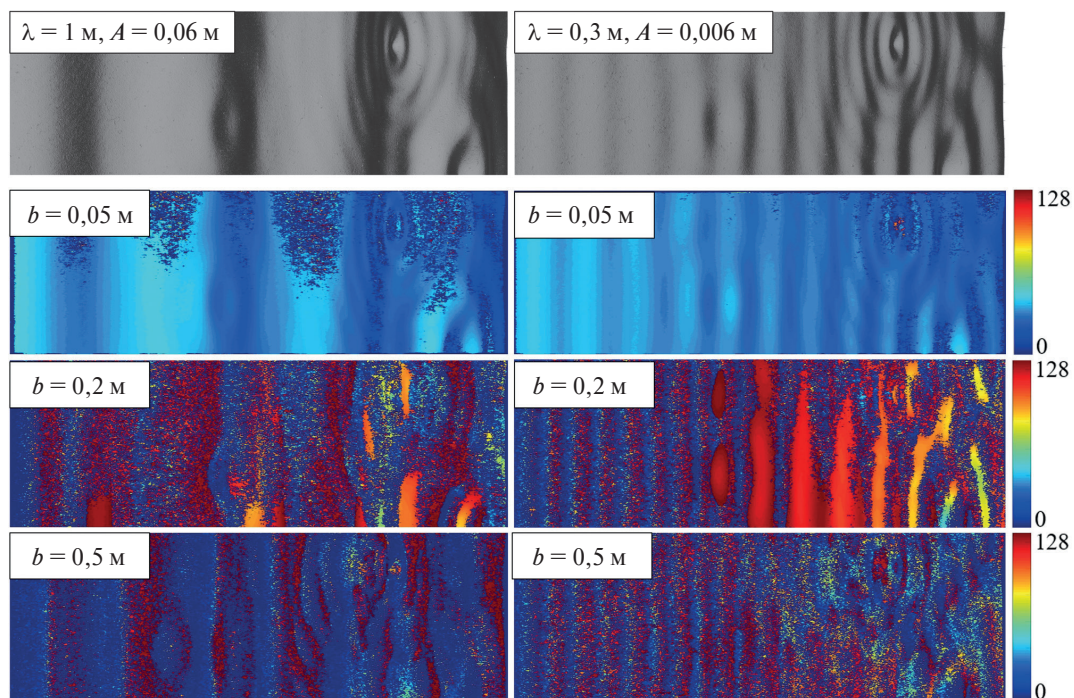


Рис. 10. Результат расчета изображений круга Снеллиуса (верхний ряд) и карт диспарантности для глубины 5 м, поля зрения 30°, трех значениях стереобазы b (значения указаны на рисунке) и двух вариантов зыби (параметры указаны на рисунке). Шкала диспарантности представлена в пикселах

Fig. 10. The result of calculating the Snell's window images (top row) and disparity maps for a depth of 2 m, a field of view of 30°, three values of the stereo base (values are shown in the figure) and two swell options (parameters are shown in the figure). The disparity scale is presented in pixels

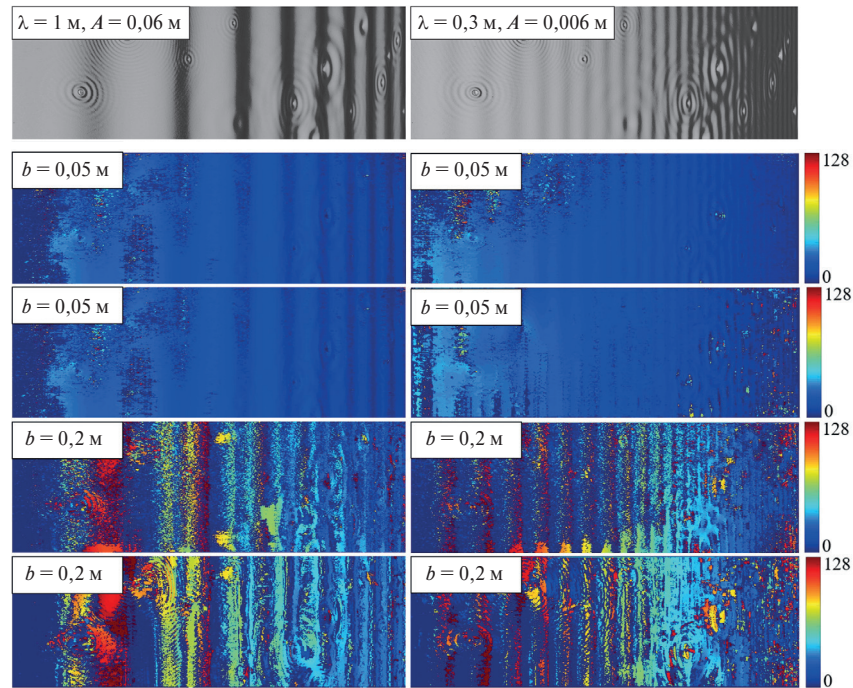


Рис. 11. Результат расчета изображений круга Снеллиуса (ряд 1) и соответствующих им карт диспарантности с учетом мелкомасштабного волнения (ряды 2 и 4) и без него (ряды 3 и 5) для двух вариантов зыби (параметры указаны на рисунке) с глубины 5 м и при двух значениях стереобазы b (значения указаны на рисунке)

Fig. 11. The result of calculating the Snell's window images (row 1) and disparity maps, taking into account small-scale waves (rows 2 and 4) and without it (rows 3 and 5) for a depth of 5 m, two values of the stereo base (the values are shown in the figure) and two variants of swell (parameters are shown in the figure)

меньшее количество разрывов и не требуют дополнительной постфильтрации. Вместе с тем, любопытно отметить проявление мало интенсивных цилиндрических волн на малых дальностях в структуре карт диспарантности для большей глубины и большей базы (рис. 11, ряд 5).

Продемонстрированный пример указывает на то, что, возможно, использованный подход с представлением мелкомасштабного волнения белым шумом не является оптимальным по причине недостаточной связанности в пространстве соседних элементов «генерируемой» волны. Ответить на этот вопрос планируется в следующем исследовании, где несмотря на временные затраты, мы попробуем смоделировать волнение на максимально широком спектральном интервале с использованием традиционных алгоритмов моделирования ветрового волнения.

4. Заключение

В работе на качественном уровне рассмотрена принципиальная возможность использования стереоизображений круга Снеллиуса применительно к задаче дистанционной диагностики волнения. Задача рассматривалась впервые, поэтому ввиду отсутствия натуральных изображений, использовались возможности численного счета на базе предложенной модели стереоизображения круга Снеллиуса. Упомянутая возможность оценивалась по качеству построения карт диспарантности в зависимости от условий волнения, освещения, а также параметров камеры и наблюдения. Значения всех параметров брались максимально близкими к реальным условиям и используемой фототехнике, чтобы результаты расчетов могли быть полезны в качестве предварительной вспомогательной информации для успешной регистрации изображений круга Снеллиуса в реальных морских условиях. При этом камеры считались идеальными, что позволило избежать калибровки стереосистемы и ректификации изображений, необходимых при работе с натурными изображениями.

Полученные результаты указывают на то, что метод применим для регистрации гравитационно-капиллярной части волнения с глубин, где в морских условиях влиянием рассеяния и поглощения света в воде можно пренебречь. При этом регистрация изображений должна осуществляться таким образом, чтобы яркость нижней стороны морской поверхности за пределами границы круга Снеллиуса (то есть при визировании под углами большими угла полного внутреннего отражения) была значительной.

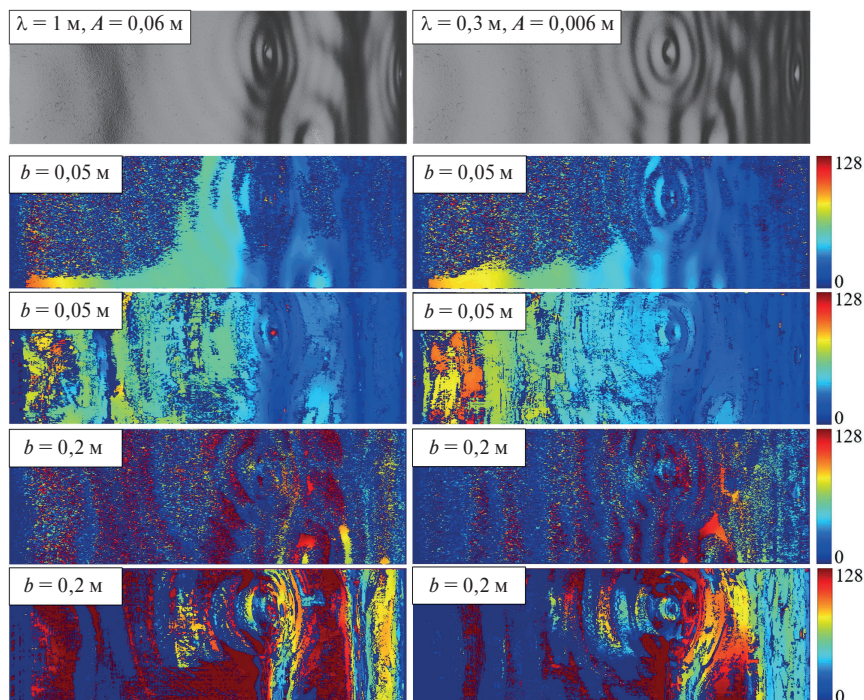


Рис. 12. Результат расчета изображений круга Снеллиуса (ряд 1) и соответствующих им карт диспарантности с учетом мелкомасштабного волнения (ряды 2 и 4) и без него (ряды 3 и 5) для двух вариантов зыби (параметры указаны на рисунке) с глубины 2 м и при двух значениях стереобазы b (значения указаны на рисунке)

Fig. 12. The result of calculating the Snell's window images (row 1) and disparity maps, taking into account small-scale waves (rows 2 and 4) and without it (rows 3 and 5) for a depth of 2 m, two values of the stereo base (the values are shown in the figure) and two variants of swell (parameters are shown in the figure)

Важно отметить, что, по нашему мнению, в силу того что рассмотренная для численного счета задача достаточно идеализирована, вопрос восстановления дальностей до элементов поверхности через рассмотренную карту диспарантности должен решаться с использованием натуральных изображений и учитывать все необходимые для этого действия, рекомендуемые теорией стереовидения. По этой причине данный шаг не рассматривался в настоящем исследовании, но запланирован в качестве будущих работ.

5. Финансирование

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 19-35-60034 (The reported study was funded by RFBR, project number 19-35-60034).

Литература

1. Cox C., Munk W. Measurements of the Roughness of the Sea Surface from Photographs of the Sun Glitter // Journal of the Optical Society of America. 1954. No 44. P. 838–850.
2. Баханов В.В., Демакова А.А., Кориненко А.Е., Рябкова М.С., Титов В.И. Оценка спектров ветровых волн с длинами волн от сантиметров до метра по изображениям поверхности моря // Морской гидрофизический журнал, 2018. Т. 34, № 3. С. 192–205. doi: 10.22449/0233-7584-2018-3-192-205
3. Kudryavtsev V., Yurovskaya M., Chapron B., Collard F., Donlon C. Sun glitter imagery of ocean surface waves. Part 1: Directional spectrum retrieval and validation // Journal of Geophysical Research: Oceans 122. 2017. No 2. P. 1369–1383. doi: 10.1002/2016JC012425
4. Banner M.L., Jones S.F., Trinder J.C. Wavenumber spectra of short gravity waves // Journal of Fluid Mechanics. 1989. Vol. 198. P. 321–344. doi: 10.1017/S0022112089000157
5. Shemdin O.H., Tran H.M. Measuring Short Surface Waves with Stereography // Photogrammetric Engineering and Remote Sensing. 1992. Vol. 58. P. 311–316.
6. Benetazzo A. Measurements of short water waves using stereo matched image sequences // Coastal Engineering. 2006. Vol. 53, No 12. P. 1013–1032. doi: 10.1016/j.coastaleng.2006.06.012

7. Косник М.В., Дулов В.А., Малиновский В.В., Смолов В.Е., Погребной А.Е. Оценка двумерных пространственных спектров коротких волн с помощью стереофотосъемки // Экологическая безопасность прибрежной и шельфовой зон и комплексное использование ресурсов шельфа, 2009, № 19. С. 401–414.
8. Мольков А.А., Долин Л.С. Определение характеристик ветрового волнения по подводному изображению морской поверхности // Известия РАН. Физика атмосферы и океана, 2012. Т. 48, № 5. С. 617–630.
9. Molkov A.A. Retrieval of slope spectrum of sea roughness by Snell's window imagery: theory and numerical experiment (one-dimensional sea roughness) // Proceedings SPIE11529, Remote Sensing of the Ocean, Sea Ice, Coastal Waters, and Large Water Regions 2020, 115290C. doi: 10.1117/12.2573949
10. Мольков А.А., Долин Л.С. Определение дисперсии уклонов взволнованной водной поверхности по размытию границы круга Снеллиуса // Известия РАН. Физика атмосферы и океана, 2013. Т. 49, № 5. С. 615–626. doi: 10.7868/S0002351513050076
11. Vieira G. d. S. et al. Stereo Vision Methods: From Development to the Evaluation of Disparity Maps // 2017 Workshop of Computer Vision (WVC). 2017. P. 132–137. doi: 10.1109/WVC.2017.00030
12. MatLab. Block Matching. URL: <https://nl.mathworks.com/help/vision/ref/blockmatching.html> (дата обращения: 31.08.2021).
13. MatLab. Semi-Global Matching. URL: <https://nl.mathworks.com/help/vision/ref/disparitysgm.html> (дата обращения: 31.08.2021).
14. Долин Л.С., Левин И.М. Справочник по теории подводного видения. Ленинград: Гидрометеиздат, 1991.
15. Hartley R., Zisserman A. Multiple View Geometry in Computer Vision. Cambridge University Press, 2004. 700 p. doi: 10.1017/S0263574700223217

References

1. Cox C., Munk W. Measurements of the Roughness of the Sea Surface from Photographs of the Sun Glitter. *Journal of the Optical Society of America*. 1954, 44, 838–850.
2. Bakhanov V.V., Demakova A.A., Korinenko A.E., Ryabkova M.S., Titov V.I. Estimation of the wind wave spectra with centimeters-to-meter lengths by the sea surface images. *Physical Oceanography* [e-journal]. 2018, 25(3), 177–190. doi: 10.22449/1573-160X-2018-3-177-190
3. Kudryavtsev V., Yurovskaya M., Chapron B., Collard F., Donlon C. Sun glitter imagery of ocean surface waves. Part 1: Directional spectrum retrieval and validation. *Journal of Geophysical Research: Oceans*. 122, 2017, 2, 1369–1383. doi: 10.1002/2016JC012425
4. Banner M.L., Jones S.F., Trinder J.C. Wavenumber spectra of short gravity waves. *Journal of Fluid Mechanics*. 1989, 198, 321–344. doi: 10.1017/S0022112089000157
5. Shemdin O.H., Tran H.M. Measuring Short Surface Waves with Stereography. *Photogrammetric Engineering and Remote Sensing*. 1992, 58, 311–316.
6. Benetazzo A. Measurements of short water waves using stereo matched image sequences. *Coastal Engineering*. 2006, 53, 12, 1013–1032. doi: 10.1016/j.coastaleng.2006.06.012
7. Kosnik M.V., Dulov V.A., Malinovskij V.V., Smolov V.E., Pogrebnoj A.E. Estimation of two-dimensional spatial spectra of short waves using stereo photography. *Ekologicheskaya Bezopasnost' Pribrezhnoj i Shel'fovoj Zon i Kompleksnoe Ispol'zovanie Resursov Shel'fa*. 2009, 19, 401–414 (in Russian).
8. Molkov A.A., Dolin L.S. Determination of wind roughness characteristics based on an underwater image of the sea surface. *Izvestiya. Atmospheric and Oceanic Physics*. 2012, 48, 552–564. doi: 10.1134/S0001433812050088
9. Molkov A.A. Retrieval of slope spectrum of sea roughness by Snell's window imagery: theory and numerical experiment (one-dimensional sea roughness). *Proc. SPIE11529, Remote Sensing of the Ocean, Sea Ice, Coastal Waters, and Large Water Regions* 2020, 115290C. doi: 10.1117/12.2573949
10. Molkov A.A., Dolin L.S. Determination of the variance of rough water surface slopes by the distortions of Snell's circle boundary. *Izvestiya. Atmospheric and Oceanic Physics*. 2013, 49 (5), 567–577. doi: 10.1134/S0001433813050071
11. Vieira G. d. S. et al. Stereo Vision Methods: From Development to the Evaluation of Disparity Maps. *2017 Workshop of Computer Vision (WVC)*. 2017, 132–137. doi: 10.1109/WVC.2017.00030
12. MatLab. Block Matching. URL: <https://nl.mathworks.com/help/vision/ref/blockmatching.html> (date of access: 31.08.2021).
13. MatLab. Semi-Global Matching. URL: <https://nl.mathworks.com/help/vision/ref/disparitysgm.html> (date of access: 31.08.2021).
14. Dolin L.S., Levin I.M. Theory of underwater vision. *Leningrad, Gidrometeoizdat*, 1991, 230 p. (in Russian).
15. Hartley R., Zisserman A. Multiple view geometry in computer vision. *Cambridge University Press*, 2004. 700 p. doi: 10.1017/S0263574700223217

УДК 621.371; 551.465

© И. О. Карпов, С. В. Переслегин*, 2022

Институт океанологии им. П.П. Ширшова РАН, 117997, Нахимовский пр., д. 36, г. Москва, Россия

*E-mail: pereslegsv@yandex.ru

МОДЕЛЬ РАДИОЛОКАЦИОННОГО НАБЛЮДЕНИЯ ВИБРАЦИОННЫХ ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЛН, ВОЗБУЖДАЕМЫХ ИСТОЧНИКОМ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЙ (ДОННЫМ ВИБРАТОРОМ)

Статья поступила 27.05.2021, после доработки 18.10.2021, принята в печать 20.12.2021

Аннотация

Продолжая исследования, опубликованные ранее [1], рассматривается модель радиолокационного мониторинга вибрационных волн, возникающих на морской поверхности вблизи очага донного землетрясения. Возбуждаемая параметрически вибрационная волна характеризуется ближней (гидродинамической) и дальней (звуковой) областями. Амплитуда ближней волны зависит от параметров донного вибратора и глубины дна, дальняя распространяется в волноводе, образованном водной поверхностью и плоским дном. Намечаемый натурный эксперимент предполагает установку вибратора на небольшой глубине (30 м) и применение современного самолётного радара, способного формировать как яркостные, так и скоростные радиолокационные изображения слабо отражающей морской поверхности при длине возбуждаемой вибрационной волны $\sim 1,5$ см, что соответствует частоте возбуждающей волны ~ 30 Гц и «резонансной» радиоволне длиной ~ 3 см (радиолокационный X-диапазон). Рассматривается возможность наблюдения вибрационных волн в радаре с синтезированной апертурой в L, P и УКВ-диапазонах. Приводятся также расчёты, относящиеся к необходимым параметрам самолётного радара с синтезированной апертурой, включая алгоритмы обработки исходного сигнала при формировании яркостных и скоростных радиолокационных изображений вибрационных волн.

Ключевые слова: донный вибратор, ближнее и дальнее поля давления, звуковой волновод, вибрационная волна на фоне ветровых волн, яркостное и скоростное радиолокационные изображения

© I. O. Karpov, S. V. Pereslegin*, 2022

Shirshov Institute of Oceanology, Russian Academy of Sciences, 117997, Nahimovskiy prospekt, 36, Moscow, Russia

*E-mail: pereslegsv@yandex.ru

THE MODEL OF RADAR OBSERVATION OF THE SURFACE VIBRATION WAVES GENERATED BY EARTHQUAKE SOURCE (GROUND VIBRATOR)

Received 27.05.2021, revised 18.10.2021, accepted 20.12.2021

Abstract

This research article is continuation case study based on a model of radar monitoring of vibration waves occurring on the sea surface near the source of a bottom earthquake. The vibration wave is generated parametrically, has near (hydrodynamic) and far (sound) components. The amplitude of the near (generating) wave depends on the bottom vibrator parameters and the depth of the bottom, the far wave propagates in the waveguide formed by the surface and the flat bottom. The vibrator will be installed at a shallow depth (30 m) and the modern aircraft radar will be used to create amplitude and velocity radar images during the experiment. The length of the generated vibration wave will be ~ 1.5 cm, which corresponds to the frequency of the generating wave ~ 30 Hz and the “resonant” wave of the radar with a length of ~ 3 cm (radar X-band). The possibility of monitoring vibration waves in the amplitude and velocity channels of the SAR (synthetic aperture radar) in L, P and UHF-bands is estimated. Also, the expected view of the SAR images is shown. Calculations of the necessary parameters of the aircraft radar are provided, including algorithms for processing the initial signal when creating amplitude and velocity radar images of vibration waves.

Keywords: bottom vibrator, near and far pressure fields, sound waveguide, vibration wave on the background of wind waves, amplitude and velocity radar images

Ссылка для цитирования: Карпов И.О., Переслегин С.В. Модель радиолокационного наблюдения вибрационных поверхностных волн, возбуждаемых источником землетрясений (донным вибратором) // Фундаментальная и прикладная гидрофизика. 2022. Т. 15, № 1. С. 48–60. doi: 10.48612/fpg/naz1-x7da-r4gn

For citation: Karpov I.O., Pereslegin S.V. The Model of Radar Observation of the Surface Vibration Waves Generated by Earthquake Source (Ground Vibrator). *Fundamental and Applied Hydrophysics*. 2022, 15, 1, 48–60. doi: 10.48612/fpg/naz1-x7da-r4gn

1. Введение

В нашей работе [1] рассматривался эффект параметрического возбуждения поверхностной волны гармоническим источником вибрации, установленном на дне неглубокого водоёма. Отмечалось, что в ближней от вибратора области можно не считаться со сжимаемостью жидкости, т.е. принимать гидродинамическое обоснование рассматриваемого эффекта. Лабораторный эксперимент, проведенный при глубине ванны $H = 15$ см и частоте вибратора $F_s = 30$ Гц показал, что на поверхности, в соответствии с теориями параметрического возбуждения [2, 3] — над вибратором, вокруг малого пятна стоячих волн (т.н. «ряби Фарадея») возникает кольцевая бегущая волна с частотой $F_v = 15$ Гц и длиной $\Lambda_v \sim 1,5$ см — в соответствии с дисперсионным соотношением для гравитационно-капиллярных волн. Эта волна отображалась как «резонансная» на выходе фазового детектора лабораторного радара, при наличии амплитудных флуктуаций с шириной спектра $\delta F \sim 2$ Гц — что следует отнести к «параметрической неустойчивости» эффекта.

При переходе от лабораторного эксперимента к натурному, где глубина водоёма и расстояние от вибратора сравнимы с длиной звуковой волны (и во многих случаях — намного её превышают), необходимо исходить из представлений об акустическом поле, в частности о поле акустического давления в волноводе, образованном «жестким» дном и «мягкой» водной поверхностью. К сожалению, в недавно изданных отечественных работах [4, 5], посвящённых проблемам распространения звука — этот вопрос, на наш взгляд, удовлетворительно не рассмотрен, поэтому мы обратились к классической работе М.А. Исаковича [6], где приведены выражения для поля давления в жидкости — как в случае плоской волны в волноводе (§ 70), так и в случае интересующей нас цилиндрической волны (§ 80), ограниченной жесткой стенкой (дно) и мягкой стенкой (поверхность).

В намечаемом натурном эксперименте предстоит использовать искусственный источник вибрации, устанавливаемый на дне «морского полигона» типа полигона МГИ РАН (Кацивели, Крым). В этом случае глубина водоёма составляет $H \sim 30$ м, а частоты вибрации должны соответствовать имеющимся длинам волн самолётного или космического радара. Расчёты, а также полученные скоростные изображения от зарубежного действующего самолётного радара [7] и космического радара (Tandem TerraSAR-X [8]) показывают, что подобный источник вибрации должен быть виден на фоне ветровых волн. Имеется и отечественный (четырёхдиапазонный) самолётный РЛ комплекс, предназначенный «для поверхностного и подповерхностного зондирования» [9]. Предлагаемый эксперимент должен послужить решению задачи радиолокационного (РЛ) мониторинга очагов землетрясений, где спектр частот вибрации широк и неоднократно измерялся посредством донных сейсмометров [10]. Наконец, следует определить параметры формируемых РЛ изображений и необходимые параметры РЛ аппаратуры, включая её энергетику.

Таким образом, данная работа является междисциплинарной, т.е. содержит расчёты, объединяющие известные работы по проблемам гидрофизики, гидроакустики и радиофизики (имеется в виду работы [11, 12] по формированию скоростных РЛ изображений). Целью же данной работы является обоснование намечаемого натурного эксперимента по РЛ наблюдению поверхностных вибрационных волн, возбуждаемых донным вибратором.

2. Донный гармонический вибратор, ближнее и дальнее поле давления

Прежде чем обратиться к радиолокации донных землетрясений, рассмотрим имеющиеся представления об их источнике — донном вибраторе. Давление в среде над вибратором было рассчитано в предположении, что размер вибрирующей мембраны мал по сравнению с длиной звуковой волны: $d / \Lambda_s \ll 1$, $\Lambda_s = c / F_s$, F_s — частота вибрации, c — скорость звука в воде. В этом случае, при использовании гидродинамических представлений, диаграмма направленности источника представляет собой полусферу, где вертикальная составляющая амплитуды давления составляет:

$$p_m = \frac{\rho d^2 b_m \omega^2 \cos \theta}{32\pi H} = \frac{\pi \rho d^2 b_m F_s^2 \cos \theta}{8H}. \quad (1)$$

Здесь H — глубина водоёма, d — диаметр донной мембраны, вибрирующей с амплитудой b_m , $\theta = \arctg(x/H)$, x — горизонтальное расстояние от точки над вибратором [1].

Представления о распространении звуковой волны приводят к тому, что между «жестким» дном и «мягкой» водной поверхностью существует волновод, возбуждаемый донным вибратором при амплитуде давления (1). При этом, звуковая волна может распространяться вдоль волновода лишь при условии, что её частота выше «критической» частоты, определяемой как $F_s^* = \frac{c}{4H}$, т.е. при длине звуковой волны меньше

четверти глубины дна. При $F_s > F_s^*$ имеется решение для звукового давления вдоль волновода, принимая обе стенки плоскими. Используются цилиндрические координаты (z, x) и вводятся горизонтальное и вертикальное волновые числа (χ, ζ) , отличающиеся от волнового числа в свободной среде $k = 2\pi F_s/c$, причём $k^2 = \chi^2 + \zeta^2$.

$$p(z, x) = p_m(x) \sin(\zeta z + \omega t) H_0^{(1)} \left(kx \sqrt{1 - \frac{\zeta^2}{k^2}} \right). \quad (2)$$

Величина $p_m(x)$ определяется выражением (1), а $H_0^{(1)}(k, x)$ — функция Ханкеля первого рода (нулевого порядка), определяющая убывающую с ростом горизонтальной координаты x амплитуду давления. Ось z направлена вниз. Принимаем $z = H$, и для звуковой волны, распространяющейся по волноводу вдоль оси x , вычисляем модуль функции (2) при $\sin(\zeta z) = 1$. Сигнал остаётся гармоническим, однако рассматриваем только его пространственные компоненты. Величина $\zeta = \frac{\pi}{2H}(2n-1)$, $n = 1, 2, \dots$ — вертикальное волновое число, которое принимаем наименьшим ($n = 1$) [6]. При наличии квадратичного детектора, помещаемого у поверхности в различных точках на оси x , расчётное выражение для амплитуды давления получает вид:

$$p(x) = p_m(x) \left| H_0^{(1)}(x) \right| \times \left| \operatorname{Re} \left(H_0^{(1)}(x) \right) \right|, \quad (3)$$

$$\text{где } H_0^{(1)}(x) = H_0^{(1)} \left(\frac{2\pi F_s x}{c} \sqrt{1 - \left[\frac{c}{4HF_s} \right]^2} \right). \quad (4)$$

Таким образом, принимается представление о ближней $p_m(x)$ и дальней (звуковой) составляющих волны, распространяющихся вокруг донного вибратора. При частотах $F_s < c/4H$ звуковая волна вдоль волновода не распространяется, а модуль функции Ханкеля (4) следует вычислять только для дальней области при $F_s > c/4H$ и $x > 4H/2\pi$.

Далее необходимо согласовать полученные данные с условиями, типичными для современных методов РЛ зондирования морской поверхности. В данном случае имеется в виду радар бокового обзора с реальной или синтезированной апертурой (РРА или РСА), длина волны которого жестко связана с длиной образующейся на поверхности вибрационной волны. Будем считать угол РЛ визирования поверхности настильным ($\gamma \geq 60^\circ$), тогда длина Λ_v вибрационной волны должна быть вдвое меньше длины λ «резонансной» радиоволны: $\Lambda_v = \lambda/2$. Частоту возбуждаемой поверхностной вибрационной волны, в свою очередь, примем вдвое меньшей частоты вибрации, что следует из проведенного эксперимента [1]: $F_v = F_s/2$. Эта частота связана

с длиной Λ_v возбуждаемой волны дисперсионным соотношением $\omega_v = \left(gk_v + \sigma \frac{k_v^3}{\rho} \right)^{1/2}$, где $k_v = \frac{2\pi}{\Lambda_v} c^{-1}$, $\sigma = 75 \text{ г} \cdot \text{с}^{-2}$ — поверхностное натяжение.

При частотах $F_v \leq 10$ Гц следует пренебречь поверхностным натяжением, тогда получим простую взаимосвязь, где наблюдаемая радаром частота вибрирующей мембраны определяется длиной радиоволны радара:

$$F_s = 2 \sqrt{\frac{g}{\pi \lambda}}. \quad (5)$$

Ориентируясь на отечественный самолётный РЛ комплекс [9], из выражения (5) получаются следующие (необходимые) частоты вибрации:

- а) Х-диапазон, $\lambda = 3,1$ см, $F_s = 28$ Гц (с учётом поверхностного натяжения);
- б) L-диапазон, $\lambda = 23$ см, $F_s = 7,4$ Гц;
- в) Р-диапазон, $\lambda = 90$ см, $F_s = 3,7$ Гц;
- г) УКВ-диапазон, $\lambda = 220$ см, $F_s = 2,4$ Гц.

На рис. 1 приведены зависимости (3) для указанных частот вибрации при различных глубинах морского водоёма. Глубина $H = 30$ м (рис. 1, а) соответствует намечаемому эксперименту на полигоне МГИ РАН, в этом случае радиолокация звуковой волны возможна лишь в Х-диапазоне при $F_s = 28$ Гц. Диаметр расположенной на дне мембраны здесь выбран $d = 20$ см, амплитуда её вибрации принята $b_m = 2$ см. При глубине $H = 150$ м (рис. 1, б) используются частоты вибрации $F_s = 7,4$ Гц и $3,7$ Гц (возможность радиолокации в L- и Р-диапазонах), приняты $d = 1$ м, $b_m = 10$ см. Глубина $H = 1000$ м (рис. 1, в) соответствует известному

японскому сейсмологическому эксперименту при реальном землетрясении магнитудой 5,8 с измерением спектра звукового давления непосредственно на дне водоёма [10]. Исходя из необходимости захватить хотя бы часть вибрационного спектра, здесь используются частоты $F_s = 2,4$ Гц и $F_s = 1$ Гц (что соответствует УКВ и КВ-диапазонам), а в качестве «параметров мембраны» взяты $d = 100$ м и $b_m = 0,1$ м. Для этого случая на рис. 2 построены трехмерные изображения амплитуды давления в соответствии с двумерным графиком на рис. 1, в при $F_s = 2,4$ Гц.

Из рис. 1 видно, что максимальная амплитуда давления в «ближней» области (вблизи $x = 0$) при выбранных параметрах мембраны и глубины дна чрезвычайно сильно зависит от частоты вибрации, ширина этой области составляет $\sim 0,3 H$. Первый максимум, образующийся в волноводе при наименьшей длине звуковой волны $\Lambda_s \sim 4H$ (частота $F_s = c/4H$) имеет порядок 0,15 от главного максимума, и с увеличением частоты резко падает. Реальное землетрясение характеризуется широким спектром частот: например, в работе [10] измеренный спектр давлений почти плоский в области частот $F_s = (0,1-3)$ Гц, при продолжительности измерений ~ 10 мин. Важно следующее: для РЛ наблюдения очага землетрясения при его глубине

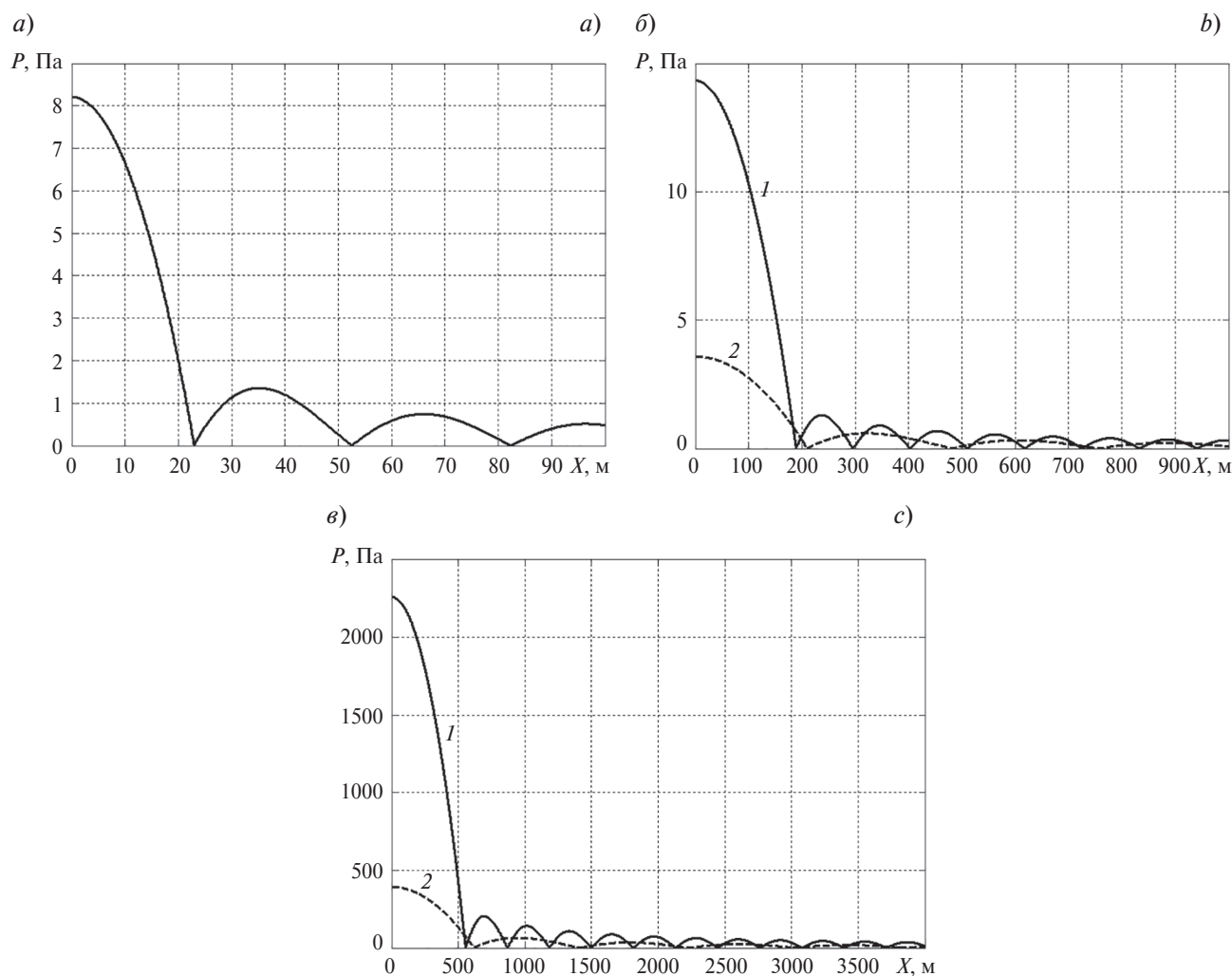


Рис. 1. Ожидаемые зависимости амплитуды давления возбуждающей низкочастотной волны в условиях морского полигона с использованием малоразмерного донного вибратора (вертикальный разрез), x — расстояние от точки поверхности над вибратором. *a* — глубина $H = 30$ м. Частота вибратора $F_s = 28$ Гц. Звук с частотой $F_s = 7,4$ Гц через волновод не проходит; *б* — глубина $H = 150$ м. *1* — частота вибратора $F_s = 7,4$ Гц, *2* — частота $F_s = 3,7$ Гц; *в* — глубина $H = 1000$ м. *1* — частота вибратора $F_s = 2,4$ Гц, *2* — частота $F_s = 1,0$ Гц

Fig. 1. Expected dependence of the pressure amplitude of the created low-frequency vibration wave in the conditions of the marine polygon with the use of a small-sized bottom vibrator (a vertical cut), x — the distance from the point of surface above the vibrator. *a* — depth $H = 30$ m. Frequency of the vibrator $F_s = 28$ Hz. The sound with frequency $F_s = 7.4$ Hz does not pass through the waveguide; *b* — depth $H = 150$ m. *1* — frequency of the vibrator $F_s = 7.4$ Hz, *2* — frequency $F_s = 3.7$ Hz; *c* — Depth $H = 1000$ m. *1* — frequency of the vibrator $F_s = 2.4$ Hz; *2* — frequency $F_s = 1.0$ Hz

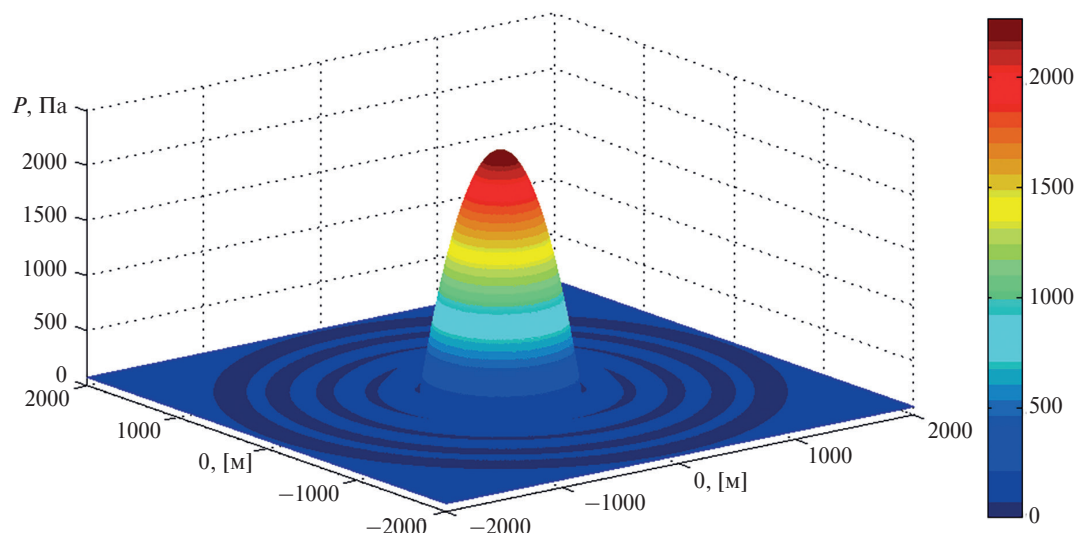


Рис. 2. Трёхмерное изображение амплитуды давления вокруг малоразмерного очага землетрясения при глубине водоёма $H = 1000$ м, при частоте $F_s = 2,4$ Гц (соответствует наблюдению в радиолокационном УКВ-диапазоне)

Fig. 2. Three-dimensional image of pressure amplitude around a small-scale earthquake focus at depth $H = 1000$ m, at a frequency $F_s = 2.4$ Hz (observing in UHV-range)

$H = 1000$ м, для прохождения звука по волноводу «поверхность — дно», необходимо регистрировать частоты $F_s > c/4H \sim 0,4$ Гц, что включает все упомянутые РЛ каналы. Однако, в отличие от полигонных измерений, где частота имитационного вибратора определяется длиной волны радара, при радиолокации очагов землетрясений следует, наоборот, выбирать длину волны радара в соответствии с определённой областью спектра давлений. Для захвата правой части спектра в данном случае следует использовать УКВ-диапазон с «резонансной» частотой $F_s = 2,4$ Гц. Из рис. 2 видно, что в этом случае ожидаемые величины давлений при наблюдении очага землетрясения (500–2000) Па — при выбранных параметрах вибратора на два порядка превышают давления, получаемые при полигонных измерениях.

3. Амплитуда возбуждаемой вибрационной волны и сравнение с амплитудой, достаточной для РЛ наблюдения вибрационной волны на фоне ветровых волн

Проведенные расчёты [1] позволили связать амплитуду возбуждающей волны (в точке над вибратором) с параметрами донного вибратора. Получается, что амплитуда возбуждения составляет

$$\xi_m = \frac{\pi F_s d}{H} \sqrt{\frac{b_m^3}{2\pi g}}, \quad (6)$$

и пространственные зависимости для давления (3), показанные на рис. 1 и рис. 2, эквивалентны зависимостям амплитуды возбуждающей волны от горизонтального расстояния (относительно точки над вибратором), глубины водоёма и частоты вибрации $\xi_m(x, H, F_s)$, при заданных диаметре мембраны (d) и амплитуде её вибрации (b_m).

Для ожидаемых полигонных измерений примем $H = 30$ м, $d = 20$ см, $b_m = 2$ см. Если не учитывать параметрический «механизм усиления» поверхностной виброволны, то для указанной частоты вибрации $F_s = 28$ Гц из (6) в точке над вибратором получается возбуждающая амплитуда $\xi_m \sim 0,02$ см. Обозначив величину параметрического усиления Q , получим амплитуду $h_m = Q\xi_m$ возбуждаемой на поверхности вибрационной волны.

При радиолокации морской поверхности уровень отражённого сигнала принято оценивать величиной УЭПР (удельной эффективной поверхности рассеяния), не зависящей от параметров аппаратуры и дальности. Волновое число поверхностной волны (основной дифракционный резонанс) составляет $K_{res} = \frac{4\pi \sin \gamma}{\lambda}$, λ — длина радиоволны, γ — угол визирования поверхности. Спектральная плотность поверхностной вибра-

ционной волны при её амплитуде h_m составляет $\Psi_h = \frac{h_m^2}{2K_{res}^2} = \frac{h_m^2}{8k_r^2 \sin^2 \gamma}$, и УЭПР принимает вид:
 $(S^0)_{vibr} = \frac{\pi}{2} k_r^2 h_m^2 |q|^2 \cos^2 \gamma \cdot \operatorname{ctg}^2 \gamma$, $k_r = 2\pi/\lambda$.

Спектральная плотность мелких ветровых волн составляет $(S^0)_{wind} = \frac{\pi}{4} k_r^4 |q|^2 \operatorname{ctg}^4 \gamma \Psi_h(K_{res})$, где
 $\Psi_h(K_{res}) \approx \frac{a_0}{2\pi} K_{res}^{-4}$, $a_0 = 6,5 \times 10^{-3}$. В гравитационно-капиллярной (ГК) области величина a_0 слабо зависит от скорости ветра, здесь мы этой зависимостью пренебрегаем (см. подборку работ этого плана в [13]). Имеем тогда $(S^0)_{wind} \approx \frac{a_0 |q|^2}{64} \cos^4 \gamma$, и соотношение УЭПР оказывается следующим:

$$A = \frac{(S^0)_{vibr}}{(S^0)_{wind}} \approx \frac{2 \cdot 10^4 \xi_m^2 Q^2}{\lambda^2 \cdot \sin^2 \gamma} \quad (7)$$

где $Q = h_m/\xi_m$ — величина «параметрического усиления» исходной виброволны. К сожалению, эта величина не может быть определена аналитически, и измерена (весьма грубо) лишь в лабораторном эксперименте [1]. Из (7) получается, что трёхкратное превышение УЭПР виброволны над УЭПР мелкой ветровой волны обеспечивается при $\xi_m \geq 2 \cdot 10^{-2} \frac{\lambda}{Q}$, т.е. для точки над вибратором (рис. 1, а) в X-диапазоне ($\lambda = 3$ см) необходимо параметрическое усиление $Q > 10$, а для дальних («волноводных») точек необходимо $Q > 10^2$ — если не говорить о возможности ещё усилить возбуждающую волну, изменив конструкцию вибратора. Вопрос о влиянии крупных волн здесь не поднимаем, отсылая к работе [14], где рассматривается возможность фильтрации регулярной (и, в значительной степени, случайной) составляющих крупных волн с использованием прямого и обратного Фурье-преобразований от получаемых РЛ изображений с заранее известным пространственным спектром полезного сигнала. Во всяком случае, если исключить сугубо штормовые условия, то для распознавания искомого «портрета» подводного вибратора, по-видимому, достаточно рассмотренного здесь превышения УЭПР виброволны над УЭПР «резонансной» ветровой волны.

4. Ожидаемый вид РЛ изображений поверхностных вибрационных волн

В аэрокосмических радарх бокового обзора, работающих в режиме селекции движущихся целей (интерферометрия с продольной антенной базой, см. [7–9, 11, 12]), имеется возможность выделять по-отдельности амплитуду сигнала (модуль комплексной величины) и фазу сигнала как арктангенс отношения его квадратурных составляющих. В «ближней» (гидродинамической) области, как следует из эксперимента [1], при достаточно малой амплитуде ξ_m (порядка 0,1 см) возбуждающей поверхностной низкочастотной виброволны, непосредственно над источником вибрации возникает узкое пятно стоячих волн, усиленных параметрическим эффектом — т.н. «рябь Фарадея». Частота наблюдаемых волн в 2 раза ниже частоты F_s вибратора, а их длина Λ_v , определяемая известным дисперсионным соотношением, на несколько порядков меньше длины звуковой виброволны: $\Lambda_v = \frac{2g}{\pi F_s^2}$ (здесь пренебрегаем поверхностным натяжением). Например, при $F_s = 10$ Гц (что соответствует длине звуковой волны $\Lambda_s = 150$ м) имеем $\Lambda_v = 6,2$ см. Таким образом, в яркостном канале ИРСА (интерференционного радара с синтезированной апертурой) непосредственно над вибратором образуется яркое пятно, и вокруг этого пятна образуются, согласно проведенному эксперименту, кольцевые бегущие волны малой длины. Их затуханием вдоль оси x нельзя пренебречь. Декремент вязкого затухания составляет $\chi = 2\eta k_v^2$, где $\eta = 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$ — кинематическая вязкость воды. В гравитационном интервале поверхностных волн $k_v^2 = \omega_v^4 / g^2$, и декремент затухания для вибрационных волн составляет $\chi = 32\pi^4 \cdot 10^{-6} \frac{F_v^4}{g^2} \text{ с}^{-1}$. Это означает, что амплитуда бегущей волны уменьшается в e раз на отрезке

$$\Delta l = \frac{2\pi F_v}{2\eta k_v^3} = \frac{g^3}{(2\pi)^5 \cdot 2\eta F_v^5} \text{ м} \quad (8)$$

и в нашем случае ($F_v = 10$ Гц), $\Delta l \approx 5$ м. Таким образом, в скоростном канале ИРСА вибрационная волна должна проявляться как течение вокруг центрального пятна со скоростью, равной её радиальной фазовой скорости (само же центральное пятно в скоростном канале не видно). Такая картина существенно отличается от течения на ветровой волне, где фазы отраженного сигнала в формируемых участках мелкоструктурной морской поверхности (порядка 1 м) являются случайными.

