

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

имени М.В. ЛОМОНОСОВА

На правах рукописи

Маркина Маргарита Юрьевна

**Ветровое волнение в контексте взаимодействия
океана и атмосферы на различных масштабах**

25.00.29 – физика атмосферы и гидросферы

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание учёной степени

кандидата физико-математических наук

Научный руководитель

член-корр. РАН, д. ф.-м. н., проф.

Гулёв Сергей Константинович

Москва – 2019

Оглавление

Введение	4
Глава 1. Современное состояние исследования ветрового волнения и его взаимодействия с компонентами климатической системы	12
1.1. Краткое теоретическое описание ветрового волнения и его представление в численных спектральных моделях	12
1.2. Формирование климатической динамики ветрового волнения . . .	18
1.3. Ветровое волнение как компонент климатической системы	21
Глава 2. Влияние характеристик атмосферного форсинга на воспроизведение динамики ветрового волнения в спектральной модели	26
2.1. Введение	26
2.2. Конфигурация численных модельных экспериментов	28
2.3. Влияние высокого разрешения атмосферного форсинга на воспроизведение ветровых волн	47
2.4. Выводы	61
Глава 3. Роль атмосферных процессов различных масштабов в формировании климатической динамики ветрового волнения	62
3.1. Введение	62
3.2. Конфигурация численных модельных экспериментов	63
3.3. Отклик волнового климата на атмосферные процессы различных масштабов	69
3.4. Связь волнового климата и межгодовой изменчивости атмосферы на разных масштабах	81
3.5. Выводы	89

Глава 4. Ветровое волнение и турбулентное перемешивание в	
верхнем слое океана при различных климатических состояниях	91
4.1. Введение	91
4.2. Конфигурация численных модельных экспериментов	93
4.3. Состояние океана и атмосферы в контрольном эксперименте . . .	105
4.4. Вклад ветровых волн в изменение термодинамических и динамических свойств океана	107
4.5. Особенности полученных режимов циркуляции атмосферы и вклад ветрового волнения в изменение океанских характеристик	112
4.6. Интерпретация результатов в контексте Южного океана	120
4.7. Выводы	122
4.8. Обсуждение неопределенностей	123
Заключение	127
Список литературы	130

Введение

Актуальность темы исследования. Исследование ветрового волнения в океане имеет важное значение с практической точки зрения, в первую очередь, для обеспечения безопасности судоходства, добычи морских ресурсов и планирования инженерных сооружений. Кроме того, многообразие механизмов взаимодействия ветровых волн с другими компонентами климатической системы способствует развитию научного интереса к данному явлению на протяжении последних десятилетий. Ветровое волнение оказывает влияние на турбулентность и формирование структуры верхнего слоя океана, является источником атмосферных аэрозолей и может влиять на количественные характеристики тепло- и газообмена между атмосферой и океаном. Данный процесс может выступать в качестве индикатора воздействия динамики приводной атмосферы на океан, в том числе в климатической перспективе.

В настоящее время одним из широко используемых инструментов исследования океана и атмосферы является численное моделирование. Помимо развития параметризаций отдельных физических процессов и оптимизации численных схем в моделях, существует тенденция к увеличению пространственного разрешения. Однако остается открытым вопрос о том, каким образом и до какой степени увеличение разрешения моделей оказывает влияние на воспроизведение средних и экстремальных характеристик ветрового волнения в океанских бассейнах.

Известно, что межгодовая изменчивость ветрового волнения напрямую связана с усредненными характеристиками динамики атмосферы. В то же время волны интегрируют сигналы о процессах различных масштабов в атмосфере и могут переносить энергию и импульс на большие расстояния. Количественная оценка относительного вклада атмосферных процессов различных пространственно-временных масштабов в формирование средних и экстремальных характеристик волнения остаются недостаточно изученными. Данная диагности-

ка необходима в том числе для оценки неопределенностей и интерпретации прогнозов ветрового волнения в будущем климате, поскольку известно, что зональная структура и интенсивность струйных течений и шторм-треков в атмосфере, а также динамика отдельных атмосферных вихрей воспроизводятся в климатических моделях с разной степенью достоверности.