«Вибрационные пятна», сформированные в полигонных условиях ($H = 30$ м, $F_s = 30$ Гц, $F_v = 15$ Гц рис. 1, а) в яркостном РЛ изображении и отображающие УЭПР стоячих вибрационных волн непосредственно над вибратором, должны иметь диаметр порядка 10 м, а окружающий ореол бегущих волн очень узок (порядка 1 м). Если позволяет энергетика радара, то яркие кольца стоячих волн должны наблюдаться и на некоторых расстояниях (от точки над вибратором). Из рис. 1, а видно, что кольца «волноводной» природы должны отстоять от точки над вибратором на расстояниях $x = (40, 70, 100)$ м. В условиях глубокого водоёма ($H = 1000$ м) при использовании РЛ УКВ-диапазона эти расстояния значительно увеличиваются — см. рис. 1, в и рис. 2. Однако рисовать здесь ожидаемые в полигонных условиях РЛ изображения вибрационных поверхностных волн — на сегодня нам представляется преждевременным.

5. Необходимые параметры и особенности РСА, выполняющего мониторинг морской сейсмообстановки

Движение локального отражателя на поверхности Земли учитывается введением радиальной и тангенциальной составляющих его скорости в функционал, описывающий поведение фазы принимаемого сигнала при одновременном перемещении отражателя и приёмно-передающей антенны. Подробное изложение способа обработки сигнала в ИРСА с продольной антенной базой имеется в [11], здесь приходится вкратце повторить основные положения, важные для случая мониторинга вибрационных морских (подводных) источников.

Сигнал на выходе антенны имеет вид:

$$\dot{U}(t) = U_0 \exp \left\{ j \left[\varphi_n + \frac{4\pi}{\lambda} R_n - 2\pi t f_{dy} + \frac{2\pi}{\lambda R_n} (W_x - V_x)^2 t^2 \right] \right\},$$

где $f_{dy} = \frac{2V_y}{\lambda} \sin \gamma_n$ — доплеровский частотный сдвиг от радиально-движущегося отражателя; W_x — тангенциальная скорость антенны; φ_n — фаза отражателя; R_n, γ_n — наклонная дальность и угол визирования отражателя; λ — длина волны сигнала, t — время, отсчитываемое от заданного положения фазового центра (ФЦ) антенны. Пренебрегая малой тангенциальной скоростью отражателя по сравнению со скоростью антенны и относя фазовый сдвиг $4\pi R_n/\lambda$ к начальному φ_0 , для последовательности k импульсов с периодом следования T_r запишем сигнал в виде

$$\dot{U}(k) = U_0 \exp j \left(\varphi_0 - 2\pi f_{dy} T_r k + \frac{2\pi W_x^2}{\lambda R_n} T_r^2 k^2 \right) = U_0 \exp j \left[\varphi_0 + a k \left(k - \frac{2t_V}{T_r} \right) \right], \quad (9)$$

где $a = \frac{2\pi W_x^2}{\lambda R_n} T_r^2$, $t_V = \frac{V_y R_n \sin \gamma_n}{W_x^2}$ — сдвиг оси времени из-за скорости отражателя.

Если за время прохода антенной своей длины D_x принимаются четыре отраженных импульса ($D_x = 4W_x T_r$), то смещение антенны на половину своей длины происходит за два импульса, и «доплеровское» приращение фазы сигнала за это время составит $4\pi f_{dy} T_r$. Положения ФЦ антенны относительно траверса при этом соответствуют $k = \pm 1$. Это означает, что дополнительный фазовый сдвиг, возникающий из-за движения антенны в обоих её положениях относительно ФЦ одинаков, и может быть скомпенсирован. Действительно, из выражения (9) следует, что разность фаз сигналов в этом случае составляет $\Delta\varphi = -4a \left(k - \frac{t_V}{T_r} \right)$, и в точке траверса ($k = 0$) $\Delta\varphi = 4a \frac{t_V}{T_r} = 4\pi f_{dy} T_r$, т.е. при использовании реальной апертуры (РРА) задача решается просто.

Для получения необходимого азимутального разрешения (особенно из космоса) применяют синтез азимутальной диаграммы направленности — алгоритм свёртки принимаемого сигнала (9) с опорным сигналом вида $\exp(-jan^2)$, частота модуляции которого изменяется линейно относительно точки траверса $n = 0$, $\frac{\partial \psi}{\partial n} = -2an$:

$$\langle \dot{U}(k) \rangle = \int_{-N/2}^{N/2} \left[\dot{U}(k-n) \exp(-jan^2) \right] dn = U_0 \exp j \left[\varphi_0 + ak \left(k - \frac{2t_V}{T_r} \right) \right] \int_{-N/2}^{N/2} \exp \left[-2jan \left(k - \frac{t_V}{T_r} \right) \right] dn,$$

где $N = L_x/W_x T_r$ — число накапливаемых импульсов, L_x — размер синтезированной апертуры. Максимальное число накапливаемых импульсов определяется реальной апертурой, в данном случае $N_{\max} = 4\lambda R_n/D_x^2$.

Пренебрегая изменением дальности R_n отражателя при перемещении антенны на размер элемента $r_{x0} = \lambda R_n/D_x$, получаем синтезированный азимутальный отклик PCA:

$$\langle \dot{U}(k) \rangle = U_0 N \left| \frac{\sin \beta(k)}{\beta(k)} \right| \exp \left\{ j \left[\varphi_0 + ak \left(k - \frac{2t_V}{T_r} \right) \right] \right\} \approx U_0 N \exp \left[-b \left(k - \frac{t_V}{T_r} \right)^2 \right] \exp \left\{ j \left[\varphi_0 + ak \left(k - \frac{2t_V}{T_r} \right) \right] \right\}, \quad (10)$$

где $\beta(k) = \frac{2\pi W_x T_r L_x}{\lambda R_n} \left(k - \frac{t_V}{T_r} \right)$, $b = \frac{2\pi W_x^2 T_r^2 L_x^2}{\lambda^2 R_n^2}$, а аппроксимация $\left| \frac{\sin \beta}{\beta} \right| \rightarrow \exp \left(-\frac{\beta^2}{2\pi} \right)$ даёт возможность записать амплитуду отклика в виде положительной функции без боковых лепестков, к чему и стремятся, разрабатывая оптимизированные алгоритмы синтеза.

Сравнивая выражения (9) и (10), мы видим, что фазовый множитель остался тем же, что и без синтеза, однако точка максимальной амплитуды оказалась сдвинутой от траверса ($k_0 = t_V/T_r$). Расчёт показывает, что в самолётных условиях измерение черезпериодной разности фаз вокруг этой точки ($k_0 - 1, k_0 + 1$) даёт $\Delta\varphi = 0$ уже при радиальной скорости отражателя $V_y > 1$ см/с. Следовательно, наличие азимутального сдвига x_v в данном случае исключает возможность измерения скорости V_y по фазе отклика PCA в центре синтезированного амплитудного пика.

Показано [11], что задача измерения радиальной скорости отражателя в PCA решается путём секционирования антенны, т.е. использования двух разнесённых фазовых центров с расстоянием между ними $l_x = D_x/2$ (рис. 3).

Для фазовых центров левой и правой секций, на входах двух синтезаторов в положениях А и Б антенных секций образуются сигналы:

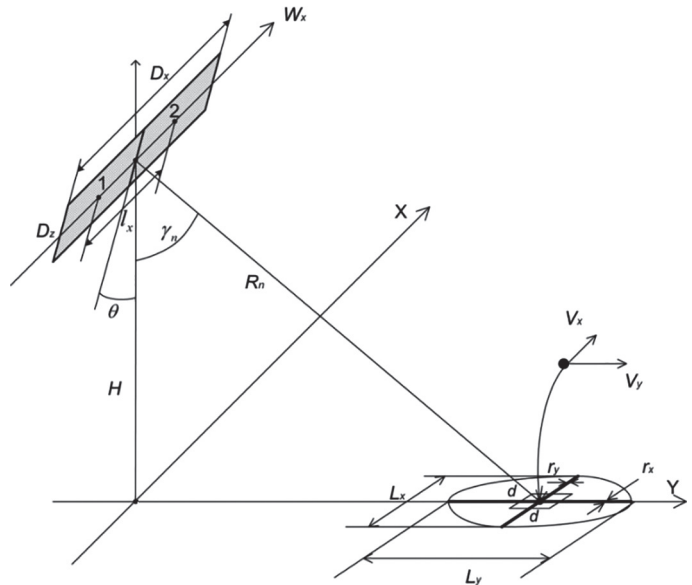
$$\dot{U}_{1B}(k) = U(k) \exp j \left\{ \varphi_0 + a \left[k^2 - \frac{2t_V}{T_r} (k-1) \right] \right\} \text{ и } \dot{U}_{2A}(k) = U(k) \exp j \left\{ \varphi_0 + a \left[k^2 - \frac{2t_V}{T_r} (k+1) \right] \right\},$$

где $U(k)$ отображает реальную ДНА. На выходах синтезаторов образуются отклики:

$$\begin{aligned} \langle \dot{U}_{1A}(k) \rangle &= U(k) N_x \exp \left[-b \left(k - \frac{t_V}{T_r} \right)^2 \right] \exp \left\{ j \left[\varphi_0 + a \left(k^2 - 2 \frac{t_V}{T_r} (k-1) \right) \right] \right\} \\ \langle \dot{U}_{2A}(k) \rangle &= U(k) N_x \exp \left[-b \left(k - \frac{t_V}{T_r} \right)^2 \right] \exp \left\{ j \left[\varphi_0 + a \left(k^2 - 2 \frac{t_V}{T_r} (k+1) \right) \right] \right\}. \end{aligned} \quad (11)$$

Рис. 3. Геометрия визирования поверхности в интерференционном PCA. 1, 2 — секции интерферометра; D_x, D_z — продольный и поперечный размеры антенны; L_x, L_y — размеры пятна реальной апертуры; r_x — разрешение по азимуту (продольное); r_y — разрешение по горизонтальной дальности (поперечное); d — симметричная осредняющая площадка; V_x, V_y — составляющие скорости площадки

Fig. 3. Surface vision geometry in interference SAR. 1, 2 — sections of interferometer; D_x, D_z — longitudinal and transverse dimensions of the antenna; L_x, L_y — the sizes of the spotted real aperture; r_x — azimuth resolution (longitudinal); r_y — resolution of horizontal distance (transverse); d — symmetrical averaging site; V_x, V_y — the components of the site velocity



При подаче на гибридную (суммо-разностную) схему этих откликов (от передней антенны — с задержкой на $2T_r$), на выходе гибридной схемы имеем:

$$\begin{aligned} \dot{U}_{hyb} &= \langle \dot{U}_{1B}(k) \rangle \pm \langle \dot{U}_{2A}(k) \rangle = \\ &= U(k) N_x \exp \left[-b \left(k - \frac{t_V}{T_r} \right)^2 \right] \exp \left\{ j \left[\varphi_0 + ak \left(k - 2 \frac{t_V}{T_r} \right) \right] \right\} \times \left[\exp \left(-2aj \frac{t_V}{T_r} \right) \pm \exp \left(2aj \frac{t_V}{T_r} \right) \right], \end{aligned} \quad (12)$$

т. е. модули суммарного и разностного откликов (12) в точке максимальной амплитуды являются искомыми квадратурными составляющими сигнала. Их сумма $(U_{\cos}^2 + U_{\sin}^2)^{1/2}$ используется для формирования яр-

костного РЛ изображения, а величина $\Delta\varphi = \arctg \frac{U_{\sin}}{U_{\cos}} = 2a \frac{t_V}{T_r} = 2\pi f_{dy} T_r$ — для формирования скоростного РЛ изображения.

В нашем случае $f_{dy} = \frac{2V_y}{\lambda} \sin \gamma_n$, V_y — фазовая скорость вибрационной волны.

Следует отметить, что получаемая таким образом информация о значении азимутального сдвига t_V даёт возможность его исключить на обоих изображениях (ярком и скоростном), тем самым осуществляя формирование неискаженных РЛ изображений вибрационных волн в РСА, подобных приведенным на рис. 2. Функциональная схема, поясняющая последовательность операций, приведена на рис. 4, на ней не показаны устройства, обеспечивающие синтез (сжатие) сигнала по наклонной дальности. Обозначены: 1, 2 — секции антенны РСА; 3 — генератор опорного сигнала; 4 — азимутальные синтезаторы; 5 — задержка на два периода следования импульсов; 6 — гибридная (суммо-разностная) схема; 7 — вычислитель амплитуды; 8 — вычислитель разности фаз; 9 — вычислитель-корректор параметров опорного сигнала (скорость и высота аппарата, траверсные координаты); 10 — вычислитель-корректор азимутальной координаты движущегося объекта; 11 — формирование скоростного (разностно-фазового) изображения; 12 — формирование яркостного (амплитудного) изображения. Алгоритм подобного рода применяется в германском космическом РСА TerraSAR-X при формировании изображений наземных и морских движущихся объектов [12].

Теперь рассмотрим соотношения для флуктуационной чувствительности и энергетике РСА при формировании яркостного и скоростного изображений морской поверхности. Фоновый сигнал на элементе разрешения накапливается когерентно, а собственный шум — некогерентно, тогда для яркостного изображения, при большом числе ($N > 20$) накапливаемых (приходящихся на элемент разрешения) импульсов,

пороговое соотношение выглядит следующим образом: $\frac{\Delta U_0^2}{\bar{U}_{ш}^2} = \frac{q_0}{\sqrt{N}}$, где $\bar{U}_{ш}$ — средне-квадратическое

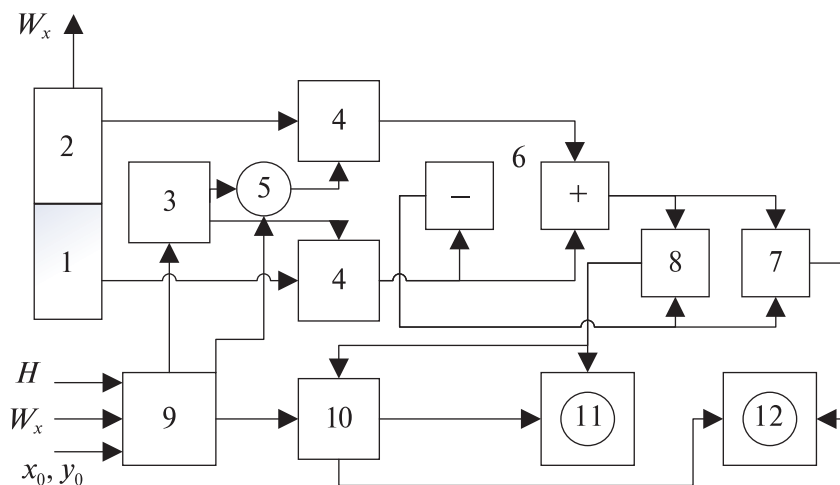


Рис. 4. Функциональная схема, поясняющая способ формирования в РСА яркостного и скоростного изображений с компенсацией (исключением) азимутального сдвига движущегося объекта

Fig. 4. Functional scheme that explains the method of generating amplitude and velocity images in the ISAR with compensation (exclusion) of the azimuthal shift of a moving object

отклонение амплитуды шума, q_0 — пороговый коэффициент. Введя сюда сигнал U_0^2 , получаем соотношение, где в левой части имеем рабочее отношение сигнал/шум q^2 , а в знаменателе правой части — требуемая пороговая величина контраста интенсивности сигнала $\Delta U_0^2 / U_0^2$:

$$q^2 = \frac{U_0^2}{\bar{U}_{\text{ш}}^2} = \frac{q_0}{\frac{\Delta U_0^2}{U_0^2} \sqrt{N}}.$$

Обычно принимают $10 \lg(1 + K_{\text{пор}}) = 1$ дБ, $K_{\text{пор}} = \Delta U_0^2 / U_0^2 = 0,26$. Число накапливаемых некогерентно реализаций шума определяется отношением синтезированного и реального размеров антенн: $N \approx \frac{L_x}{D_x}$, $L_x \gg D_x$. Следова-

тельно, при заданном пороге $q_0 = 3$ и $K_{\text{пор}} = 1$ дБ, в РСА получаем $q^2 \approx 10 \sqrt{\frac{D_x}{L_x}}$. Таким образом, благодаря когерентному накоплению импульсов на малой площадке возможно сформировать яркостное РЛ изображение слабо-отражающей поверхности с хорошим разрешением. Получается, что в условиях авиационного РСА, при $D_x = 1$ м, $L_x = 100$ м — по фону можно работать в режиме полной фокусировки при рабочем отношении фон/шум порядка единицы.

Флуктуационная ошибка при измерении разностно-фазового приращения зависит от крутизны фазо-скоростной характеристики $\partial \psi_n / \partial V_y$, числа N некогерентно накапливаемых шумовых отсчетов, а также от модуля $|\rho_n|$ коэффициента корреляции накапливаемого сигнала по отношению к помехе:

$$\sigma_V = \sqrt{\frac{1}{|\rho_n|^2} - 1} \left/ \frac{\partial \psi_n}{\partial V_y} \sqrt{N} \right. \quad (13)$$

При отношении сигнал/шум $q \gg 1$ (т.е. пренебрегая фоном) можно считать $|\rho_n| = \frac{q^2}{1 + q^2}$, $\frac{\partial \psi_n}{\partial V_y} = \frac{8\pi T_r \sin \gamma_n}{\lambda}$, тогда из соотношения (10) получается флуктуационно-скоростная чувствительность, отвечающая фокусированному разрешению «точечного» отражателя:

$$\sigma_{V0} = \frac{\lambda}{2\pi T_r q \sqrt{2N_0} \sin \gamma_n}. \quad (14)$$

В авиационном РСА ($\lambda = 3$ см, $T_r = 10^{-3}$ с, $\gamma = 60^\circ$, $N \sim 10^2$) при $q = 10$ мы получили бы таким образом скоростную чувствительность $\sigma_{V0} \sim 2$ см/с, при разрешении ~ 1 м по обеим осям.

В случае фонового отражателя (морские течения) картина существенно изменяется. Число независимых фоновых отсчетов на симметричной площадке размером $d \gg r_x, r_y$ составляет $N = \frac{2d^2}{D_x r_y}$, а коэффициент q представляет отношение фон/собственный шум, тогда

$$\sigma_V = \frac{\lambda \sqrt{D_x r_y}}{8\pi T_r d \sin \gamma_n}. \quad (15)$$

Это означает, что при заданных параметрах авиационного РСА, скоростную чувствительность $\sigma_V \sim 2$ см/с можно получить лишь при высоком отношении фон/шум ($q = 10$) и на площадках размером не менее $d \sim 10$ м по обеим осям.

Энергетика РСА рассчитывается стандартным способом, на основе известного соотношения $P_2 = P_1 \frac{G_{a1} G_{a2} \lambda^2 S_t}{(4\pi)^3 R_n^4} \geq q^2 k T_{\text{ш}} \Delta f$, где P_1, P_2 — мощности излучаемого и принимаемого коротких импульсов (без учета коэффициента сжатия по дальности), S_t — ЭПР «точечного» отражателя, Δf — ширина спектра сигнала, $G_{a1} = \frac{4\pi D_x D_z}{\lambda^2}$ — усиление антенны на передачу, $G_{a2} = \frac{4\pi L_x D_z}{\lambda^2}$ — усиление синтезированной антенны на приём, D_z — вертикальный размер антенны, $T_{\text{ш}}$ — эквивалентная шумовая температура приемника, $k = 1,37 \cdot 10^{-23}$ Дж/К — постоянная Больцмана. Ширина зоны обзора L_y соответствует угломестной ширине

диаграммы направленности антенны (определяемой размером D_z), азимутальная ширина L_x определяется размером D_x , и угол наклона антенной плоскости θ согласован со средним углом визирования γ_n , $\gamma_n = (\pi/2) - \theta$ (рис. 3).

В этом случае, импульсная мощность $P_1 \geq \frac{4\pi q^2 k T_\theta R_n^4 \lambda^2 \Delta f}{D_z^2 D_x L_x S_t}$. Средняя мощность обратно пропорцио-

нальна коэффициенту сжатия $B = \Delta f \tau_p$ и скважности $Q = \frac{T_r}{\tau_p}$, а наибольший период следования T_r определяется необходимостью сохранения когерентности фона, т.е. приёмом двух импульсов за время пролёта размера антенны D_x : $T_r \leq \frac{D_x}{2W_x}$, W_x — скорость носителя. В результате средняя излучаемая мощность

$\bar{P}_1 = \frac{P_1}{BQ} \geq \frac{8\pi q^2 k T_\theta R_n^4 \lambda^2 W_x}{D_z^2 D_x^2 L_x S_t}$. Заменим точечный отражатель фоновым, тогда с учётом размеров разрешае-

мой площадки при полной фокусировке имеем $S_t = S^0 r_x r_y = S^0 \frac{c \lambda R_n}{2 \Delta f L_x \sin \gamma_n}$, где S^0 — УЭПР поверхности.

Введём H — высоту полёта, тогда

$$\bar{P}_1 \geq \frac{16\pi q^2 k T_\theta \Delta f H^3 \lambda W_x \sin \gamma_n}{D_z^2 D_x^2 S^0 c \cos^3 \gamma_n}. \quad (16)$$

Для формирования РЛ изображений морской поверхности с самолёта примем $q = 10$, $\Delta f = 3 \times 10^8$ Гц, $\gamma_n > 60^\circ$, тогда при $k T_\theta \Delta f = 10^{-20}$ Вт и длине волны $\lambda = 3 \times 10^{-2}$ м, а также соосно-вертикальной поляризации антенны (на передачу и приём), следует принять величину УЭПР $S^0 = 10^{-3}$. При $H = 10^4$ м, $W_x = 10^2$ м/с, $D_x = 2$ м, $D_z = 0,2$ м, средняя мощность $\bar{P}_1 \geq 6$ Вт, и при скважности $Q \sim 10^2$ необходимая импульсная мощность (ЛЧМ-импульса) составит $P_p \sim 600$ Вт.

Таким образом, выявились основные параметры самолётного РСА: разрешение по обеим осям порядка 1 м при контрастно-яркостной флуктуационной чувствительности РЛ изображений лучше 1 дБ, скоростной флуктуационной чувствительности $\sigma_v \sim 2$ см/с на площадке размером $d \sim 10$ м и импульсной мощности порядка 1 кВт. Ширина зоны обзора составит $L_y \sim 3H$, т.е. не менее 30 км. Следует отметить, что полученная величина $\sigma_v \sim 2$ см/с для скоростной флуктуационной чувствительности означает, что пороговая фазовая скорость вибрационной волны составляет не менее ~ 6 см/с. В намечаемом натурном эксперименте с частотами вибратора $F_s \sim 30$ Гц и вибрационной волны $F_v \sim 15$ Гц — её фазовая скорость составляет ~ 25 см/с, т.е. в скоростном РЛ изображении, как и в амплитудном, вибрационная волна должна быть хорошо видна на фоне ветровых волн.

6. Краткие выводы

1. Принятые допущения о параметрах плоского дна, о малости размеров донного вибратора по сравнению с длиной излучаемой им звуковой волны и о глубине водоёма, сравнимом с длиной звуковой волны, приводят к определённой картине для возбуждаемых параметрически поверхностных вибрационных волн малой длины. В ближней области (вблизи от точки над вибратором) амплитуда вибрационной волны максимальна, в дальней же области амплитуда может быть значительной на определённых расстояниях (волноводное распространение звука).

2. При небольшой глубине водоёма (20–40 м) представляется выполнимым имитационный натурный эксперимент с участием донного вибратора и самолётного радара, использующего интерферометр с продольной антенной базой, при необходимой привязке длины волны радара (Х-диапазон) к частоте вибрации (30 Гц).

3. Вибрационный спектр реального очага землетрясения, измеренный на глубине 1000 м, имел плоскую форму в пределах (0,1–3 Гц). Радиолокация подобного очага возможна при длине волны радара более 1 м (УКВ- и КВ-диапазоны).

4. Радиолокационные изображения вибрационных волн, сформированные в яркостном и скоростном каналах современных РСА, должны иметь различную форму и, по сделанным расчётам, вибрационная волна должна хорошо выделяться на фоне ветровых волн.

7. Благодарности

Авторы глубоко благодарны рецензентам, чьи замечания позволили не только улучшить текст статьи (в особенности рисунки), но и устранить имеющуюся в первоначальном тексте принципиальную ошибку.

8. Финансирование

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

Литература

1. Переслегин С.В., Левченко Д.Г., Карпов И.О. Вибрационная волна на поверхности воды: параметрическое возбуждение и радиолокационное наблюдение // *Фундаментальная и прикладная гидрофизика*. 2021. Т. 14, № 2. С. 39–53. doi: 10.7868/S2073667321020040
2. Рабинович М.И., Трубецков Д.И. Введение в теорию колебаний и волн. М.: Наука, 1984. 560 с.
3. Левин Б.В., Носов М.А. Физика цунами и родственных явлений в океане. М.: Янус-К, 2005. 360 с.
4. Шендеров Е.Л. Излучение и рассеяние звука. Л.: Судостроение, 1989. 301 с.
5. Разин А.В., Собисевич А.Л. Геоакустика слоистых сред. М.: ИФЗ им. О.Ю. Шмидта РАН, 2012. 210 с.
6. Исакович М.А. Общая акустика. М.: Наука, 1973. 436 с.
7. Toporkov J.V., Perkovic D., Farquhanson G., Sletten M.A., Frasier S.J. Sea surface velocity vector retrieval using dual-beam interferometry: first demonstration // *IEEE Transactions on Geoscience Remote Sensing*, Nov. 2005. Vol. 43, No 11. P. 2494–2502. doi: 10.1109/TGRS.2005.848603
8. Romeiser R. The future of SAR-based oceanography: High-resolution current measurements by along-track interferometry // *Oceanography*. 2013. Vol. 26, No 2. P. 92–99. doi: 10.5670/oceanog.2013.37
9. Верб В.С., Плющев В.А., Манаков В.Ю. Применение авиационного РСА комплекса, работающего в широком диапазоне частот, для поверхностного и подповерхностного зондирования // *Труды НТО РЭС им. А.С. Попова «Сверхширокополосные сигналы и сверхкороткие импульсы в радиолокации, связи и акустике»*. Суздаль — Москва, 2005. С. 89–94.
10. Hiroyuki Matsumoto, Toshinori Kimura, Shuhei Nishida, Yuya Machida. Experimental evidence characterizing pressure fluctuations on the sea floor-water interfaced induced by an earthquake // *Scientific Reports*. 2018. Vol. 8, No 10. doi: 10.1038/s41598-018-34578-2
11. Переслегин С.В., Халиков З.А. Обработка сигналов в радиолокаторах с синтезированной апертурой при формировании скоростных полей поверхности Земли // *Известия ВУЗов. Радиофизика*. 2014. Т. LVII, № 10, С. 784–796.
12. Cassola M.R., Iraola P.P., De Zan F., Scheiber R., Reigber A., Geudtner D., Alberto Moreira. Doppler-related distortions in TOPS SAR images // *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*. 2015. Vol. 53, No 1. doi: 10.1109/TGRS.2014.2313068
13. Переслегин С.В., Карпов И.О., Халиков З.А. Двухпозиционная квазизеркальная радиолокация морской поверхности: механизмы СВЧ-рассеяния и возможности решения океанологических задач из космоса // *Океанология*. 2017. Т. 57, № 5. С. 710–719. doi: 10.7868/S0030157417050057
14. Переслегин С.В., Халиков З.А., Карпов И.О. Модель формирования полей ветровых и внутренних волн в ИРСА с продольной антенной базой // *Труды XXIX Всероссийского симпозиума «Радиолокационное исследование природных сред»*. СПб.: ВКА им. А.Ф. Можайского, 2019.

References

1. Pereslegin S.V., Levchenko D.G., Karpov I.O. The vibration wave on the water surface: parametric excitation and radar observation. *Fundamental and Applied Hydrophysics*. 2021, 14, 2, 39–53 (in Russian). doi: 10.7868/S2073667321020040
2. Rabinovich M.I., Trubetskov D.I. Introduction to the theory of vibrations and waves. *Moscow, Nauka*, 1984, 560 p. (in Russian).
3. Levin B.V., Nosov M.A. Physics of tsunamis and related phenomena in the ocean. *Moscow, Yanus-K*, 2005, 360 p. (in Russian).
4. Shenderov E.L. *Sound emission and scattering. Leningrad. Sudostroyeniye*. 1989, 301 p. (in Russian).
5. Razin A.V., Sobisevich A.L. Geoacoustics of layered medium. *Moscow, IFZ by O. Yu. Shmidt RAS*. 2012, 210 p. (in Russian).
6. Isakovitch M.A. General acoustics. *Moscow, Nauka*, 1973, 436 p. (in Russian).
7. Toporkov J.V., Perkovic D., Farquhanson G., Sletten M.A., Frasier S.J. Sea surface velocity vector retrieval using dual-beam interferometry: first demonstration. *IEEE Transactions on Geoscience Remote Sensing*. 2005, 43, 11, 2494–2502. doi: 10.1109/TGRS.2005.848603

8. Romeiser R. The future of SAR-based oceanography: High-resolution current measurements by along-track interferometry. *Oceanography*. 2013, 26, 2, 92–99. doi: 10.5670/oceanog.2013.37
9. Verba V.S., Plushev V.A., Manakov V. Yu. The use of an aviation SAR system operating at low frequencies for excitation and subsurface sounding. *Proceedings of NTO RES n.a. A.S. Popov “Ultrawideband signals and ultrashort pulses in radar, communications and acoustics”*. Suzdal — Moscow, 2005. P. 89–94 (in Russian).
10. Hiroyuki Matsumoto, Toshinori Kimura, Shuhei Nishida, Yuya Machida. Experimental evidence characterizing pressure fluctuations on the sea floor-water interfaced induced by an earthquake. *Scientific Reports*. 2018, 8, 10. doi: 10.1038/s41598-018-34578-2
11. Pereslegin S.V., Khalikov Z.A. Signal processing in synthetic-aperture radars during the formation of the Earth-surface velocity fields. *Radiophysics and Quantum Electronics*. 2015, 57, 700–710. doi: 10.1007/s11141-015-9556-7
12. Cassola M.R., Iraola P.P., De Zan F., Scheiber R., Reigber A., Geudtner D., Alberto Moreira. Doppler-related distortions in TOPS SAR images. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*. 2015, 53, 1. doi: 10.1109/TGRS.2014.2313068
13. Pereslegin S.V., Karpov I.O., Khalikov Z.A. Two-position quasi-mirror radar of the sea surface: Principles of microwave scattering and possibilities of solving Oceanology problems from space. *Oceanology*. 2017, 57, 639–647. doi: 10.1134/S0001437017050149
14. Pereslegin S.V., Khalikov Z.A., Karpov I.O. Model of formation of fields of wind and internal waves in IRSA with a longitudinal antenna base. *Proceedings of XXIX All-Russian Symposium “Radiolokatsionnoye issledovaniye prirodnikh sred”*. St. Petersburg, A.F. Mozhaysky VKA, 2019.

УДК 551.465.5+551.466

© А. Е. Кориненко^{1*}, В. В. Малиновский¹, В. А. Дулов¹, В. Н. Кудрявцев^{1,2}, 2022

¹Морской гидрофизический институт РАН, 299011, Капитанская ул., 2, г. Севастополь, Россия

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

*E-mail: korinenko.alex@mhi-ras.ru

ОЦЕНКА ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ «БАРАШКА» ОБРУШИВАЮЩЕЙСЯ ВОЛНЫ

Статья поступила в редакцию 04.09.2021, после доработки 28.12.2021, принята в печать 10.01.2022

Аннотация

Представлены результаты исследования времени жизни обрушений ветровых волн (барашков) и пространственного распределения моментов зарождения обрушений по профилю длинной поверхностной волны, полученные в ходе специализированных экспериментов с океанографической платформы в Черном море. Регистрация барашков осуществлялась по видеозаписям морской поверхности. Одновременно с видеозаписями измерялись характеристики поверхностного волнения, а также регистрировалась метеорологическая информация.

Показано, что распределение времени жизни барашка хорошо описывается экспоненциальным законом. Установлено, что отношение времени жизни индивидуального барашка к периоду обрушивающейся волны равно 0,3, а распределения этого отношения подобны для различных ветровых и волновых условий. Показано, что зарождение барашков происходит преимущественно в районе гребня длинной волны со смещением на ее передний склон в среднем на 9,6° фазы длинной волны. Возникнув на переднем фронте, барашек за время жизни смещается на задний фронт длинной волны, так что разность фаз между зарождением обрушения и максимумом доли поверхности, занятой барашками, составляет 21,6°.

Ключевые слова: обрушения ветровых волн, время жизни барашка, натурные исследования, начальный момент обрушения ветровой волны, модуляция обрушений коротких волн длинными волнами

© А. Е. Korinenko^{1*}, V. V. Malinovsky¹, V. A. Dulov¹, V. N. Kudryavtsev^{1,2}, 2022

¹Marine Hydrophysical Institute, Russian Academy of Sciences, 299011, Kapitanskaya Str., 2, Sevastopol, Russia

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

*E-mail: korinenko.alex@mhi-ras.ru

ESTIMATION OF THE “WHITECAP” LIFETIME OF BREAKING WAVE

Received 04.09.2021, revised 28.12.2021, accepted 10.01.2022

Abstract

The paper presents the results of a study of the lifetime of wind-wave breaking (“whitecaps”) and the spatial distribution of the moments of wave-breaking initiation along the profile of a long surface wave. The results obtained during the specialized experiments from an oceanographic platform in the Black Sea are given. The registration of the whitecaps was carried out based on the video recordings of the sea surface. The surface waves’ characteristics were measured and the meteorological information was recorded simultaneously with the video recordings.

It is shown that the distribution of the whitecaps’ lifetime is well described by an exponential law. It was found that the ratio of the lifetime of an individual whitecap to the period of the breaking wave is 0.3. The distributions of the above-mentioned ratio are similar for different wind and wave conditions. It is indicated that the generation of whitecaps occurs mainly in the region of the crest of a long wave with a shift to its front slope on average by 9.6 of the phase of the long wave. The whitecap having arisen at the leading edge shifts to the trailing edge of the long wave during its lifetime, so that the phase difference between the breaking initiation and the maximum of the surface fraction covered by the whitecaps equals 21.6.

Keywords: wind wave breaking, whitecap lifetime, field studies, initial moment of wind wave breaking, modulation of short wave breaking by long waves

Ссылка для цитирования: Кориненко А.Е., Малиновский В.В., Дулов В.А., Кудрявцев В.Н. Оценка времени жизни «барашка» обрушивающейся волны // Фундаментальная и прикладная гидрофизика. 2022. Т. 15, № 1. С. 61–72.

doi: 10.48612/fpg/5g5t-4mzd-94ab

For citation: Korinenko A.E., Malinovsky V.V., Dulov V.A., Kudryavtsev V.N. Estimation of the “Whitecap” Lifetime of Breaking Wave. *Fundamental and Applied Hydrophysics*. 2022, 15, 1, 61–72. doi: 10.48612/fpg/5g5t-4mzd-94ab

1. Введение

Обрушения ветровых волн играют важную роль в процессах на морской поверхности — газообмене между океаном и атмосферой [1], диссипации энергии ветровых волн [2], генерации турбулентности в приповерхностном слое моря [3], генерации брызг [4], и влияют на структуру атмосферного погранслоя [5, 6]. Интенсивность обрушений чувствительна к неоднородностям поверхностных течений, связанных с различными океанскими динамическими процессами (внутренние волны, границы суб- и мезомасштабных течений, фронты), что используется в практических приложениях дистанционного зондирования [7–9].

Обрушение волн на морской поверхности представляет собой сложное гидродинамическое явление. Барашек начинает формироваться, когда волна при обрушении вовлекает воздух в поверхностный слой воды. Распространяясь с гребнем обрушивающейся волны, пенная область значительно увеличивается в размерах. Со временем позади барашка появляется шлейф остаточной пены. Традиционно барашек рассматривают, как активную фазу обрушения, «фазу А» по номенклатуре [10, 11], а остаточную «растекшуюся пену», характеризующуюся облаками всплывающих пузырей воздуха, — как пассивную «фазу Б» [10, 11]. Поскольку пространственно-временная стохастическая динамика и электродинамика этих фаз принципиально различна [12], различается и роль этих фаз в физических явлениях на морской поверхности, и, соответственно, важность их исследования для различных специальных задач. Например, если в явлениях газообмена и собственного микроволнового излучения морской поверхности наиболее важна «фаза Б» [12], то для визуализации диссипации волновой энергии [2] и формирования радиолокационного сигнала основной интерес представляют барашки — «фаза А» [13, 14]. В данной работе, основанной на оптической регистрации морской поверхности под углами наблюдения около 45 градусов, акцент сделан на исследовании временной эволюции барашка, возникающего при обрушении ветровой гравитационной волны.

Как показали результаты исследований [15, 16], характерное время жизни обрушения в «фазе Б» длится секунды, а длительность «фазы А» составляет десятые доли секунды. Поэтому в натурных экспериментах определение времени жизни барашка затруднительно, а результаты немногочисленных работ [17–20] противоречивы. В зависимости от ветро-волновых условий среднее значение времени жизни обрушения $\bar{\tau}$ по данным радиолокационных измерений в диапазоне электромагнитных волн 3 см изменяется от 0,8 с до 3 с [19]. По данным акустических измерений $\bar{\tau}$ лежит в пределах 1,2 с до 1,8 с [17]. В то же время анализ распределения τ , полученных в Черном море в районе Стационарной океанографической платформы в работе [20], показывает, что $0,3 \leq \tau \leq 0,8$ с. При изучении среднего времени жизни барашка представляет интерес соотношение между $\bar{\tau}$ и средним периодом обрушивающейся волны \bar{T} . Согласно данным [17] $\bar{\tau}$ составляет 45–65 % от \bar{T} . В работе [21] показано, что для единичных обрушений отношение τ к периоду обрушивающейся волны лежит в пределах 0,3–0,5. В результате радиолокационных измерений [19] получено значение $\tau/\bar{T} \cong 0,8$. Перечисленные расхождения, указывают на целесообразность дальнейших исследований времени жизни барашков, одной из основных физических характеристик обрушения волны.

В натурных условиях обрушения ветровых волн происходят в присутствии длинных волн — ветровых волн спектрального пика и/или волн зыби. Длинные ветровые волны обрушаются редко [22], но вызывают модуляцию обрушений более коротких волн [23–25].

В результате барашки концентрируются в окрестности гребня длинной волны, при этом максимумы доли поверхности Q , покрытой обрушениями, смещены на задний склон модулирующей волны [25]. Это, на первый взгляд, противоречит теоретическим представлениям, согласно которым максимум амплитуды коротких волн должен находиться на переднем склоне вблизи гребня длинной волны [26, 27]. Анализ такого расхождения в пространственном расположении Q приводится в [25], где показано, что наблюдаемый сдвиг максимума Q на задний склон модулирующей волны объясняется конечным временем существования барашков, в течение которого они отстают от гребней длинных волн из-за разницы фазовых скоростей длинных и обрушивающихся коротких волн. Это обстоятельство инспирировало наш интерес к более детальным оценкам времен жизни барашков, а также к моментам начала обрушений в присутствии длинных волн. Если эти моменты окажутся сконцентрированы в области усиления амплитуд коротких волн, что, согласно теоретическим предсказаниям, должно иметь место перед гребнем длинной волны, то выводы работы [25] будут существенно дополнены.

Целью настоящей работы является изучение статистических характеристик времени жизни обрушений, их связь с периодом обрушивающейся волны и исследование распределения начальных моментов обрушений вдоль профиля длинной волны.

2. Натурный эксперимент

2.1. Общее описание

Экспериментальные исследования были выполнены в осенний период 2015, 2018–2019 гг. с океанографической платформы в Черном море вблизи пос. Кацивели. Платформа расположена на расстоянии 0,5 км от берега, где глубина воды примерно 30 м. Работы проводились в условиях устойчивого ветра со стороны моря и состояли в синхронной видео съемке морской поверхности, волнографических измерениях и записях скорости ветра (см. рис. 1).

Регистрация обрушений ветровых волн осуществлялась с помощью цифровой видеокамеры с частотой записи 25 кадров в секунду и разрешением 1920×1080 пикселей. Камера располагалась на высоте 12 м над уровнем моря. Угол между оптической осью видеокамеры и поверхностью моря выбирался равным $35\text{--}45^\circ$. Угол обзора объектива по горизонтали составлял 54° , а по вертикали — 32° . Возвышения морской поверхности регистрировались струнным волнографом, расположенным на конце стрелы длиной 11 м. Сбор метеорологической информации осуществлялся многофункциональным комплексом *Davis 6152EU*, расположенным на высоте 23 м над уровнем моря на мачте океанографической платформы (см. рис. 1). Измеренная скорость ветра пересчитывалась в скорость ветра U на высоте 10 м с использованием данных о температуре воздуха, температуре воды и влажности по методике [28]. Эксперименты были проведены при скоростях ветра 9 м/с — 21 м/с. Более подробно методика проведения измерений и описание приборов представлены в [29, 30].

2.2. Времена жизни барашков

Для оценок времени жизни барашков были использованы данные, для которых кадр видеозаписи охватывал площадь морской поверхности около 400 м^2 . При известной геометрии съемки кадр изображения привязывался к координатам на горизонтальной плоскости, расположенной на среднем уровне моря. В пределах кадра разрешение вдоль вертикальной оси изменялось от 0,01 до 0,06 м, а вдоль горизонтальной оси — от 0,01 до 0,02 м.

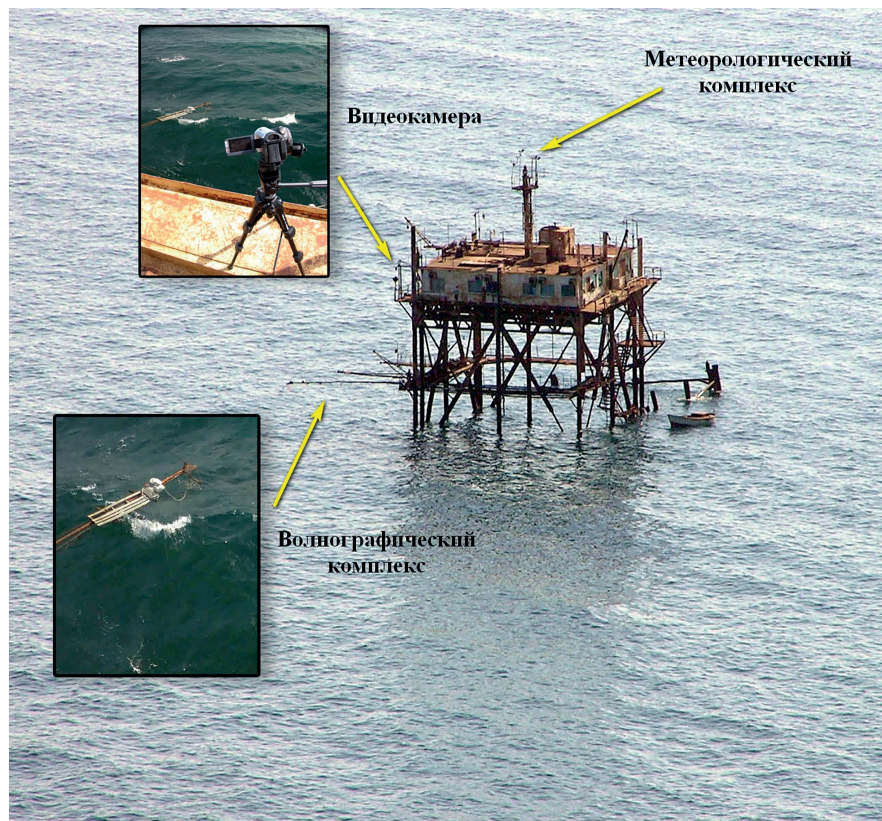


Рис. 1. Схема расположения измерительной аппаратуры на океанографической платформе

Fig. 1. The instrumentation layout on the oceanographic platform

Идентификация барашков по видеозаписям морской поверхности осуществлялась с помощью алгоритма [31]. Алгоритм основан на отличии модельного гауссова распределения яркости I в видеокадре в отсутствии обрушений от фактического распределения яркости в присутствии пенных структур. Обрушения искажают «хвост» нормального распределения $p(I)$ при больших значениях яркости. Уровень яркости I_0 , выше которого наблюдаются искажения $p(I)$, принимался за величину порога, а области морской поверхности с яркостью, превышающей I_0 , рассматривались как пенные структуры. Для последующего анализа выделялась лишь активная фаза обрушений («фаза А», барашки), а пятна растекшейся пены, оставшейся после прохождения обрушения, автоматически отфильтровывались, используя кинематические свойства обрушений в различных фазах [31–33].

Основное различие кинематики фаз выражается в том, что барашки смещаются в горизонтальной плоскости с примерно постоянным вектором скорости, в то время как движения остаточных пенных структур имеют хаотичный характер. Рис. 2 показывает эволюцию барашка с момента, когда он появился впервые (см. врезку с увеличением изображения на рис. 2, *a*), до момента его исчезновения, после которого на морской поверхности осталось лишь пятно растекшейся пены, расположенное вблизи нижней границы рис. 2, *e*. Барашки и растекшаяся пена выглядят яркими образованиями белого цвета. Красным цветом выделены пиксели изображения, которые алгоритм [31] идентифицирует, как активную фазу обрушения. По мере развития барашка вокруг области красного цвета (непосредственно барашка) можно видеть пиксели белого цвета, соответствующие облакам всплывающих пузырьков.

Рис. 3 более подробно показывает эволюцию площади (рис. 3, *a*) и движение геометрического центра (X , Y) в локальной системе координат (рис. 3, *b*) того же пенного образования. Символы (\bullet) на рис. 3, *a* соответствуют последовательно кадрам, приведенным на рис. 2, *a–e*. Аналогичные примеры эволюции геометрических характеристик барашков проиллюстрированы и в других исследованиях (см., например, рис. 3 и 4 в [22] и рис. 3 в [30]). Временная эволюция барашка, движущегося с вполне определенной скоростью, характеризуется ростом его площади до некоторого максимума. Затем начинается распад барашка на пятна остаточной пены, а движение геометрического центра яркой области существенно замедляется и, наконец, принимает колебательный характер, отражая орбитальные движения доминантных волн. На этом участке спада площади пенной структуры «фазы А и Б» неразличимы на изображениях видимого диапазона. Однако физика явления обрушения волны подразумевает, что яркая область активного обрушения (барашек) жестко связана с обрушивающейся волной, и потому движется с её фазовой скоростью [34]. Поэтому к активной «фазе А» следует относить яркие области, движущиеся с постоянной скоростью. Интервал времени, в течение которого именно такое движение наблюдается, соответствует росту площади барашка. При анализе статистических характеристик активной фазы обрушений, как правило, рассматривают лишь участок роста площади, игнорируя пенные структуры на участке её спада (см., например, [22, 30, 31–33]).

Алгоритм [31], используя дерево решений на основе кинематических параметров пенной области, позволяет адекватно выделять «фазу А» обрушений (рис. 2). В качестве моментов распада барашков принимались моменты достижения максимума их площади (на рис. 3, *a*, этот момент отмечен вертикальной линией). Интервал времени τ между моментами обнаружения и достижения максимума площади барашка принимался в качестве времени его жизни. В данной работе рассматривались только те барашки, которые возникли и распались внутри наблюдаемой области.

Как следует из рис. 3, *b*, до момента распада барашек движется прямолинейно с постоянной скоростью $c = \sqrt{\dot{X}^2 + \dot{Y}^2}$. Мы считали эту скорость равной фазовой скорости обрушивающейся волны, как предложено О.М. Филиппсом [34]. Отсюда, используя дисперсионное соотношение гравитационных волн на глубокой воде, для каждого барашка были оценены периоды несущих волн $T = 2\pi c/g$, где g — ускорение свободного падения.

2.3. Зарождение обрушений под влиянием длинных волн

Для исследования модуляций обрушений длинными волнами в 2018 году была проведена серия из восьми специальных экспериментов при скоростях ветра 13–19 м/с [25]. Камера ориентировалась навстречу направлению длинных волн, которое всегда совпадало с направлением ветра. Выполнялась видеосъемка участка морской поверхности в месте ее пересечения со струной волнографа (рис. 2). При этом волнограф был синхронизирован с видеокамерой путем записи его сигнала вместе со звуковым рядом с камеры в единый файл. Точность синхронизации — 1 мс. В результате в работе [25] было установлено распределение доли поверхности, занятой барашками, вдоль профиля длинной волны. Настоящая работа отвечает на вопрос, как распределены моменты зарождения обрушений вдоль длинной волны.

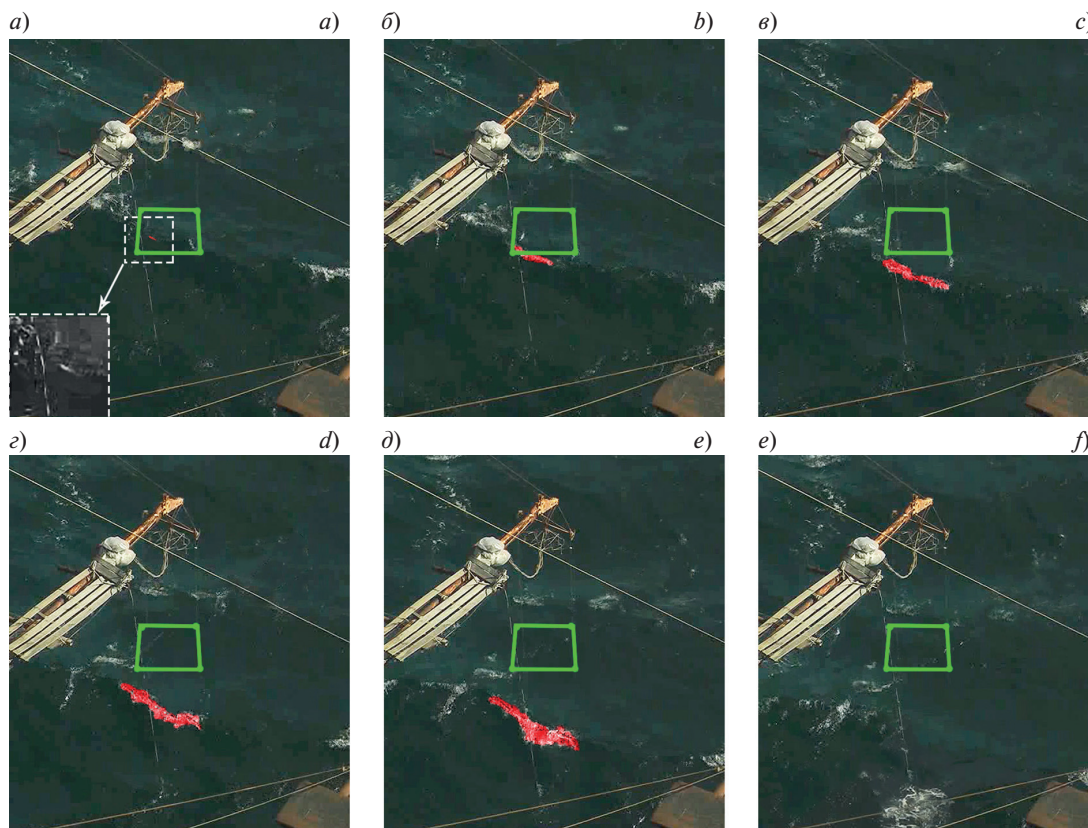


Рис. 2. Эволюция обрушения: *a* — момент зарождения барашка; *b–d* — движение и рост барашка, *e* — пятно растекшейся пены после исчезновения барашка. Красным цветом выделена активная фаза обрушения согласно применяемому алгоритму [31]. Зеленым цветом показаны границы квадратного участка, использованного для исследования влияния длинных волн на зарождение обрушений

Fig. 2. Evolution of wave breaking: *a* — the moment of whitecap generation; *b–e* — movement and growth of the whitecap; *f* — a spot of spreading foam after the disappearance of the whitecap. The active phase of the breaking is highlighted in red according to the applied algorithm [31]. The square area used is shown by green box

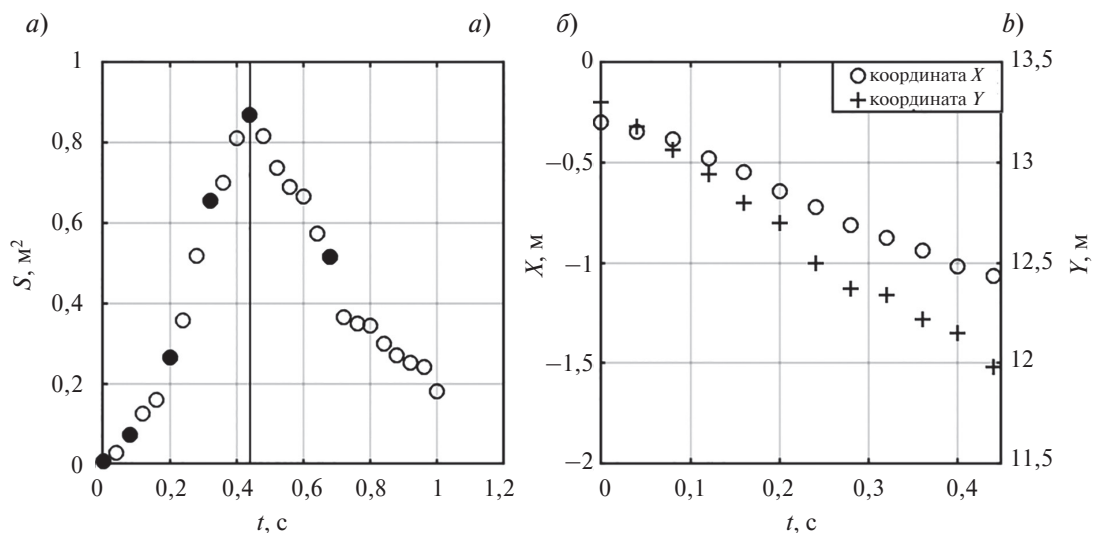


Рис. 3. Изменения площади S (*a*) и координат геометрического центра X и Y (*b*) яркого образования, соответствующего обрушению волны, которое показано на рис. 2. На графике символы (\bullet) последовательно соответствуют кадрам, приведенным на рис. 2. Вертикальная прямая отмечает момент распада барашка

Fig. 3. Changes in the area, S , (*a*) and coordinates of the geometric center X and Y , (*b*) of breaking shown in Fig. 2. The symbols (\bullet) correspond to the video frames shown in Fig. 2. The vertical line indicates the moment of whitecap disappearance

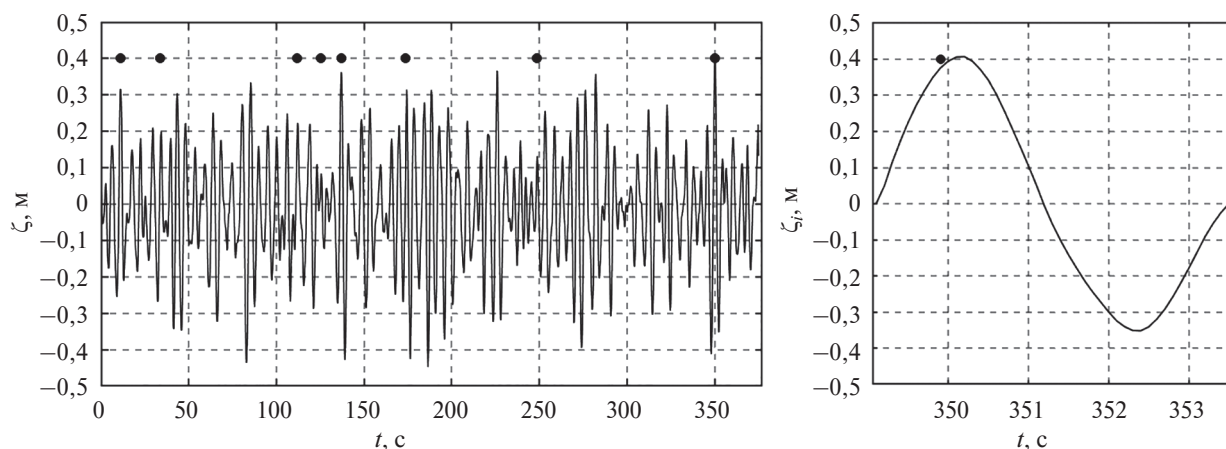


Рис. 4. Фрагмент записи возвышений морской поверхности $\zeta(t)$ с отметками (•) в моменты начала обрушений. Справа — растянутый по оси времени участок, соответствующий индивидуальной волне

Fig. 4. A record fragment of the sea surface elevations $\zeta(t)$ with the marks (•) at the moments of the beginning of the breaking. An individual breaking event is zoomed on the right panel

В этой части эксперимента особое внимание уделялось фиксации начального этапа обрушения волны: когда только начинает формироваться барашек. Мы определяли моменты зарождения обрушений в квадратном участке со стороной $L_m = 0,9$ м и центром в точке пересечения со струной волнографа (см. рис. 2, где границы квадрата показаны зелёным цветом).

Рис. 4 дает пример получаемых данных: возвышений морской поверхности $\zeta(t)$ и привязанных к ним по времени моментов начала обрушений. Для получения характеристик длинных волн была использована методика анализа индивидуальных волн (см., например, [23, 25]). Момент пересечения нуля «снизу вверх» сигналом $\zeta(t)$ рассматривался, как начало индивидуальной волны, которая продолжалась до следующего пересечения нуля «снизу вверх» (см. пример на рис. 4 справа). Длительность индивидуальной волны считалась ее периодом T_i . Тогда фаза волны в момент времени t есть $\Phi = 2\pi(t - t_i)/T_i$, где момент t_i соответствует началу волны. Волновое число индивидуальной волны определялось, как $K_i = (2\pi/T_i)^2/g$, а после умножения его на амплитуду индивидуальной волны получали оценку параметра крутизны волны AK .

В результате были получены данные для более чем 1300 индивидуальных волн. Детали методики такой обработки, оценки ошибок, а также подробное описание метео-волновых условий во время этих экспериментов приведено в [25].

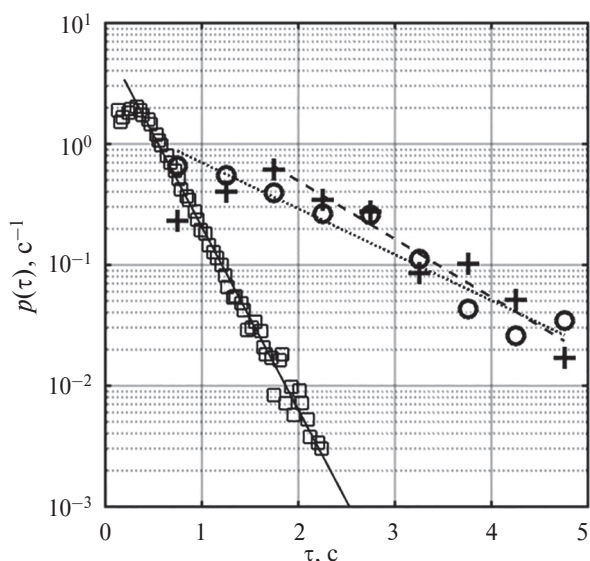


Рис. 5. Плотности вероятности времени жизни обрушений. Символы (□) — результаты наших измерений, (○) и (+) — данные из работ [17] и [19]. Линии — аппроксимирующие кривые $p(\tau) = p \cdot \exp(-q \cdot \tau)$

Fig. 5. Probability densities of the breaking lifetime. Symbols (□) are our measurements, (○) and (+) — the data from [17] and [19]. Lines are approximating curves, $p(\tau) = p \cdot \exp(-q \cdot \tau)$

3. Результаты

3.1. Статистика времени жизни обрушений

На рис. 5 показана плотность вероятности $p(\tau)$, полученная по всем данным. Как следует из рис. 5, а, распределение $p(\tau)$ хорошо аппроксимируется экспонентой $p(\tau) = 6,88 \cdot \exp(-3,49 \cdot \tau)$, показанной сплошной линией. Среднее значение по всем данным составляет $\bar{\tau} = 0,46$ с. Экспоненциальный вид распределения согласуется с результатами, приведенными в [19], где среднее значение времени жизни составило 0,4 с.

Распределения $p(\tau)$, полученные при акустических и радиолокационных (РЛ) измерениях, демонстрируются, соответственно, в [17] и [19], и, как указывалось выше, средние значения времени жизни обрушений, приводимые в этих работах, существенно больше $\bar{\tau}$,

полученного при наших измерениях. Такое расхождение в значениях $\bar{\tau}$ может быть вызвано применением различных измерительных методов. Используемые в наших экспериментах видеокамера и методика обработки видеок кадров позволяют идентифицировать обрушения с минимальной длительностью $\tau_{\min} = 0,12$ с, тогда как при измерениях [17] и [19] τ_{\min} составило 0,5 с. Как отмечено в [19] обрушения мелких масштабов проявляются при РЛ съемке, но для большей их части определение τ не представляется возможным и значительное число малых обрушений игнорируется. В результате на гистограмме τ наблюдается максимум при $\tau = 1,75$ с и левее максимума происходит уменьшение числа зарегистрированных событий, (см. рис. 3 в [19]). При акустическом методе измерений [17] для 45 % обрушений $\tau > 2$. Таким образом, большие значения $\bar{\tau}$ при измерениях акустическим и РЛ методами могут быть связаны как с регистрацией обрушений с минимальным значением $\tau_{\min} \sim 0,5-0,7$ с, так и регистрацией «фазы Б», что приводит к завышению $\bar{\tau}$. Здесь необходимо отметить, что измерения времени жизни обрушений, приводимые в [17] и [19], выполнялись в условиях открытого океана с характерными периодами волн 5–7 с и при наличии зыби.

В [19] приведены гистограммы $H(\tau)$, построенные как по радиолокационным, так и по акустическим данным (последние были предоставлены авторами [17]). Используя значения обеих гистограмм, мы рассчитали соответствующие этим измерениям плотности вероятности величины τ , представленные на рис. 5 символами (\diamond) и (\circ). Так же, как и в нашем случае, $p(\tau)$ удовлетворительно описываются экспоненциальным законом $p(\tau) = p \cdot \exp(-q \cdot \tau)$, где коэффициенты p составляют 1,51 и 0,52, значения q равны 1,1 и 0,9 для данных [19] и [17], соответственно. Здесь при расчете $p(\tau)$ для РЛ данных проигнорированы статистически слабо обеспеченные значения $H(\tau)$, левее максимума (см. анализ результатов в [19]).

На рис. 6 показаны распределения отношения времени жизни барашка к периоду обрушивающейся волны $\gamma_T = \tau/T$ для индивидуальных событий обрушений. Распределения для шестидесяти четырех реализаций, характеризующихся различными скоростями ветра, показаны точками. Сплошная линия показывает усредненное распределение γ_T . Стандартное отклонение от него составляет $\sqrt{(\gamma_T)^2} = 0,13$, подтверждая, что распределения γ_T для различных скоростей ветра имеют одинаковую форму, оценка которой представлена усредненным распределением. Максимум распределений наблюдается при $\gamma_T = 0,2$. Среднее значение отношения времени жизни барашка к периоду обрушивающейся волны составляет $\overline{\gamma_T} = 0,3$. Величины γ_T лежат в интервале 0,1–0,41 с вероятностью 75 % и в интервале от 0,1–0,56 — с вероятностью 90 %.

3.2. Распределение событий начала обрушений вдоль профиля длинной волны

На рис. 7 показаны распределения событий начала обрушений вдоль профиля длинной волны для всех серий измерений. Каждое событие характеризуется фазой длинной волны (см. подраздел 2.3), поэтому ненормированные распределения получены путем построения гистограмм для этих фаз $N(\Phi)$. Также на рис. 7 приведены усредненные безразмерные профили длинных волн, $\zeta(\Phi) = \overline{K_i \zeta_i(\Phi)}$, где усреднение выполнено по всем индивидуальным волнам в реализации при фиксированной фазе.

Главной особенностью $N(\Phi)$ является то, что точки зарождения барашков концентрируются в области гребня и существенно реже возникают в районе впадины. В то время как средний профиль длинной волны синусоидальный, средний профиль количества обрушений имеет явно выраженный ассиметричный вид. Для определения фазового сдвига, Φ_1 между реализациями ζ и N представим полученные профили N в виде усеченного разложения Фурье: $N = \bar{N} + N_1 \sin(\Phi - \Phi_1) + \dots$. Положительное значение Φ_1 означает сдвиг максимума N на задний склон длиной волны. На рис. 8 представлены зависимости Φ_1 от среднего

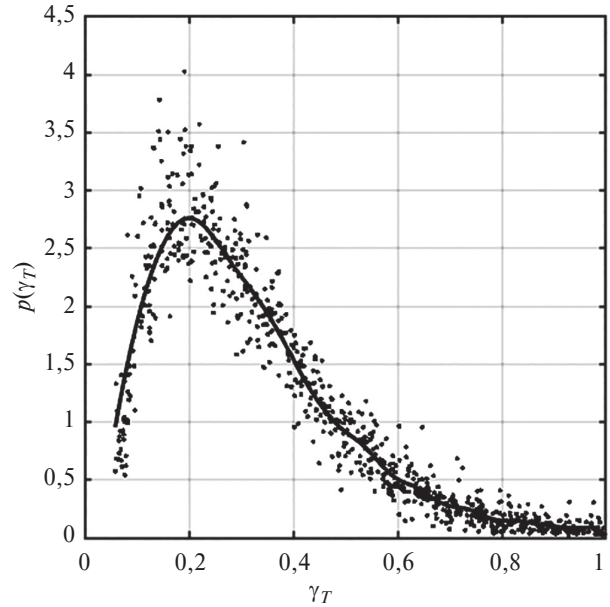


Рис. 6. Распределения отношений времени жизни обрушений к периоду обрушивающейся волны γ_T для всех серий измерений, сплошная линия — результат усреднения

Fig. 6. Distributions of the ratios of breaking lifetime to the period of the breaking wave γ_T for all measurements, the solid line is the result of averaging

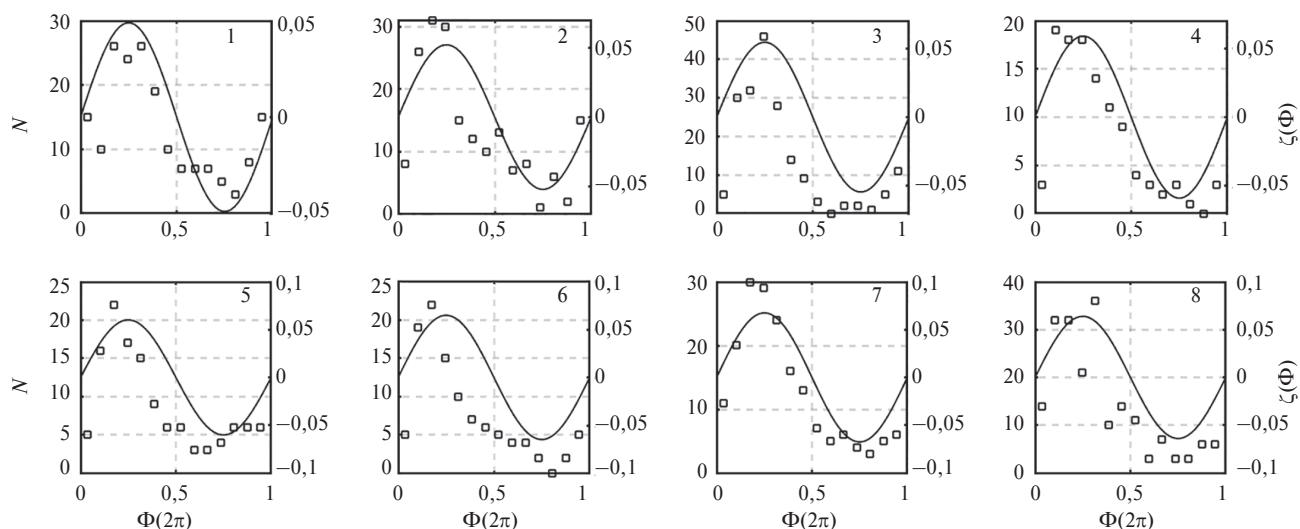


Рис. 7. Ненормированное распределение событий начала обрушений N (символы) вдоль профиля длинной волны для всех серий измерений. Сплошные линии — усредненные профили длинных волн $\zeta(\Phi)$

Fig. 7. Unnormalized distribution of events of the breaking beginning N (symbols) along the long wave profile for all series of measurements. Solid lines are the averaged profiles of long waves $\zeta(\Phi)$

уклона длинной волны \overline{KA} и скорости ветра U вместе с данными для доли поверхности Q , занятой барашками, которые получены в работе [25]. Рис. 8 демонстрирует, что Φ_1 практически не зависит от \overline{KA} и U в исследованном диапазоне этих величин. Величины фазового сдвига Φ_1 для Q смещаются на задний склон длинной волны в среднем на $11,6^\circ$, в то время как моменты зарождения обрушений смещены на передний склон в среднем на $-9,6^\circ$.

Указанное различие в фазовых сдвигах Q и N связано с конечным временем жизни барашка. Согласно физической модели [25] обрушения формируются главным образом на гребне доминантной волны. Барашек, двигаясь с фазовой скоростью c обрушивающейся короткой волны в течение времени жизни

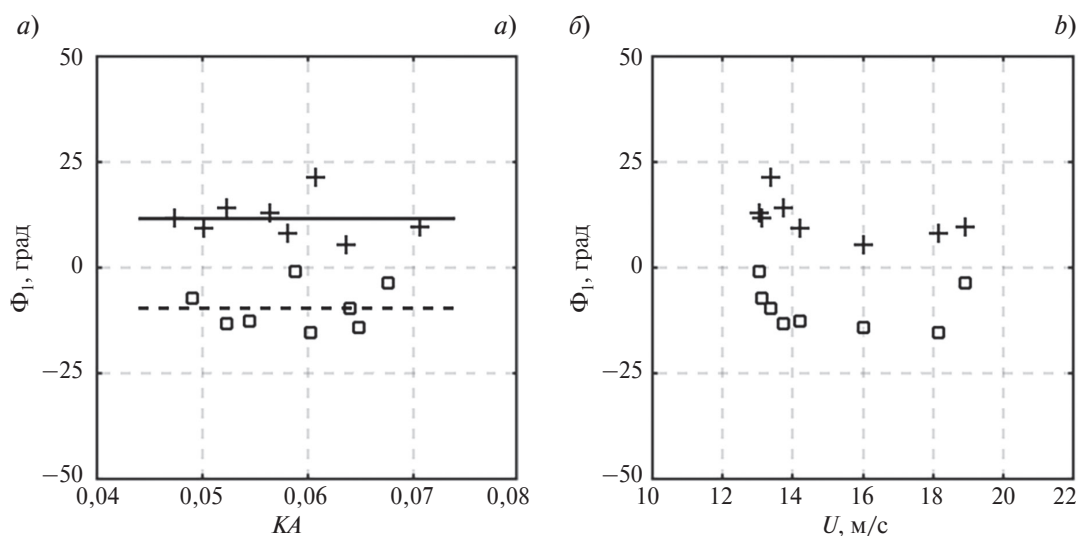


Рис. 8. Зависимость фазового сдвига Φ_1 от ветроволновых условий: a — от крутизны волны; b — от скорости ветра. Символами (\square) представлены данные настоящей работы, символами ($+$) показаны результаты [25]. Уровни сплошных линий соответствуют средним значениям $-9,6^\circ$ для наших данных и $11,6^\circ$ для данных [25].

Fig. 8. Dependence of the phase shift Φ_1 : a — on the wave steepness; b — on the wind speed. Symbols (\square) represent the present paper data, symbols ($+$) show the results of [25]. The levels of the solid lines correspond to the mean values $-9,6^\circ$ for our data and $11,6^\circ$ for the data of [25].

τ , отстанет от гребня длинной волны, движущейся со своей фазовой скоростью C . Тогда оценка сдвига фаз $\Delta\Phi$ между N и Q определяется смещением барашка относительно длинной волны за время жизни τ : $\Delta\Phi = K(C - c) \cdot \tau$ [25], где K — волновое число длинной волны. Если охарактеризовать длинные волны их средней фазовой скоростью $C = 8,2$ м/с (рассчитанной путем усреднения по всем индивидуальным длинным волнам), а короткие обрушивающиеся волны — средней по всем данным фазовой скоростью $c = 2,5$ м/с, то с учетом полученной ранее оценки $\tau \approx 0,3T$ приходим к величине фазового сдвига $\Delta\Phi = 24^\circ$, что в точности согласуется с экспериментом.

4. Заключение

В настоящей работе представлены результаты двух экспериментов, проводимых на Стационарной океанографической платформе в Черном море, с использованием видеокамеры и струнного волнографа при скоростях ветра от 9 до 21 м/с.

Время жизни (длительность) обрушений τ хорошо описывается экспоненциальным законом. Вид плотности вероятности τ согласуется с результатами [17, 19, 20]. Среднее по всем записям время жизни обрушений составляет 0,46 с, что существенно меньше значений, полученных при акустических (1,3–1,7 с [17]) и радиолокационных (0,7–3 с [19]) измерениях.

Плотности вероятности отношений длительности индивидуальных обрушений к периоду обрушивающихся волн, γ_T , полученные для 64 серий измерений при различных гидрометеорологических условиях, совпадают. Распределения γ_T имеют максимум при $\gamma_T = 0,2$. С вероятностью 75 % величины γ_T находятся в интервале 0,1–0,41 и с вероятностью 90 % лежат в интервале от 0,1 до 0,56. Среднее значение отношения времени жизни индивидуальных барашков к периоду соответствующих обрушивающихся волн составляет 0,3, что совпадает со значениями $0,3 \leq \overline{\gamma_T} \leq 0,5$, приводимых в [21, но ниже, чем оценка $\tau/T \cong 0,8$, полученная в [19].

Зарождения барашков происходят преимущественно в районе гребня длинной волны и смещены на ее передний склон на $9,6^\circ$ фазы длинной волны. Факт концентрации начальных моментов обрушений на переднем склоне модулирующей волны соответствует теоретическим выводам [26, 27]. В то же время, как показано в [25], максимум доли поверхности, покрытой обрушениями, смещен по фазе длинной волны на $11,6^\circ$ на задний склон относительно ее гребня. Таким образом, барашек возникает на переднем склоне и за время жизни смещается на задний склон длинной волны в среднем на $\sim 21^\circ$, что подтверждает выводы [25].

5. Финансирование

Работа выполнена по проекту Российского научного фонда № 21-17-00236, <https://rscf.ru/project/21-17-00236/> с использованием архивных данных, полученных в рамках государственных заданий 0555-2021-0004 и 0763-2020-0005.

Литература

1. Zappa C.J., McGillis W.R., Raymond P.A., Edson J.B., Hints E.J., Zemmelen H.J., Dacey J.W.H., Ho D.T. Environmental turbulent mixing controls on air-water gas exchange in marine and aquatic systems // Journal of Geophysical Research Letters. 2007. Vol. 34, No 10. doi: 10.1029/2006GL028790
2. Thorpe S.A. Energy loss by breaking waves // Journal of Physical Oceanography. 1993. Vol. 23, No 11. P. 2498–2502. doi: 10.1175/1520-0485(1993)023<2498: ELBBW>2.0.CO;2
3. Kudryavtsev V.N., Shrira V., Dulov V.A., Malinovsky V.V. On the vertical structure of wind-driven sea currents // Journal of Physical Oceanography. 2008. Vol. 38, No 10. P. 2121–2144. doi: 10.1175/2008JPO3883.1
4. Troitskaya Y., Kandaurov A., Ermakova O., Kozlov D., Sergeev D., Zilitinkevich S. Bag-breakup fragmentation as the dominant mechanism of sea-spray production in high winds // Scientific Reports. 2017. Vol. 7. 1614. doi: 10.1038/s41598-017-01673-9
5. Kudryavtsev V., Chapron B. On growth rate of wind waves: impact of short-scale breaking modulations // Journal of Physical Oceanography. 2016. Vol. 46, No 1. P. 349–360. doi: 10.1175/JPO-D-14-0216.1
6. Troitskaya Y., Sergeev D., Kandaurov A., Vdovin M., Zilitinkevich S. The effect of foam on waves and the aerodynamic roughness of the water surface at high winds // Journal of Physical Oceanography. 2019. Vol. 49. doi: 10.1175/JPO-D-18-0168.1
7. Thorpe S.A., Belloul M.B., Hall A.J. Internal waves and whitecaps // Nature. 1987. Vol. 330. P. 740–742. doi: 10.1038/330740a0
8. Dulov V.A., Kudryavtsev V.N., Sherbak O.G., Grodsky S.A. Observations of wind wave breaking in the gulf stream frontal zone // The Global Atmosphere and Ocean System. 1998. Vol. 6, No 3. P. 209–242.

9. Kubryakov A.A., Kudryavtsev V.N., Stanichny S.V. Application of Landsat imagery for the investigation of wave breaking // *Remote Sensing of Environment*. 2021. Vol. 253. 112144. doi: 10.1016/j.rse.2020.112144
10. Бондур В.Г., Шарков Е.А. Статистические характеристики пенных образований на взволнованной морской поверхности // *Океанология*. 1982. Т. 22, № 3. С. 372–378.
11. Monahan E.C., Woolf D.K. Comments on «Variations of whitecap coverage with wind stress and water temperature» // *Journal of Physical Oceanography*. 1989. Vol. 19, No 5. P. 706–709. doi: 10.1175/1520-0485(1989)019<0706: COOWCW>2.0.CO;2
12. Шарков Е.А. Обрушающиеся морские волны: структура, геометрия, электродинамика. М.: Научный мир, 2009. 304 с.
13. Phillips O.M. Radar returns from the sea surface — Bragg scattering and breaking waves // *Journal of Physical Oceanography*. 1988. Vol. 18, No 8. P. 1065–1074. doi: 10.1175/1520-0485(1988)018<1065: RRFTSS>2.0.CO;2
14. Kudryavtsev V.N., Hauser D., Caudal G., Chapron B. A semiempirical model of the normalized radar cross-section of the sea surface 1. Background model // *Journal of Geophysical Research*. 2003. Vol. 108, No C3. doi: 10.1029/2001JC001003
15. Шарков Е.А. Экспериментальные исследования времени жизни дисперсной фазы обрушивающейся гравитационной волны // *Известия АН. ФАО*. 1994. Т. 30, № 6. С. 844–847.
16. Callaghan A.H., Deane G.B., Stokes M.D., Ward B. Observed variation in the decay time of oceanic whitecap foam // *Journal of Geophysical Research*. 2012. Vol. 117, No C9. doi: 10.1029/2012JC008147
17. Ding L., Farmer D.M. Observation of breaking surface wave statistics // *Journal of Physical Oceanography*. 1994. Vol. 24, No 6. P. 1368–1387. doi: 10.1175/1520-0485(1994)024<1368: OOBWS>2.0.CO;2
18. Bortkovskii R.S., Novak V.A. Statistical dependences of sea state characteristics on water temperature and wind-wave age // *Journal of Marine Systems*. 1993. Vol. 4, No 2–3. P. 161–169. doi: 10.1016/0924-7963(93)90006-8
19. Phillips O.M., Posner F.L., Hansen J.P. High range resolution radar measurements of the speed distribution of breaking events in wind-generated ocean waves: Surface impulse and wave energy dissipation rates // *Journal of Physical Oceanography*. 2001. Vol. 31, No 2. P. 450–460. doi: 10.1175/1520-0485(2001)031<0450: HRRMO>2.0.CO;2
20. Миронов А.С., Дулов В.А. Статистические характеристики событий и диссипация энергии при обрушении ветровых волн // *Сборник научных трудов*. Вып. 16. НАН Украины, МГИ, Севастополь, 2008. С. 97–115.
21. Thorpe S.A., Hall A.J. The characteristics of breaking waves, bubble clouds, and near-surface currents observed using side-scan sonar // *Continental Shelf Research*. 1983. Vol. 1, No 4. P. 353–384. doi: 10.1016/0278-4343(83)90003-1
22. Pivaev P.D., Kudryavtsev V.N., Korinenko A.E., Malinovsky V.V. Field observations of breaking of dominant surface waves // *Remote Sensing*. 2021. Vol. 13, No 16. 3321. doi: 10.3390/rs13163321
23. Dulov V.A., Kudryavtsev V.N., Bol'shakov A.N. A field study of whitecap coverage and its modulations by energy containing surface waves // *Gas Transfer at the Water Surface*. Geophys. Monogr. 127 / Ed. Donelan M.A., Drennan W.M., Saltzman E.S., Wanninkhof R. AGU: Washington DC. USA, 2002. P. 187–192. doi: 10.1029/GM127p0187
24. Yurovsky Y.Y., Kudryavtsev V.N., Chapron B. Simultaneous radar and video observations of the sea surface in field conditions // *Proceedings of the Electromagnetics Research Symposium — Spring (PIERS)*. St. Petersburg, 2017. P. 2559–2565. doi: 10.1109/PIERS.2017.8262183
25. Dulov V.A., Korinenko A.E., Kudryavtsev V.N., Malinovsky V.V. Modulation of wind-wave breaking by long surface waves // *Remote Sensing*. 2021. Vol. 13, No 14. 2825. doi: 10.3390/rs13142825
26. Longuet-Higgins M.S., Stewart R.W. Changes in the form of short gravity waves on long waves and tidal currents // *Journal of Fluid Mechanics*. 1960. Vol. 8. P. 565–583. doi: 10.1017/S0022112060000803
27. Phillips O.M. On the response of short ocean wave components at a fixed wave number to ocean current variations // *Journal of Physical Oceanography*. 1984. Vol. 14, No 9. P. 1425–1433. doi: 10.1175/1520-0485(1984)014<1425: OTROSO>2.0.CO;2
28. Fairall C.W., Bradley E.F., Hare J.E., Grachev A.A., Edson J.B. Bulk parameterization of air–sea fluxes: Updates and verification for the COARE algorithm // *Journal of Climate*. 2003. Vol. 16, No 4. P. 571–591. doi: 10.1175/1520-0442(2003)016<0571: BPOASF>2.0.CO;2
29. Кориненко А.Е., Малиновский В.В., Кудрявцев В.Н. Экспериментальные исследования статистических характеристик обрушений ветровых волн // *Морской гидрофизический журнал*. 2018. Т. 34, № 6. С. 534–547. doi: 10.22449/0233-7584-2018-6-534-547
30. Кориненко А.Е., Малиновский В.В., Кудрявцев В.Н., Дулов В.А. Статистические характеристики обрушений и их связь с диссипацией энергии ветровых волн по данным натурных измерений // *Морской гидрофизический журнал*. 2020. Т. 36, № 5. С. 514–531. doi: 10.22449/0233-7584-2020-5-514-531
31. Mironov A.S., Dulov V.A. Detection of wave breaking using sea surface video records // *Measurement Science and Technology*. 2008. Vol. 19. P. 015405. doi: 10.1088/0957-0233/19/1/015405
32. Kleiss J.M., Melville W.K. Observations of wave breaking kinematics in fetch-limited seas // *Journal of Physical Oceanography*. 2010. Vol. 40, No 12. P. 2575–2604. doi: 10.1175/2010JPO4383.1

33. Kleiss J.M., Melville W.K. The analysis of sea surface imagery for whitecap kinematics // *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*. 2011. Vol. 28, No 2. P. 219–243. doi: 10.1175/2010JTECHO744.1
34. Phillips O.M. Spectral and statistical properties of the equilibrium range in wind-generated gravity waves // *Journal of Fluid Mechanics*. 1985. Vol. 156. P. 505–531. doi: 10.1017/S0022112085002221

References

1. Zappa C.J., McGillis W.R., Raymond P.A., Edson J.B., Hints E.J., Zemmelen H.J., Dacey J.W.H., Ho D.T. Environmental turbulent mixing controls on air-water gas exchange in marine and aquatic systems. *Journal of Geophysical Research Letters*. 2007, 34, 10. doi: 10.1029/2006GL028790
2. Thorpe S.A. Energy loss by breaking waves. *Journal of Physical Oceanography*. 1993, 23, 11, 2498–2502. doi: 10.1175/1520-0485(1993)023<2498: ELBBW>2.0.CO;2
3. Kudryavtsev V.N., Shrira V., Dulov V.A., Malinovsky V.V. On the vertical structure of wind-driven sea currents. *Journal of Physical Oceanography*. 2008, 38, 10, 2121–2144. doi: 10.1175/2008JPO3883.1
4. Troitskaya Y., Kandaurov A., Ermakova O., Kozlov D., Sergeev D., Zilitinkevich S. Bag-breakup fragmentation as the dominant mechanism of sea-spray production in high winds. *Scientific Reports*. 2017, 7, 1614. doi: 10.1038/s41598-017-01673-9
5. Kudryavtsev V., Chapron B. On growth rate of wind waves: impact of short-scale breaking modulations. *Journal of Physical Oceanography*. 2016, 46, 1, 349–360. doi: 10.1175/JPO-D-14-0216.1
6. Troitskaya Y., Sergeev D., Kandaurov A., Vdovin M., Zilitinkevich S. The effect of foam on waves and the aerodynamic roughness of the water surface at high winds. *Journal of Physical Oceanography*. 2019, 49. doi: 10.1175/JPO-D-18-0168.1
7. Thorpe S.A., Belloul M.B., Hall A.J. Internal waves and whitecaps. *Nature*. 1987, 330, 740–742. doi: 10.1038/330740a0
8. Dulov V.A., Kudryavtsev V.N., Sherbak O.G., Grodsky S.A. Observations of wind wave breaking in the gulf stream frontal zone. *The Global Atmosphere and Ocean System*. 1998, 6, 3, 209–242.
9. Kubryakov A.A., Kudryavtsev V.N., Stanichny S.V. Application of Landsat imagery for the investigation of wave breaking. *Remote Sensing of Environment*. 2021, 253, 112144. doi: 10.1016/j.rse.2020.112144
10. Bondur V.G., Sharkov E.A. Statistical characteristics of foam formations on a disturbed sea-surface. *Okeanologiya*. 1982, 22, 3, 372–378 (in Russian).
11. Monahan E.C., Woolf D.K. Comments on “Variations of whitecap coverage with wind stress and water temperature”. *Journal of Physical Oceanography*. 1989, 19, 5, 706–709. doi: 10.1175/1520-0485(1989)019<0706: COOWCW>2.0.CO;2
12. Sharkov E.A. Breaking ocean waves: geometry, structure and remote sensing. *Berlin; Heidelberg; N.Y., Springer/PRAXIS*, 2007. 278 p.
13. Phillips O.M. Radar returns from the sea surface-Bragg scattering and breaking waves. *Journal of Physical Oceanography*. 1988, 18, 8, 1065–1074. doi: 10.1175/1520-0485(1988)018<1065: RRFTSS>2.0.CO;2
14. Kudryavtsev V.N., Hauser D., Caudal G., Chapron B. A semiempirical model of the normalized radar cross-section of the sea surface 1. Background model. *Journal of Geophysical Research*. 2003, 108, C3. doi: 10.1029/2001JC001003
15. Sharkov E.A. Experimental studies of the lifetime of the dispersed phase of a breaking gravitational wave. *Izvestiya AN USSR Fizika Atmosfery i Okeana*. 1994, 30, 6, 844–847 (in Russian).
16. Callaghan A.H., Deane G.B., Stokes M.D., Ward B. Observed variation in the decay time of oceanic whitecap foam. *Journal of Geophysical Research*. 2012, 117, C9. doi: 10.1029/2012JC008147
17. Ding L., Farmer D.M. Observation of breaking surface wave statistics. *Journal of Physical Oceanography*. 1994, 24, 6, 1368–1387. doi: 10.1175/1520-0485(1994)024<1368: OOBWS>2.0.CO;2
18. Bortkovskii R.S., Novak V.A. Statistical dependences of sea state characteristics on water temperature and wind-wave age. *Journal of Marine Systems*. 1993, 4, 2–3, 161–169. doi: 10.1016/0924-7963(93)90006-8
19. Phillips O.M., Posner F.L., Hansen J.P. High range resolution radar measurements of the speed distribution of breaking events in wind-generated ocean waves: Surface impulse and wave energy dissipation rates. *Journal of Physical Oceanography*. 2001, 31, 2, 450–460. doi: 10.1175/1520-0485(2001)031<0450: HRRRMO>2.0.CO;2
20. Mironov A.S., Dulov V.A. Statistical characteristics of events and energy dissipation during wavebreaking. *Sbornik Nauchnykh Trudov. NAN Ukrainy, MGI, Sevastopol*. 2008, 16, 97–115 (in Russian).
21. Thorpe S.A., Hall A.J. The characteristics of breaking waves, bubble clouds, and near-surface currents observed using side-scan sonar. *Continental Shelf Research*. 1983, 1, 4, 353–384. doi: 10.1016/0278-4343(83)90003-1
22. Pivaev P.D., Kudryavtsev V.N., Korinenko A.E., Malinovsky V.V. Field observations of breaking of dominant surface waves. *Remote Sensing*. 2021, 13, 16, 3321. doi: 10.3390/rs13163321
23. Dulov V.A., Kudryavtsev V.N., Bol'shakov A.N. A field study of whitecap coverage and its modulations by energy containing surface waves. *Gas Transfer at the Water Surface*. Geophys. Monogr. 127 / Ed. Donelan M.A., Drennan W.M., Saltzman E.S., Wanninkhof R. AGU, Washington DC, USA, 2002, 187–192. doi: 10.1029/GM127p0187

24. Yurovsky Y.Y., Kudryavtsev V.N., Chapron B. Simultaneous radar and video observations of the sea surface in field conditions. *Proceedings of the Electromagnetics Research Symposium — Spring (PIERS)*. St. Petersburg, 2017, 2559–2565. doi: 10.1109/PIERS.2017.8262183
25. Dulov V.A., Korinenko A.E., Kudryavtsev V.N., Malinovsky V.V. Modulation of wind-wave breaking by long surface waves. *Remote Sensing*. 2021, 13, 14, 2825. doi: 10.3390/rs13142825
26. Longuet-Higgins M.S., Stewart R.W. Changes in the form of short gravity waves on long waves and tidal currents. *Journal of Fluid Mechanics*. 1960, 8, 565–583. doi: 10.1017/S0022112060000803
27. Phillips O.M. On the response of short ocean wave components at a fixed wave number to ocean current variations. *Journal of Physical Oceanography*. 1984, 14, 9, 1425–1433. doi: 10.1175/1520-0485(1984)014<1425:OTROSO>2.0.CO;2
28. Fairall C.W., Bradley E.F., Hare J.E., Grachev A.A., Edson J.B. Bulk parameterization of air–sea fluxes: Updates and verification for the COARE algorithm. *Journal of Climate*. 2003, 16, 4, 571–591. doi: 10.1175/1520-0442(2003)016<0571: BPOASF>2.0.CO;2
29. Korinenko A.E., Malinovsky V.V., Kudryavtsev V.N. Experimental research of statistical characteristics of wind wave breaking. *Physical Oceanography*. 2018, 25, 6, 489–500. doi: 10.22449/1573-160X-2018-6-489-500
30. Korinenko A.E., Malinovsky V.V., Kudryavtsev V.N., Dulov V.A. Statistical characteristics of wave breakings and their relation with the wind waves' energy dissipation based on the field measurements. *Physical Oceanography*. 2020, 27, 5, 472–488. doi: 10.22449/1573-160X-2020-5-472-488
31. Mironov A.S., Dulov V.A. Detection of wave breaking using sea surface video records. *Measurement Science and Technology*. 2008, 19, 015405. doi: 10.1088/0957-0233/19/1/015405
32. Kleiss J.M., Melville W.K. Observations of wave breaking kinematics in fetch-limited seas. *Journal of Physical Oceanography*. 2010, 40, 12, 2575–2604. doi: 10.1175/2010JPO4383.1
33. Kleiss J.M., Melville W.K. The analysis of sea surface imagery for whitecap kinematics. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*. 2011, 28, 2, 219–243. doi: 10.1175/2010JTECHO744.1
34. Phillips O.M. Spectral and statistical properties of the equilibrium range in wind-generated gravity waves. *Journal of Fluid Mechanics*. 1985, 156, 505–531. doi: 10.1017/S0022112085002221

УДК 551.556.8

© К. В. Фокина*, К. Ю. Булгаков, 2022

Shirshov Institute of Oceanology, Russian Academy of Sciences, 117997, Nahimovskiy prospekt, 36, Moscow, Russia

*E-mail: fokinakarina@yandex.ru

COUPLED MODELLING OF WIND WAVES AND WAVE BOUNDARY LAYER

Received 13.09.2021, revised 29.10.2021, accepted 25.11.2021

The coupled wind-wave model is considered. The model includes two components: the 1-D wave boundary layer model and the 2-D wave model. The coupled model is used in two versions: in the presence and the absence of the wave produced momentum flux. A series of experiments was performed for different external parameters: wind speed at the upper boundary of the wave boundary layer and the inverse wave age. The vertical profiles of wind velocity, turbulent and wave produced momentum fluxes were studied and compared to the results obtained from the wave boundary layer model. The comparison showed that the results of coupled modeling coincide exactly with the results from the wave boundary layer model in the case of fully developed waves and differ significantly if developing waves are considered. It is demonstrated that wave produced momentum flux produces considerable deviations of the wind velocity profile in the lower part of the wave boundary layer from the logarithmic profile.

Keywords: wave boundary layer, wind waves, wave produced momentum flux, wave spectrum, ocean-atmosphere interaction

© К. В. Фокина*, К. Ю. Булгаков, 2022

Институт океанологии им. П.П. Ширшова РАН, 117997, Нахимовский пр., д. 36, г. Москва, Россия

*E-mail: fokinakarina@yandex.ru

СОВМЕСТНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЕТРОВЫХ ВОЛН И ВОЛНОВОГО ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ

Статья поступила в редакцию 13.09.2021, после доработки 29.10.2021, принята к печати 25.11.2021

Сформулирована и реализована совместная модель волнового пограничного слоя и волн, объединяющая разработанные ранее соответствующие модели. Совместная модель использовалась в двух вариантах: с учетом и без учета волнового потока импульса. Проведены серии экспериментов с широким диапазоном изменения входных параметров (скорость ветра на верхней границе волнового пограничного слоя и обратный возраст волны) и рассчитаны значения метеорологических характеристик: скорости ветра, волнового и турбулентного потоков импульса в волновом пограничном слое. Полученные результаты проанализированы с целью продемонстрировать необходимость учета волнового потока импульса в моделях волнового пограничного слоя, а также показать особенности результатов совместного моделирования для описания волнового пограничного слоя. Показано, что результаты совместного моделирования для указанных метеорологических характеристик значительным образом отличаются от результатов, полученных по модели волнового пограничного слоя, для развитого и слабо развитого волнения. Учет волнового потока импульса приводит к заметным отклонениям профиля скорости ветра в нижней части волнового пограничного слоя от логарифмического, применимого при описании атмосферного пограничного слоя.

Ключевые слова: волновой пограничный слой, ветровые волны, волновой поток импульса, волновой спектр, взаимодействие океана и атмосферы

1. Introduction

The theory of the boundary layer was developed in detail in the work of S.S. Zilitinkevich [1]. This paper presents the results of a study of the lower part of the atmospheric boundary layer above the sea. The wave boundary layer (further referred to as 'WBL') is an integral element of the planetary boundary layer in which an exchange of momentum between the atmosphere and the ocean is formed.

An understanding of the wind-waves interactions is important for many applications: wave forecasting models, weather forecasting, and climate modeling. Specifics of boundary layer above sea is a presence of the wave-induced velocity and pressure fields. The wave boundary layer is considered as the lowest part of the atmospheric boundary

Ссылка для цитирования: Фокина К.В., Булгаков К.Ю. Совместное моделирование ветровых волн и волнового пограничного слоя // Фундаментальная и прикладная гидрофизика. 2022. Т. 15, № 1. С. 73–81. doi: 10.48612/fpg/4pg1-agtu-u56k
For citation: Fokina K.V., Bulgakov K. Yu. Coupled Modelling of Wind Waves and Wave Boundary Layer. *Fundamental and Applied Hydrophysics*. 2022, 15, 1, 73–81. doi: 10.48612/fpg/4pg1-agtu-u56k

layer with thickness of several meters, where fluctuations caused by waves are clearly pronounced [2]. The height of WBL is the order of significant wave height. The motion within the WBL is affected by the surface waves, which means its structure depends on the characteristics of the wave field. Since the WBL forms wave stress, its structure influences the dynamics of the entire atmospheric boundary layer. The stress is composed of two main components: the turbulent momentum flux and the wave produced momentum flux (WPMF), which transfers energy and momentum to waves [3, 4]. The stationary structure of the wave boundary layer is defined by wind velocity (or horizontal stress) at upper level and by spectral shape of wind waves. Hence the WBL and wave field form the closely connected dynamic system, which should be considered as a single object for modeling.

The two-dimensional coupled model of the wave boundary layer and potential waves is described in [5]. The airflow is described with Reynolds equation with parameterized turbulence. The waves are simulated by conformal model [6]. The air and wave components of the model were coupled at each time step by transferring the surface pressure obtained in the WBL model to the wave model; the shape of the surface and the components of the surface velocity, obtained in the wave model in the WBL model. Last version of the coupled model [7] is capable of introducing an explicit description of the physics of the wind–wave interactions in the wave forecasting models.

The present work continues the studies of the wave boundary layer and the wind waves interactions by coupling with one-dimensional WBL model. 2-D WBL model is much more detailed than 1-D model, but 2-D computations take considerable computer resources. That is why 2-D WBL model can be used for investigation of the WBL physics but not for wave forecasting of coupled ocean-atmosphere models. The main advantage of 1-D model is sharp acceleration of computations. Thus, such model can be implemented in wave forecasting models in the future.

2. The one-dimensional wave boundary layer model

The one-dimensional WBL model presented in [8, 9] is intended to describe the structure and evolution of the wave boundary layer and for use in ocean–atmosphere coupled models. The equations of the one-dimensional WBL model were obtained in [7] by averaging the two-dimensional Reynolds equations of motion written in the conformal coordinate system along the horizontal coordinate lines:

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left(K \frac{\partial u}{\partial z} + \tau_w \right), \quad (1)$$

$$\frac{\partial e}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} K \frac{\partial e}{\partial z} + P - \varepsilon, \quad (2)$$

where u is the horizontal component of the velocity, τ_w is the wave induced momentum flux, e is the turbulence kinetic energy, ε is the dissipation rate:

$$\varepsilon = \frac{\sqrt[3]{e / C_1}}{\kappa z}. \quad (3)$$

where $C_1 = 3.7$; κ is a *von Karman constant*.

K is a turbulent coefficient:

$$K = \kappa z \sqrt{e / C_1}, \quad (4)$$

P is a rate of turbulent energy production:

$$P = \frac{\partial u}{\partial z} \left(K \frac{\partial u}{\partial z} + \tau_w \right). \quad (5)$$

The Eqs. (1, 2, 5) differ from routine boundary layer equation by presence of effects connected with wave-produced momentum flux τ_w (WPMF). The equations are approximated on a non-uniform grid $\Delta z_{i+1} = \gamma_z \Delta z_i$, where $\gamma_z = 1.10$ is the stretching coefficient. The domain height is equal to 10 meters with the number of vertical levels $L = 50$.

As shown in [7], the averaged profiles of the spectral components of the WPMF considerably depend on the wavenumber k . Normalizing each profile by its surface values of τ_{w0}^k and introducing the non-dimensional wave height kz , the profiles converge and τ_w^k can be described as follows

$$\tau_w^k = \tau_{w0}^k \exp(Gkz), \quad (6)$$

where G is the weak function of $\bar{\omega} = \Omega / \Omega_p$

$$G = 0.985 + 0.4(\bar{\omega})^{0.81}, \quad (7)$$

where Ω_p is the non-dimensional frequency in the spectral peak, Ω is the non-dimensional frequency, calculated by the formula

$$\Omega_k = \omega_k U(\lambda_k/2)/g, \quad (8)$$

where $\omega_k = |gk|^{1/2}$, U is wind speed at the height $\lambda_k/2$.

The Fourier component of the WPMF on the surface τ_{w0}^k is defined through the following expression

$$\tau_{w0}^k = kg\beta_{-k}(\overline{\Omega_k})S(k), \quad (9)$$

where β is the imaginary part of beta function, S is the one-dimensional wave spectrum.

Thus, the WPMF profile $\tau_w(m^2/s^2)$, included in equations (1) and (5), is calculated by the relation [7]:

$$\tau_w(z) = \sum_{i=0}^{M-1} \omega_i^2 \beta(\Omega_i) S(\omega_i) \exp\left(-G\left(\omega_i \frac{\omega_i^2 z}{g}\right) \Delta\omega_i\right), \quad (10)$$

where M is the wave number.

Approximation of the imaginary part of β -function is obtained from [9]:

$$\beta_{-k} = \begin{cases} \beta_0 + a_0(\Omega - \Omega_0) + a_1(\Omega - \Omega_0)^2 & \Omega < \Omega_0 \\ \beta_0 + a_0(\Omega - \Omega_0) - a_1(\Omega - \Omega_0)^2 & \Omega > \Omega_0 \end{cases} \quad (11)$$

where $a_0 = 0.02277$, $a_1 = 0.09476$, $\beta_0 = -0.02$, $\Omega_0 = 0.58$.

Equation (10) assumes that WPMF is a linear composition of fluxes produced by wave modes which surface values are calculated with a use of β -function. Each spectral component of WPMF decreases with height exponentially. To compute the energy input at each interval $\Delta\omega_i$, it is necessary to calculate the wind speed at a height equal to half of the wavelength $l/2$. Such multiple calculations take a lot of computer time. This problem is solved by introducing the approximation of wind speed profile using the cubic spline interpolation. The spline coefficients were calculated based on the tridiagonal *matrix* method. After that the wind velocity at reference levels is calculated analytically with no use of interpolation procedure.

For equation (1), the wind speed U_{10} is set at the upper boundary. The surface stress is assigned in a form

$$\left(K \frac{du}{dz}\right)_{z=0} = v_{0*}^2, \quad (12)$$

where the near-wall value of the friction velocity v_{0*} is calculated by the formula:

$$v_{0*} = \kappa U_{10} \left(\ln \frac{z}{z_{00}}\right)^{-1}. \quad (13)$$

Where z_{00} is a roughness parameter calculated by the formula from [10]

$$z_{00} = 0.11 \frac{\eta}{v_*}, \quad (14)$$

where v_* is friction velocity, η is the viscosity coefficient ($1.5 \cdot 10^{-5}$ m²/s). Scheme (12)–(14) assumes the vertical resolution in a vicinity of surface is so high that lower level falls in viscous sublayer. For equation (2), the upper value of the turbulence energy e is equal to:

$$e_{z=H} = C_1 v_*^2, \quad (15)$$

where

$$v_*^2 = \left(K \frac{\partial u}{\partial z}\right)_{z=H}. \quad (16)$$

The diffusion of turbulent energy at wave surface is equal to zero:

$$\left(K_e \frac{de}{dz}\right)_{z=0} = 0. \quad (17)$$

The initial conditions are the profiles of wind speed $U(z)$, turbulence energy $e(z)$, and dissipation rate $\varepsilon(z)$:

$$U(z) = \frac{v_*}{\kappa} \ln \frac{z}{z_{00}}; \quad e(z) = C_1 v_*^2; \quad \varepsilon(z) = \frac{v_*^3}{\kappa z}. \quad (18)$$

3. The wave model equations

The process of wave dynamics is reproduced using the one-dimensional nonlinear model [6], which includes parametrizations for energy input and wave breaking and allows to consider nonlinear effects on the time scales much longer than the wave period. Periodic one-dimensional waves are considered. The principal equations for waves written in Cartesian coordinates, are Laplace equation for the velocity potential Φ

$$\Phi_{xx} + \Phi_{zz} = 0 \quad (19)$$

the kinematic condition at free surface $z = h(x, t)$

$$h_t + h_x \Phi_x - \Phi_z = 0 \quad (20)$$

and the Lagrange integral

$$\Phi_\tau + \frac{1}{2}(\Phi_x^2 + \Phi_z^2) + h + p_0 = 0, \quad (21)$$

where p_0 is the surface pressure.

The equations are solved in the domain

$$-\infty < x < \infty \quad -H < z < h(x, t). \quad (22)$$

Since numerical integration of system (19)–(21) is computationally inefficient, to make a numerical solution feasible, the surface-following coordinate system is introduced. The use of such coordinates allows simplifications in the formulation of the numerical scheme. The new coordinate system maps the domain (22) onto the strip

$$-\infty < \xi < \infty \quad -H < \zeta < 0 \quad (23)$$

with periodicity condition

$$x(\xi, \zeta, \tau) = x(\xi + 2\pi, \zeta, \tau) + 2\pi, \quad (24)$$

$$z(\xi, \zeta, \tau) = z(\xi + 2\pi, \zeta, \tau), \quad (25)$$

where τ is the new time coordinate.

Conformal mapping, due to periodicity condition (24)–(25), can be represented as:

$$x = \xi + x_0(\tau) + \sum_{-M \leq k \leq M, k \neq 0} \eta_{-k}(\tau) \frac{\cosh k(\zeta + H)}{\sinh kH} \vartheta_k(\xi), \quad (26)$$

$$z = \zeta + \eta_0(\tau) + \sum_{-M \leq k \leq M, k \neq 0} \eta_k(\tau) \frac{\sinh k(\zeta + H)}{\sinh kH} \vartheta_k(\xi). \quad (27)$$

Due to conformal mapping, Laplace equation retains its shape and can be solved analytically. The system (19)–(21) is written in the new coordinates as

$$\Phi_{\xi\xi} + \Phi_{\zeta\zeta} = 0, \quad (28)$$

$$z_\tau = x_\xi \xi_\tau + z_\xi \zeta_\tau, \quad (29)$$

and the Lagrange integral

$$\Phi_\tau + \zeta \Phi_\xi + \frac{1}{2} J^{-1} (\Phi_\xi^2 - \Phi_\zeta^2) + z + p_0 = 0, \quad (30)$$

where J is the Jacobian of mapping:

$$J = x_\xi^2 + z_\xi^2 = x_\zeta^2 + z_\zeta^2. \quad (31)$$

The boundary condition requires attenuation of the vertical velocity at depth:

$$\hat{O}_\zeta(\xi, \zeta \rightarrow \infty, \tau) = 0. \quad (32)$$

The Laplace equation (28) along with (32) is solved through the Fourier expansion, which reduces (28)–(30) to a 1-D problem:

$$\Phi = \sum_{-M \leq k \leq M} \varphi_k(\tau) \exp(k\zeta) \vartheta_k(\xi), \quad (33)$$

where φ_k are the Fourier coefficients of the surface potential $\Phi(\xi, \zeta = 0, \tau)$, ϑ_k are the basic functions:

$$\vartheta_k(\xi) = \begin{cases} \cos k\xi, k \geq 0 \\ \sin k\xi, k < 0 \end{cases}. \quad (34)$$

The wind–waves energy and momentum exchange occurs due to the dynamic surface pressure p_0 , which is included in equation (30). According to linear theory [11], the Fourier components of the surface pressure p_0 are related to the components of the surface elevation by the following expression:

$$p_{k,l} + ip_{-k,-l} = (\beta_{k,l} + i\beta_{-k,-l})(h_{k,l} + ih_{-k,-l}), \quad (35)$$

where β_k and β_{-k} are real and imaginary parts of β -function.

Equations of the wave model, as well as equations for the WBL, are written in a non-dimensional form with the following scales: length L and time $T = L^{1/2}g^{-1/2}$ (g is the gravity acceleration). Equations (28)–(31) constitute a closed system of predictive equations for surface functions $z(\xi, \zeta = 0, \tau) = \eta(\xi, \tau)$ и $\Phi(\xi, \zeta = 0, \tau)$, which can be solved using the Fourier transformation.

4. Coupling of the wave model with the model of the wave boundary layer

The coupled model allows to directly connect the dynamics of the boundary layer with the wave spectrum. The wave spectrum in the WBL model is set as the initial conditions, has a smoother idealized shape, does not evolve in the course of the calculations, and differs significantly from the spectrum simulated by the wave model that is closer to the real spectrum. The main difference is that simulated waves obtain the nonlinear features: the wave crests are sharper and troughs are smoother than in the initially assigned field.

The coupling process is reduced to a two-way exchange of fields between the models, which makes it possible to consider the mutual influence of wind waves and the atmosphere. Thus, both models are integrated simultaneously, exchanging matching information: the wave model provides the WBL model with wave spectrum, which is subsequently used to calculate the WPMF produced by the waves (10). The development of the wave field occurs under the influence of energy input, dissipation, and nonlinear interaction between wind and waves. In this case, as noted earlier, energy input is carried out due to changes in the surface pressure. The use of the approximation for β function (11) and the wind speed profile calculated in the WBL model allows obtaining the values of the surface pressure determined by equation (30).

5. Calculations and results

The wave spectrum is approximated with the number of modes $M = 2048$ and the number of grid nodes $N = 8192$. The experiments were performed for the values of the inverse wave age $\Omega_n = \{0.855, 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10\}$ and the wind speed at the upper boundary of the WBL $U_{10} = \{10, 20, 30\}$ m/s. The non-dimensional wind speed at the upper boundary is determined by the ratio:

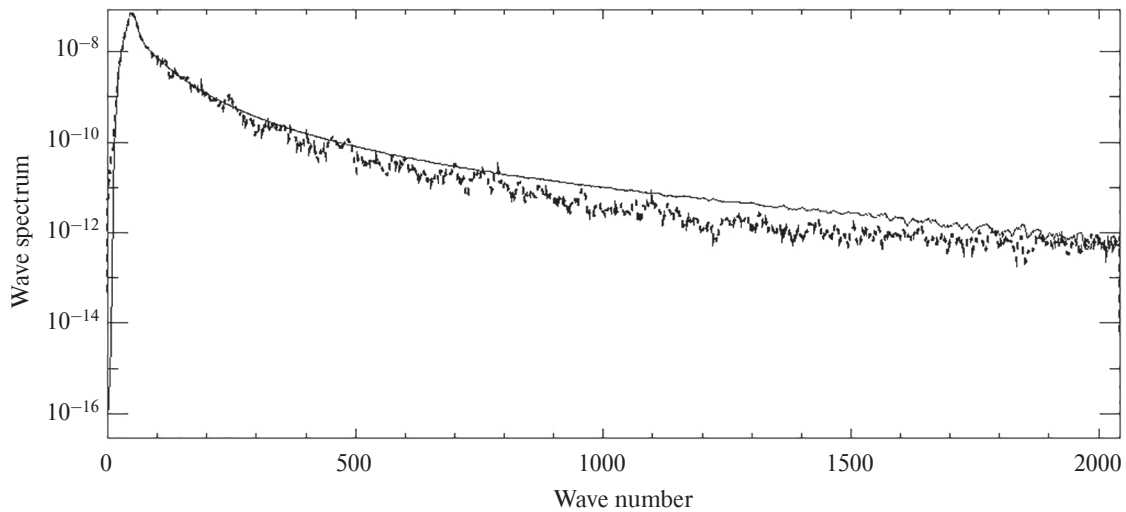


Fig. 1. The wave spectrum obtained by the WBL model (solid line) and the wave model (dashed line)

$$U_n = \frac{\Omega_n}{\sqrt{k_p}}, \quad (36)$$

where $k_p = 50$ is the peak wave number.

The time step Δt is equal to 0.0025. The length scale $L = U_{10}/U_n$ is determined from the calculated non-dimensional wind speed and the given value of the dimensional wind speed. The wave spectrum for each group of experiments is assigned by the JONSWAP spectrum [12]:

$$S(\omega) = \alpha g^2 \omega^{-5} \exp(-1.25\tilde{\omega}^4) \gamma^\Gamma, \quad (37)$$

where $\tilde{\omega} = \omega / \omega_p$ ($\omega_p = \frac{\Omega_0 g}{U_{10}}$ — frequency at spectral peak), $\gamma = 3.3$, $\alpha = 0.01(U_{10}/C_p)^{0.66}$, $\Gamma = \exp\left(\left(\frac{\tilde{\omega}-1}{\sqrt{2}\sigma}\right)^2\right)$.

Three versions of the model are considered: 1) one-dimensional model of the wave boundary layer; 2) coupled model including the WPMF (taking into account the deviation of the wind profile from the logarithmic profile); 3) coupled model not taking into account the WPMF, i.e. considering a logarithmic wind profile.

The profiles of the turbulent τ_t and wave τ_w momentum fluxes obtained by the WBL model and the coupled model for the wind speed at the WBL upper boundary equal to 10, 20, and 30 m/s and the extreme values of the inverse wave age: fully developed conditions ($\Omega_n = 0.855$) and young waves ($\Omega_n = 10$) are shown in Fig. 2. Each run was performed until the full momentum flux became constant over height.

As seen, the decrease in turbulent momentum flux at approaching the surface is compensated by the increase in the WPMF. In the case of fully developed waves, the differences of momentum fluxes values calculated with the coupled model and single WBL model are not observed over the entire WBL height for all U_{10} values. For younger sea, the difference in momentum fluxes for the two types of considered experiments is clearly manifested. Thus, for $\Omega_n = 10$, the values of τ_w on the surface obtained using the coupled model are, on average, by 30% less than the values obtained using the WBL model, since the parameterization of the WPMF includes the value of the wave spectrum, which, as has been illustrated earlier, show noticeable differences for the WBL model and the wave model. In a steady boundary layer the total momentum flux is constant over height; hence, the differences in the vertical WPMF profiles should be reflected in the vertical turbulent flux profiles. Thus, the maximum distinctions of the turbulent fluxes values are observed at the upper boundary of the domain in each experiment.

As shown in the Fig. 3 (a, b) for $U_{10} = 10$ m/s and $\Omega_n \leq 4$ the WPMF values near the surface can exceed the values of the turbulent flux by 15–20% when using the coupled model; whereas for the WBL model the WPMF values are less than the turbulent flux values irrespective of the inverse wave age and wind speed.

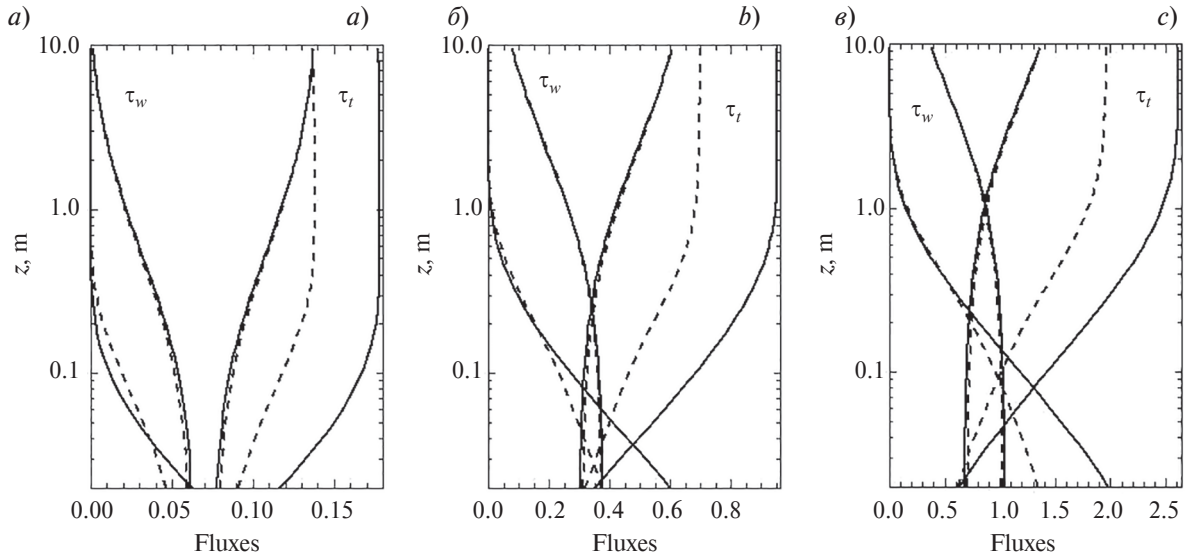


Fig. 2. The turbulent τ_t (curves on the right) and wave τ_w (curves on the left) momentum fluxes profiles (solid curves — the WBL model, dashed curves — coupled model) for extreme values of $\Omega_n = 0.855$ and 10: *a* — $U_{10} = 10$ m/s; *b* — $U_{10} = 20$ m/s; *c* — $U_{10} = 30$ m/s

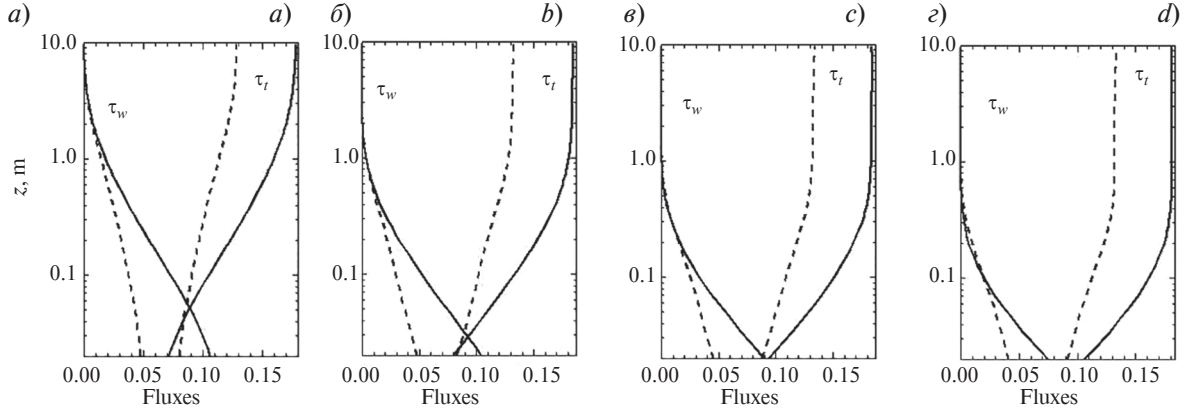


Fig. 3. The turbulent τ_t and wave τ_w momentum fluxes profiles for $U_{10} = 10$ m/s (solid curves — the WBL model, dashed curves — coupled model): $a - \Omega_n = 2$; $b - \Omega_n = 4$; $c - \Omega_n = 6$; $d - \Omega_n = 8$

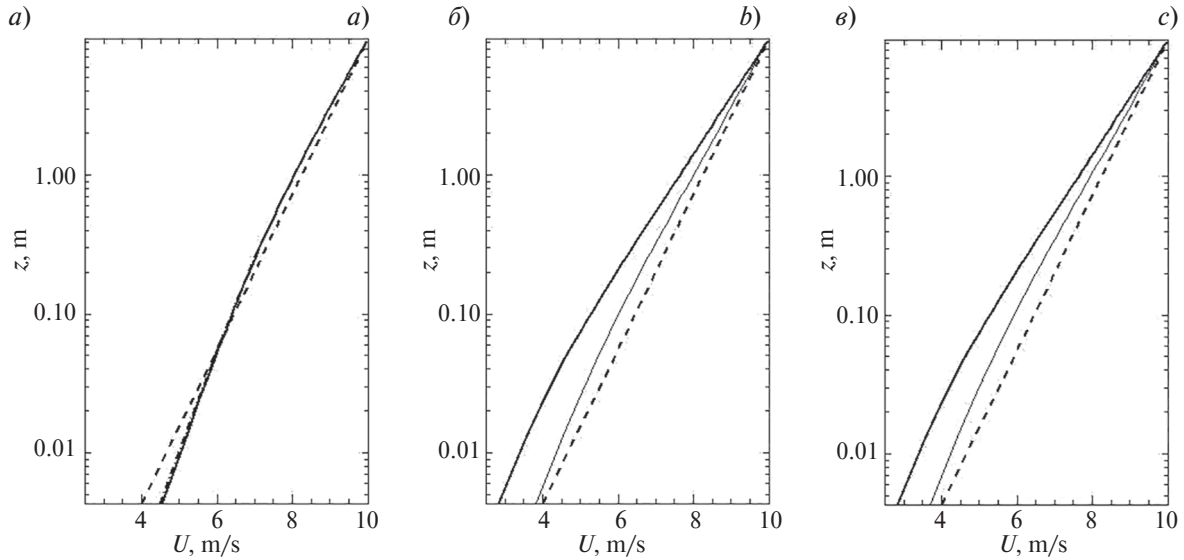


Fig. 4. Velocity u profiles for $U_{10} = 10$ m/s (thick solid curves — the WBL model, thin solid curves — the coupled model, dashed curves — the coupled model without the WPMF): $a - \Omega_n = 0.855$; $b - \Omega_n = 4$; $c - \Omega_n = 8$

The wind speed profiles for different values of the inverse wave age for three values of wind speed (10, 20, and 30 m/s) are shown in Fig. 4 and Fig. 5 as a function of height z (m). The dotted line corresponds to the logarithmic wind profile, i.e. shows the wind profile in the absence of the WPMF. The results of coupled modeling for $\Omega_n = 0.855$ completely coincide with the results obtained by the WBL model. Deviations from the logarithmic profile in the lower part of the WBL are observed, and the magnitude of this deviation becomes larger with the increase in U_{10} . As the inverse wave age increases, the wind profiles calculated by the two models show slight deviation through the entire WBL height (Fig. 4, b, c).

The wind velocity profiles obtained from the coupled model for $U_{10} = 20$ m/s and 30 m/s and all the values of Ω_n (Fig. 5, a, c) demonstrate smaller scatter of the wind speed values compared to the ones obtained from the WBL model. The deviations from the WBL model reach 2–3 m/s in the lower part of the domain for large values of the inverse wave age.

As seen, in the lowest part of the WBL, deviations of the wind velocity profile from the logarithmic profile reach several meters at $U_{10} = 10$ m/s, 5 m/s at $U_{10} = 20$ m/s, and at $U_{10} = 30$ m/s — about 10 m/s. It is also worth assuming that the use of the coupled model will mainly affect the results for developing and underdeveloped waves (in the present work — for the values of Ω_n being in the range from 2 to 10).

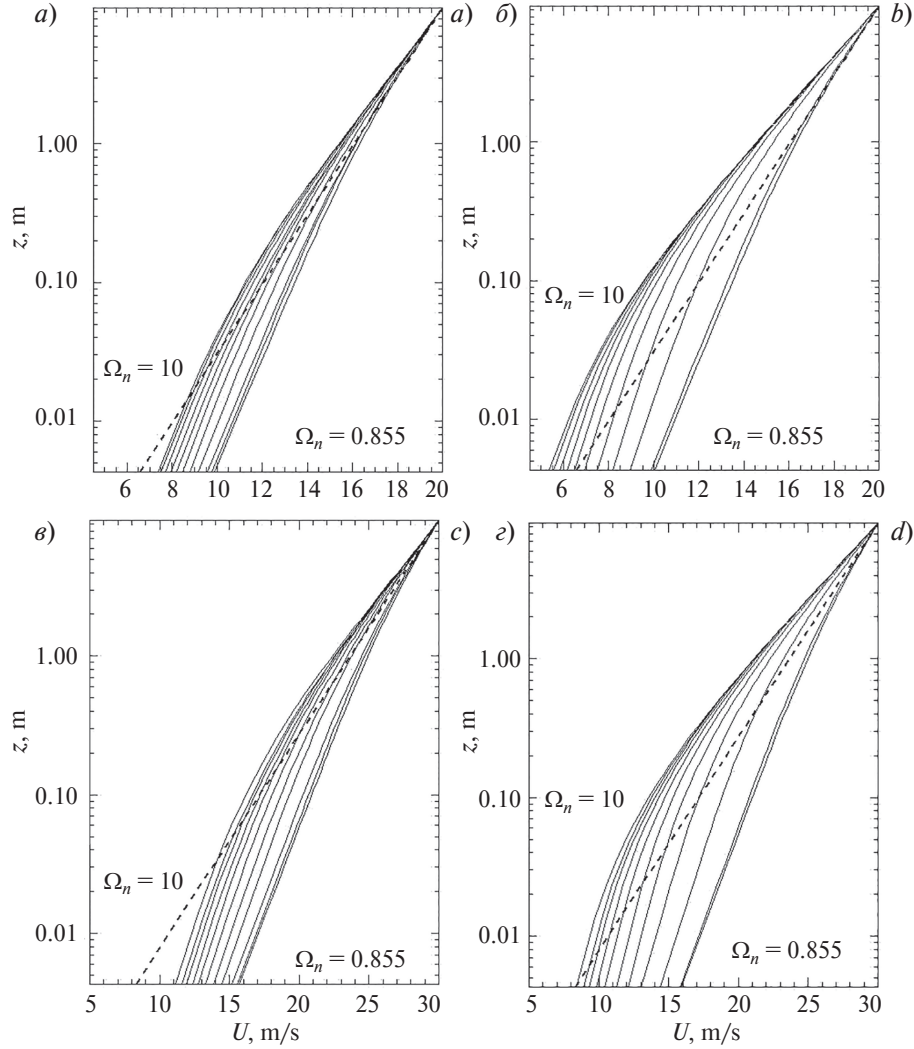


Fig. 5. Velocity u profiles: a — the coupled model for $U_{10} = 20$ m/s; b — the WBL model for $U_{10} = 20$ m/s; c — the coupled model for $U_{10} = 30$ m/s; d — the WBL model for $U_{10} = 30$ m/s. The dotted line refers to profile in absence of wave produced momentum flux. In each group, the curves are in order of growing Ω_n (from left to right)

6. Conclusion

The results confirm that coupled modeling of the WBL and waves dynamics does not give qualitatively new results for fully developed waves ($\Omega_n = 0.855$ and 1). However, for underdeveloped waves (for three presented experiments this refers to the cases when $2 \leq \Omega_n \leq 10$), the results of the coupled modeling show some peculiarities in comparison to the WBL model: in particular, values of the wind speed, WPMF, and turbulent fluxes obtained as a result of simulations with the WBL model exceed the results of coupled modeling to varying degrees.

The existing WBL models, as a rule, do not consider the division of the total momentum flux into the wave and turbulent components. The illustrated results demonstrate that including the WPMF in the WBL models results in significant deviations of the wind velocity profile from the logarithmic one, and as the wind speed at the upper boundary of the WBL increases, such differences become more distinct, reaching the difference of 40–50 % near the surface. Such deviations appear at all specified values of the inverse wave age. It can be assumed that the inclusion of parameterizations of the WPMF in wave forecasting models can improve the quality of wind waves forecasting. Note that specific feature of WBL can be reproduced at high resolution of wave spectrum and high vertical resolution.

It was shown that the distribution of surface pressure depends on the shape of so-called β -function. It was clearly shown in [13] that the values of β -function obtained from different approximations differ by several times. Note that

the existing uncertainty in β -function shape may significantly influence the results. The thorough investigation of β -function shape is performed in [7], however the results depend on the WBL resolution and such dependence is not clearly described. That means the problem is far from being solved and further investigations of β -function with high-resolution coupled model are highly required.

7. Funding

The presented results were obtained within the framework of the state program No FMWE-2021-0014.

References

1. Zilitinkevich S.S. Atmospheric turbulence and planetary boundary layers. *Moscow, Fizmatlit*, 2013. 248 p. (in Russian).
2. Chalikov D.V. Numerical simulation of the boundary layer above waves. *Boundary-Layer Meteorology*. 1986, 34, 63–98. doi: 10.1007/BF00120909
3. Hristov T., Friehe C., Miller S. Wave-coherent fields in air flow over ocean waves: Identification of cooperative behavior buried in turbulence. *Physical Review Letters*. 1998, 81(23), 5245–5248. doi: 10.1103/PhysRevLett.81.5245
4. Hristov T., Miller S., Friehe C. Dynamical coupling of wind and ocean waves through wave-induced air flow. *Nature*. 2003, 422(6927), 55–58.
5. Chalikov D.V. The numerical simulation of wind — waves interaction. *Journal of Fluid Mechanics*. 1978, 87, 561–582. doi: 10.1017/S0022112078001767
6. Chalikov D., Sheinin D. Numerical modeling of surface waves based on principal equations of potential wave dynamics. *Technical Note*. 1996, 64 p.
7. Chalikov D., Rainchik S. Coupled numerical modeling of wind and waves and the theory of the wave boundary layer. *Boundary-Layer Meteorology*. 2011, 138, 1–41. doi: 10.1007/s10546-010-9543-7
8. Chalikov D.V., Bulgakov K. Yu. The structure of surface layer above sea. *Fundamental and Applied Hydrophysics*. 2019, 12, 2, 50–65 (in Russian). doi: 10.7868/S2073667319020072
9. Chalikov D., Babanin A.V. Parameterization of wave boundary layer. *Atmosphere*. 2019, 10, 11, 686. doi: 10.3390/atmos10110686
10. Monin A.S., Yaglom A.M. Statistical fluid mechanics: mechanics of turbulence. *Cambridge, M.I.T. Press.*, 1971. 770 p. doi: 10.1119/1.10870
11. Miles J.W. On the generation of surface waves by shearflows. *Journal of Fluid Mechanics*. 1957, 3, 2, 185–204.
12. Hasselmann K., Barnett R.P., Bouws E. Measurements of wind-wave growth and swell decay during the Joint Sea Wave Project (JONSWAP). *Deutsches Hydrogr. Inst.* 1973, 95 p.

Литература

1. Зилитинкевич С.С. Атмосферная турбулентность и планетарные пограничные слои. Москва: Физматлит, 2013. 248 с.
2. Chalikov D.V. Numerical simulation of the boundary layer above waves // *Boundary-Layer Meteorology*. 1986. Vol. 34. P. 63–98. doi: 10.1007/BF00120909
3. Hristov T., Friehe C., Miller S. Wave-coherent fields in air flow over ocean waves: Identification of cooperative behavior buried in turbulence // *Physical Review Letters*. 1998. Vol. 81(23). P. 5245–5248. doi: 10.1103/PhysRevLett.81.5245
4. Hristov T., Miller S., Friehe C. Dynamical coupling of wind and ocean waves through wave-induced air flow // *Nature*. 2003. Vol. 422(6927). P. 55–58.
5. Chalikov D.V. The numerical simulation of wind — waves interaction // *Journal of Fluid Mechanics*. 1978. Vol. 87. P. 561–582. doi: 10.1017/S0022112078001767
6. Chalikov D., Sheinin D. Numerical modeling of surface waves based on principal equations of potential wave dynamics // *Technical Note*. 1996. 64 p.
7. Chalikov D., Rainchik S. Coupled numerical modeling of wind and waves and the theory of the wave boundary layer // *Boundary-Layer Meteorology*. 2011. Vol. 138. P. 1–41. doi: 10.1007/s10546-010-9543-7
8. Чаликов Д.В., Булгаков К.Ю. Структура приводного слоя атмосферы // *Фундаментальная и прикладная гидрофизика*. 2019. Т. 12, № 2. С. 50–65. doi: 10.7868/S2073667319020072
9. Chalikov D., Babanin A.V. Parameterization of wave boundary layer // *Atmosphere*. 2019. Vol. 10, Iss. 11: 686. doi: 10.3390/atmos10110686
10. Monin A.S., Yaglom A.M. Statistical fluid mechanics: mechanics of turbulence. Cambridge: M.I.T. Press., 1971. 770 p. doi: 10.1119/1.10870
11. Miles J.W. On the generation of surface waves by shearflows // *Journal of Fluid Mechanics*. 1957. Vol. 3, Iss. 2. P. 185–204.
12. Hasselmann K., Barnett R.P., Bouws E. et al. Measurements of wind-wave growth and swell decay during the Joint Sea Wave Project (JONSWAP) // *Technical Report*. Deutsches Hydrographisches Institute, 1973. 95 p.

УДК 551.467.3

© А. А. Сумкина^{1,2*}, К. К. Кивва¹, В. В. Иванов^{2,3}, А. В. Смирнов³, 2022

¹Всероссийский научно-исследовательский институт рыбного хозяйства и океанографии, 105187, Окружной проезд, д. 19, г. Москва, Россия

²Московский государственный университет им. Ломоносова, 119991, Ленинские горы, д. 1, г. Москва, Россия

³Арктический и Антарктический научно-исследовательский институт, 199397, ул. Беринга, д. 38, г. Санкт-Петербург, Россия

*E-mail: alexandrasumkina@gmail.com

СЕЗОННОЕ ОЧИЩЕНИЕ ОТО ЛЬДА БАРЕНЦЕВА МОРЯ И ЕГО ЗАВИСИМОСТЬ ОТ АДВЕКЦИИ ТЕПЛА АТЛАНТИЧЕСКИМИ ВОДАМИ

Статья поступила в редакцию 19.09.2021, после доработки 21.02.2022, принята в печать 28.02.2022

Аннотация

Баренцево море является одним из ключевых районов Арктики для мониторинга климатических изменений. Хотя Баренцево море относится к числу ледовитых, оно, в отличие от других арктических морей, никогда не покрывается льдом полностью. Одним из параметров, характеризующих изменение ледового режима, является дата полного очищения ото льда. В исследовании использованы данные о концентрации (сплочённости) льда Climate Data Record (CDR) NOAA/NSIDC с 1979 по 2019 г. и данные океанского реанализа GLORYS12V1 (Global Ocean Physics Reanalysis) с 1993 по 2019 г. Выполненный анализ пространственно-временной изменчивости даты полного очищения ото льда для акватории Баренцева моря с использованием метода кластерного анализа HDBSCAN позволил выделить районы (кластеры) с синхронной динамикой даты полного очищения ото льда. Ряд выделенных районов находится на пути распространения атлантических вод в Баренцевом море, что позволило связать выявленную временную изменчивость даты полного очищения ото льда с изменчивостью переноса атлантических вод через западную границу моря. На всей акватории Баренцева моря после 2003 г. наблюдается устойчивое смещение сроков сезонного очищения ото льда на более ранние. При этом каждому из выделенных шести районов свойственна своя динамика и скорость изменений даты полного очищения ото льда. Заметное влияние на дату полного очищения ото льда адвективного потока тепла через западную границу Баренцева моря выявлено для районов в центральной и восточной частях моря. Для разных районов максимальный коэффициент корреляции даты полного очищения ото льда наблюдается при разных временных сдвигах (от 0 до 6 мес.) адвективного потока тепла. Величина временного сдвига косвенно указывает на время прохождения тепловым сигналом расстояния от западной границы моря до соответствующего района. Сохранение тенденции к возрастанию продолжительности безледного сезона в Баренцевом море является одним из проявлений нарастающей «атлантификации» приатлантической Арктики, вследствие чего открываются новые перспективы для экономической деятельности в этом арктическом регионе. В частности, это влияет на транспортировку и условия добычи углеводородов, также на воспроизводство, распределение и поведение основных промысловых видов рыбы в Баренцевом море.

Ключевые слова: морской лед, даты полного очищения ото льда, Баренцево море, «атлантификация», кластерный анализ, изменение климата

© А. А. Sumkina^{1,2}, K. K. Kivva¹, V. V. Ivanov^{2,3}, A. V. Smirnov³, 2022

¹Russian Federal Research Institute of Fisheries and Oceanography, 105187, 19 Okružnuy proezd, Moscow, Russia

²Lomonosov Moscow State University, 119991, 1, Leninskie Gory, Moscow, Russia

³Arctic and Antarctic Research Institute, 199397, 38, Bering st., St. Petersburg, Russia

*E-mail: alexandrasumkina@gmail.com

SEASONAL ICE REMOVAL IN THE BARENTS SEA AND ITS DEPENDENCE ON HEAT ADVECTION BY ATLANTIC WATERS

Received 19.09.2021, revised 21.02.2022, accepted 28.02.2022

Abstract

The Barents Sea is one of the key areas in the Arctic for monitoring of climate change. Although the Barents Sea is one of the Arctic seas, it is never completely covered with ice. One of the parameters characterizing the change in the ice regime is the date of ice retreat (DOR). The study is based on ice concentration data from the NOAA / NSIDC Climate Data Record (CDR) from

Ссылка для цитирования: Сумкина А.А., Кивва К.К., Иванов В.В., Смирнов А.В. Сезонное очищение ото льда Баренцева моря и его зависимость от адвекции тепла Атлантическими водами // Фундаментальная и прикладная гидрофизика. 2022. Т. 15, № 1. С. 82–97. doi: 10.48612/fpg/1krp-xbuk-6gpz

For citation: Sumkina A.A., Kivva K.K., Ivanov V.V., Smirnov A.V. Seasonal Ice Removal in the Barents Sea and its Dependence on Heat Advection by Atlantic Waters. *Fundamental and Applied Hydrophysics*. 2022, 15, 1, 82–97. doi: 10.48612/fpg/1krp-xbuk-6gpz

1979 to 2019 and the GLORYS12V1 ocean reanalysis data from 1993 to 2019. The analysis of the spatial and temporal variability of DOR for the Barents Sea using the HDBSCAN cluster analysis method made it possible to identify areas (clusters) with the synchronous dynamics of DOR. A number of the identified areas are located on the path of the Atlantic waters (AW) in the Barents Sea, which made it possible to relate the revealed temporal variability of the DOR to the variability of the AW transport across the western boundary of the sea. Over the entire Barents Sea, after 2003, there has been a steady trend in the timing of seasonal ice removal to earlier ones. At the same time, each of the six regions identified has its own dynamics and rate of changes in DOR. A noticeable effect of the advective heat flux across the western boundary of the Barents Sea on the DOR was revealed for areas in the central and eastern parts of the sea. At the same time, for different regions, the maximum correlation coefficient is observed at different time lags (from 0 to 6 months). The value of the time lag indirectly indicates the time the thermal signal travels the distance from the western boundary of the sea to the corresponding region. The continuing trend towards an increase in the duration of the ice-free season in the Barents Sea is one of the manifestations of the growing “Atlantification” of the East Atlantic sector of the Arctic Ocean—which opens up new prospects for socio-economic activity in this Arctic region.

Keywords: sea ice, dates of ice retreat, Barents Sea, “atlantification”, cluster analysis, climate change

1. Введение

За последние 40 лет в Арктике, в частности, в Баренцевом море (БМ) наблюдаются значительные изменения. БМ — шельфовое арктическое море с высоким темпом сокращения площади морского льда в зимний период. В связи с этим в настоящее время БМ представляет собой регион, интересный для изучения взаимодействия атмосферы, морского льда и океана. Согласно прогнозам, к середине XXI века БМ будет круглогодично свободно ото льда [1]. Ледовитость и площадь ледяного покрова считаются ключевыми климатическими индикаторами и включены в многочисленные национальные и международные отчеты об оценке изменений климата [1].

В последние десятилетия в БМ наблюдается сокращение площади морского льда зимой примерно на 50 % и увеличение притока атлантической воды (АВ). На междекадных временных масштабах показана статистическая связь между увеличением адвективного потока тепла в юго-западной части моря и уменьшением площади ледяного покрова в Баренцевом море [2]. Уже рассматривалась связь между ледовитостью Баренцева море в марте с температурой воздуха в январе, феврале, марте и апреле (синхронная корреляция). Установлено, что значимые коэффициенты корреляций отмечаются между температурой воздуха в январе и льдом в марте [3].

Однако ледовитость и площадь ледяного покрова предоставляют неполную информацию об изменчивости морского льда. Помимо стремительного сокращения площади морского льда в БМ в настоящее время наблюдается освобождение акватории ото льда в более ранние сроки и образование морского льда в более поздний срок [3]. Дата полного очищения акватории ото льда (ДПО) — один из параметров, характеризующих изменение морского льда и его эволюцию. Очищение ото льда — это длительный процесс, который может прерываться кратковременным ледообразованием и/или импортом дрейфующих льдин. Строго определить ДПО на больших акваториях невозможно, поэтому для количественной оценки используется пороговое значение концентрации (сплочённости) морского льда. Для определения ДПО обычно используют пороговое значение концентрации льда 15 % [4].

Изменения в сроках полного очищения от морского льда различны в зависимости от географического положения. Юго-восточная часть моря в среднем освобождается ото льда в мае, но в отдельные годы срок ДПО может сместиться вперед, вплоть до августа. Центральный район моря в среднем освобождаются ото льда в июне-июле. Высокое альбедо морского льда обеспечивает большее отражение приходящей солнечной радиации. По этой причине возрастание площади открытой воды ведет к эффективному потеплению поверхностного слоя вод. Увеличение продолжительности безлёдного периода также приводит к уменьшению инверсии температуры воздуха, увеличению испарения и количества осадков, изменению атмосферной циркуляции [5].

Запасы водных биологических ресурсов в БМ зависят от изменчивости компонент климатической системы и сроков схода льда [6]. На протяжении многих десятков лет треска является основным объектом промысла в БМ [6]. Площадь морского льда определяет границу района промысла северо-восточной арктической трески. Коэффициент корреляции между средней ледовитостью моря за февраль — май предшествующего полугодия к северу от 75° с.ш. и выловом на этой же акватории в августе-ноябре равен $-0,79$ с 1977 по 2010 г. [6]. В аномально холодные годы 1977–1979 гг. районы промысла были ограничены замерзающей частью моря, тогда как в теплый период 2004–2006 гг. данные районы были открыты [7]. Выживаемость молоди трески, по всей видимости, связана с датой начала «цветения» фитопланктона. «Цветение» фитопланктона в БМ чувствительно к сезонным и межгодовым изменениям положения кромки морского льда, распределению водных масс, океанических фронтов [8]. В весенний период наблюдается «цветение» вдоль кромки льда, вызванное опреснением поверхностного слоя моря.

ДПО в некоторой степени может отражать срок начала интенсивного продуцирования органического вещества фитопланктоном [9]. В связи с тем, что таяние морского льда приводит к опреснению поверхностного слоя и формированию устойчивой стратификации водной толщи, при отсутствии или умеренном ветровом перемешивании такие условия могут привести к весеннему «цветению» фитопланктона.

На большей части арктического региона продолжительность ледового периода в морях сокращается в среднем не менее чем на 5 дней/десятилетие, а в северо-восточной части Баренцева моря скорость сокращения достигала более 65 дней/десятилетие [10]. Наибольший отрицательный тренд ДПО среди арктических морей отмечается в БМ и составляет в среднем $-5,6$ дней/декаду, уровень значимости 99 % [11]. Усредненные тренды ДПО для всей акватории БМ в период с 1979/80 по 2010/11 гг. составляют $-1,8 \pm 0,5$ дней/год [12]. Также наблюдается смещение дат начала ледообразования на 5 дней за десятилетие [4]. Согласно [13], время сезонного максимума температуры поверхности океана (ТПО) зависит от ДПО. В выше перечисленных исследованиях проводился подробный анализ трендов и сдвигов ДПО для всей Арктики. В данной статье проводится анализ ДПО непосредственно для акватории Баренцева моря. В исследовании применялся метод кластерного анализа HDBSCAN [14]. Разделение на кластеры позволяет выделить районы с синхронной динамикой ДПО для последующей оценки влияния атмосферы и океана на изменение экосистемы.

Основными факторами, влияющими на изменения ДПО в БМ, являются заток теплых атлантических вод (АВ), изменчивость атмосферной циркуляции и связанные с ней аномалии давления, температуры и преобладающего направления ветра. Согласно ряду недавних исследований [15] именно приток через западную границу моря является ключевым внешним фактором, определяющим ледовый режим Баренцева моря. С учетом этого вопросу возможного влияния поступления АВ в БМ на ДПО было уделено особое внимание в данной статье.

Статья состоит из шести разделов, включая Введение. Во втором и третьем разделах описаны использованные исходные данные и методы исследования. В четвертом разделе представлены основные результаты выполненных расчетов и их анализ. В разделе 5 проведено обсуждение полученных результатов. Статья завершается кратким перечнем основных выводов, следующих из выполненного анализа.

2. Данные

2.1. Концентрация льда *ClimateDataRecord (CDR) NOAA/NSIDC*

С 1979 года пассивные микроволновые датчики регистрируют концентрацию морского льда, что позволяет отслеживать изменчивость морского льда в полярных регионах. В исследовании использованы данные о концентрации льда *ClimateDataRecord (CDR) NOAA/NSIDC* [16] с 1979 по 2019 г. Исходный массив сформирован на полярной стереографической сетке с горизонтальным разрешением 25×25 км. Временная дискретность составляет 2 дня до июля 1987 г. и 1 день после этой даты. Данные линейно интерполированы для получения массива с однородным временным разрешением одни сутки. Синоптическая изменчивость удалена с помощью сглаживания 7-дневным скользящим средним, чтобы исключить высокочастотные колебания концентрации льда.

2.2. Гидрологические данные

Для целей данного исследования использован океанский реанализ GLORYS12V1 (Global Ocean Physics Reanalysis, GLOBAL_MULTIYEAR_PHY_001_030) [17]. Его модельная составляющая представляет из себя актуальную версию платформы NEMO [18] с использованием поверхностного форсинга из атмосферного реанализа ECMWF ERA5 [19]. Массив включает данные по 14 океаническим параметрам с горизонтальным разрешением $1/12^\circ$ и 50 уровнями по глубине с января 1993 по декабрь 2019 гг. включительно. В настоящей работе были использованы ежесуточные данные.

Из массива GLORYS12V1 были извлечены данные для 6-ти разрезов на границах Баренцева моря с сопредельными морскими бассейнами, представленных на рис. 1.

3. Методы

3.1. Дата полного очищения ото льда

ДПО определяется по данным о концентрации льда. В работе [4] для определения ДПО по акватории всей Арктики использовали пороговое значение концентрации льда 15 %. В работе [11] ДПО определя-

ли как последний день с концентрацией льда 15 % перед минимальной летней концентрацией льда. Мы дополнили это определение условием, что после данной даты продолжительность периода с концентрацией льда менее 15 % должна быть наибольшей.

3.2. Кластерный анализ методом HDBSCAN

Выполнен кластерный анализ рядов ДПО в каждом узле сетки методом HDBSCAN [14] — алгоритмом кластерного анализа, являющимся расширением DBSCAN [20].

ДПО в каждом узле сетки за каждый год представлены либо номером дня года (1–365), либо «nan» в том случае, если лед наблюдался весь год или его не было совсем. Мы выбрали только те узлы сетки, для которых имелось не менее 20 значений ДПО за временной интервал с 1979 по 2019 гг. Отсутствующим значениям присваивался 0 (льда не было) или 367 (лед наблюдался весь год). Таким образом, в нашем случае группируемые объекты — узлы сетки, в каждом из которых определены ДПО минимум за 20 лет из интервала 1979–2019 гг. В качестве меры сходства объектов (узлов сетки) использован коэффициент корреляции Спирмена (ρ). Для исключения отрицательных расстояний в расчётах использовали $\rho + 1$.

Для HDBSCAN, в отличие от многих других методов кластерного анализа, не задается количество кластеров (групп). В данном методе группировки необходимо задать единственный параметр — минимальное количество соседних объектов (minPts), в нашем случае узлов сетки, необходимое для объединения объектов в кластер. Значение этого параметра в результате работы алгоритма однозначно определяет количество выделенных групп. Группировка узлов сетки выполнена по рядам значений ДПО для различных значений minPts. Чем меньше minPts, тем большее количество кластеров будет обнаружено и, наоборот, чем больше minPts, тем меньше кластеров будет определено. Увеличение minPts приводит к слиянию небольших кластеров. В нашем случае максимальное количество кластеров при minPts = 10 составило 36.

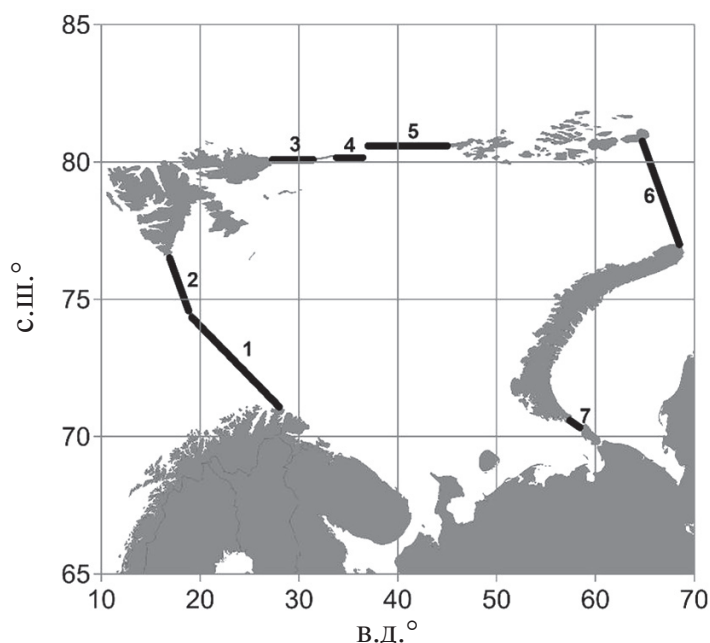


Рис. 1. Пространственное положение разрезов на границах Баренцева моря

Fig. 1. Position of sections at the boundaries of the Barents Sea

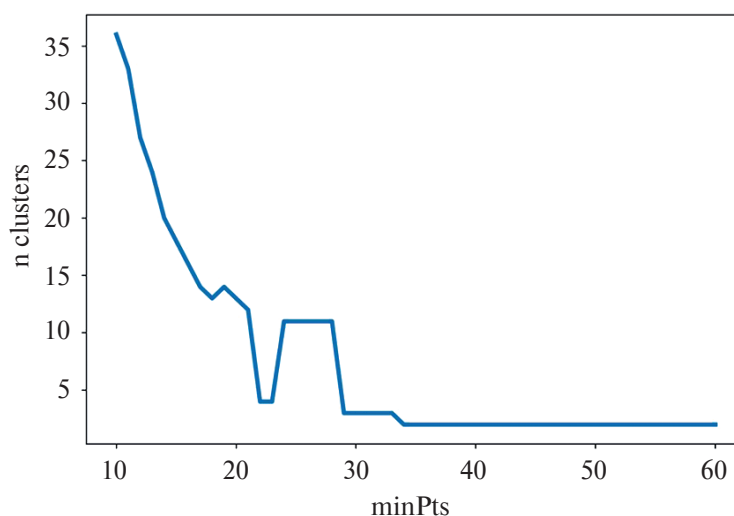


Рис. 2. Количество кластеров в зависимости от minPts

Fig. 2. Number of clusters depending on minPts

Для HDBSCAN нет единого метода определения значения minPts. В работе [21] предлагается выбирать minPts в два раза больше размерности ряда. В рассматриваемом случае размерность ряда составила 40 лет, что дает значение minPts равное 80. В статье [22] предлагается устанавливать minPts больше на единицу от значения размерности ряда (в нашем случае — 41). Однако при выборе таких больших значений minPts в случае, когда количество группируемых объектов относительно невелико (в нашем случае 44758), группировка методом HDBSCAN объединит практически все объекты в один кластер.

В работе [14] предлагается выбирать minPts в зависимости от целей анализа. Руководствуясь данной рекомендацией и необходимостью выделения географических районов с относительно синхронной изменчивостью ДПО, мы выполнили группировку с разными значениями minPts (от 10 до 60) и выбрали тот вариант, который максимально отражает географические особенности акватории (minPts = 25).

3.3. Расчет адвекции тепла

Суммарный перенос тепла (D_H) в фиксированной точке представляет интегральный перенос тепла в заданном диапазоне глубин через единичный сегмент, соответствующий узлу разреза. Интеграл F_H по всей длине разреза определяет суммарный перенос тепла через весь разрез в направлении, перпендикулярном оси разреза. Пространственное положение большинства разрезов (рис. 1) не совпадало с направлением осей координат, что привело к необходимости пересчета скоростей течения. Для этого использовалась формула:

$$V_n = v \times \cos(\alpha) + u \times \cos(\beta), \quad (1)$$

где V_n — скорость течения, нормальная к оси разреза, β — угол наклона оси разреза относительно направления на восток, $\alpha = 90 - \beta$. В случае, когда ось разреза совпадала с направлением осей координат, использовались соответствующие компоненты скоростей течений.

Произведение аномалии потенциальной температуры ($\theta(z) - \theta_{ref}$) и скорости течения $V_n(z)$ пропорционально потоку тепла (D_H , Вт/м). Соответственно для каждого узла отдельного разреза это произведение интегрировалось по вертикали, чтобы получить суммарный поток тепла через разрез:

$$D_H = \int_{z_l}^{z_{up}} \rho_w c_p^0 V_n(z) (\theta(z) - \theta_{ref}) dz \approx \sum_j 0,5 \rho_w c_p^0 [V_n(\theta_j - \theta_{ref}) + V_n(\theta_{j+1} - \theta_{ref})] (z_{j+1} - z_j), \quad (2)$$

где: $z_l \leq z_j \leq z_{up}$.

В формуле (2) z_l и z_{up} — нижний и верхний пределы интегрирования соответственно, c_p^0 — удельная теплоемкость морской воды при постоянном давлении ($c_p^0 = 3989,24495292815 \frac{\text{Дж}}{\text{КгК}}$), а ρ_w — плотность морской воды в приближении Буссинеска ($\rho_w = 1035 \text{ Кг/м}^3$), V_{n_j} — скорость течения на уровне z_j . θ_j — потенциальная температура на уровне z_j , $\theta_{ref} = -1,8 \text{ }^\circ\text{C}$.

Величины суммарного переноса тепла через разрез (F_H) рассчитаны путем горизонтального интегрирования по всей длине разреза (L) средних по глубине потоков в соответствии с формулой (3):

$$F_H = \int_{(L)} D_H dl \approx \sum_{i=1}^m 0,5 (D_{H_i} + D_{H_{i+1}}) \Delta l_{i,i+1}, [\text{Вт}], \quad (3)$$

где i обозначает номер узла разреза от его начала, $\Delta l_{i,i+1}$ — расстояние между двумя соседними узлами. При расчете горизонтальных расстояний использовался экваториальный радиус Земли $r = 6378137 \text{ м}$ (соответствует проекции WGS84).

Для каждого из 6-ти разрезов рассчитаны суммарные переносы тепла, из которых для последующего анализа был удален линейный тренд и выполнено осреднение по месяцам.

4. Результаты

4.1. Пространственно-временная изменчивость ДПО

Полученное распределение ДПО по всей акватории Баренцева моря с 1979 по 2019 гг. характеризуется зональной закономерностью, с более ранними датами в южной части моря. Освобождение ото льда начинается в феврале в южной части моря и последовательно продвигается на север, где полное очищение происходит в конце сентября. В 1980-х гг. наблюдались редкие периоды с полностью свободным ото льда

морем, а с 2005 г. режим полностью свободного ото льда моря стал практически постоянным [3]. Основная часть акватории освобождается ото льда в период с апреля по август включительно (рис. 3). Западная часть моря отличается от восточной части более ранними сроками ДПО.

Максимальная площадь морского льда на исследованной акватории моря наблюдалась в 1979 г. Лед распространялся на 2/3 моря, и площадь, освобожденная ото льда, составила $1026.427 \times 10^3 \text{ км}^2$ (рис. 4). Минимальная площадь, которая полностью освободилась от морского льда, наблюдалась в 2016 г. и составила $354.509 \times 10^3 \text{ км}^2$ (рис. 4). Большая часть льда стояла в мае, в то время как в 1979 г. основное ставление наблюдалось в июне и июле. В 2016 г. освобождение ото льда в южной части моря, вдоль побережья континента, наблюдалось в апреле, в 1979 г. — значительно позже, в мае-июне. Согласно полученным результатам наблюдается отсутствие льда вблизи западного побережья Новой Земли в 2016 г., в то время как в 1979 г. в этом регионе было достаточно позднее освобождение ото льда. В 1979 г. в юго-восточной части моря наблюдался морской лед, который постепенно таял в апреле-мае, в 2016 г. в этом районе льда не было. Кромка льда в 2016 г. в северо-восточной части моря находилась северней, чем в северо-западной части моря. В 2016 г. наблюдалось освобождение ото льда в январе в северо-восточной части, в 1979 г. в январе очищение ото льда наблюдалось в северо-западной части. 2006, 2007, 2012, 2013, 2015–2017 гг. были аномально тёплыми и характеризовались высокими температурами воды и воздуха. Устойчивый тёплый

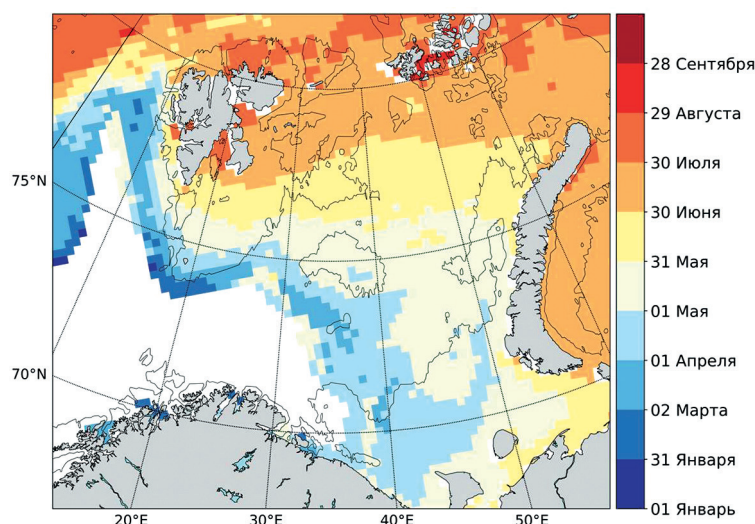


Рис. 3. Среднее ДПО с 1979 по 2019 гг. в Баренцевом море

Fig. 3. Average DOR for 1979–2019 in the Barents Sea

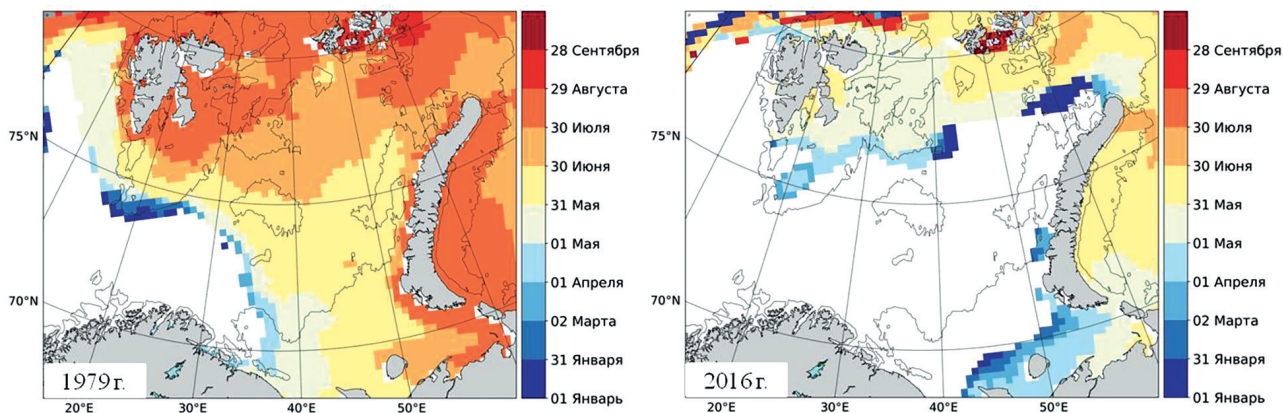


Рис. 4. ДПО в Баренцевом море в 1979 и 2016 гг. (максимальное и минимальное распространение льда соответственно)

Fig. 4. DOR in the Barents Sea in 1979 and 2016 (maximum and minimum ice extend, respectively)

период в Баренцевом море начался в 2000 г. и прерывался только в 2003 г. (умеренно холодный год) [23]. 2016 г. стал рекордно тёплым — климатический индекс достиг максимально высокого значения за весь рассматриваемый период [23].

Средняя площадь моря, освобождающаяся ото льда, за 1979–2019 гг. составила $624,6223 \times 10^3 \text{ км}^2$. В 2011 г. площадь акватории, освободившейся ото льда, оказалась наиболее близка к средней площади за интервал 1979–2019 гг. и составила $603,4772 \times 10^3$. В этом году кромка льда достигала 75°с.ш. , и наиболее значительное уменьшение площади ледяного покрова произошло в июне-июле. В 2000, 2006, 2008 и 2011 гг. интенсивное освобождения ото льда в центральной части моря наблюдалось в марте-апреле, и в июне-июле, тогда как в мае отступление льда было незначительно (рис. 5). В 2018 г. в проливе между арх. Шпицберген и ЗФИ очищение началось на месяц раньше, чем вдоль берегов архипелагов. Схожая ситуация наблюдалась в 2011, 2004, 2002, 1985, 1984 гг.

Рассчитаны максимальные и минимальные значения ДПО для каждого узла сетки (наиболее ранние и поздние даты очищения ото льда соответственно). Максимальные значения очищения ото льда наблюдаются в северной части моря, а минимальные — в южной. Максимальные значения ДПО наблюдались в Мурманском мелководье в мае, в районе Центрального желоба в июне, вдоль 75°с.ш. с 10°в.д. по 50°в.д. в июле, вдоль 77°с.ш. в августе, между ЗФИ и арх. Шпицберген в августе-сентябре. Минимальные значения ДПО не имеют такого синхронного хода, как максимальные. Минимальные значения ДПО в районе Мурманского мелководья и Центрального желоба наблюдаются в феврале — апреле, вдоль 75°с.ш. , с 10°в.д. по 50°в.д. — с января по март, вдоль 77°с.ш. — с апреля по май, между ЗФИ и арх. Шпицберген — в мае. В акватории Мурманского мелководья разница между максимальными и минимальными значениями составляет 30–90 дней, в районе Центрального желоба — 90–120 дней, вдоль 75°с.ш. с 10°в.д. по 50°в.д. — 120–150 дней, вдоль 77°с.ш. — 140–170 дней, между ЗФИ и архипелагом Шпицберген — 120–150 дней.

На всей акватории моря наблюдается значимый отрицательный коэффициент регрессии ДПО, за исключением района между ЗФИ и арх. Шпицберген, где этот коэффициент регрессии близок к нулю. Отрицательный коэффициент регрессии показывает, что ДПО сдвигается на более ранние сроки. Также,

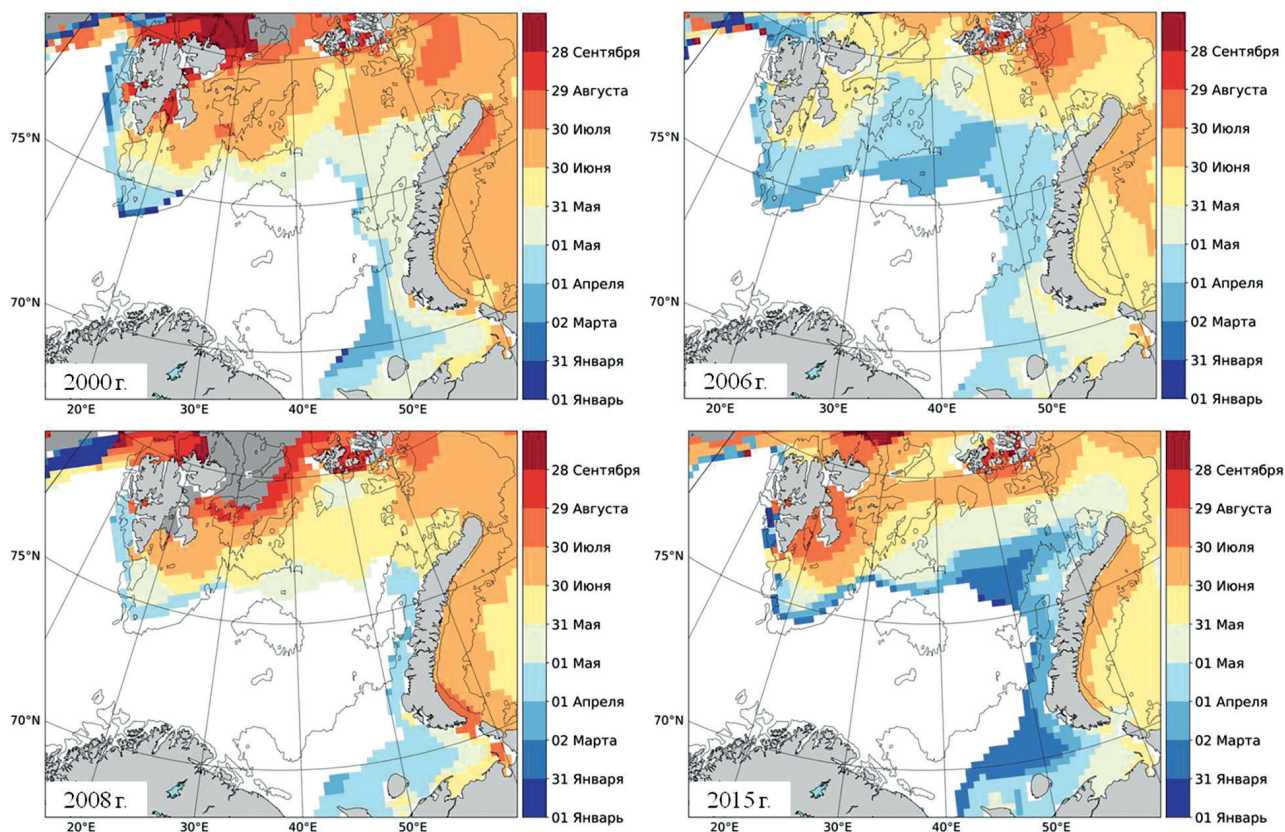


Рис. 5. ДПО в Баренцевом море в 2000, 2006, 2008 и 2015 гг.

Fig. 5. DOR in the Barents Sea in 2000, 2006, 2008, and 2015

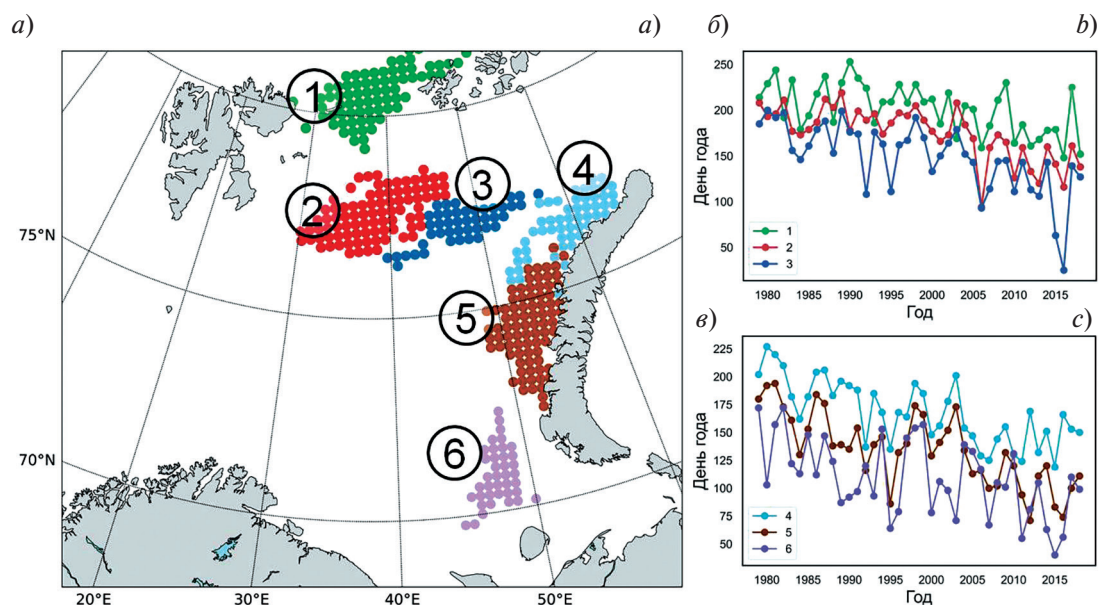


Рис. 6. Районы с синхронной изменчивостью ДПО (a) и временной ход среднего по району ДПО с 1979 по 2019 гг (б, в)

Fig. 6. Regions of synchronous variability of DOR (a) and time-series of arithmetic mean of DOR over these regions from 1979 to 2019 (b, c)

вдоль области распространения кромки морского льда коэффициент регрессии не значим. Область максимальных отрицательных коэффициентов регрессии (от $-0,20$ до $-0,25$, примерно 8–10 дней за 40 лет) находится в районе возвышенности Персея. В районе Центральной возвышенности, Северо-Канинской и Гусиной банок коэффициент регрессии составляет от $-0,05$ до $-0,12$. В районе Новоземельской банки угловой коэффициент линии регрессии от $-0,10$ до $-0,20$.

Таким образом, отмечается смещение сроков очищения акватории ото льда на более ранние на всей акватории БМ.

4.2. Выделение характерных районов методом кластерного анализа

Группировка узлов сетки методом HDBSCAN выполнена для всех значений minPts в интервале от 10 до 60. Для детального анализа выбран вариант для minPts = 25, содержащий 6 основных кластеров в пределах БМ (рис. 6). Следует отметить, что данный вариант содержал 11 кластеров, но 5 из них находились за пределами интересующей нас акватории.

Выделенные районы сосредоточены в северной, северо-восточной и юго-восточных частях моря. Ранняя, средняя, поздняя ДПО, а также коэффициент регрессии для каждого из районов с 1979 по 2019 гг. представлены в табл. 1.

В большинстве районов минимальное значение ДПО наблюдалось в интервале 2012–2019 гг. Только в районе 2 оно пришлось на 2006 г. Наиболее раннее отступление льда наблюдалось в районе 3, который находится восточнее возвышенности Персея. В районе 3 отступление льда наблюдалось в более ранний период, чем в районах 5 и 6, которые находятся значительно южнее. Аномалия низкой концентрации морского льда наблюдалась в 2016 и 2018 гг. [24]. В 2016 г. отмечался ранний сход льда в районах 1 и 3.

Освобождение ото льда в среднем начинается в феврале в южной части моря и последовательно продвигается на север, где полное очищение происходит в конце сентября. В среднем освобождение ото льда в южной части моря происходит в апреле-мае, в центральной — с конца мая по конец июня, в северной части — во второй половине июля. Самое позднее очищение акватории ото льда наблюдалось в начале 1980х и 1989–1990 гг. В районах 3 и 4, которые находятся близко друг к другу, самый поздний сход льда в исследуемый период наблюдался в 1980 г. В районах 5 и 6 лёд сошёл наиболее поздно (в середине июля и во второй половине июня соответственно) в 1981 и 1982 гг. При этом в районах 1 и 2 несмотря на то, что район 2 граничит с районом 3, в 1980–1982 гг. позднего очищения ото льда не наблюдалось. Наиболее позднее очищение ото льда в них наблюдалось в первой половине сентября и первой половине августа в 1990 и 1989 гг. соответственно.

Таблица 1
Table 1

Максимальная, минимальная и средняя дата полного очищения ото льда для каждого района
Maximum, minimum and average date of retreat sea ice for each area

Характеристики	Номер района					
	1	2	3	4	5	6
Раннее ДПО	27.05.2016	05.04.2006	25.01.2016	29.04.2019	11.03.2012	09.02.2015
Среднее ДПО	19.07–21.07	22.06–24.06	27.05–29.05	16.06–18.06	13.05–15.05	18.04–20.04
Позднее ДПО	11.09.1990	08.08.1989	18.07.1980	14.08.1980	14.07.1981	22.06.1982
Коэффициент регрессии	–1,3	–1,8	–2,2	–1,8	–2,1	–1,5

В районах 1 и 6 наблюдается минимальный отрицательный коэффициент регрессии, то есть сроки очищения ото льда имеют наименее ярко выраженный тренд. В районах 2, 3 и 5 наблюдается максимальный отрицательный коэффициент регрессии, то есть в них сроки очищения ото льда имеют более выраженный тренд. Минимальный отрицательный коэффициент регрессии наблюдается в районе 1 (–1,3), а максимальный — в районе 3 (–2,2).

Связь между районами по изменчивости ДПО количественно оценена с помощью **коэффициента ранговой корреляции Спирмена (ρ)**. Самый высокий коэффициент корреляции наблюдается между ДПО в районе 3 и в остальных районах. Очень высокая положительная и значимая корреляция (коэффициент корреляции 0,90, $p < 0,05$) наблюдается между районами 3 и 4. Связь между районами 3 и 2, которые находятся рядом, несколько слабее: коэффициент корреляции равен 0,83. Между районом 3 и районом 5, который находится значительно южнее, связь высокая и коэффициент корреляции равен 0,89. В тоже время коэффициент корреляции между районами 4 и 5 равен 0,84. Также отмечается высокая корреляция между районом 2 и районами 4 и 5, равная 0,76 и 0,74 соответственно. Для района 1 самая высокая корреляция наблюдается с районами 2 и 3 (0,60 и 0,61 соответственно). Очень слабая и минимальная корреляция ($\rho = 0,26$) отмечается между самыми отдаленными друг от друга районами 1 и 6. В целом, между ДПО в районе 1 и в остальных районах корреляция наиболее слабая.

В ряде районов ледовые условия конкретного года могут отчасти определяться условиями предыдущего года [11]. Для установления степени связи ДПО в пределах выделенных районов с соответствующими значениями предыдущего года рассчитан коэффициент автокорреляции со сдвигом 1 год (ρ_{auto}), который показал следующее. Максимальная автокорреляция относительно других районов наблюдается для района 5 ($\rho_{\text{auto}} = 0,69$), что говорит о заметной взаимосвязи между последующими годами. Коэффициенты автокорреляции для районов 2, 3 и 4 равны 0,57, 0,50 и 0,60, что так же показывает наличие взаимосвязи. Автокорреляция северного района 1 и южного района 6 равна 0,20 и 0,26 соответственно, что отражает слабую зависимость ДПО от значения ДПО в предыдущий год.

Определённый интерес также представляет вопрос возможного влияния ДПО в одних районах на ДПО в других с интервалом 1 год. Для установления таких связей рассчитаны коэффициенты корреляции со сдвигом 1 год между всеми парами районов ($\rho[\text{ДПО}_n, \text{ДПО}_m]$), где ДПО_n и ДПО_m — ряды ДПО в районах n и m , причём ряд ДПО_m сдвинут на одно значение влево). Наиболее высокие значения данного параметра в интервале 0,5–0,63 обнаружены для района 2 (например, $\rho[\text{ДПО}_2, \text{ДПО}_5] = 0,63$), наиболее низкие — для района 6 (значения параметра от 0,23 до 0,40).

Существует определенная связь между средним ДПО по району и средней концентрацией льда ($\text{КЛ}_{\text{ср}}$) (табл. 2).

Таблица 2
Table 2

Концентрация льда в годы раннего и позднего ДПО
Ice concentration in the years of early and late DOR

Характеристики	Номер района					
	1	2	3	4	5	6
Год максимальной ДПО/ $\text{КЛ}_{\text{ср}}$	1990 г. 0,77	1989 г. 0,79	1980 г. 0,65	1980 г. 0,70	1981 г. 0,25	1982 г. 0,4
Год минимальной ДПО/ $\text{КЛ}_{\text{ср}}$	2016 г. 0,34	2006 г. 0,19	2016 г. 0,20	2019 г. 0,31	2012 г. 0,06	2015 г. 0,05

В северных районах KL_{cp} значительно выше, чем в южной части акватории моря. В годы позднего очищения ото льда отмечалась высокая KL_{cp} ($> 0,70$) в районах 1, 2, 4. В соседнем районе 3 KL_{cp} незначительно ниже и достигает 0,65. Начиная с 2010-го года, когда лед стал сходить значительно раньше, высокая концентрация льда относительно других частей моря наблюдалась в районах 1 и 4. В районах 2 и 3 KL_{cp} ниже и имеет схожий порядок величин, меньше всего KL_{cp} в районах 5 и 6.

По всем выделенным районам концентрация льда в годы позднего освобождения ото льда, значительно выше, чем в годы раннего освобождения ото льда. В районах 1, 2, 3 и 4 в годы позднего освобождения ото льда KL_{cp} была максимальной длительное время, вплоть до начала лета. В годы раннего освобождения ото льда значения KL_{cp} только в отдельные дни достигает 1,0 и имеет большой разброс значений. В годы с высокой концентрацией льда наблюдается постепенное уменьшение KL_{cp} , с низкой — более резкое.

Таким образом, отмечается смещение сроков очищения акватории ото льда на более ранние по всей акватории БМ, но каждому району свойственна своя динамика и скорость. Есть схожесть между соседними районами, а наиболее удаленные друг от друга районы характеризуются меньшей связью. Наблюдается высокая автокорреляция для всех выделенных районов, кроме района 1. Самый минимальный отрицательный коэффициент регрессии наблюдается для района 1 (–1,3), а для района 3 — максимальный (–2,2). Следовательно, более заметный сдвиг на ранние даты наблюдается в центральной части акватории, где на сегодняшний день проходит граница кромки льда.

4.3. Связь ДПО с адвективным переносом тепла

В Баренцевом море основным адвективным источником тепла является поступление атлантических вод из Норвежского моря между м. Нордкап и о. Медвежий. Согласно выполненным расчетам, поток тепла через этот разрез на порядок величины превышает потоки тепла через другие границы моря. Соответственно, для исследования возможной связи с ДПО была рассмотрена изменчивость суммарного адвективного потока тепла только через этот разрез. Результаты расчета кросс-корреляций между ДПО и потоком тепла через разрез-1 для различных месяцев года представлен в табл. 3.

Максимальный, по абсолютной величине, коэффициент корреляции отмечается для района 2 и потоком тепла в июле. С учетом среднего ДПО для этого района (конец июня), рассмотренного выше, этот результат можно считать вполне ожидаемым, поскольку район 2 находится в непосредственной близости от западной границы моря, и поступающая с северной ветвью Нордкапского течения (рис. 7) атлантическая вода быстро его достигает, не успевая заметно трансформироваться.

Таблица 3
Table 3

Кросс-корреляция между ДПО и среднемесячным потоком тепла
(с удаленным линейным трендом) через разрез-1 на временном интервале 1993–2019
Cross-correlation between DOR and the average monthly heat flux
(with a removed linear trend) through section-1 in the time period 1993–2019

Месяц	Номер района					
	1	2	3	4	5	6
1	0,128	–0,254	–0,410	–0,290	–0,228	–0,244
2	0,433	0,063	0,190	–0,377	–0,504	–0,359
3	0,141	0,319	–0,129	–0,495	–0,191	–0,351
4	–0,261	–0,318	–0,229	0,124	0,201	0,046
5	–0,244	–0,195	0,320	–0,270	–0,260	–0,173
6	–0,336	–0,293	–0,243	0,431	0,310	0,129
7	–0,401	–0,593	0,143	–0,018	–0,109	0,507
8	–0,197	–0,208	–0,219	–0,098	0,016	–0,098
9	–0,162	0,090	0,228	0,051	0,174	–0,135
10	–0,105	0,449	–0,031	0,302	0,327	–0,367
11	–0,444	0,093	–0,256	0,296	0,324	–0,069
12	–0,26	–0,069	–0,144	0,383	0,321	0,323

Пояснение: жирным шрифтом выделены коэффициенты корреляции, превышающие по абсолютной величине 0,5.

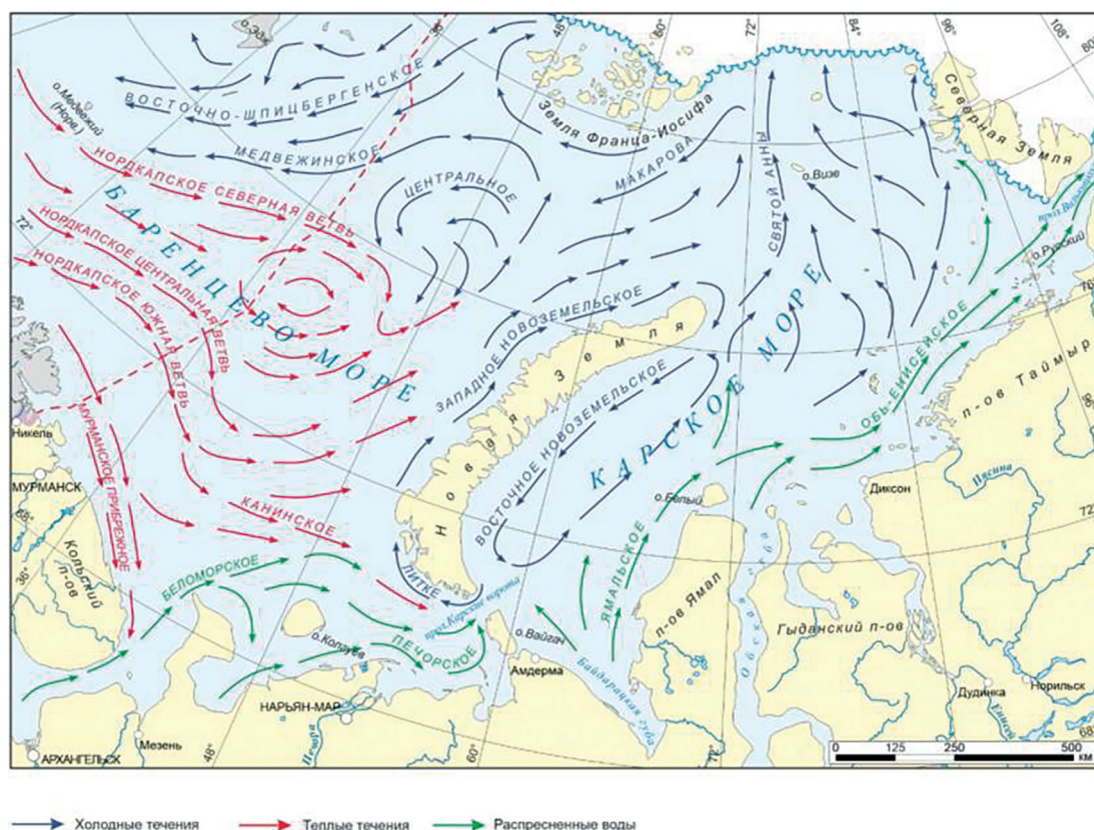


Рис. 7. Генеральная схема поверхностных течений в Баренцевом и Карском морях [25]

Fig. 7. General scheme of surface currents in the Barents and Kara Seas [25]

Высокие по абсолютной величине коэффициенты корреляции наблюдаются также для района 5 ($-0,504$ с потоком тепла в феврале) и района 4 ($-0,495$ с потоком тепла в марте). Если сопоставить расположение районов 4 и 5 (см. рис. 6) со схемой течений на рис. 7, то можно видеть, что район 5 находится на пути южной ветви Нордкапского течения, переходящего в Западное Новоземельское течение на южной границе района 4. Соответственно, временной сдвиг в 5 месяцев косвенно показывает время добегающего теплового сигнала в южной ветви Нордкапского течения до указанных районов. Меньшие коэффициенты корреляции для районов 4 и 5, по сравнению с районом 2 вероятно связаны с трансформацией (охлаждением и распреснением) атлантической воды в южной ветви Нордкапского течения вследствие слияния с водами холодного течения Литке (рис. 7). Высокий и, при этом, положительный коэффициент корреляции ($0,507$) ДПО с потоком тепла в июле для самого южного района 6 вызвал сомнения в его реалистичности. При более внимательном изучении временного ряда ДПО для района 6 выяснилось, что из 26-ти лет (с 1993 по 2019 гг.) ледяной покров в данном районе наблюдался только в 9-ти случаях. Т. е. временной ряд ДПО на две трети состоит из нулевых значений, что не позволяет рассматривать полученный высокий коэффициент корреляции как реалистично описывающий связность временных рядов. Корреляции между фактическими и рассчитанными по регрессионным зависимостям аномалиями ДПО для районов 2 и 5, а также фактические и рассчитанные временные ряды ДПО с добавленными линейными трендами представлены на рис. 8. Хорошо заметно, что резкое уменьшение ДПО в обоих районах произошло между 2003 и 2007-м годами. В районе 5 существенно возросла амплитуда межгодовых колебаний, причем в отдельные годы после 2007-го года Район-5 был в среднем круглогодично безледным.

5. Обсуждение результатов

Выполненный анализ пространственно–временной изменчивости ДПО для акватории Баренцева моря с использованием метода кластерного анализа HDBSCAN позволил выделить районы (кластеры) с синхронной динамикой ДПО. Ряд выделенных районов находятся на пути распространения атлантических вод (АВ) в Баренцевом море (рис. 7), что позволило связать выявленную временную изменчивость ДПО

с изменчивостью переноса АВ через западную границу моря. Тепловое воздействие АВ обусловлено поступлением дополнительного тепла в верхний слой вод и к нижней границе ледяного покрова. Сдвиг во времени между поступлением АВ через западную границу Баренцева моря и ДПО определяется скоростью течения, при условии, что тепловой сигнал достигает интересующих районов с сохранением достаточной интенсивности. Некоторое ограничение на представленные ниже выводы внесли два обстоятельства. Первое связано с тем, что доступные временные ряды адвективных потоков тепла начинаются с 1993 года, т.е. составляют только 26 лет, что, безусловно, не может быть признано достаточным для строгой оценки полученных корреляционных зависимостей. Другим ограничением являются значительные тренды во временных рядах. При этом следует отметить, что тренды не являются однородными по времени, что

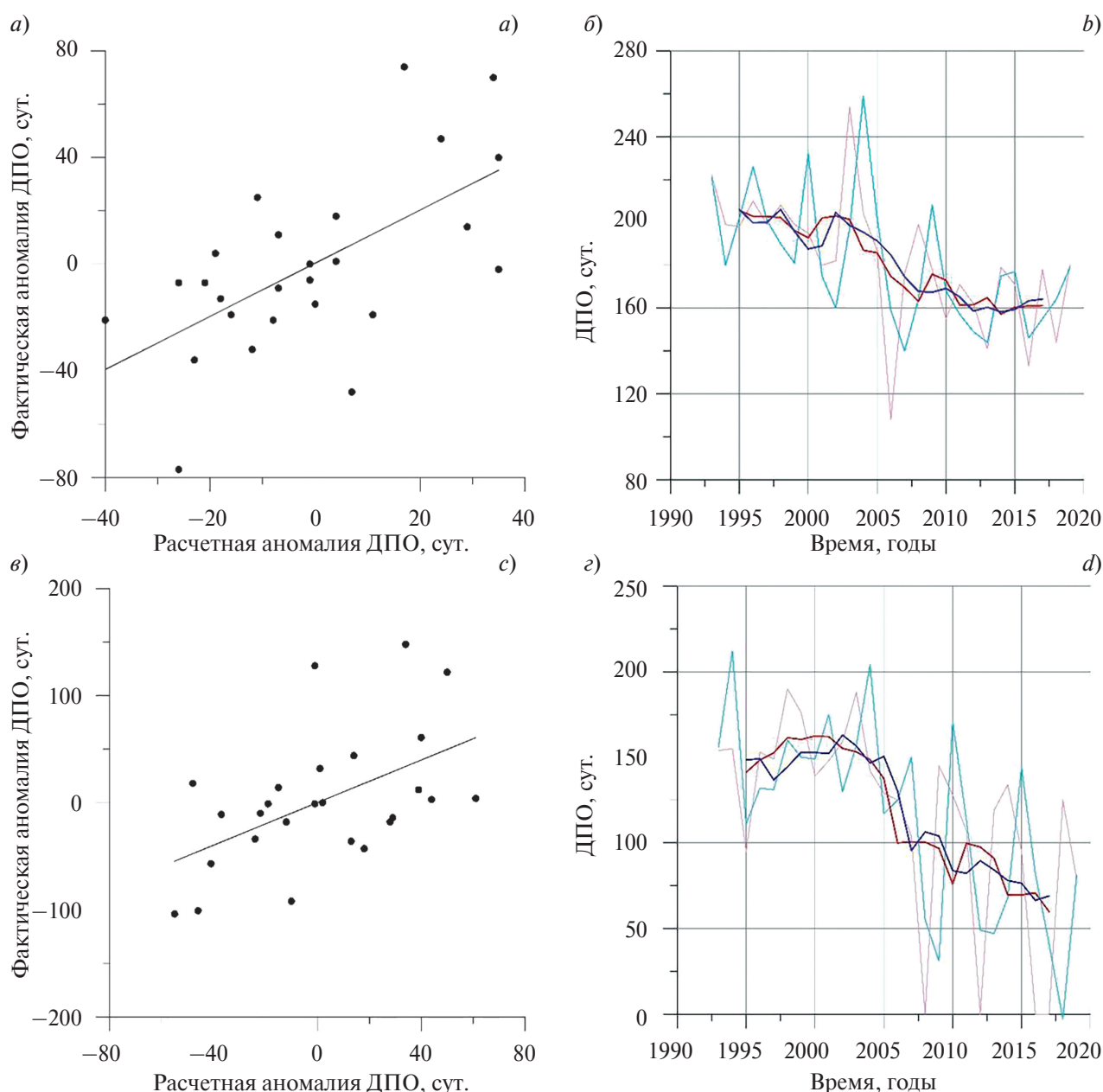


Рис. 8. Корреляции между фактическими и рассчитанными по регрессионным зависимостям аномалиями ДПО для районов 2 (а) и 5 (с). Фактические (красный цвет) и рассчитанные (голубой цвет) временные ряды ДПО с добавленными линейными трендами для районов 2 (б) и 5 (д). Жирными линиями на (б) и (д) показано скользящее 5-летнее сглаживание

Fig. 8. Correlations between the actual and calculated by regression dependences anomalies of AP for regions 2 (a) and 5 (c). Actual (red color) and calculated (blue color) time series of DPO with added linear trends for regions 2 (b) and 5 (d). Bold lines in (b) and (d) show sliding 5-year smoothing

косвенно указывает на изменение статистической структуры рядов в начале 2000-х гг. Чтобы отфильтровать искусственно завышенные корреляции, связанные с трендами, перед расчетом корреляций линейные тренды в рядах удалялись, а на этапе применения полученных регрессионных зависимостей добавлялись к расчетному ряду в виде детерминированной компоненты. Благодаря применению указанной процедуры количество значимых корреляций существенно сократилось, что вероятно следует признать позитивным результатом, поскольку рассчитанные таким образом корреляции по сути отражают искомую связность рядов, а не связность трендов.

Результаты анализа, представленного в предыдущем разделе, в целом согласуются с расположением выделенных 6-ти однородных по изменчивости ДПО районов (кластеров). Северная ветвь Нордкапского течения пересекает район 2, для которого отмечается самая высокая по абсолютной величине корреляция с адвективным переносом тепла через западную границу моря между мысом Нордкап и о. Медвежий. Несмотря на близкое расположение районов 2 и 3, особенности временной изменчивости ДПО в этих районах существенно различны. Для указанных районов раннее и позднее очищение ото льда наблюдалось в разные годы. В районе 3 лед сходит в среднем в конце мая, а в районе 2 на месяц позже, в конце июня. Также для района 2 характерны годы с более ранним сходом льда в теплый период (с 2003 г.) и более поздним в холодный период (с 1979 г. по 1989 г.), но при этом в среднем лед сходит позже. Коэффициент корреляции ДПО с адвективным потоком тепла через западную границу моря для района 3 ни для одного из месяцев года не превосходит по абсолютной величине 0,5 (табл. 3). Исходя из перечисленных фактов можно заключить, что несмотря на близкое географическое положение указанных районов, изменчивость ДПО в них определяется воздействием различных факторов. Из схемы поверхностных течений в Баренцевом море (рис. 7), в частности следует, что район 3 находится под большим влиянием поступающих с севера холодных арктических вод, которые вероятно в значительной степени блокируют тепловое воздействие АВ.

Вдоль западного побережья архипелага Новая Земля, на пути распространения прибрежного Западного Новоземельского течения, выделяются районы 5 и 4. Для этих районов отмечены достаточно высокие коэффициенты корреляции с адвективным переносом тепла через западную границу Баренцева моря, хотя они несколько меньше, чем для района 2, что вероятно объясняется тем фактом, что АВ в Западном Новоземельском течении утрачивает свои исходные термохалинные характеристики вследствие перемешивания с водами холодного течения Литке, а также с холодными водами, образующимися на западном шельфе архипелага Новая Земля в зимний сезон [26].

Значимой связи потока тепла через западную границу Баренцева моря с ДПО в районах 1 и 6 выявлено не было. Район 1, находящийся на границе Баренцева моря и бассейна Нансена, находится в стороне от потока АВ через Баренцево море, и теоретически ДПО в этом районе может зависеть от поступления АВ с севера через желоб Франц-Виктория. Однако, расчеты корреляций между ДПО в районе 1 и потоком тепла через разрез 5 (рис. 1) не показали высоких коэффициентов корреляции. Для района 6 высокий положительный коэффициент корреляции ДПО и потоком тепла через западную границу моря в июле оказался артефактом в силу того, что в большинстве проанализированных лет ледяной покров в районе 6 круглогодично отсутствовал.

6. Выводы

Обобщая проведенный анализ, можно сформулировать следующие основные выводы:

1. Применение метода кластерного анализа HDBSCAN для исследования пространственно-временной изменчивости ДПО для акватории Баренцева моря с 1979 по 2019 г. позволило выделить районы (кластеры) с синхронной динамикой ДПО.

2. На всей акватории Баренцева моря после 2003 г. наблюдается устойчивое смещение сроков сезонного очищения ото льда на более ранние. При этом каждому из выделенных районов свойственна своя динамика и скорость.

3. Районы 2–5 характеризуются наличием «памяти» ДПО на годовом масштабе, что подтверждается сравнительно высокими коэффициентами автокорреляции на годовом сдвиге, в отличие от районов 1 и 6, для которых коэффициенты автокорреляции на годовом сдвиге малы.

4. Наиболее значительное смещение ДПО на более ранние выявлено для района 5 (юго-западный шельф Новой Земли), где существенно возросла амплитуда межгодовых колебаний, причем в отдельные годы после 2007 г. этот район был в среднем круглогодично безледным, чего ранее не наблюдалось.

5. Заметное влияние на ДПО адвективного потока тепла через западную границу Баренцева моря выявлено для районов 2, 4 и 5, расположенных на пути распространения атлантических вод. При этом для раз-

ных районов максимальный коэффициент корреляции наблюдается при разных временных сдвигах (от 0 до 6 мес.). Величина временного сдвига косвенно указывает на время прохождения тепловым сигналом расстояния от западной границы моря до соответствующего района.

6. Сдвиг ДПО в Баренцевом море на более раннее может привести и к изменению сроков начала прикромочного «цветения», на долю которого приходится 50–65 % годовой первичной продукции [27], что может повлиять на биологическую продуктивность моря.

На ближайшие десятилетия прогнозируется сохранение тенденции позднего осеннего образования морского льда и более раннего весеннего очищения акватории Баренцева моря от морского льда, что свидетельствует о продолжающейся «атлантификации» приатлантической Арктики [28]. С учетом этого необходимо продолжать изучение современных процессов изменения климата в Арктике и, в частности, ледовых условий, так как эти изменения в значительной степени определяют возникающие возможности и риски ведения хозяйственной деятельности в арктическом регионе. В дальнейшем планируется исследовать влияние атмосферного форсинга на даты полного очищения ото льда.

7. Финансирование

Статья подготовлена при финансовой поддержке гранта РНФ 19–17–00110 и при поддержке Междисциплинарной научно-образовательной школы Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова «Будущее планеты и глобальные изменения окружающей среды».

Литература

1. *Meredith M.* et al. Polar Regions. Chapter 3, IPCC Special Report on the Ocean and Cryosphere in a Changing Climate. 2019.
2. *Калавиччи К.А., Башмачников И.Л.* К механизму положительной обратной связи долгосрочной изменчивости конвергенции океанических и атмосферных потоков тепла и площади ледяного покрова в Баренцевом море // Известия Российской академии наук. Физика атмосферы и океана. 2019. № 55(6). С. 171–181.
3. *Матвеева Т.А., Семенов В.А., Астафьева Е.С.* Ледовитость арктических морей и её связь с приземной температурой воздуха в Северном полушарии // Лёд и Снег. 2020. № 60(1). С. 134–148.
4. *Peng G.* et al. Temporal means and variability of Arctic Sea ice melt and freeze season climate indicators using a satellite climate data record // Remote Sensing. 2018. Vol. 10(9). P. 1328.
5. *Smedsrud L.H.* et al. The role of the Barents Sea in the Arctic climate system // Reviews of Geophysics. 2013. Vol. 51(3). P. 415–449. doi: 10.1002/rog.20017
6. *Жичкин А.П.* Особенности климатических колебаний и рыбный промысел в высокоширотных районах Баренцева моря // Ученые записки Российского государственного гидрометеорологического университета. 2013. № 30. С. 108–115.
7. *Матишов Г.Г., Дженюк С.Л., Денисов В.В., Жичкин А.П., Моисеев Д.В.* Учет вековой динамики климата Баренцева моря при планировании морской деятельности // Труды Кольского научного центра РАН. 2013. № 1(14). С. 1733–1746.
8. *Дружкова Е.И.* Нанопланктон ледовой прикромочной зоны Баренцева моря в летний период 2017 года // Труды Кольского научного центра РАН. 2018. № 4. С. 29–44.
9. *Кивва К.К., Селиванова Ю.В., Писарева М.Н., Сумкина А.А.* Роль физических процессов в формировании весеннего «цветения» фитопланктона в Беринговом море // Труды ВНИРО. 2020. Т. 181. С. 206–222.
10. *Parkinson C.L.* Spatially mapped reductions in the length of the Arctic sea ice season // Geophysical Research Letters. 2014. Vol. 41(12). P. 4316–4322. doi: 10.1002/2014GL060434
11. *Bliss A.C.* et al. Regional variability of Arctic sea ice seasonal change climate indicators from a passive microwave climate data record // Environmental Research Letters. 2019. Vol. 14(4). P. 045003. doi: 10.1088/1748-9326/aafb84
12. *Stammerjohn S., Massom R., Rind D., Martinson D.* Regions of rapid sea ice change: An inter-hemispheric seasonal comparison // Geophysical Research Letters. 2012. Vol. 39(6). P. 1–8. doi: 10.1029/2012GL050874
13. *Stroeve J.C., Crawford A.D., Stammerjohn S.* Using timing of ice retreat to predict timing of fall freeze-up in the Arctic // Geophysical Research Letters. 2016. Vol. 43(12). P. 6332–6340. doi: 10.1002/2016GL069314
14. *Campello R.J.G.B., Moulavi D., Sander J.* Density-based clustering based on hierarchical density estimates // Pacific-Asia conference on knowledge discovery and data mining, Springer, Berlin, Heidelberg. 2013. P. 160–172. doi: 10.1007/978-3-642-37456-2_14
15. *Onarheim I.H., Eldevik T., Årthun M., Ingvaldsen R.B., Smedsrud L.H.* Skillful prediction of Barents Sea ice cover // Geophysical Research Letters. 2015. Vol. 42. P. 5364–5371. doi: 10.1002/2015GL064359

16. Meier W.N. et al. NOAA/NSIDC Climate Data Record of Passive Microwave Sea Ice Concentration, Version 3. Boulder, Colorado USA. NSIDC: National Snow and Ice Data Center. 2017. doi: 10.7265/N59P2ZTG
17. Global Ocean Physics Reanalysis. URL: https://resources.marine.copernicus.eu/product-detail/GLOBAL_MULTI-YEAR_PHY_001_030/INFORMATION. (дата обращения: 10.02.2021). doi: 10.48670/moi-00021
18. NEMO. Community Ocean Model. URL: www.nemo-ocean.eu (дата обращения: 10.02.2021).
19. Hersbach H., Bell B., Berrisford P., Hirahara S., Horányi A., Muñoz-Sabater J., Nicolas J., Peubey C., Radu R., Schepers D., Simmons A., Soci C., Abdalla S., Abellan X., Balsamo G., Bechtold P., Biavati G., Bidlot J., Bonavita M. The ERA5 global reanalysis // Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society. 2020. Vol. 146, No 730. P. 1999–2049. doi: <https://doi.org/10.1002/qj.3803>
20. Ester M., Kriegel H.P., Sander J., Xu X. A density-based algorithm for discovering clusters in large spatial databases with noise // KDD-96 Proceedings. 1996. Vol. 96(34). P. 226–231.
21. Sander J., Ester M., Kriegel H.P., Xu X. Density-based clustering in spatial databases: The algorithm gbscan and its applications // Data mining and knowledge discovery. 1998. Vol. 2(2). P. 169–194.
22. Hahsler M., Piekenbrock M., Doran D. DBSCAN: Fast density-based clustering with R // Journal of Statistical Software. 2019. Vol. 91(1). P. 1–30. doi: 10.18637/jss.v091.i01
23. Трофимов А.Г., Карсаков А.Л., Ившин В.А. Изменения климата в Баренцевом море на протяжении последнего полувека // Труды ВНИРО. 2018. Т. 173. С. 79–91.
24. Lundesgaard Ø., Sundfford A., Renner A.H.H. Drivers of Interannual Sea Ice Concentration Variability in the Atlantic Water Inflow Region North of Svalbard // Journal of Geophysical Research: Oceans. 2021. Vol. 126(4). P. 1–18. doi: 10.1029/2020JC016522
25. Атлас геологических и гидрометеорологических условий Арктических и Дальневосточных морей Российской Федерации. М.: ООО «Издательский дом Недра», 2020. 203 с.
26. Ivanov V.V., Frolov I.E., Filchuk K.V. Transformation of Atlantic Water in the north-eastern Barents Sea in winter // Arctic and Antarctic Research. 2020. No 66 (3). P. 246–266. doi: 10.30758/0555-2648-2020-66-3-246-266
27. Sakshaug E. Primary and secondary production in the Arctic Seas // The organic carbon cycle in the Arctic Ocean. Springer, Berlin, Heidelberg. 2004. P. 57–81.
28. Иванов В.В. Современные изменения гидрометеорологических условий в Северном Ледовитом океане, связанные с сокращением морского ледяного покрова // Гидрометеорология и экология. 2021. № 64. С. 407–434. doi: 10.33933/2713-3001-2021-64-407-434

References

1. Meredith M. et al. Polar Regions. Chapter 3, *IPCC Special Report on the Ocean and Cryosphere in a Changing Climate*. 2019.
2. Kalavichchi K.A., Bashmachnikov I.L. Mechanism of a positive feedback in long-term variations of the convergence of oceanic and atmospheric heat fluxes and of the ice cover in the Barents Sea. *Izvestiya, Atmospheric and Oceanic Physics*. 2019, 55, 640–649. doi: 10.1134/S0001433819060173
3. Matveeva T.A., Semenov V.A., Astafyeva E.S. Arctic Sea ice coverage and its relation to the surface air temperature in the Northern Hemisphere. *Lyod i Sneg*. 2020, 60(1), 134–148 (in Russian).
4. Peng G. et al. Temporal means and variability of Arctic Sea ice melt and freeze season climate indicators using a satellite climate data record. *Remote Sensing*. 2018, 10(9), 1328. doi: 10.3390/rs10091328
5. Smedsrud L.H. et al. The role of the Barents Sea in the Arctic climate system. *Reviews of Geophysics*. 2013, 51(3), 415–449. doi: 10.1002/rog.20017
6. Zhichkin A.P. Peculiarities of climatic fluctuations and fishing in high-latitude regions of the Barents Sea. *Proceedings of the Russian State Hydrometeorological University*. 2013, 30, 108–115 (in Russian).
7. Matishov G.G., Jenyuk S.L., Denisov V.V., Zhichkin A.P., Moiseev D.V. Taking into account the secular dynamics of the Barents Sea climate when planning marine activities. *Trudy Kol'skogo Nauchnogo Centra RAN*. 2013, 1(14), 1733–1746 (in Russian).
8. Druzhkova E.I. Nanophytoplankton of the ice marginal zone of the Barents Sea in the summer of 2017. *Trudy Kol'skogo Nauchnogo Centra RAN*. 2018, 4, 29–44 (in Russian).
9. Kivva K.K., Selivanova Yu.V., Pisareva M.N., Sumkina A.A. The role of physical processes in the formation of the spring “bloom” of phytoplankton in the Bering Sea. *Trudy VNIRO*. 2020, 181, 206–222 (in Russian).
10. Parkinson C.L. Spatially mapped reductions in the length of the Arctic Sea ice season. *Geophysical Research Letters*. 2014, 41(12), 4316–4322. doi: 10.1002/2014GL060434

11. Bliss A.C. et al. Regional variability of Arctic sea ice seasonal change climate indicators from a passive microwave climate data record. *Environmental Research Letters*. 2019, 14(4), 045003. doi: 10.1088/1748-9326/aafb84
12. Stammerjohn S., Massom R., Rind D., Martinson D. Regions of rapid sea ice change: An inter-hemispheric seasonal comparison. *Geophysical Research Letters*. 2012, 39(6), 1–8. doi: 10.1029/2012GL050874
13. Stroeve J.C., Crawford A.D., Stammerjohn S. Using timing of ice retreat to predict timing of fall freeze-up in the Arctic. *Geophysical Research Letters*. 2016, 43(12), 6332–6340. doi: 10.1002/2016GL069314
14. Campello R.J.G.B., Moulavi D., Sander J. Density-based clustering based on hierarchical density estimates. Pacific–Asia conference on knowledge discovery and data mining, Springer, Berlin, Heidelberg. 2013, 160–172. doi: 10.1007/978-3-642-37456-2_14
15. Onarheim I.H., Eldevik T., Årthun M., Ingvaldsen R.B., Smedsrud L.H. Skillful prediction of Barents Sea ice cover. *Geophysical Research Letters*. 2015, 42, 5364–5371. doi: 10.1002/2015GL064359
16. Meier W.N. et al. NOAA/NSIDC Climate Data Record of Passive Microwave Sea Ice Concentration, Version 3. Boulder, Colorado USA. NSIDC: National Snow and Ice Data Center. 2017. doi: 10.7265/N59P2ZTG
17. Ocean Physics Reanalysis. URL: https://resources.marine.copernicus.eu/product-detail/GLOBAL_MULTIYEAR_PHY_001_030/INFORMATION (last accessed: 10.02.2021). doi: 10.48670/moi-00021
18. NEMO. Community Ocean Model. URL: www.nemo-ocean.eu (last accessed: 10.02.2021).
19. Hersbach H., Bell B., Berrisford P., Hirahara S., Horányi A., Muñoz-Sabater J., Nicolas J., Peubey C., Radu R., Schepers D., Simmons A., Soci C., Abdalla S., Abellan X., Balsamo G., Bechtold P., Biavati G., Bidlot J., Bonavita M. The ERA5 global reanalysis. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*. 2020, 146, 730, 1999–2049. doi: 10.1002/qj.3803
20. Ester M., Kriegel H.P., Sander J., Xu X. A density-based algorithm for discovering clusters in large spatial databases with noise. *KDD-96 Proceedings*. 1996, 96(34), 226–231.
21. Sander J., Ester M., Kriegel H.P., Xu X. Density-based clustering in spatial databases: The algorithm gdbscan and its applications. *Data Mining and Knowledge Discovery*. 1998, 2(2), 169–194.
22. Hahsler M., Piekenbrock M., Doran D. DBSCAN: Fast density-based clustering with R. *Journal of Statistical Software*. 2019, 91(1), 1–30. doi: 10.18637/jss.v091.i01
23. Trofimov A.G., Karsakov A.L., Ivshin V.A. Climate change in the Barents Sea over the past half century. *Trudy VNIRO*. 2018, 173, 79–91 (in Russian).
24. Lundesgaard Ø., Sundffjord A., Renner A.H.H. Drivers of Interannual Sea Ice Concentration Variability in the Atlantic Water Inflow Region North of Svalbard. *Journal of Geophysical Research: Oceans*. 2021, 126(4), 1–18. doi: 10.1029/2020JC016522
25. Atlas of geological and hydrometeorological conditions of the Arctic and Far Eastern seas of the Russian Federation. M., Izdatel'skiy dom Nedra, 2020. 203 p.
26. Ivanov V.V., Frolov I.E., Filchuk K.V. Transformation of Atlantic Water in the north-eastern Barents Sea in winter. *Arctic and Antarctic Research*. 2020, 66 (3), 246–266. doi: 10.30758/0555-2648-2020-66-3-246-266
27. Sakshaug E. Primary and secondary production in the Arctic Seas. The organic carbon cycle in the Arctic Ocean. *Springer, Berlin, Heidelberg*. 2004, 57–81.
28. Ivanov V.V. Present changes in hydrometeorological conditions in the Arctic Ocean associated with reduction of the sea ice cover. *Gidrometeorologiya i Ekologiya. Journal of Hydrometeorology and Ecology*. 2021, 64, 407–434 (In Russian). doi: 10.33933/2713-3001-2021-64-407-434

УДК 551.583

© И. В. Серых^{1,2*}, А. Г. Костяной^{1,2,3}, С. А. Лебедев^{2,4,5}, Е. А. Костяная^{1,2}, 2022

¹Институт океанологии им. П.П. Шишова РАН, 117997, Нахимовский пр., д. 36, г. Москва, Россия

²Геофизический центр РАН, 119296, ул. Молодежная, д. 3, г. Москва, Россия

³Московский Университет им. С.Ю. Витте, 115432, 2-й Кожуховский проезд, д. 12, стр. 1, Москва, Россия

⁴Национальный исследовательский университет «МИЭТ», 124498, пл. Шокина, д. 1, Зеленоград, Москва, Россия

⁵Майкопский государственный технологический университет, 385000, ул. Первомайская, д. 191, Республика Адыгея, г. Майкоп, Россия

*E-mail: iserykh@ocean.ru

О ПЕРЕХОДЕ ТЕМПЕРАТУРНОГО РЕЖИМА РЕГИОНА БЕЛОГО МОРЯ В НОВОЕ ФАЗОВОЕ СОСТОЯНИЕ

Статья поступила в редакцию 17.09.2021, после доработки 15.01.2022, принята в печать 18.01.2022

Аннотация

Исследованы изменения температуры воздуха у поверхности и завихренности поля скорости ветра акватории Белого моря и территории Мурманской и Архангельской областей и Республики Карелия. Анализировались среднемесячные данные реанализа NCEP/NCAR за период 1950–2020 гг. Оцененный с помощью линейного тренда средний рост температуры воздуха у поверхности составил $+0,24\text{ }^{\circ}\text{C}/10\text{ лет}$. На фоне этого линейного роста наблюдаются существенные междекадные изменения температуры воздуха у поверхности. Выделены периоды: усиления континентальности климата (1950–1976 гг.), более морского климата (1977–1998 гг.), и быстрого роста температуры воздуха у поверхности (1999–2020 гг.). Переход от периода усиления континентальности климата к периоду более морского климата связан с усилением влияния Северной Атлантики на исследуемый регион. Выдвинута гипотеза, что период быстрого роста температуры воздуха у поверхности вызван произошедшим переходом климатической системы западной части российской Арктики в новое фазовое состояние. Наблюдаемое потепление в Арктике вызвало сокращение морского льда, что привело к увеличению поглощения солнечной энергии поверхностью Баренцева и Белого морей.

Ключевые слова: изменения климата, температура, Арктика, Белое море, Баренцево море, морской лед, атмосферная циркуляция

© I. V. Serykh^{1,2*}, A. G. Kostianoy^{1,2,3}, S. A. Lebedev^{2,4,5}, E. A. Kostianaya^{1,2}, 2022

¹Shirshov Institute of Oceanology, Russian Academy of Sciences, 117997, Nahimovskiy prospekt, 36, Moscow, Russia

²Geophysical Center of the Russian Academy of Sciences, 119296, Molodezhnaya St. 3, Moscow, Russia

³S.Yu. Witte Moscow University, 115432, 2-nd Kozhukhovskiy pr., 12, stroyeniye 1, Moscow, Russia

⁴National Research University of Electronic Technology (MIET), 124498, Bld. 1, Shokin Square, Zelenograd, Moscow, Russia

⁵Maikop State Technological University, 385000, st. Pervomayskaya, 191, Maykop, Republic of Adygea, Russia

*E-mail: iserykh@ocean.ru

ON THE TRANSITION OF TEMPERATURE REGIME OF THE WHITE SEA REGION TO A NEW PHASE STATE

Received 17.09.2021, revised 15.01.2022, accepted 18.01.2022

Abstract

Changes in near surface air temperature (SAT) and vorticity of the wind speed field of the White Sea and the territory of the Murmansk and Arkhangelsk regions and the Republic of Karelia are investigated. We analyzed the monthly average NCEP/NCAR reanalysis data for the period 1950–2020. The average surface air temperature growth estimated using a linear trend was $+0.24\text{ }^{\circ}\text{C}/10\text{ years}$. Against the background of this linear growth, significant interdecadal changes in surface air temperature are observed. The following periods are highlighted: the strengthening of the continentality of the climate (1950–1976), a more maritime climate (1977–1998), and the rapid growth of surface air temperature (1999–2020). The transition from a period of increasing continentality of the climate to a period of a more maritime climate is associated with an increase in the influence of the North

Ссылка для цитирования: Серых И.В., Костяной А.Г., Лебедев С.А., Костяная Е.А. О переходе температурного режима региона Белого моря в новое фазовое состояние // Фундаментальная и прикладная гидрофизика. 2022. Т. 15, № 1. С. 98–111. doi: 10.48612/fpg/k9x4-p8fz-5kz6

For citation: Serykh I.V., Kostianoy A.G., Lebedev S.A., Kostianaya E.A. On the Transition of Temperature Regime of the White Sea Region to a New Phase State. *Fundamental and Applied Hydrophysics*. 2022, 15, 1, 98–111. doi: 10.48612/fpg/k9x4-p8fz-5kz6

Atlantic on the region under study. A hypothesis has been put forward that the period of rapid growth of surface air temperature is caused by the transition of the climatic system of the western part of the Russian Arctic into a new phase state. The observed warming in the Arctic has caused a reduction in sea ice, which has led to an increase in solar energy absorption by the surface of the Barents and White Seas.

Keywords: climate change, temperature, Arctic, White Sea, Barents Sea, sea ice, atmospheric circulation

1. Введение

Субарктическая зона России особенно уязвима к изменению климата, поскольку в зоне многолетней мерзлоты расположена инфраструктура на сотни миллиардов долларов. В то же время, по данным наблюдений с середины 1970-х гг. средние температуры здесь растут в 2,5 раза быстрее, чем в целом по планете. Если произойдет оттаивание мерзлых толщ, то из-за значительного содержания в них льда, средняя осадка грунтов может составлять 10–20 см в год [1]. Железнодорожная инфраструктура в субарктических регионах эксплуатируется в чрезвычайно сложных инженерно-геологических и ландшафтно-климатических условиях, подвергаясь непрерывному воздействию различных внешних воздействий, приводящих к деформациям пути и искусственных сооружений [1]. Среди них: береговая абразия, селевые потоки, паводки, эрозия, оползни и сплывы, обвалы и осыпи, карстовые провалы, суффозионные просадки, наледи, термокарст, термоэрозия и солифлюкция, разрывные деформации, морозное пучение, снежные лавины и пр.

Островковые зоны многолетней мерзлоты находятся на Кольском полуострове [2]. Инфраструктура ОАО «РЖД» в этом регионе особенно уязвима перед негативными факторами регионального изменения климата, поскольку главной проблемой участка Волховстрой — Мурманск является тот факт, что из 1320 км его длины более 340 км составляют однопутные участки, что ограничивает его пропускную способность. Кроме того, 30 апреля 2020 г. Правительство РФ поставило задачу увеличить перевозки с 28 до 44 млн. т в год на участке Мурманского отделения Октябрьской железной дороги к 2023 г., а не к 2035-му, как планировали ранее, а к 2035 г. они должны вырасти до 100 млн. т (<https://tass.ru/ekonomika/9890949>, <https://rg.ru/2020/11/10/reg-szfo/propusknaia-sposobnost-zheleznodorozhnoj-infrastruktury-v-zapoliare-vyrastet.html>). В связи с этим, исследования изменений климата на территории Мурманской области, Республики Карелия и Архангельской области чрезвычайно важны для Российских железных дорог (РЖД). Данное исследование является продолжением работ, начатых в [3–5, 1].

С начала 2000-х гг. было опубликовано несколько работ по исследованию регионального изменения климата в исследуемом регионе, главным образом, в районе водосборного бассейна Белого моря и Карелии. Однако в большинстве работ период исследования ограничивался 2000 или 2011 годом, поэтому критические изменения климата в первые два десятилетия XXI века в них практически не были отражены. Кроме того, основные усилия были направлены на изучение водосборного бассейна Белого моря, который в большей части находится юго-восточнее Белого моря и исследуемого нами региона.

Так, например, в [6–8] показано, что для региона Белого моря с 1985 г. начался период, который характеризовался положительными аномалиями восточного переноса, при этом повторяемость западных форм переноса была близка к норме. Отрицательные аномалии температуры воздуха в конце 1980-х гг. сменились положительными до 2,0–2,5 °С, а аномалии атмосферного давления сменили знак с положительного на отрицательный. Понижение атмосферного давления объясняется увеличением западных переносов, усилением циклонической активности, а повышение температуры воздуха — поступлением теплых воздушных масс с Атлантики. Спектр колебаний температуры приземного воздуха в Архангельске за 176 лет выявил доминирующие колебания с периодом 4–5 и 11–13 лет, что свидетельствует о влиянии крупномасштабных климатических процессов на формирование долгопериодной изменчивости гидрометеорологических характеристик региона Белого моря. Ожидается, что температура воздуха в регионе к 2050 г. вырастет до 2,8–3,3 °С, т.е. на 1,8–2,3 °С относительно 1840 г. или на 0,5–1,0 °С относительно 2000 г. [8].

В [9, 10] рассмотрен температурный режим территории Карелии в 1950–2011 гг., показано, что начиная с 1989 г. наблюдаются только положительные аномалии температуры воздуха порядка 1–2 °С, по сравнению со средним значением за 1961–1990 гг. Наибольшее потепление наблюдается в зимний период и в марте от 0,3 °С до 0,6 °С/10 лет. Повышение температуры воздуха, очевидно, приводит к росту температуры почвы. Анализ данных наблюдений по вытяжным термометрам под естественным покровом на глубинах от 20 до 320 см показал, что в течение 1990-х и 2000-х гг. среднегодовая температура почвы на различных глубинах до 320 см на территории Карелии превышала климатическую норму на 1,0–1,5 °С в южных районах и на 0,5–1,0 °С в северных районах республики [10]. Следует отметить, что климатической нормой в южной Карелии является температура почвы –1,5...–2,0 °С на глубине 20 см с декабря до середины апреля, однако

в течение 1991–2011 гг. промерзание почвы отмечено не было, в то время как в центральных и северных районах оно еще сохранялось [10]. На остальных глубинах средние месячные значения температуры в течение года были положительными. В [11] по спутниковым данным за 2002–2019 гг. показано, что скорость роста температуры почвы в некоторых районах Кольского полуострова может достигать $+0,1$ °C/год.

В [12, 13] для анализа межгодовой изменчивости термического и ледового режима озер Карелии использованы также данные о температуре воздуха с прилегающих метеостанций. Анализ этих рядов за 1953–2011 гг. показал положительный тренд температуры воздуха $0,2$ – $0,3$ °C/10 лет, а в 1976–2014 гг. $0,57$ – $0,67$ °C/10 лет в районе между Ладожским озером и Белым морем, а на метеостанции Валаам (Ладожское озеро) до $+1,12$ °C/10 лет в июле.

В [14] для Кольского полуострова показано, что температура воздуха с 1878 по 2013 год росла со средней скоростью 1 °C/100 лет, при этом скорость роста заметно увеличилась в 1980–2009 гг. $+0,55$ °C/10 лет. В 2000–2009 гг. максимальные значения средних аномалий температуры приземного воздуха наблюдались зимой ($+1,8$ °C), а минимальные — летом ($+0,75$ °C). Авторы обратили внимание на существенную неоднородность изменений температуры на Кольском полуострове. Например, на Мурманском побережье, обращенном к Баренцеву морю, потепление заметно и статистически значимо, а на Терском и Кандалакшском берегах Белого моря значения тренда существенно меньше и практически незначимы. Это свидетельствует о мозаичности микроклиматических условий, которые для геоморфологических процессов в небольших бассейнах горных рек оказываются важнее региональных тенденций.

В [15, 16] для водосборного бассейна Белого моря показано, что на основе данных метеостанций средние значения температуры воздуха за 1991–2017 гг. повысились на $0,8$ – $1,2$ °C по сравнению со стандартным климатическим периодом — 1961–1990 гг. Данные наблюдений свидетельствуют о почти синхронном характере изменчивости среднегодовой температуры воздуха по всему водосбору Белого моря. Что касается разных сезонов года, то наибольшее повышение температуры зарегистрировано для зимних месяцев, особенно для января (средние значения за 1991–2017 гг. превышают климатические нормы на $1,7$ – $2,5$ °C).

В [17] для водосборного бассейна Онежского озера показано, что во второй половине XXI века температура воздуха повысится в среднем на $4,53$ °C по сравнению с периодом 1951–2000 гг, при этом существенное потепление ожидается именно в зимний период. Ожидается, что увеличение средних январских температур в 2001–2050 гг. произойдет на $5,6$ °C, а в 2051–2100 гг. на $8,6$ °C.

В [18] рассмотрен тепловой сток рек водосбора Белого моря и его изменчивость. Показано повышение температуры воды устьев рек водосбора Белого моря за 1956–2015 гг., особенно ярко выраженное с 1990 г. Проведенные модельные эксперименты показали, что повышение или понижение среднемесячной температуры воды в реках на 2 °C, а также изменение их водного стока на 30 % не приведет к существенному изменению сроков ледообразования и разрушения льда в заливах Белого моря, а лишь изменит температуру воды в теплое время года.

В вышеперечисленных работах отмечалось, что последствия изменения климата на водосборе Белого моря существенным образом сказываются на рыболовстве, сельском и лесном хозяйстве (главным образом, за счет повышения температуры воздуха и воды Белого моря и рек), а дальнейшее изменение климата может повлиять на добычу полезных ископаемых, энергетику, транспорт и туризм, которые развиваются в Беломорье и на Кольском полуострове [16].

2. Данные и методы

В статье анализировались среднемесячные данные температуры воздуха у поверхности (ТВП) и скорости ветра на уровне сигма $0,995$ из NCEP/NCAR Reanalysis на сетке $2,5 \times 2,5^\circ$ за период 1950–2020 гг. [19]. Уровень сигма $0,995$ является самым близким к поверхности уровнем модели, использующейся при усвоении данных в NCEP/NCAR Reanalysis, и приблизительно соответствует высоте $42,2$ м над поверхностью, причем отсчет высоты ведется от рельефа местности в каждом узле сетки. Под поверхностью имеется в виду твердая или жидкая поверхность суши или океана в зависимости от конкретного узла сетки. На уровне сигма $0,995$ атмосферное давление в данном узле сетки на данном временном шаге в $0,995$ раз превышает атмосферное давление у поверхности в этом узле сетки в это время.

В качестве дополнительных данных, использованных при обсуждении полученных результатов, привлечены среднемесячные значения концентрации морского льда (площадь, покрытая льдом любой сплошности, в процентах от общей площади моря), полученные осреднением среднесуточных значений из массива CMEMS EUMETSAT OSI SAF SEAICE_GLO_SEAICE_L4_REP_OBSERVATIONS_011_009 на сетке $12,5$ км за период 1979–2020 гг. [20]. Эти данные являются спутниковыми и покрывают высокие

широты Северного полушария. Дополнительно анализировались среднемесячные данные температуры океана на различных глубинах глобального океанического реанализа GECCO3 (German contribution of the Estimating the Circulation and Climate of the Ocean project) на сетке $1 \times 1^\circ$ за период 1948–2018 гг. [21].

В каждом узле сетки рассчитан средний за рассматриваемый период годовой ход исследуемых характеристик. Полученный отдельно для каждого узла сетки средний годовой ход вычитался из исходных данных для получения аномалий в каждом узле сетки относительно среднего годового хода (далее просто аномалий). Линейные тренды вычислялись с помощью метода наименьших квадратов.

Производилось осреднение аномалий ТВП для расширенного региона Белого моря ($61,25\text{--}71,25^\circ\text{с.ш.}$; $28,75\text{--}46,25^\circ\text{в.д.}$). Координаты указаны с учетом сетки NCEP/NCAR Reanalysis, поскольку каждый узел сетки содержит данные осредненные для своей окрестности $\pm 1,25^\circ$. В исследуемый регион попадают узлы сетки с широтами $62,5^\circ$, 65° , $67,5^\circ$, 70°с.ш. и долготами 30° , $32,5^\circ$, 35° , $37,5^\circ$, 40° , $42,5^\circ$, 45°в.д. Таким образом, исследуемый регион включает в себя всю акваторию Белого моря, часть юга Баренцева моря, всю территорию Мурманской области и республики Карелия и большую часть Архангельской области.

Для анализа типа атмосферной циркуляции в небольших регионах используют понятие завихренности, которая представляет собой $\zeta = \partial V/\partial x - \partial U/\partial y$, где U и V — зональная и меридиональная составляющие скорости ветра. С другой стороны, завихренность есть ротор от линий тока $\zeta = \text{rot}(\psi)$. Положительная величина ζ характеризует преобладание циклонической циркуляции, отрицательная — антициклонической. Данный подход позволил проанализировать изменчивость типа циркуляции над акваторией Черного и Каспийского морей [22–25], где проводился анализ межгодовой изменчивости завихренности как циркуляции моря, так и атмосферы над ним. По данной методике проводился анализ временной изменчивости среднемесячной завихренности скорости ветра на уровне сигма 0,995 для выделения периодов смены атмосферной циркуляции над районом исследования за 1950–2020 гг.

3. Результаты

На рис. 1 (зеленая линия) представлен временной ряд изменений средней ТВП в исследуемом регионе. Изменчивость среднемесячной ТВП составляет $\sim 35^\circ\text{C}$: от -18°C до $+17^\circ\text{C}$. При этом изменчивость локальных минимумов ТВП составляет $\sim 13^\circ\text{C}$: от -18°C до -5°C , что сильнее изменчивости локальных максимумов ТВП $\sim 6^\circ\text{C}$: от $+11^\circ\text{C}$ до $+17^\circ\text{C}$.

В рассматриваемый временной период имело место глобальное потепление климата, вызванное, по всей видимости, главным образом антропогенным воздействием [26]. Однако как глобальная, так и региональная климатические системы являются нелинейными, поэтому и их отклики на антропогенное воздействие также являются нелинейными. Но в настоящее время надежно и точно отделить нелинейный отклик климатической системы на антропогенный форсинг от её нелинейных откликов на другие внешние воздействия (например, на изменения солнечной активности) и от собственных колебаний системы (моды климатической изменчивости), на наш взгляд, представляется очень сложной задачей.

Линейная аппроксимация временного ряда изменений средней ТВП региона Белого моря демонстрирует её рост в среднем на $+0,24^\circ\text{C}$ за 10 лет (фиолетовая линия на рис. 1). Таким образом, за рассматриваемый 71 год рост ТВП составил приблизительно $+1,7^\circ\text{C}$. Однако следует принять во внимание, что примененный для оценки линейного тренда метод наименьших квадратов очень чувствителен к краевым значениям. А на краевые значения, в свою очередь, влияет межгодовая и межсезонная изменчивость исследуемого ряда. Более того, далее будет показано, что изменения ТВП рассматриваемого региона можно разделить на три различных периода, а для анализа такого поведения системы лучше применять аппроксимацию ступенчатой функцией.

Межгодовая (рис. 1, черная кривая линия) и межсезонная (рис. 1, красные и синие круги) изменчивость средних аномалий ТВП в рассматриваемом регионе демонстрирует большой диапазон значений, как между отдельными годами, так и отдельными сезонами. При этом изменчивость аномалий ТВП между зимними периодами (декабрь — февраль) сильнее, чем между летними периодами (июнь — август).

На рис. 2 представлена изменчивость средних аномалий ТВП исследуемого региона после применения низкочастотных фильтров для выделения более продолжительных изменений. На временных рядах рис. 2 на фоне линейного роста аномалий ТВП можно выделить три периода с отличающимися характеристиками. Первый период 1950–1976 гг. характеризуется сильными положительными аномалиями ТВП в теплые полугодия (май — октябрь). Во второй период 1977–1998 гг. ситуация изменилась и сильные положительные аномалии ТВП стали наблюдаться в основном в холодные полугодия, а в теплые полугодия стали наблюдаться в основном отрицательные аномалии. Третий период 1999–2020 гг. характеризуется резким ростом аномалий ТВП как в холодный (до $+3^\circ\text{C}$), так и в теплый период года (до $+2^\circ\text{C}$).

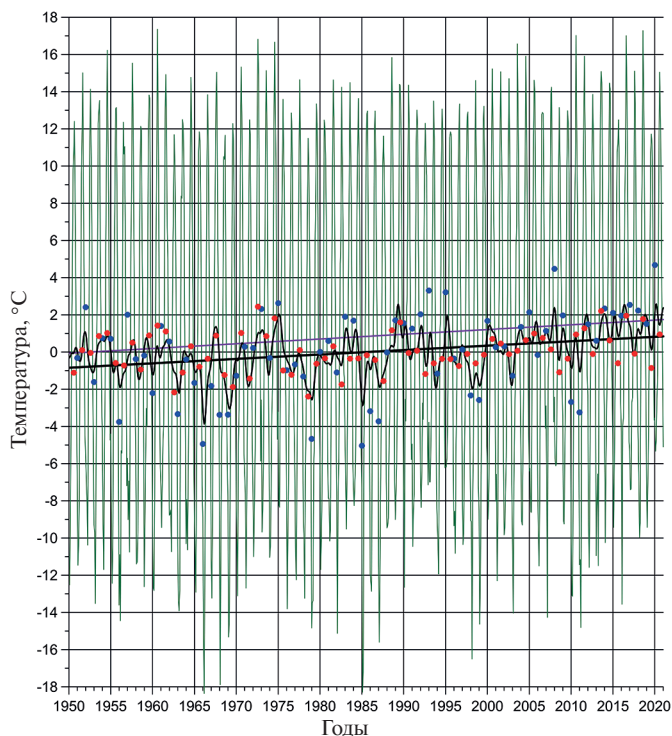


Рис. 1. Изменения средней температуры воздуха у поверхности (ТВП) в регионе Белого моря (зеленый), и линейное приближение этого временного ряда (фиолетовый) за 1950–2020 гг. Изменения средних аномалий ТВП в регионе Белого моря, сглаженные 1-летним фильтром Баттерворта нижних частот (черный), и их линейный тренд (черная прямая линия). Кругами отмечены средние значения аномалий ТВП для лета (июнь — август) (красный) и зимы (декабрь — февраль) (синий).

Fig. 1. Changes in mean near surface air temperature (SAT) in the White Sea region (green), and a linear approximation of this time series (purple) for 1950–2020. Changes in mean SAT anomalies in the White Sea region, smoothed by a 1-year low-pass Butterworth filter (black), and their linear trend (black straight line). The circles indicate the mean values of the SAT anomalies for summer (June — August) (red) and winter (December — February) (blue)

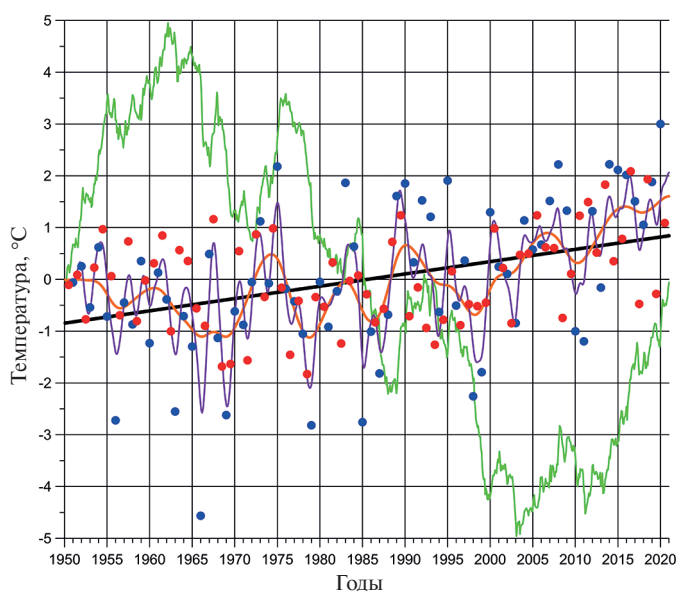


Рис. 2. Изменения средних аномалий температуры воздуха у поверхности (ТВП) в регионе Белого моря за 1950–2020 гг., сглаженные 2-летним (фиолетовый) и 7-летним (оранжевый) фильтрами Баттерворта нижних частот. Их линейный тренд (черный) и накопленная сумма аномалий после удаления линейного тренда (зеленый). Кругами отмечены средние значения аномалий для теплого (май — октябрь) (красный) и холодного (ноябрь — апрель) (синий) полугодий.

Fig. 2. Changes in mean near surface air temperature (SAT) anomalies in the White Sea region for 1950–2020, smoothed by 2-year (purple) and 7-year (orange) low-pass Butterworth filters. Their linear trend (black) and the accumulated sum of anomalies after the removal of the linear trend (green) are drawn. The circles mark the average values of the anomalies for the warm (May — October) (red) and cold (November — April) (blue) seasons

Существование указанных трех периодов различного климата подтверждает поведение графика накопленной суммы аномалий ТВП после удаления линейного тренда (рис. 2, зеленый). Накопленная сумма позволяет выделить длительные (междекадные) изменения, не применяя при этом фильтрацию с большим окном, которая может исказить результат, особенно на краях исследуемого ряда. График накопленной суммы аномалий ТВП в основном снижается с 1977 года до приблизительно 1999 года, в 2000-х стабилизируется, а в 2010-х начинает быстро расти. Подтверждая, таким образом, резкий рост ТВП в третий период (1999–2020 гг.), в 2–3 раза превышавший по своей величине средний рост ТВП за весь исследуемый период (+0,24 °C за 10 лет).

Анализ временной изменчивости среднемесячной завихренности скорости ветра на уровне сигма 0,995 (рис. 3) показал, что в поле завихренности можно выделить три периода ее роста и падения. Эти периоды связаны с ослаблением циклонической циркуляции или ее усилением. Так в периоды 1950–1972 гг. и 1999–2020 гг. наблюдается период ослабления циклонической циркуляции, а в период 1973–1998 гг. ее усиление.

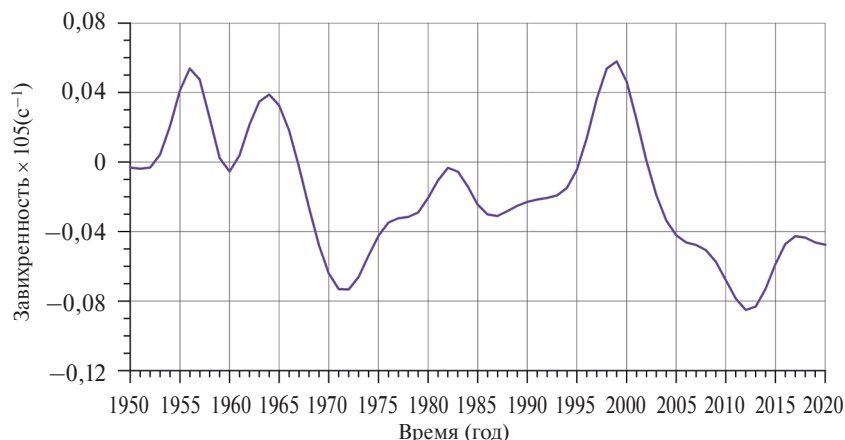


Рис. 3. Временная изменчивость среднегодовой (после медианной фильтрации) завихренности поля скорости ветра на уровне сигма 0,995 за 1950–2020 гг.

Fig. 3. Temporal variability of the mean annual (after the median filtration) vorticity of the wind speed field at a sigma level of 0.995 for 1950–2020

На рис. 4 представлены поля средних ТВП за весь рассматриваемый период (рис. 4, *a*) и за выделенные три периода (рис. 4, *б–г*). Отметим, что все узлы сетки, которые используются при построении графиков рис. 1–3, представлены на этих полях, но эти поля расширены на юг, и дополнительно включают в себя

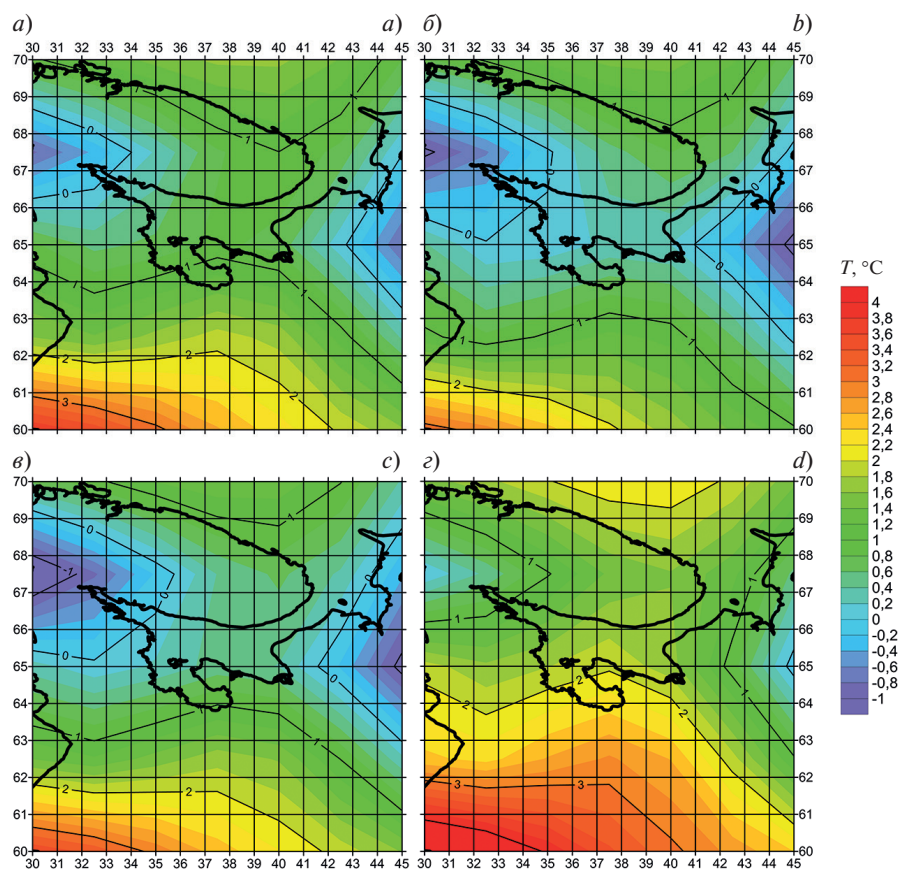


Рис. 4. Поля средних температур воздуха у поверхности (ТВП) за периоды: *a* — 1950–2020 гг.; *б* — 1950–1976 гг.; *в* — 1977–1998 гг.; *г* — 1999–2020 гг.

Fig. 4. Fields of mean near surface air temperatures (SAT) for the periods: *a* — 1950–2020; *b* — 1950–1976; *c* — 1977–1998; *d* — 1999–2020

данные из узлов сетки с широтами $60,0^{\circ}\text{ш.}$ На рис. 4 обращает на себя внимание то, что в первые два периода (1950–1976 и 1977–1998 гг.) средние ТВП мало отличались, но в третий период (1999–2020 гг.) произошел существенный сдвиг средних ТВП по сравнению с двумя предыдущими периодами. В первые два периода на юго-западе Кольского полуострова в регионе ($66,5\text{--}68,5^{\circ}\text{с.ш.}; 30\text{--}34^{\circ}\text{в.д.}$) и на востоке Архангельской области ($64\text{--}67^{\circ}\text{с.ш.}; 43\text{--}45^{\circ}\text{в.д.}$) средние ТВП были немного ниже нуля (рис. 4, б — в), из-за чего там могли существовать островковые зоны многолетней мерзлоты [2]. В третий период средние ТВП стали выше нуля во всей области исследования (рис. 4, г), из-за чего следует ожидать таяния многолетней мерзлоты в этих регионах. Интересной особенностью произошедших изменений является тот факт, что продвижение тепла с юга на север (например, изотерма 2°C на долготе 38°в.д. поднялась с 60°с.ш. практически до 65°с.ш.) привело не к смещению холодных областей к северу, а к их выжиманию на запад и восток, соответственно. Кроме того, на градус потеплела атмосфера и над южной частью Баренцева моря (рис. 4, г).

На рис. 5 представлены поля оцененных с помощью линейного приближения изменений аномалий ТВП за весь рассматриваемый период и за выделенные три периода. Видно, что за весь рассматриваемый период рост ТВП составлял в среднем от $+0,1$ до $+0,4^{\circ}\text{C}$ за 10 лет (рис. 5, а). Однако в первый выделенный период наблюдалось понижение ТВП на большей территории исследуемого региона, в особенности, в указанных выше районах существования многолетней мерзлоты (рис. 5, б). Во второй период наблюдался рост ТВП в среднем от $+0,1$ до $+0,4^{\circ}\text{C}$ за 10 лет (рис. 5, в). В третий же период этот рост существенно ускорился и составил в среднем от $+0,4$ до $+1,0^{\circ}\text{C}$ за 10 лет (рис. 5, г). Причем, наиболее сильный рост ТВП наблюдался в северо-восточной части рассматриваемого региона, на акватории Белого и Баренцева моря.

На рис. 6 представлены поля изменений (разности) средней ТВП между выделенными периодами. Во второй период (1977–1998 гг.) по сравнению с первым (1950–1976 гг.) средняя ТВП увеличилась в основ-

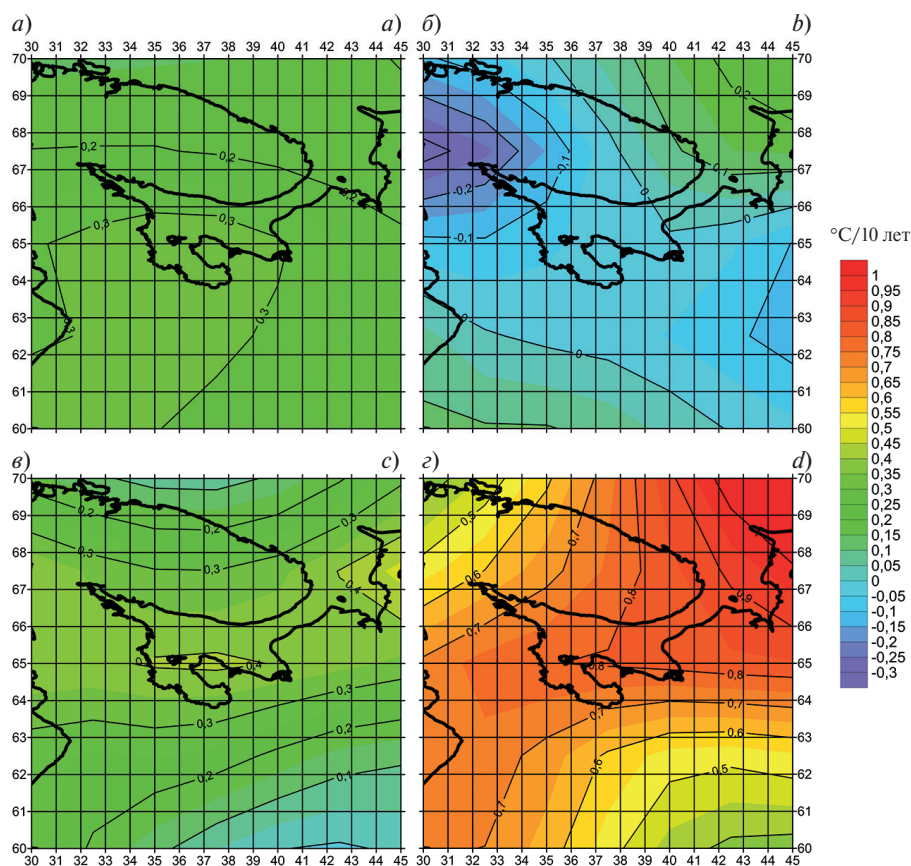


Рис. 5. Поля изменений аномалий температуры воздуха у поверхности (ТВП) оцененных с помощью линейных трендов за периоды: а — 1950–2020 гг.; б — 1950–1976 гг.; в — 1977–1998 гг.; г — 1999–2020 гг.

Fig. 5. Fields of changes in near surface air temperature (SAT) anomalies estimated using linear trends for the periods: а — 1950–2020; б — 1950–1976; в — 1977–1998; г — 1999–2020

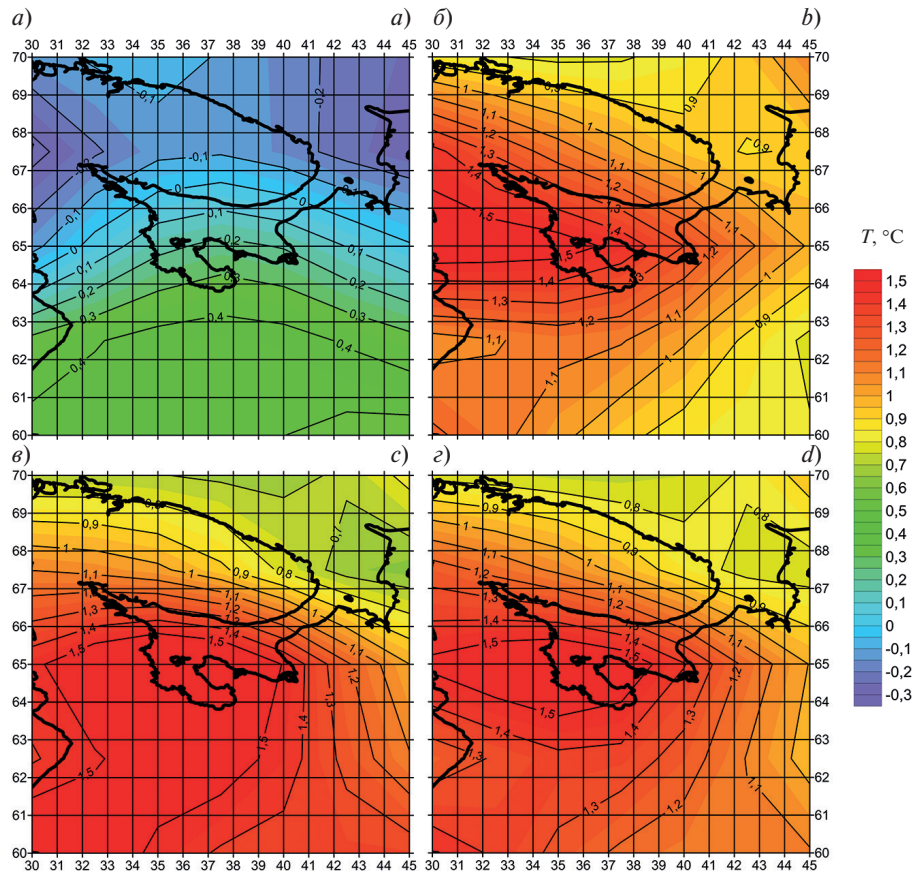


Рис. 6. Поля изменений средней температуры воздуха у поверхности (ТВП) между периодами: *a* — 1977–1998 гг. и 1950–1976 гг.; *б* — 1999–2020 гг. и 1977–1998 гг.; *в* — 1999–2020 гг. и 1950–1976 гг.; *г* — 1999–2020 гг. и 1950–1998 гг.

Fig. 6. Fields of changes in mean near surface air temperature (SAT) between the periods: *a* — 1977–1998 and 1950–1976; *b* — 1999–2020 and 1977–1998; *c* — 1999–2020 and 1950–1976; *d* — 1999–2020 and 1950–1998

ном в южной части рассматриваемого региона (рис. 6, *a*). В северной же части средняя ТВП во второй период стала ниже, чем в первый. В третий период (1999–2020 гг.) средняя ТВП существенно выросла во всем рассматриваемом регионе по отношению ко второму (рис. 6, *б*), первому (рис. 6, *в*) и ко всему предшествующему периоду (рис. 6, *г*). Наиболее сильно средняя ТВП в третий период увеличилась в центре западной части рассматриваемого региона, включая акваторию Белого моря.

4. Дискуссия

Обнаруженные изменения ТВП региона Белого моря между выделенными периодами могут быть связаны как с антропогенным глобальным потеплением, так и с влиянием на исследуемый регион естественных мод климатической изменчивости. В Тихом океане в 1976/1977 и 1998/1999 гг. произошли климатические сдвиги (climate shifts) [27–31]. Они проявились в переходах между противоположными фазами Тихоокеанского декадного колебания (Pacific Decadal Oscillation — PDO) и Междекадного тихоокеанского колебания (Interdecadal Pacific Oscillation — IPO) [32–34]. Эти климатические сдвиги оказали глобальное влияние, в том числе и на регион Северной Атлантики [34, 35].

Северная Атлантика оказывает существенное влияние на рассматриваемый регион Белого моря. Первый выделенный период (1950–1976 гг.) отличается холодными зимами и жаркими летними периодами, то есть более континентальным климатом. Как показано в работах [36, 37], это связано с ослаблением влияния в этот период Северной Атлантики на исследуемый регион, что также подтверждается ослаблением циклонической завихренности (рис. 3). Во второй выделенный период (1977–1998 гг.) зимы стали мягче, а летние аномалии ТВП стали в основном отрицательными. То есть климат исследуемого региона

стал более морским по сравнению с предыдущим периодом. Это связано с усилением влияния Северной Атлантики на исследуемый регион во второй период [36, 37]. Как показано в работе [35] усиление влияния Северной Атлантики в 1977–1998 гг. на регион Белого моря явилось результатом изменения циркуляции атмосферы над Северной Атлантикой и Европой. Это проявилось и в усилении циклонической завихренности атмосферы региона Белого моря (рис. 3).

В третий выделенный период (1999–2020 гг.) наблюдается резкий рост ТВП в исследуемом регионе. Можно предположить, что это связано с резким ростом температуры в Арктике в этот период [38], и существенным сокращением площади морского льда в Баренцевом море (рис. 7) [39]. Это послужило причиной усиления положительной обратной связи в виде ослабления стратификации верхнего слоя воды Баренцева моря, усиления перемешивания и поднятия более теплых и соленых атлантических вод к поверхности [40]. Также дополнительный вклад в рост температуры воды верхнего слоя Баренцева и Белого морей вносит положительная обратная связь от поглощения солнечного излучения: при потеплении Арктики площадь льда уменьшается, и это приводит к большему поглощению солнечного излучения поверхностью [41]. Таким образом, резкий рост ТВП в третий выделенный период, по-видимому, связан с усилением действия обратных положительных связей, что означает переход климатической системы исследуемого региона Белого моря в новое фазовое состояние.

К сожалению, на данные по концентрации морского льда в узлах сетки, содержащих береговую линию, оказывают сильное влияние ошибки алгоритма обработки спутниковых данных [20]. Это позволяет усомниться в надежности данных по концентрации морского льда для существенной части акватории Белого моря из-за его малых размеров и сложной конфигурации. Поэтому результаты изменений концентрации морского льда (рис. 7) следует, прежде всего, рассматривать для Баренцева и Карского морей. Поле изменений средней концентрации морского льда (рис. 7) приведено в равновеликой азимутальной проекции Ламберта, которая точно представляет площадь во всех областях сферы. Это позволяет правильно оценить площадь сокращения концентрации морского льда в регионе Баренцева и Карского морей.

Потепление климата Арктики и сокращение ледового покрова Баренцева и Карского морей не могло не сказаться на климате региона Белого моря. Исходя из этого, исследуемый регион был расширен с вклю-

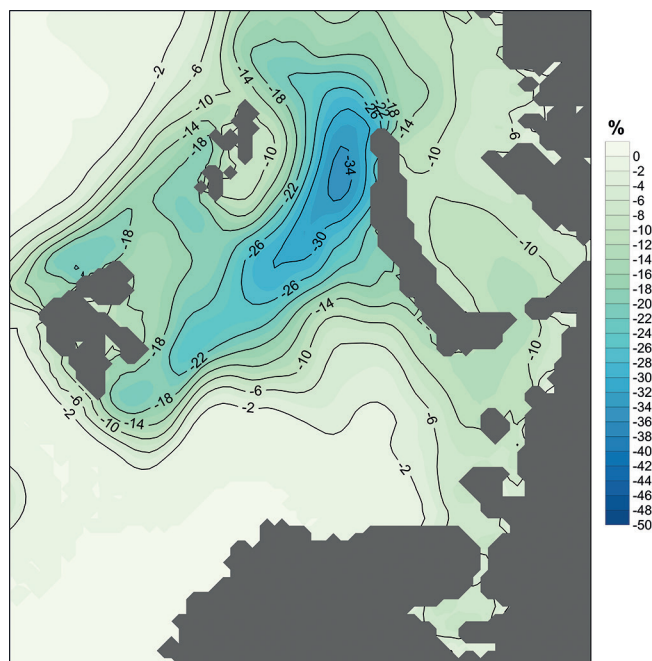


Рис. 7. Поле изменений (разности) средней концентрации (%) морского льда Белого, Баренцева и Карского морей между периодами 1999–2020 гг. и 1979–1998 гг. в равновеликой азимутальной проекции Ламберта

Fig. 7. Field of changes (difference) in the average concentration (%) of the sea ice in the White, Barents and Kara seas between the periods 1999–2020 and 1979–1998 in Lambert equal-area projection

чением акватории Баренцева моря и частично Карского моря (65–82°с.ш.; 15–70°в.д.). Для всего этого расширенного региона были построены графики изменений средних аномалий ТВП и аномалий температуры океана на различных глубинах (рис. 8). В случае аномалий температуры океана выбирались те узлы сетки, которые попадают в регион (65–82°с.ш.; 15–70°в.д.) и не являются сушей.

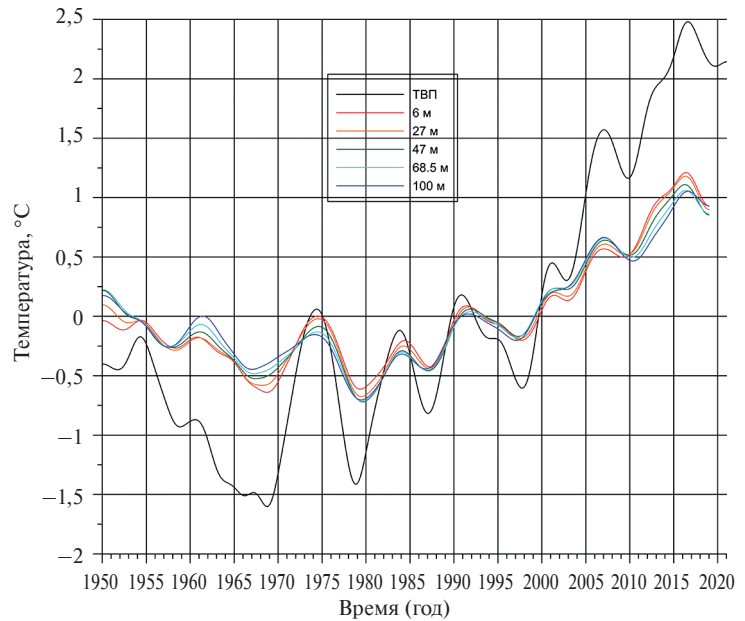
На рис. 8 наблюдается быстрый рост температуры в регионе (65–82°с.ш.; 15–70°в.д.) начиная с 1999 года. Причем рост температуры с 1999 года по 2007 гг. на глубинах 47–100 м начался раньше и превзошел рост температуры у поверхности на глубинах 6–27 м. В регионе Баренцева моря наблюдается квази-15-летнее колебание температуры вызванное, прежде всего, адвекцией тепла из Северной Атлантики [41]. Возможно, что именно это колебание и послужило одной из причин быстрого роста температуры в 2000-х гг. Таким образом, наличие обратных связей между региональными изменениями температуры воздуха над акваторией и концентрации морского льда в Баренцевом и Карском морях требует дополнительных исследований.

5. Заключение

Проведенное исследование показало, что в регионе Белого моря в последние 2 десятилетия (1999–

Рис. 8. Изменения средних аномалий температуры воздуха у поверхности (ТВП) за 1950–2020 гг. (черный), и аномалий температуры океана на глубинах 6 м (красный), 27 м (оранжевый), 47 м (зеленый), 68,5 м (голубой) и 100 м (синий) за 1950–2018 гг. в регионе (65–82°с.ш.; 15–70°в.д.), сглаженные 7-летним фильтром Баттерворта нижних частот

Fig. 8. Changes in mean anomalies of surface air temperature (SAT) for 1950–2020 (black), and ocean temperature anomalies at depths of 6 m (red), 27 m (orange), 47 m (green), 68.5 m (blue) and 100 m (dark blue) for 1950–2018 in the region (65°–82° N; 15°–70° E), smoothed with a 7-year Butterworth low-pass filter



2020 гг.) проявляется существенная изменчивость регионального климата, которая выразилась в потеплении этого региона от +0,9 до +1,5 °C по сравнению с предыдущими годами (1977–1998 гг.), в резком увеличении роста температуры воздуха (+0,4 — +1,0 °C за 10 лет), к смещению изотермы +2 °C на 550 км на север вплоть до южной части Белого моря и к полному исчезновению средних отрицательных температур.

Резкий рост ТВП в исследуемом регионе, вероятно, связан с резким ростом температуры воздуха и моря Баренцева и Карского морей, начиная с 1999 г. (рис. 8), а также с существенным сокращением ледяного покрова Баренцева и Карского морей (рис. 7). Резкий рост ТВП в третий выделенный период, по-видимому, связан с усилением действия обратных положительных связей между океаном и атмосферой. Ослабление стратификации верхнего слоя воды Баренцева моря в результате потепления, и усиления перемешивания и поднятия более теплых и соленых атлантических вод к поверхности могло привести к значительному росту температуры поверхности моря. Дополнительный вклад в рост температуры воды верхнего слоя Баренцева и Карского морей вносит положительная обратная связь от поглощения солнечного излучения в результате уменьшения площади ледяного покрова. Кроме того, межгодовая изменчивость аномалий температуры воды Баренцева и Карского морей показала, что существуют периоды времени, когда аномалии температуры воды на глубинах 47–100 м превосходят соответствующие аномалии в приповерхностном слое (рис. 8), что означает периодическое (квази-15-летнее колебание) доминирующее влияние адвекции тепла, приносимого течениями из Норвежского моря. Именно этот эффект в период 1999–2007 гг. вносил существенный вклад, когда на фоне резкого роста температуры воды и воздуха, аномалии температуры воды на глубинах 47–100 м превосходили соответствующие аномалии на глубинах 6–27 м.

Исчезновение средних отрицательных температур воздуха является чрезвычайно важным фактом, поскольку это означает фазовый переход, который приведет к растеплению вечномёрзлых грунтов на всей территории Мурманской и Архангельской областей. Растепление вечномёрзлых грунтов и значительное повышение средних температур приведет к изменению водного баланса многочисленных рек и озер исследуемого региона, к усилению таких геоморфологических процессов как водоснежные потоки (разновидность селей) и оползни-сплывы [14] и может оказать негативное воздействие на транспортную инфраструктуру [42], в том числе на инфраструктуру и работоспособность ОАО «РЖД» в исследуемом регионе.

В [42] показано, что для территории Кольского полуострова, отличающейся высокотемпературной многолетней мерзлотой редкоостровного характера, объекты, основание которых образовано сваями глубиной 5 м и менее, подвергаются очень высоким рискам снижения своей функциональности, вплоть до нулевого уровня. Так, например, при относительно небольшом потеплении до +1 °C сваи глубиной 5 м, как правило, еще обеспечивают функциональность $U = 0,65–0,85$ ($U = 1$ соответствует максимальному уровню функциональности для базового, неизменного климата), что считается средним уровнем климатического риска в отношении объекта транспортной инфраструктуры. Потепление до +2 °C зачастую уже приводит к снижению функциональности до $U < 0,5$ (при наличии грунтов низкой влажности), а потепление до +3 °C для объектов этой группы можно считать катастрофическим; функциональность снижается до уровня

$U = 0-0,35$, что соответствует неприемлемо большому уровню климатических рисков. Из проведенного исследования следует чрезвычайно важный вывод: объекты на свайных основаниях с глубиной менее 6 м подвергаются повышенному риску уже при потеплении до $+2\text{ }^{\circ}\text{C}$, поэтому инженерная защита этих объектов должна осуществляться темпами, опережающими потепление регионального климата [42].

6. Финансирование

Исследование выполнено в рамках проекта РНФ N21–77–30010 «Системный анализ динамики геофизических процессов в российской Арктике и их воздействие на развитие и функционирование инфраструктуры железнодорожного транспорта» (2021–2024 гг.).

Литература

1. Kostianaia E.A., Kostianoy A.G., Scheglov M.A., Karelov A.I., Vasileisky A.S. Impact of regional climate change on the infrastructure and operability of railway transport // *Transport and Telecommunication*. 2021. Vol. 22, No 2. P. 183–195.
2. *Мировой опыт по строительству, содержанию и ремонту объектов железнодорожной инфраструктуры в условиях многолетнемёрзлых грунтов*. Центр научно-технической информации и библиотек, 2017. 126 с.
3. Serykh I.V., Kostianoy A.G. Seasonal and interannual variability of the Barents Sea temperature // *Ecologica Montenegro*. 2019. Vol. 25. P. 1–13.
4. Серых И.В., Костяной А.Г. О климатических изменениях температуры Балтийского моря // *Фундаментальная и прикладная гидрофизика*. 2019. Т. 12, № 3. С. 5–12. doi: 10.7868/S207366731903002X
5. Серых И.В., Толстиков А.В. О причинах долгопериодной изменчивости приповерхностной температуры воздуха над Белым морем // *Вестник Московского университета. Серия 5: География*. 2020. № 4. С. 83–95.
6. Филатов Н.Н. (Ред.) *Климат Карелии: изменчивость и влияние на водные объекты и водосборы*. Петрозаводск: КарНЦ РАН, 2004. 224 с.
7. Filatov N., Johannessen O.M., Pozdnyakov D., Bobylev L.P., Pettersson L. White Sea: Its marine environment and ecosystem dynamics influenced by global change. Springer-Praxis, Chichester, UK, 2005. 530 p.
8. Филатов Н.Н., Тержевик А.Ю. (Ред.) *Белое море и его водосбор под влиянием климатических и антропогенных факторов*. Институт водных проблем Севера КарНЦ РАН, Петрозаводск, 2007. 349 с.
9. Назарова Л.Е. Изменчивость средних многолетних значений температуры воздуха в Карелии // *Изв. Русского географического общества*. 2014. Т. 46. С. 27–33.
10. Назарова Л.Е. Климат Республики Карелия (Россия): температура воздуха, изменчивость и изменения // *Геополитика и экогеодинамика регионов*. 2014. Т. 10, № 1. С. 746–749.
11. Тронин А.А., Горный В.И., Киселев А.В., Крицук С.Г., Латыпов И.Ш. Спутниковое картирование тепловой реакции экосистем Северной Европы на изменение климата // *Всероссийская научная конференция с международным участием «Земля и космос» к столетию академика РАН К.Я. Кондратьева*. 2020. С. 72–78.
12. Ефремова Т.В., Пальшин Н.И. Влияние изменений климата на термический и ледовый режим озер Карелии по данным инструментальных наблюдений // *Экологические проблемы северных регионов и пути их решения. Материалы VI Всероссийской научной конференции с международным участием, посвященной 120-летию со дня рождения Г.М. Крепса и 110-летию со дня рождения О.И. Семенова-Тян-Шанского*. 2016. С. 189–193.
13. Ефремова Т.В., Пальшин Н.И., Белашев Б.З. Температура воды разнотипных озер Карелии в условиях изменения климата (по данным инструментальных измерений 1953–2011 гг.) // *Водные ресурсы*. 2016. Т. 43, № 2. С. 228–238.
14. Романенко Ф.А., Шиловцева О.А. Геоморфологические процессы в горах Кольского полуострова и изменения климата // *Вестник Московского университета, Серия 5 География*. 2016. № 6. С. 78–86.
15. Назарова Л.Е. Современные климатические условия водосбора Белого моря // *Известия РГО*. 2017. Т. 149, № 5. С. 16–24.
16. Филатов Н.Н., Назарова Л.Е., Дружинин П.В. Влияние климатических и антропогенных факторов на состояние системы «Белое море — водосбор» // *Труды КарНЦ РАН*. 2019. № 9. С. 30–50.
17. Кондратьев С.А., Назарова Л.Е., Шмакова М.В., Бовыкин И.В. Оценка изменений стока на водосборе Онежского озера в результате возможных изменений климатических параметров (по данным математического моделирования). С.-Петербург: Институт озераедения РАН, Институт водных проблем Севера КарНЦ РАН, 2007. 30 с.
18. Толстиков А.В., Балаганский А.Ф., Чернов И.А. Оценка теплового стока рек водосбора Белого моря. *Вестник Московского университета // Серия 5. География*. 2021. Т. 3. С. 109–119.
19. Kalnay E., Kanamitsu M., Kistler R., et al. The NCEP/NCAR40-year reanalysis project // *Bulletin of the American Meteorological Society*. 1996. Vol. 77. P. 437–471.

20. Eastwood S., Lavergne T., Tonboe R., Hackett B. Product user manual for reprocessed sea ice concentration from EUMETSAT OSI SAF SEAICE_GLO_SEAICE_L4_REP_OBSERVATIONS_011_009 Version 2.4 / Copernicus. 2016. P. 1–45.
21. Köhl A. Evaluating the GECCO3 1948–2018 Ocean Synthesis — a configuration for initializing the MPI-ESM climate model // Q. J. R. Met. Soc. 2020. Vol. 146. P. 2250–2273.
22. Михайлова Э.Н., Полонский А.Б., Шокурова И.Г. О связи интенсивности циркуляции в Черном море с завихренностью поля ветра // Український гідрометеорологічний журнал. 2013. Т. 12. С. 193–203.
23. Шокуров М.В., Шокурова И.Г. Завихренность напряжения трения ветра на поверхности Черного моря при различных ветровых режимах // Морской гидрофизический журнал. 2017. № 6. С. 13–26. doi: 10.22449/0233-7584-2017-6-13-26
24. Lebedev S. Climatic variability of water circulation in the Caspian Sea based on satellite altimetry data // International Journal of Remote Sensing. 2018. Vol. 39, № 13. P. 4343–4359.
25. Аверьянова Е.А., Губарев А.В., Полонский А.Б. О пространственно-временной изменчивости и трендах завихренности касательного напряжения трения ветра в Черном море // Системы контроля окружающей среды. 2020. № 1. С. 21–36.
26. IPCC. Climate Change 2021: The Physical Science Basis. Contribution of Working Group I to the Sixth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change / Cambridge University Press. In Press.
27. Hare S.R., Mantua N.J. Empirical evidence for North Pacific regime shifts in 1977 and 1989 // Progress in Oceanography. 2000. Vol. 47 (2–4). P. 103–145.
28. Bond N.A., Overland J.E., Spillane M., Stabeno P. Recent shifts in the state of the North Pacific // Geophysical Research Letters. 2003. Vol. 30 (23).
29. Byshev V.I., Neiman V.G., Romanov Yu.A., Serykh I.V. On the spatial nonuniformity of some parameters of global variations in the recent climate // Doklady Earth Sciences. 2009. Vol. 426, No 4. P. 705–709.
30. Ding H., Greatbatch R.J., Latif M., Park W., Gerdes R. Hindcast of the 1976/77 and 1998/99 Climate Shifts in the Pacific // Journal of Climate. 2013. Vol. 26. P. 7650–7661.
31. Belolipetsky P., Bartsev S., Ivanova Y., Saltykov M. Hidden staircase signal in recent climate dynamic // Asia-Pacific Journal of Atmospheric Sciences. 2015. Vol. 51. P. 323–330.
32. Folland C.K., Renwick J.A., Salinger M.J., Mullan A.B. Relative influences of the Interdecadal Pacific Oscillation and ENSO in the South Pacific Convergence Zone // Geophysical Research Letters. 2002. Vol. 29, No 13. P. 21–24.
33. Mantua N.J., Hare S.R. The Pacific Decadal Oscillation // Journal of Oceanography. 2002. Vol. 58, No 1. P. 35–44.
34. Dong B., Dai A. The influence of the interdecadal pacific oscillation on temperature and precipitation over the globe // Climate Dynamics. 2015. V. 45. P. 2667–2681.
35. Serykh I.V. Influence of the North Atlantic dipole on climate changes over Eurasia // IOP Conf. Ser.: Earth Environ. Sci. 2016. Vol. 48. 012004.
36. Бышев В.И., Нейман В.Г., Романов Ю.А., Серых И.В. О фазовой изменчивости некоторых характеристик современного климата в регионе Северной Атлантики // Доклады Академии наук (ДАН). 2011. Т. 438, № 6. С. 817–822.
37. Byshev V.I., Neiman V.G., Anisimov M.V., Gusev A.V., Serykh I.V., Sidorova A.N., Figurkin A.L., Anisimov I.M. Multi-decadal oscillations of the ocean active upper-layer heat content // Pure and Applied Geophysics. 2017. Vol. 174, № 7. P. 2863–2878.
38. Cohen J., Screen J.A., Furtado J.C., et al. Recent Arctic amplification and extreme mid-latitude weather // Nature geoscience. 2014. Vol. 7, № 9. P. 627–637.
39. Onarheim I.H., Årthun M. Toward an ice-free Barents Sea // Geophysical Research Letters. 2017. Vol. 44, No 16. P. 8387–8395.
40. Lind S., Ingvaldsen R.B., Furevik T. Arctic warming hotspot in the northern Barents Sea linked to declining sea-ice import // Nature climate change. 2018. Vol. 8, No 7. P. 634–639.
41. Володин Е.М. О механизме колебания климата в Арктике с периодом около 15 лет по данным модели климата ИВМ РАН // Известия Российской академии наук. Физика атмосферы и океана. 2020. Т. 56, № 2. С. 139–149.
42. Якубович А.Н., Якубович И.А. Прогнозирование влияния климатических изменений на функциональность транспортной инфраструктуры криолитозоны России. // Интеллект. Инновации. Инвестиции. 2019. № 1. С. 104–110.

References

1. Kostianaia E.A., Kostianoy A.G., Scheglov M.A., Karelov A.I., Vasileisky A.S. Impact of regional climate change on the infrastructure and operability of railway transport. *Transport and Telecommunication*. 2021, 22, 2, 183–195.
2. *World experience in the construction, maintenance and repair of railway infrastructure facilities in permafrost conditions*. Center for Scientific and Technical Information and Libraries. 2017, 126 p. (in Russian).

3. Serykh I.V., Kostianoy A.G. Seasonal and interannual variability of the Barents Sea temperature. *Ecologica Montenegrina*. 2019, 25, 1–13. doi: 10.37828/em.2019.25.1
4. Serykh I.V., Kostianoy A.G. On climatic changes in the temperature of the Baltic Sea. *Fundamental and Applied Hydrophysics*. 2019, 12, 3, 5–12 (in Russian). doi: 10.7868/S207366731903002X
5. Serykh I.V., Tolstikov A.V. On the reasons for the long-term variability of the near-surface air temperature over the White Sea. *Moscow University Bulletin. Series 5: Geography*. 2020, 4, 83–95 (in Russian).
6. Filatov N.N. (Ed.) Climate of Karelia: variability and impact on water bodies and catchments. *Petrozavodsk, KarRC RAS*, 2004. 224 p. (in Russian).
7. Filatov N., Johannessen O.M., Pozdnyakov D., Bobylev L.P., Pettersson L. White Sea: its marine environment and ecosystem dynamics influenced by global change. *Springer-Praxis, Chichester, UK*, 2005, 530 p.
8. Filatov N.N., Terzhevik A. Yu. (Ed.) The White Sea and its catchment area under the influence of climatic and anthropogenic factors. *Institute of Northern Water Problems, KarRC RAS, Petrozavodsk*, 2007. 349 p. (in Russian).
9. Nazarova L.E. Variability of mean long-term values of air temperature in Karelia. *Izvestiya Russian Geographical Society*. 2014, 46, 4, 27–33 (in Russian).
10. Nazarova L.E. Climate of the Republic of Karelia (Russia): air temperature, variability and changes. *Geopolitics and Ecogeodynamics of Regions*. 2014, 10, 1, 746–749 (in Russian).
11. Tronin A.A., Gorniy V.I., Kiselev A.V., Kritsuk S.G., Latypov I. Sh. Satellite mapping of the thermal response of northern European ecosystems to climate change. *Proceedings All-Russian scientific conference with international participation “Earth and Space” to the centenary of Academician of the Russian Academy of Sciences K. Ya. Kondratyev*. 2020, 72–78 (in Russian).
12. Efremova T.V., Pal'shin N.I. Influence of climate changes on the thermal and ice regime of the lakes of Karelia according to the data of instrumental observations). *Ekologicheskiye Problemy Severnykh Regionov i Puti ikh Resheniya*. Materialy VI Vserossiyskoy nauchnoy konferentsii s mezhdunarodnym uchastiyem, posvyashchennoy 120-letiyu so dnya rozhdeniya G.M. Krepsa i 110-letiyu so dnya rozhdeniya O.I. Semenova-Tyan-Shanskogo. 2016, 189–193 (in Russian).
13. Efremova T.V., Pal'shin N.I., Belashev B.Z. Water temperature in different types of lakes in Karelia under changing climate based on data of instrumental measurements in 1953–2011. *Water Resources*. 2016, 43, 402–411. doi: 10.1134/S0097807816020020
14. Romanenko F.A., Shilovtseva O.A. Geomorphological processes in the mountains of the Kola Peninsula and climate change. *Vestnik Moskovskogo Universiteta, Seriya 5, Geografiya*. 2016, 6, 78–86 (in Russian).
15. Nazarova L.E. Modern climatic conditions of the White Sea catchment area. *Izvestiya RGS*. 2017, 149, 5, 16–24 (in Russian).
16. Filatov N.N., Nazarova L.E., Druzhinin P.V. Influence of climatic and anthropogenic factors on the state of the “White Sea — catchment” system. *Transactions of Karelian Research Center of Russian Academy of Science*. 2019, 9, 30–50 (in Russian).
17. Kondratyev S.A., Nazarova L.E., Shmakova M.V., Bovykin I.V. Assessment of runoff changes in the drainage basin of Lake Onega as a result of possible changes in climatic parameters (according to mathematical modeling). *Institute of Lake Science RAS, Institute of Water Problems of the North, KarRC RAS*. St. Petersburg, 2007. 30 p. (in Russian).
18. Tolstikov A.V., Balaganskiy A.F., Chernov I.A. Estimation of heat runoff of the rivers in the White Sea catchment area. *Vestnik Moskovskogo Universiteta. Seriya 5, Geografiya*. 2021. V. 3.P. 109–119 (in Russian).
19. Kalnay E., Kanamitsu M., Kistler R. et al. The NCEP/NCAR40-year reanalysis project. *Bulletin of the American Meteorological Society*. 1996, 77, 437–471. doi: 10.1175/1520-0477(1996)077<0437:TNYRP>2.0.CO;2
20. Eastwood S., Laverne T., Tonboe R., Hackett B. Product user manual for reprocessed sea ice concentration from EUMETSAT OSI SAF SEAICE_GLO_SEAICE_L4_REP_OBSERVATIONS_011_009 Version 2.4 / Copernicus. 2016, 1–45.
21. Köhl A. Evaluating the GECCO31948–2018 Ocean Synthesis — a configuration for initializing the MPI-ESM climate model. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*. 2020, 146, 2250–2273. doi: 10.1002/qj.3790
22. Mikhailova E.N., Polonskiy A.B., Shokurova I.G. On the relationship between the intensity of circulation in the Black Sea and the vorticity of the wind field. *Ukrainian Hydrometeorological Journal*. 2013, 12, 193–203.
23. Shokurov M.V., Shokurova I.G. Wind stress curl over the Black Sea under different wind regimes. *Physical Oceanography*. 2017, 6, 12–23. doi: 10.22449/1573-160X-2017-6-12-23
24. Lebedev S. Climatic variability of water circulation in the Caspian Sea based on satellite altimetry data. *International Journal of Remote Sensing*. 2018, 39, 13, 4343–4359. doi: 10.1080/01431161.2018.1441567
25. Averyanova E.A., Gubarev A.V., Polonsky A.B. On the spatio-temporal variability and trends in the vorticity of the tangential stress of wind friction in the Black Sea. *Environmental Control Systems*. 2020, 1, 21–36 (in Russian).
26. IPCC. Climate Change 2021: The Physical Science Basis. Contribution of Working Group I to the Sixth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change / *Cambridge University Press*. In Press.
27. Hare S.R., Mantua N.J. Empirical evidence for North Pacific regime shifts in 1977 and 1989. *Progress in Oceanography*. 2000, 47 (2–4), 103–145. doi: 10.1016/S0079-6611(00)00033-1

28. Bond N.A., Overland J.E., Spillane M., Stabeno P. Recent shifts in the state of the North Pacific. *Geophysical Research Letters*. 2003, 30 (23). doi: 10.1029/2003GL018597
29. Byshev V.I., Neiman V.G., Romanov Yu.A., Serykh I.V. On the spatial nonuniformity of some parameters of global variations in the recent climate. *Doklady Earth Sciences*. 2009, 426, 4, 705–709. doi: 10.1134/S1028334X09040436
30. Ding H., Greatbatch R.J., Latif M., Park W., Gerdes R. Hindcast of the 1976/77 and 1998/99 Climate Shifts in the Pacific. *J. Climate*. 2013, 26, 7650–7661. doi: 10.1175/JCLI-D-12-00626.1
31. Belolipetsky P., Bartsev S., Ivanova Y., Saltykov M. Hidden staircase signal in recent climate dynamic. *Asia-Pacific Journal of Atmospheric Sciences*. 2015, 51, 323–330. doi: 10.1007/s13143-015-0081-6
32. Folland C.K., Renwick J.A., Salinger M.J., Mullan A.B. Relative influences of the Interdecadal Pacific Oscillation and ENSO in the South Pacific Convergence Zone. *Geophysical Research Letters*. 2002, 29, 13, 21–1–21–4.
33. Mantua N.J., Hare S.R. The Pacific decadal oscillation. *Journal of Oceanography*. 2002, 58, 1, 35–44.
34. Dong B., Dai A. The influence of the interdecadal pacific oscillation on temperature and precipitation over the globe. *Climate Dynamics*. 2015, 45, 2667–2681. doi: 10.1007/s00382-015-2500-x
35. Serykh I.V. Influence of the North Atlantic dipole on climate changes over Eurasia. *IOP Conf. Ser.: Earth Environ. Sci.* 2016, 48, 012004.
36. Byshev V.I., Neiman V.G., Romanov Yu.A., Serykh I.V. Phase variability of some characteristics of the present-day climate in the Northern Atlantic region. *Doklady Earth Sciences*. 2011, 438, 2, 887–892. doi: 10.1134/S1028334X11060304
37. Byshev V.I., Neiman V.G., Anisimov M.V., Gusev A.V., Serykh I.V., Sidorova A.N., Figurkin A.L., Anisimov I.M. Multi-decadal oscillations of the ocean active upper-layer heat content. *Pure and Applied Geophysics*. 2017, 174, 7, 2863–2878.
38. Cohen J., Screen J.A., Furtado J.C., et al. Recent Arctic amplification and extreme mid-latitude weather. *Nature Geoscience*. 2014, 7, 9, 627–637. doi: 10.1038/ngeo2234
39. Onarheim I.H., Årthun M. Toward an ice-free Barents Sea. *Geophysical Research Letters*. 2017, 44, 16, 8387–8395.
40. Lind S., Ingvaldsen R.B., Furevik T. Arctic warming hotspot in the northern Barents Sea linked to declining sea-ice import. *Nature Climate Change*. 2018, 8, 7, 634–639. doi: 10.1038/s41558-018-0205-y
41. Volodin E.M. On the mechanism of Arctic climate oscillation with a period of about 15 years according to data of the INM RAS climate model. *Izvestiya, Atmospheric and Oceanic Physics*. 2020, 56, 112–122. doi: 10.1134/S0001433820020140
42. Yakubovich A.N., Yakubovich I.A. Forecasting the impact of climatic changes on the functionality of the transport infrastructure of the permafrost zone in Russia. *Intellect. Innovation. Investments*. 2019, 1, 104–110 (in Russian).

УДК 913

© Т. И. Малова, 2022

Институт океанологии им. П.П. Ширшова РАН, 117997, Нахимовский пр., д. 36, г. Москва, Россия
E-mail: malova.ti@yandex.ru

«НАВОДНЕНИЯ НЕВЫ XVIII в.». ЭЛЕКТРОННАЯ БАЗА ДАННЫХ

Статья поступила в редакцию 04.01.2022, после доработки 28.01.2022, принято в печать 04.02.2022

Аннотация

Проблема систематизации информации об исторических наводнениях Невы на сегодняшний день представляется крайне актуальной. Построение прогностических моделей, целесообразность строительства новых гидротехнических сооружений, планирование инженерно-хозяйственной, природоохранной и общественно-культурной деятельности невозможны без комплексного анализа сведений о наводнениях. Имеющиеся же в распоряжении исследователей официальные каталоги, к сожалению, недостаточно информативны и изобилуют искажениями. Работа с большим массивом численных значений, характеризующих высоты наводнений Невы разных эпох, противоречивость этих значений даже в рамках отдельно взятых событий, важность пояснения и уточнения их с целью сохранения всех информационных аспектов — все это привело к необходимости формирования электронной базы данных наводнений. Основная задача ее создания — информационная поддержка исследований, связанных с реставрацией искаженных рядов (или отдельных исторических наводнений Невы).

Ключевые слова: электронная база данных, наводнения Невы, XVIII в., репрезентативный каталог, уровневые наблюдения

© Т. И. Малова, 2022

Shirshov Institute of Oceanology, Russian Academy of Sciences, 117997, Nahimovskiy prospekt, 36, Moscow, Russia
E-mail: malova.ti@yandex.ru

“THE FLOODS OF THE NEVA, XVIII CENTURY”. DATABASE

Received 04.01.2022, revised 28.01.2022, accepted 04.02.2022

Abstract

The problem of systematizing information about the historical floods of the Neva seems to be extremely urgent today. The construction of predictive models, the feasibility of building new hydraulic structures, planning of engineering, economic, environmental, social and cultural activities are impossible without a comprehensive analysis of information about floods. The official catalogs available to researchers, unfortunately, are not informative enough and are full of distortions. Working with a large array of numerical values characterizing the flood heights of the Neva of different eras, the inconsistency of these values, even within the framework of individual events, the importance of clarifying them in order to preserve all information aspects — all this led to the need to form the Database of floods. The main task of its creation is information support of research related to the restoration of distorted rows (or individual historical floods of the Neva).

Keywords: Database, floods of the Neva, XVIIIth century, representative catalog, level observations

Вопрос о систематизации имеющихся сведений о наводнениях Невы в историческом контексте на сегодняшний день представляется крайне актуальным. Построение прогностических моделей, строительство новых гидротехнических сооружений, планирование инженерно-хозяйственной, природоохранной и общественно-культурной деятельности невозможны без комплексного анализа таких сведений. Проблема осложняется тем, что имеющиеся в распоряжении исследователей официальные перечни и каталоги наводнений Невы XVIII — XXI вв. недостаточно информативны и изобилуют искажениями субъективного характера.

Вопрос о поиске и анализе сохранившихся материалов, которые можно было бы использовать при реставрации высот уровневых наблюдений, возник в 1981—1988 гг., когда выяснилось, что в результате

строительства Комплекса сооружений защиты Ленинграда от наводнений исторический Кронштадтский футшток (рис. 1) окажется внутри ограждаемой акватории [1–4]. Уникальный уровнемерный ряд было необходимо сохранить. Также актуальным вопросом было выяснение состояния Таллинского (Ревельского) и Валаамского футштоков, сети на скальных меток ординаров Финского залива, центральной части Балтийского моря и Ладожского озера, а также меток высот наводнений Невы в Санкт-Петербурге и его пригородах. С этими целями были предприняты обширные поисковые архивные, библиотечные и натурные поиски.

Актуальность этих работ определялась большим вниманием, уделяемым проблемам наводнений Невы с позиций инструментального обеспечения исследований эволюции природных процессов на вековых интервалах.

Действительно, официальные перечни и каталоги, представляющие информацию о высотах наводнений Невы, неточны. Одна из причин этого — клонирование ошибочных сведений и отсутствие у авторов желания разобраться в сложной и запутанной системе (а точнее — бессистемье) данных [см., например, 5–7]. Основные очевидные недостатки современных перечней наводнений Невы в изложении А.И. Мордухая-Болтовского [8, 9], Р.А. Нежиховского [10], К.С. Померанца [11–15] можно свести к следующим.

1. Распространение систем отсчета высот наводнений Невы (от ординара ли уровнемерного поста «Горный институт», утвержденного к эксплуатации в 1878 г., или от начала Балтийской системы высот, введенной в практику геодезических, топографических и гидрографических работ в 1946 г.) на все предшествующее время изучения наводнений Невы. Данный факт аналогичен постулированию полного отсутствия изменения высотного положения локальных ординаров Финского залива, Невы и Ладожского озера на вековых интервалах (Санкт-Петербургу — более трехсот лет!).

2. Приписывание единой точности «измерений» (± 1 см) неизмеренным высотам наводнений или измеренным с разной точностью в разные периоды наблюдений.

3. Распространение градации наводнений, принятой администрацией Ленинграда в 1980 г. («опасные», 161–210 см; «особо опасные», 211–299 см; «катастрофические», 300 см и выше), на эпоху раннего Санкт-Петербурга, когда низменную территорию города затопляли даже незначительные с современных позиций наводнения.

Выявлено огромное число описок и искажений сведений о наводнениях Невы, максимум которых приходится на годы после катастрофического наводнения 23 сентября 1924 г., когда на основании необоснованных гипотез был полностью разрушен и искажен ряд наводнений Невы 1721–1729 гг. И.Г. Лейтмана, опубликованный в совместной статье с Л. Эйлером [16, 17]. Также был искажен ряд Э.И. Шретера по футштоку, установленному на р. Мойке в 840 футах к востоку от Синего моста, за период с 1749 по 1777 гг. [18]. Кроме того, было «обосновано» существование мифического Петропавловского футштока, В.Л. Крафт обвинен в искажении высоты катастрофического наводнения 1777 г. и т.д. Все это изложено в двух публикациях 1932 г. А.И. Мордухая-Болтовского [8, 9], что, безусловно, связано с деятельностью Особой комиссии по расследованию неоправдавшегося прогноза наводнения 1924 г [19–23]. Тем не менее, в послевоенные годы все основные ошибки А.И. Мордухая-Болтовского были сохранены, воспроизведены, и продолжают тиражироваться в XXI в.

Работа с большим массивом численных значений, характеризующих высоты наводнений Невы разных эпох, противоречивость этих значений даже в рамках отдельно взятых событий, важность пояснения и уточнения их с целью сохранения всех, даже самых незначительных, на первый взгляд, информационных аспектов — все это привело к необходимости формирования электронной базы данных наводнений. Основная задача ее создания — информационная поддержка исследований, связанных с реставрацией искаженных рядов (или отдельных исторических наводнений Невы).



Рис. 1. Кронштадтский футшток, расположенный на быке Синего моста через Обводной канал: оцифрованная рейка и табличка с отметкой высоты катастрофического наводнения 7 (19) ноября 1824 г.

Fig. 1. The Kronstadt tide-gauge, located on the bull of the Blue Bridge over the Obvodnoy Canal: a digitized rail and a plate with the height of the catastrophic flood on November 7 (19), 1824

База данных представляет собой таблицу, содержащую информацию об объектах определенного вида (исторических наводнениях Невы). Каждая строка таблицы содержит данные об объектах, а столбцы содержат атрибуты, эти объекты характеризующие. В рамках проведенного исследования в базу данных была помещена информация о наводнениях Невы XVIII в.

С точки зрения анализа предметной области, база данных обеспечивает систематизацию данных о наводнениях Невы, дает комплексное представление о каждом конкретном рассматриваемом эпизоде с качественной и количественной точек зрения, позволяет осуществлять поиск информации:

- по дате (в разных системах летосчисления);
- высоте подъема воды относительно разных ординаров (в разных системах счета высот);
- автору описания наводнения (при его наличии);
- ссылке на библиографический источник (опубликованный или архивный).

С точки зрения функциональных возможностей, использование базы данных позволяет визуально оценивать искаженные ряды исторических наводнений Невы и верифицировать информацию о них путем сравнения различных сведений.

В базе данных отражены следующие атрибуты наводнений Невы XVIII в.:

- 1) год события;
- 2) автор описания;
- 3) дата наводнения (Юлианская система);
- 4) дата наводнения (Григорианская система);
- 5) ветер (в случае наличия информации);
- 6) высота, указываемая в источниках:
 - качественная оценка,
 - высота, указываемая в источниках (футы и дюймы, см),
 - высота от ординара реки Мойки (футы и дюймы, см),
 - высота от ординара Адмиралтейского футштока (футы и дюймы в английской и французской мерах, см),
 - высота от ординара Невы у Горного института (см),
 - высота в Балтийской системе высот (футы и дюймы, см);
- 7) ссылка на библиографический источник.

Большое количество полей таблицы содержит примечания, необходимость размещения которых определяется спецификой формирования базы данных (на основе исторических изысканий, анализа архивных документов, сопоставления различных, зачастую противоречивых, источников).

Примеры примечаний:

- 1) «Дата требует подтверждения по другим источникам»;
- 2) «Ошибка или описка у автора»;
- 3) «Сведения не согласуются с другими данными»;
- 4) «Наблюдения выполнялись по академическому футштоку около 8 линии В.О.»;
- 5) «Высота не приведена к “единому нулю поста”»;
- 6) «Значение заимствовано у А.И. Мордухая-Болтовского»;
- 7) «Высота приведена М.А. Рыкачевым к ординару Адмиралтейского футштока конца XIX в.»;
- 8) «Ф.В. Бауер приводит значения во французской системе мер».

База данных содержит 856 строк и охватывает исторические наводнения Невы за 1703, 1705–1707, 1710, 1715–1718, 1721, 1723–1738, 1740–1741, 1743–1744, 1747, 1749, 1751–1752, 1754, 1756–1760, 1762–1768, 1771–1778, 1781, 1788, 1794, 1797, 1799 гг. Таким образом, информационно охваченными оказываются все события, отраженные в ныне существующих каталогах наводнений, а также в рассмотренных в ходе исследования библиотечных и архивных источниках.

База построена по хронологическому принципу (от 1703 до 1799 гг.).

Фрагменты электронной базы данных «Наводнения Невы XVIII в.» представлены на рис. 2–5.

Подчеркнем, что предложенная база данных не является полноценным репрезентативным каталогом наводнений Невы. Ее цель — обеспечение систематизации сведений об исторических наводнениях Невы XVIII в. Создание же репрезентативного каталога, который бы охватывал все события с момента основания Санкт-Петербурга и до настоящего времени, — дело будущего. Принципы построения такого каталога, опробованные на материалах наблюдений за уровнем моря на Кронштадтском футштоке, могут быть сведены к следующим.

I. Комплексный методологический подход к решению проблемы.

II. Безусловный приоритет первоисточников.

ГОД	АВТОР	ДАТА (ЮЛИАНСКАЯ СИСТЕМА)	ДАТА (ГРИГОРИАНСКАЯ СИСТЕМА)	ВЕТЕР	ВЫСОТА, УКАЗЫВАЕМАЯ В ИСТОЧНИКАХ (КАЧЕСТВЕННАЯ ОЦЕНКА)	ВЫСОТА, УКАЗЫВАЕМАЯ В ИСТОЧНИКАХ (ФУТЫ, ДЮЙМЫ)
1703	А.И. Репнин	19–20 августа	30–31 августа	с моря	жесткая погода	
1703	О.А. Плейер	лето – осень		из моря	выше человеческого роста	
1703	П.Н. Петров	19–20 августа	30–31 августа			
1703	М.А. Рыкачев	19–20 августа	30–31 августа			>7ф
1703	Д.О. Святский	19–20 августа	30–31 августа			>7ф
1703	М.С. Грушевский, Н.Н. Лазаренко	20 августа	31 августа			
1703	Р.А. Нежиховский	20 августа	31 августа			
1703	К.С. Померанец	20 августа	31 августа			
1705	«Юрнал» Петра I	4 октября	15 октября	с моря	великая вода	
1705	И.И. Яковлев	5 октября	16 октября	с моря	не малое число	
1705	М.А. Рыкачев	4–5 октября	15–16 октября			>5ф
1705	П.Н. Столянский	5 ноября			сильное	
1705	Д.О. Святский	18 июля	29 июля			
1705	Д.О. Святский	4–5 октября	15–16 октября			>5ф
1705	М.С. Грушевский, Н.Н. Лазаренко	5 октября	16 октября			
1705	Р.А. Нежиховский	4–5 октября	15–16 октября			
1705	К.С. Померанец	5 октября	16 октября			
1706	«Юрнал» Петра I	9 сентября	20 сентября	с моря	великая вода	
1706	Петр I	9 сентября	20 сентября	WSW	какой не бывало	
1706	М.А. Рыкачев	9 сентября	20 сентября			>8ф
1706	М.А. Рыкачев	9 сентября	20 сентября			8ф 10д
1706	Д.О. Святский	9 сентября	20 сентября			8ф 11д

Рис. 2. Фрагмент базы данных (1703–1706 гг.)

Fig. 2. The fragment of the Database (1703–1706)

1721	И.Г. Лейтман, Л. Эйлер	5 ноября	16 ноября			3.125арш
1721	J.G. Leutmann, L. Euler	5 ноября	16 ноября			7.4ф
1721	Ф.В. Берггольц	5 ноября	16 ноября	сильный	высокая вода	
1721	Ф.В. Берггольц	10 ноября	21 ноября		не так высокая	
1721	Ф.В. Берггольц	11 ноября	22 ноября	сильный		
1721	В.Л. Крафт	5 ноября	16 ноября	SW		7.4ф
1721	И.Г. Георги	5 ноября	16 ноября			7ф 4д
1721	В.Н. Берх	5 ноября	16 ноября			7ф 4д
1721	С.И. Аллер	1 ноября	12 ноября		очень высокая	
1721	С.И. Аллер	5 ноября	16 ноября			7ф 4д
1721	Статистические таблицы	5 ноября	16 ноября			7ф 4д
1721	Д.И. Языков	1 ноября	12 ноября			
1721	Д.И. Языков	5 ноября	16 ноября	с моря		
1721	Д.И. Языков	11 ноября	22 ноября	с моря		
1721	М.А. Рыкачев	5 ноября	16 ноября	SW		7ф 4д
1721	А.И. Мордхай-Болтовской	5 ноября	16 ноября			7ф 4д
1721	Д.О. Святский	1 ноября	12 ноября			>5ф
1721	Д.О. Святский	5 ноября	16 ноября			7ф 4д
1721	Д.О. Святский	10 ноября	21 ноября			–5ф
1721	Д.О. Святский	11 ноября	22 ноября			–5ф
1721	М.С. Грушевский, Н.Н. Лазаренко	5 ноября	16 ноября			

Рис. 3. Фрагмент базы данных (катастрофическое наводнение 1721 г.)

Fig. 3. The fragment of the Database (catastrophic flood of 1721)

ССЫЛКА
Беспятых Ю.Н., Сухачев Н.Л. Первые в истории города // Нева, 1985. № 3. С. 188–191
Беспятых Ю.Н. Новая столица. Петербургские наводнения при Петре I // Санкт-Петербургский международный летний культурно-исторический университет 2006. Реформы в России. XVI – нач. Петров П.Н. История Санкт-Петербурга с основания города до введения в действие выборного городского управления по учреждениям о губерниях 1703–1782 гг. СПб.: Изд. Глазунова, 1885. С. 282
Рыкачев М.А. О наводнениях в С.-Петербурге и о возможности их предсказывать на основании метеорологических наблюдений // Записки по гидрографии, 1898. Вып. XIX. С. 99–124
Святский Д.О. Наводнения в устье реки Невы с 1300 по 1932 года // Сборник работ НИИХ: Защита Ленинграда от нагонных наводнений. Л.: Облсполком Ленсовета, 1933. С. 282
Грушевский М.С., Лазаренко Н.Н. Изучение Ленинградских наводнений и их предсказание // Труды Государственного океанографического института, 1957. Вып. 41. С. 142–158
Нежиховский Р.А. Вопросы гидрологии реки Невы и Невской губы. Л.: Гидрометеоиздат, 1988. 224 с.
Померанец К.С. Дополнение и уточнение сведений о наводнениях в Санкт-Петербурге // Сборник работ по гидрологии. № 27. СПб.: Гидрометеоиздат, 2004. С. 97–110; Померанец К.С. Наводнения в Санкт-Петербурге // Труды Государственного океанографического института, 1957. Вып. 41. С. 142–158
Походный журнал 1705 года. СПб., 1854. С. 25–26
Материалы для истории русского флота (в 17 частях). Балтийский флот 1702–1725. СПб.: Типография Морского министерства. Ч. III. 1866. С. 556
Рыкачев М.А. О наводнениях в С.-Петербурге и о возможности их предсказывать на основании метеорологических наблюдений // Записки по гидрографии, 1898. Вып. XIX. С. 99–124
Беспятых Ю.Н. Новая столица. Петербургские наводнения при Петре I // Санкт-Петербургский международный летний культурно-исторический университет 2006. Реформы в России. XVI – нач. Петров П.Н. История Санкт-Петербурга с основания города до введения в действие выборного городского управления по учреждениям о губерниях 1703–1782 гг. СПб.: Изд. Глазунова, 1885. С. 282
Святский Д.О. Наводнения в устье реки Невы с 1300 по 1932 года // Сборник работ НИИХ: Защита Ленинграда от нагонных наводнений. Л.: Облсполком Ленсовета, 1933. С. 282
Грушевский М.С., Лазаренко Н.Н. Изучение Ленинградских наводнений и их предсказание // Труды Государственного океанографического института, 1957. Вып. 41. С. 142–158
Нежиховский Р.А. Вопросы гидрологии реки Невы и Невской губы. Л.: Гидрометеоиздат, 1988. 224 с.
Померанец К.С. Дополнение и уточнение сведений о наводнениях в Санкт-Петербурге // Сборник работ по гидрологии. № 27. СПб.: Гидрометеоиздат, 2004. С. 97–110; Померанец К.С. Наводнения в Санкт-Петербурге // Труды Государственного океанографического института, 1957. Вып. 41. С. 142–158
Походный журнал 1706 года. СПб., 1854. С. 8
Письма и бумаги императора Петра Великого. СПб.: Государственная типография, 1887. Т. IV (1706). № 1349–1350
Рыкачев М.А. О высоте наводнения 9(20) сентября 1706 г. по измерению Петра Великого // Известия Императорской Академии наук, 1898. Сер. V. Т. IX. № 4. С. XLIX
Рыкачев М.А. О наводнениях в С.-Петербурге и о возможности их предсказывать на основании метеорологических наблюдений // Записки по гидрографии, 1898. Вып. XIX. С. 103
Святский Д.О. Наводнения в устье реки Невы с 1300 по 1932 года // Сборник работ НИИХ: Защита Ленинграда от нагонных наводнений. Л.: Облсполком Ленсовета, 1933. С. 282
Грушевский М.С., Лазаренко Н.Н. Изучение Ленинградских наводнений и их предсказание // Труды Государственного океанографического института, 1957. Вып. 41. С. 142–158
Нежиховский Р.А. Вопросы гидрологии реки Невы и Невской губы. Л.: Гидрометеоиздат, 1988. 224 с.
Померанец К.С. Дополнение и уточнение сведений о наводнениях в Санкт-Петербурге // Сборник работ по гидрологии. № 27. СПб.: Гидрометеоиздат, 2004. С. 97–110; Померанец К.С. Наводнения в Санкт-Петербурге // Труды Государственного океанографического института, 1957. Вып. 41. С. 142–158

Рис. 4. Фрагмент базы данных (пример оформления ссылок на источники)

Fig. 4. The fragment of the Database (example of formatting links to bibliography)

1775	Д.О. Светский	15 июня	26 июня			5ф 2д
1775	Д.О. Светский	16 августа	27 августа			5ф 4д
1775	М.С. Грузинский, Н.Н. Лазаренко	15 июня	26 июня			
1775	Р.А. Нечковский	15 июня	26 июня			
1775	К.С. Померанец	15 июня	26 июня			
1776	В.Л. Крафт	24 октября	4 ноября	WSW		14ф 7д
1776	А.И. Мордухай-Болтовской	24 октября	4 ноября			14ф 7д
1777	Ф.В. Бауер	10 сентября	21 сентября			10ф 3д
1777	В.Л. Крафт	16 августа	27 августа	SW		5ф 0д
1777	В.Л. Крафт	9-10 сентября	20-21 сентября	SW		10ф 7д
1777	В.Л. Крафт	25 сентября	6 октября	NW		4ф 10д
1777	В.Л. Крафт	17 октября	28 октября	SW		6ф 0д
1777	И.Г. Георги	10 сентября	21 сентября	SW		10ф 7д
1777	И.Г. Георги	7 октября	18 октября	Таблица Содержит не согласующиеся с другими данными		6ф 0д
1777	В.Н. Берх	10 сентября	21 сентября			10ф 7д
1777	С.И. Аллер	10 сентября	21 сентября			9ф 10д
1777	С.И. Аллер	7 октября	18 октября			6ф
1777	Статистические таблицы	10 сентября	21 сентября	SW		10ф 7д
1777	Статистические таблицы	7 октября	18 октября	SW		6ф 0д
1777	И.И. Пушкарев	10 сентября	21 сентября			10ф
1777	И.И. Пушкарев	7 октября	18 октября			6ф
1777	М.А. Рыкачев	16 августа	27 августа	SW		5ф 1д
1777	М.А. Рыкачев	9-10 сентября	20-21 сентября	SW		10ф 7д
1777	М.А. Рыкачев	17 октября	28 октября	SW		6ф
1777	А.И. Мордухай-Болтовской	16 августа	27 августа			5ф 0д

Рис. 5. Фрагмент базы данных (примечание к одной из ячеек, описывающих катастрофическое наводнение 1777 г.)

Fig. 5. The fragment of the Database (footnote to one of the cells describing the catastrophic flood of 1777)

III. Отказ от «исправлений» рядов и сведений post factum.

IV. Каталогизация описок и расхождений версий за все время наблюдений.

V. Публикация всех без исключения сохранившихся версий и материалов.

VI. Разработка и внедрение в практику унифицированной программы оценки однородности, долговременной точности и репрезентативности вековых рядов.

VII. Поиск новых сведений об уровнемерных наблюдениях.

Однако необходимо учитывать, что имеющиеся материалы и сведения:

1) фрагментарны, неполны и противоречивы;

2) содержат обилие эмоциональных характеристик;

3) получены из наблюдений на различных пунктах, удаленных друг от друга иногда на несколько километров;

4) представлены измерениями в различных неоднородных системах отсчета (от локальных ординаров), изменяющихся во времени и пространстве;

5) отнесены на разных этапах к разным системам счета высот (от единого ординарного уровня, в различных геодезических системах координат и др.);

6) искажены различного рода «поправками» и «коррекциями», в частности, за счет «исправления» первичных материалов;

7) деформированы при экстраполяции более поздних или даже современной Балтийской системы высот на десятки и сотни лет назад.

Поиск сведений о наводнениях Невы, их анализ и верификация непременно должны быть продолжены с современных научных позиций. На данный же момент предложенную электронную базу данных, включающую в себя сведения о наводнениях Невы XVIII в., можно рассматривать как принципиально новый этап на пути формирования фундаментального репрезентативного каталога наводнений Невы.

Ознакомиться с Базой данных наводнений Невы XVIII в. можно по ссылке:

<https://spb.ocean.ru/wp-content/uploads/2020/09/Baza-dannykh-navodneniy-Nevy-XVIII-v.xlsx>

Финансирование

Работа выполнена в рамках госзадания № FMWE-2021-0014.

Литература

1. Богданов В.И. Кронштадтский футшток и его Шепелевский дублер. Стратегия фундаментального обсерваторского изучения вековых и тысячелетних изменений природной среды в Санкт-Петербургском (Балтийско-Ладожском) регионе. СПб.: Нестор-История, 2015. 248 с.
2. Состояние уровнемерных наблюдений и проблема Кронштадтского футштока. Сб. статей / ред. Ю.Д. Буланже, В.И. Богданов, И.С. Грамберг, Н.Н. Лазаренко. М.: Межведомственный геофизический комитет при Президиуме АН СССР, 1986. 136 с.
3. Богданов В.И., Быкова Е.А., Голубев В.М., Колотилин Р.А., Малова Т.И., Матвеев А.Ю., Медведев М.Ю., Осанкин А.Н. Результаты обследования меток высот наводнений Невы и предложения по оптимизации геодезических работ I класса в Санкт-Петербургском регионе // Геодезия и картография. 2007. Ч. I, № 10. С. 18–25; Ч. II, № 11. С. 7–14.

4. *Богданов В.И.* Формирование тысячелетних обсерваторских рядов как фундаментальная научная и техническая проблема // *Физическая метрология: теоретические и прикладные аспекты.* СПб.: KN, 1996. С. 45–58.
5. *Каратыгин П.П.* Летопись Петербургских наводнений 1703–1879 гг. СПб., 1889. 87 с.
6. *Рыкачев М.А.* О наводнениях в С. Петербурге и о возможности их предсказывать на основании метеорологических наблюдений // *Записки по гидрографии.* 1898. Вып. XIX. С. 99–124.
7. *Грушевский М.С., Лазаренко Н.Н.* Изучение Ленинградских наводнений и их предсказание // *Труды ГОИН.* Вып. 41. Л.: Гидрометеиздат, 1957. С. 142–158.
8. *Мордухай-Болтовской А.И.* Уровни некоторых Ленинградских наводнений XVIII и начала XIX века // *Известия Государственного Гидрологического института.* 1932. № 48. С. 14–35.
9. *Мордухай-Болтовской А.И.* Исследование гидрометрических материалов реки Невы. Часть I / Под ред. Е.И. Иогансона // *Материалы по гидрологии, гидрографии и водным силам СССР.* Вып. XV. Серия I. Сведения об уровнях воды и гидрометрическая сеть. Л.–М.: Госэнергоиздат, 1932. 264 с., план.
10. *Нежиховский Р.А.* Вопросы гидрологии реки Невы и Невской губы. Л.: Гидрометеиздат, 1988. 224 с.
11. *Померанец К.С.* Наводнения в Петербурге 1703–1997. СПб.: «Компания Балтрус», «Балтрус-бук», 1998. [1], 171 с.
12. *Померанец К.С.* Наводнения // *Три века Санкт-Петербурга. Т. I. «Осьмнадцатое столетие».* Кн. 2. СПб.: СПбГУ, 2001. С. 7–9.
13. *Померанец К.С.* Дополнение и уточнение сведений о наводнениях в Санкт-Петербурге // *Сборник работ по гидрологии.* Вып. 27. СПб.: Гидрометеиздат, 2004. С. 97–110.
14. *Померанец К.С.* Три века петербургских наводнений. СПб.: Искусство — СПб, 2005. 216 с.
15. *Померанец К.С.* Несчастья невых берегов. Из истории невых наводнений. М.: Центрполиграф, 2009. 432 с.
16. *Лейтман И.Г., Эйлер Л.* Ради великого шторма с моря, который (12 дня октября) в 10 часу пред полуднем восстал и острова сего города от прибывшей воды почитай все потопило, и протчая // *Исторических, генеалогических и географических Примечаний в Ведомостях части.* 1729. № 86, 88–91. С. 345–348, 353–368.
17. *Leutmann J.G., Euler L.* Ein Heftiger Sturm aus der See, welcher sich (den 12 October) um 10 Uhr Morgens anhub, und die Inseln dieser Stadt mehrentheils unter Wasser aetzte // *Historische, genealogische und geographische Anmerckungen über die Zeitungen.* 1729. St. 86, 88–91. С. 437–440, 445–460.
18. *Krafft W.L.* Notices et remarques sur les débordemens de la Néva à St. Petersbourg, accompagnées d’une carte représentant la crue et la diminution des eaux du canal de Kronstadt, pour chaque jour de l’année 1777 // *Acta Academiae Scientiarum Imperialis Petropolitanae, pro Anno 1777.* St. Petersbourg, 1780. P. 39–62.
19. *Берг В.А.* Наводнение в устье р. Невы 23 сентября 1924 г. // *Исследования реки Невы и ее бассейна.* Л.: Труды Государственного гидрологического института, 1929. Вып. 5. С. 23–50. С 2 приложениями: 1. Планом Ленинграда с горизонтами поверхности волны наводнения, линиями наибольших глубин, границей затопления и прочим данными. 2. Планом расположения временных меток наводнений 1924 года и марок наводнений 1777 и 1824 гг.
20. *Святский Д.О.* Наводнение в Ленинграде 23 сентября 1924 г. // *Мироведение.* 1924. № 2 (47). С. 218–223.
21. *Каминский А.А.* По следам Ленинградского наводнения 23 сентября 1924 года // *Известия Центрального Гидрометеорологического Бюро.* Л., 1925. Вып. IV. С. 77–96.
22. *Богданов В.И., Малова Т.И., Трубицына А.А.* Монах Валаамского монастыря отец Иувиан. Полностью оправдавшийся заблаговременный прогноз Ладожского и Ленинградского катастрофических наводнений 1924 г. // *Валаамский монастырь. Духовные традиции. История. Культура / Материалы Второй Международной научной конференции.* СПб.: Спасо-Преображенский Валаамский монастырь, «Сатис Держава», 2004. С. 410–416.
23. *Богданов В.И., Малова Т.И.* О двух оправдавшихся прогнозах катастрофических наводнений Ладожского озера и дельты Невы в 1924 г. // *Доклады Академии наук.* 2013. Т. 448, № 3. С. 346–349.

References

1. *Bogdanov V.I.* Kronstadt tide-gauge and its Shepelevsky double. Strategy of fundamental observatory study of secular and millennial changes in the natural environment in the St. Petersburg (Baltic-Ladoga) region. *SPb., Nestor-Istoriya*, 2015, 248 p. (in Russian).
2. *The state of level observation and the problem of the Kronstadt tide-gauge* / Ed. Yu.D. Bulanze, V.I. Bogdanov, I.S. Gramberg, N.N. Lazarenko. *M.*, 1986, 136 p. (in Russian).
3. *Bogdanov V.I., Bykova E.A., Golubev V.M., Kolotilin R.A., Malova T.I., Matveev A. Yu., Osankin A.N.* The results of the survey of the marks of the heights of the floods of the Neva and proposals for the optimization of geodetic works of the 1st class in the St. Petersburg region. *Geodeziya i Kartografiya.* 2007, Part I, 10, 18–25; Part II, 11, 7–14 (in Russian).
4. *Bogdanov V.I.* Formation of millennial observatory ranks as a fundamental scientific and technical problem. *Fizicheskaya Metrologiya: Teoreticheskiye i Prikladniye Aspekty.* *SPb., KN*, 1996, 45–58 (in Russian).

5. Karatygin P.P. Chronicle of the Petersburg floods, 1703–1879. SPb., 1889. 87 p. (in Russian).
6. Rykachev M.A. Floods in St. Petersburg and the possibility of predicting them based on meteorological observations. *Zapiski po Gidrografii*. Ed. XIX, 1898, 99–124 (in Russian).
7. Grushevskiy M.S., Lazarenko N.N. Study of the Leningrad floods and their prediction. *Trudy GOIN*. Ed. 41. L., *Gidrometeoizdat*. 1957, 142–158 (in Russian).
8. Morduhai-Boltovskoy A.I. Levels of some Leningrad floods of the 18th and early 19th centuries. *Izvestiya Gosudarstvennogo Gidrologicheskogo Instituta*. 1932, 48, 14–35 (in Russian).
9. Morduhai-Boltovskoy A.I. Study of hydrometric materials of the Neva River. Part I / Ed. E.I. Ioganson. *Materialy po Gidrologii, Gidrografii i Vodnym Silam SSSR*. Part XV. Ser. I. L.-M., *Gosenergoizdat*, 1932. 264 p., plan. (in Russian).
10. Nezhihovskiy R.A. Hydrological issues of the Neva River and Neva Bay. L., *Gidrometeoizdat*, 1988. 224 p. (in Russian).
11. Pomeranetz K.S. Floods in St. Petersburg 1703–1997. SPb., *Kompaniya Baltrus, Baltrus-buk*. 1998, [1], 171 p. (in Russian).
12. Pomeranetz K.S. Floods. *Three Centuries of St. Petersburg*. V.I. Part 2. SPb., *SPbGU*, 2001, 7–9 (in Russian).
13. Pomeranetz K.S. Addition and clarification of information on floods in St. Petersburg. *Sbornik Rabot po Gidrologii*. SPb., *Gidrometeoizdat*, 2004. Part 27. P. 97–110 (in Russian).
14. Pomeranetz K.S. Three centuries of St. Petersburg floods. SPb., *Iskusstvo — SPb*, 2005. 216 p. (in Russian).
15. Pomeranetz K.S. Misfortunes of the Neva banks. From the history of the Neva floods. M., *Tsentropoligraf*, 2009. 432 p. (in Russian).
16. Leitman I.G., Euler L. For the great storm from the sea, which (October 12) at 10 o'clock before noon happened and the islands of this city from the arrived water almost drowned everything. *Istoricheskikh, genealogicheskikh i geograficheskikh Primechaniev v Vedomostyah chasti*. № 86, 88–91, 1729, 345–348, 353–368 (in Russian).
17. Leutmann J.G., Euler L. Ein Heftiger Sturm aus der See, welcher sich (den 12 October) um 10 Uhr Morgens anhub, und die Inseln dieser Stadt mehrentheils unter Wasser aetzte. *Historische, genealogische und geographische Anmerkungen über die Zeitungen*. St. 86, 88–91, 1729, 437–440, 445–460.
18. Krafft W.L. Notices et remarques sur les débordemens de la Néva à St. Petersbourg, accompagnées d'une carte représentant la crue et la diminution des eaux du canal de Kronstadt, pour chaque jour de l'année 1777. *Acta Academiae Scientiarum Imperialis Petropolitanae, pro Anno 1777*. St. Petersburg, 1780, 39–62.
19. Berg V.A. Flooding at the mouth of the river. Neva on September 23, 1924. *Issledovaniya Reki Nevy i Eje Basseina*. L., *Trudy Gosudarstvennogo Gidrologicheskogo Instituta*. 1929, Part 5, 23–50 (in Russian).
20. Syvatskiy D.O. Flood in Leningrad on September 23, 1924. *Mirovedeniya*. 1924, 2 (47), 218–223 (in Russian).
21. Kaminskiy A.A. In the wake of the Leningrad flood on September 23, 1924. *Izvestiya Tsentralnogo Gidrometeorologicheskogo Byuro*. L., 1925, IV, 77–96 (in Russian).
22. Bogdanov V.I., Malova T.I., Trubitsyna A.A. Monk Iuvian, monk of the Valaam monastery. Fully justified early forecast of the Ladoga and Leningrad catastrophic floods of 1924. *Valaamskiy monastyr. Duhovnuye traditsii. Istoriya. Kultura*. SPb., *Satis-Derzhava*, 2004, 410–416 (in Russian).
23. Bogdanov V.I., Malova T.I. Two verified forecasts of catastrophic floods in Ladoga Lake and the Neva delta in 1924. *Doklady Earth Sciences*. 2013, 449, 1, 366–369. doi: 10.1134/S1028334X13030185

Редакция отправляет читателей к первоисточнику
для дальнейшей дискуссии

О КНИГЕ С.В. ГРИБИНА «ФОРМАЛЬНАЯ ФИЗИКА: УРАВНЕНИЯ ДВИЖЕНИЯ»

В прошедшем 2021 году исполнилось бы 70 лет Сергею Васильевичу Грибину, долгие годы проработавшего в Институте озерадения РАН на должности заведующего лабораторией математического моделирования. Сергей Васильевич, будучи выпускником кафедры гидродинамики математико-механического факультета Ленинградского (ныне Санкт-Петербургского) государственного университета, имел широкие научные интересы, которые не ограничивались проблематикой, связанной лишь с изучением озёр. Ещё до перехода на работу в Институт озерадения он написал — лично и в соавторстве — более 100 научных работ по теории взрывов, распространении ударных и сейсмозврывных волн, и т.д.

В последние годы своей жизни С.В. Гребин много работал над вопросами, связанными с фундаментальными законами физики, и построил теорию, позволяющую описывать явления как макромира, так и микромира, и способную стать логическим фундаментом современной теоретической физики. Результатом этих многолетних исследований явилось написание им монографии «Формальная физика: уравнения движения».

Хотя смерть прервала планы автора продолжить развитие этой теории, и вторая часть монографии осталась незавершённой, тем не менее, применённый им аксиоматический подход и разработанный математический аппарат даёт, на наш взгляд, мощный инструмент тем, кто специализируется на исследованиях в этой области, и кто намерен развивать представления о физических законах нашего мира.

В своей монографии, вышедшей в 2013 году, автор, стремясь понять глубинные корни и суть известных на сегодня физических законов, объективно оценить корректность соответствующих уравнений математической физики и степень их полноты, изложил разработанную им теорию, позволяющую по-новому взглянуть на уравнения, описывающие явления микро- и макромира. С этой целью была предпринята попытка предельно формализовать процесс получения этих уравнений и провести их вывод на базе простой, ясной и краткой аксиоматики математического и геометрического характера. При этом автор ставил цель, чтобы используемая им аксиоматика не включала в себя какие-либо эмпирические законы, а наоборот — эти законы выводились на основании математического анализа, совершаемого на базе используемой им аксиоматики и разработанного математического аппарата.

В основу работы С.В. Гребина была положена аксиоматика теории сплошной среды. В механике сплошных сред рассматриваются движения таких материальных тел, внутренним строением которых можно пренебречь ввиду того, что линейные размеры составляющих их частиц, значительно меньше соответствующих размеров исследуемых объектов. В этом случае за частицу — промаркированную точку пространства — можно принимать любой сколь угодно малый объём. Такой подход позволяет использовать аксиому сплошности, т.е. считать, что материальное тело представляет собой сплошную среду, заполняющую объём без свободных промежутков; свойства тела во всех его точках одинаковы и не зависят от размеров тела. Соответственно такие характеристики тел, как плотности, скорости, объёмы, и т.д., считаются непрерывными. Данное упрощение даёт возможность применения в механике сплошных сред аппарата высшей математики, хорошо разработанного для непрерывных функций. Движение таких частиц определяется скалярным полем плотности и векторным полем скоростей. Иные физические поля и константы, в том числе электрические, гравитационные и т.д., должны, по мысли автора, возникать «сами собой» в ходе развёртывания теории, как формально необходимые или достаточные следствия проводимых математических преобразований (наподобие произвольных величин, возникающих при интегрировании дифференциальных уравнений).

Помимо аксиом сплошности и непрерывности принимается, что все процессы происходят в трехмерном точечном пространстве, в котором определены расстояния между точками, и развиваются во времени, причём течение времени зависит от выбора системы отсчёта. Например, в классической механике сплошных сред время течёт одинаково для всех наблюдателей, а в релятивистской — пространство и время связываются в единое пространство–время. Кроме того, возможны процессы связи пространства и времени, отличные от релятивистской точки зрения, например, такие, как в квазирелятивистских приближениях к теории упругости.

Разработанный автором математический аппарат позволил провести анализ отношений между параметрами исследуемого объекта на новом уровне. В частности, была введена алгебра векторных произведений (бикватернионов), позволившая подчинить компоненты искомой вектор-функции замкнутой системе линейных уравнений в частных производных. Принципиальным моментом в этой разработке явилось

введение четырехмерной комплексной вектор-функции и представление с ее помощью действительных параметров сплошной среды в форме, соответствующей выбранному представлению о свойствах пространства—времени, т.е. в форме тензора Римана. В определённых случаях получаемые представления содержат дополнительный дискретный параметр, принимающий значения $+1$ или -1 , который можно интерпретировать как спиральность. Анализ полученных уравнений позволяет назвать их уравнениями квантовой теории, а введённую четырёхмерную вектор-функцию — волновой функцией. Для физической интерпретации этих полей используется анализ калибровочных и дисперсионных соотношений, которые следуют из уже полученных уравнений. Идентифицирован, в частности, 4-векторный электромагнитный потенциал и несколько массовых параметров, например, величина, играющая роль постоянной Планка, и другие.

Приведём некоторые результаты исследования полученных систем уравнений, разбив их на две группы, и показав их связь с признанными классическими положениями теории движения сплошной среды и квантовой теории, как в классическом, так и в релятивистском случае.

Квантовая механика

1. Квантовые волновые уравнения, полученные в теории С.В. Грибина применительно к евклидовой геометрии пространства—времени, в частном случае применения пространства Галилея допускают упрощения до одного уравнения — известного уравнения Шредингера.
2. Релятивистские волновые уравнения в частных случаях допускают снижение своей размерности вдвое и получение точных уравнений для двухкомпонентных величин. Одним из вариантов таких редуцированных уравнений для смеси частиц двух сортов являются известные уравнения Дирака, а соответствующие двухкомпонентные величины — спинорами различных типов. Заметим, что спиноры в настоящей теории появляются естественно, т.е. они появляются не путём введения в разрабатываемую теорию известных физических величин, а как вспомогательные вектора. По существу, спинор — это всего лишь частный случай 4-вектора, компоненты которого связаны двумя простейшими зависимостями.
3. Электромагнитные поля в релятивистском варианте теории описываются уравнениями, совпадающими с уравнениями Максвелла, которые, однако, допускают принципиальную возможность определённой модификации.
4. Анализ результатов решения стандартной квантовой задачи о расчёте параметров волновой функции и её энергетических уровней в поле кулоновского потенциала, проведённый в рамках полной системы для четырёхкомпонентной волновой функции, показывает их отличие вблизи центра симметрии от соответствующих результатов, полученных на базе уравнения Шредингера или уравнений Дирака, имеющих резко нерегулярный характер. Этот факт, по-видимому, должен быть интерпретирован как наличие в решении ядра, которое не улавливалось предыдущими теориями. Как известно, решение данной задачи и его уточнение на базе этих теорий явилось краеугольным камнем для теории электромагнитного излучения атомов и строения их оболочек. Поэтому возникающая возможность совместного описания ядра и оболочки атома позволяет надеяться на теоретическое описание новых важных физических явлений, например, бета-распада или других типов радиоактивных излучений.
5. Уравнения Дирака на сегодняшний день признаны стандартной моделью для различных частиц с полущелым спином (в частности, электронов), однако они не описывают такие важные процессы, как, например, процесс спаривания электронов с образованием куперовских пар и обратный процесс, поскольку результирующей здесь является частица с величиной спина 1. По современным представлениям этот процесс является определяющим для возникновения или потери сверхпроводимости вещества. Анализ релятивистских квантовых уравнений, полученных в работе С.В. Грибина, показывает, что они описывают частицы с произвольным спином. Поэтому можно надеяться, что разработанный математический аппарат является адекватным для изучения данной проблемы.

Классическая теория движения сплошной среды и специальная теория относительности

1. Анализ тензоров энергии-импульса сплошной среды показывает, что имеет место существенное отличие их состава от состава таковых, как в классической, так и в релятивистской гидродинамике (см. основополагающие работы А. Эйнштейна и Л. Ландау). Математически этот факт объясняется наличием в формулах настоящей теории нового физического вектора, который связан с неоднородностью деформаций частиц среды, возникающей в ходе протекания физических процессов. Наличие этого вектора в окончательном результате навевает мысли об отвергнутом в начале прошлого века

понятии эфира, но является чисто математическим результатом теории, который в рамках принятой аксиоматики не может быть оспорен. Его величина, как показывает изучение релятивистского варианта теории, пропорциональна величине постоянной Планка и, следовательно, является чисто квантовым эффектом. В релятивистском варианте теории данный вектор присутствует уже в базовых формулах для импульса частицы, вызывая его искажение, подобное влиянию токов Холла на основной поток в магнитной гидродинамике. В отсутствие этого вектора формулы для компонент тензора энергии—импульса, полученные теоретически, совпадают с формулами, известными из литературы.

2. Проведенный анализ компонент тензора напряжений показывает, что развиваемая теория может иметь непосредственное приложение к проблеме возникновения и развития турбулентности в жидкости, другими словами, не исключено, что турбулентность есть проявление квантовых эффектов на макроскопическом уровне. Под квантовыми эффектами здесь понимаются эффекты, пропорциональные величине постоянной Планка.
3. Еще одним важным аспектом для приложения разработанной теории является гидродинамика сверхтекучей жидкости, поскольку общепризнанным является факт физической близости этого явления к явлению сверхпроводимости.

Принципиально новым результатом является отсутствие среди определяющих размерных параметров величины массы, которая присутствует в известных квантовых теориях. Известно, что лауреат Нобелевской премии по физике профессор С. Вайнберг в своей Дираковской лекции в Кембридже утверждал, что именно наличие массы приводит к необходимости присутствия в выводах квантовых теорий расходящихся элементов. Кстати, в этой же лекции говорится о том, что на сегодня следует отказаться от теории уравнений Дирака, так как она включает в себя лишь частицы с полужелым спином. Однако в работе С.В. Грибина математически показано, что эта теория является лишь частным случаем более общей модели, допускающей возможность описания частиц с произвольным спином.

Далее в уравнениях, полученных С.В. Грибиным, делается переход к некоторым вещественным переменным, и полученную систему автор называет вещественными уравнениями теории относительности. В них присутствует как уравнение непрерывности для плотности среды, так и уравнение изменения импульса. Важным моментом является то, что при выводе последней системы понятие плотности среды разбивается на сумму двух независимых членов, а в уравнении для импульса присутствуют два независимых вектора \mathbf{K} и \mathbf{N} . Показано, что при векторе $\mathbf{N} = 0$ уравнение для импульса практически совпадает с уравнением А. Эйнштейна из Специальной Теории Относительности и \mathbf{K} является импульсом среды. При $\mathbf{K} = 0$ получается уравнение для вектора \mathbf{N} , которого нет в теории Эйнштейна. Однако он существует, что следует из решения известных задач для квантовых уравнений. Пока ещё рано с уверенностью говорить о природе физических явлений, характеризуемых этим вектором, — необходимо проведение экспериментальной программы для точной физической интерпретации этого феномена. Вместе с тем, ввиду того что природа этого вектора, очевидно, связана с «кручением», вполне возможно, что в результате дальнейшего математического анализа уравнений теории С.В. Грибина и проведения экспериментальных исследований удастся обнаружить связь с интуитивно введенными столетие назад торсионными полями.

Уже после издания своей монографии С.В. Грибин подготовил статью, опубликованную в сборнике «Наука и образование в XXI веке», в которой автор, основываясь на положениях своей теории, привел вывод традиционного уравнения Шредингера. Как известно, это уравнение, имеющее фундаментальное значение в квантовой физике, было не выведено, а постулировано Шредингером, по аналогии с классической оптикой, на основе обобщения экспериментальных данных. **Следовательно, существование теории, позволяющей вывести уравнение Шредингера, служит важнейшим доказательством верности такой теории и свидетельством перспективности её дальнейшего развития.**

Таким образом, работа С.В. Грибина может рассматриваться как теоретическая основа «новой» аксиоматической физики, объединяющей выводы квантовой теории и стандартной теории относительности, и над ней предстоит ещё большая работа. Несомненным достоинством построенной автором модели является тот факт, что все соотношения, полученные в ней, являются неоспоримыми, поскольку выведены чисто математическими преобразованиями из аксиоматических допущений, и в отдельных случаях (уравнения Максвелла, уравнения Дирака) совпадают с результатами, ранее известными из литературы, и расширяют их. Другими словами, автор, фактически впервые, не пользовался какими-либо гипотезами или интуитивными положениями типа принципа «минимального действия», а все результаты, полученные в его теории, по сути, есть следствие чисто математических операций над исходным, крайне ограниченным, набором соотношений физических переменных. Из этого можно предположить, что основные уравнения

современной физики аксиоматичны, т.е. могут быть получены формально из элементарных аксиом, связанных с аксиоматикой механики сплошных сред, вследствие чего автор назвал свою монографию «Формальная физика: уравнения движения».

Автор работал над второй частью своей монографии, где предполагал рассмотреть иные формы векторных произведений комплексных 4-мерных векторов в случае новых преобразований пространства–времени. Предметом рассмотрения должны были стать вопросы по изменению характеристик метрического тензора Римана. Также предполагалось рассмотреть известные преобразования Галилея, которые приводят к классическим уравнениям движения сплошной среды в случае использования вещественных уравнений. Комплексные уравнения движения, как показывается в результате короткого анализа, позволяют вывести соотношение между градиентом скалярной части волновой функции и её векторной частью, что достаточно для получения различной формы уравнения Шредингера в различных полях. Автор видел и многие другие возможности развития своей теории.

К сожалению, Сергей Васильевич Грибин не успел реализовать эти планы и продолжить работу над своей теорией. Болезнь прервала его работу, но построенная им модель, на наш взгляд, имеет большие перспективы и ждёт тех, кто, работая на стыке физики и математики, мог бы развить идеи и подходы автора. Понятно, что в рамках небольшой статьи невозможно осветить все аспекты работы автора и ответить на все вопросы, которые могут возникнуть у читателя. Чтобы оценить весь масштаб работы автора, необходимо внимательно прочитать саму монографию. Тем, кто заинтересуется работой Грибина и захочет продолжить начатые им исследования, мы могли бы передать уже изданную монографию и ознакомить их с теми работами автора, которые были сделаны уже после публикации его монографии.

В.А. Румянцев, В.И. Замышляев

Редакционный комментарий

Editorial comment

В статье:

Алексеев Г.В., Смирнов А.В., Пнюшков А.В., Вязилова А.Е., Кулаков М.Ю., Глок Н.И. Изменения содержания пресной воды в верхнем слое Арктического бассейна с 1950-х по 2010-е годы // *Фундаментальная и прикладная гидрофизика*. 2021. Т. 14, № 4. С. 25–38.

doi: 10.7868/S2073667321040031

In the article:

Alekseev G.V., Smirnov A.V., Pnyushkov A.V., Vyazilova A.E., Kulakov M.Y., Glok N.I. Changes of Fresh Water Content in the Upper Layer of the Arctic Basin in the 1950s–2010s. *Fundamentalnaya i Prikladnaya Gidrofizika*. 2021, 14, 4, 25–38.

doi: 10.7868/S2073667321040031

Ранее опубликованный текст на с. 34:

Text published earlier on p. 34:

During the observed warming since 1980, it increased on average by $0.17 \pm 0.14 \text{ km}^3/\text{year}$, and in the 2000–2010s by $0.24 \pm 0.14 \text{ km}^3/\text{year}$.

Следует читать как:

Should be read as:

During the observed warming since 1980, it increased on average by $170 \pm 140 \text{ km}^3/\text{year}$, and in the 2000–2010s by $240 \pm 140 \text{ km}^3/\text{year}$.