Среди эффектов, оказываемых ветровым волнением на другие компоненты климатической системы, в последние годы все чаще обсуждается роль ветровых волн в турбулентном перемешивании в верхнем слое океана. В частности, показано, что учет ветрового волнения в численных океанских моделях приводит к более корректному воспроизведению характеристик вертикального перемешивания. Особенно важную роль это играет для тех регионов, где в моделях наблюдаются значительные отклонения температуры поверхности океана и глубины перемешанного слоя от данных натурных наблюдений. Кроме того, существуют неопределенности в оценках глобального энергетического бюджета и эффективности перемешивания в океане, что особенно актуально для климатических режимов, отличных от современных.

Таким образом, существуют открытые вопросы, связанные как с механизмами, определяющими климатическую динамику ветрового волнения, так и с количественными характеристиками и некоторыми фундаментальными аспектами взаимодействия ветровых волн с атмосферой и океаном на различных масштабах, что обеспечивает актуальность дальнейших исследований в данной области.

Целью работы является исследование отклика ветрового волнения на процессы различных пространственно-временных масштабов в атмосфере, а также роли ветровых волн в вертикальном турбулентном перемешивании в верхнем слое океана в климатической перспективе.

Для достижения данной цели в работе решались **следующие задачи**:

1. Построить конфигурации атмосферной и волновой моделей и провести

долгопериодный высокоразрешающий (14 км) численный эксперимент по восстановлению характеристик ветрового волнения в северной части Атлантического океана.

2. Получить региональную количественную оценку влияния пространственного разрешения атмосферного форсинга на воспроизведение климатических характеристик ветрового волнения на основе проведенного эксперимента.
3. Оценить вклад атмосферных процессов различных пространственно-временных масштабов в формирование средних и экстремальных характеристик ветрового волнения, а также их межгодовой изменчивости.
4. Оценить, каким образом учет ветрового волнения в модели океанской циркуляции влияет на динамические и термодинамические характеристики верхнего слоя океана.
5. Оценить отклик вертикальной турбулентной диффузии, индуцированной ветровыми волнами, на изменение режимов крупномасштабной циркуляции атмосферы.

Научная новизна. В работе впервые создана климатология ветрового волнения для Северной Атлантики для периода 1979-2016 гг. с высоким пространственным разрешением (14 км) на основе негидростатической атмосферной и спектральной волновой моделей и выполнена количественная оценка влияния пространственного разрешения на воспроизведение характеристик ветрового волнения. Предложена методика выделения влияния атмосферных процессов различных масштабов на формирование ветрового волнения. Получена количественная оценка вклада синоптических и мезомасштабных процессов, а также низкочастотной атмосферной изменчивости в формирование климатической динамики ветрового волнения. На основе идеализированных численных экспериментов показан отклик ветрового волнения и связанного с ним турбу-

лентного перемешивания в верхнем слое океана на изменение крупномасштабных режимов атмосферной циркуляции.

Теоретическая и практическая значимость работы заключается в возможности использования полученных результатов при интерпретации будущих прогнозов ветрового волнения, что потенциально имеет практическое приложение в виде планирования морской инфраструктуры. Полученные в работе закономерности могут быть использованы при разработке статистических моделей для долгосрочных прогнозов волнения.

Методология и методы исследования. В работе использовалась численная спектральная волновая модель третьего поколения WAVEWATCH III, модель общей циркуляции океана NEMO, негидростатическая региональная атмосферная модель WRF-ARW и атмосферная модель Isca, основанная на системе базовых уравнений. Кроме того, были использованы данные буйковых наблюдений NDBC и спутниковой альтиметрии Globwave. Для анализа полученных результатов применялись стандартные статистические методы. Обработка данных проводилась с использованием языков программирования Fortran, Python, Matlab, NCAR command language.

Положения, выносимые на защиту:

1. Конфигурации численных моделей для долгопериодного высокоразрешающего (14 км) эксперимента во восстановлению характеристик приводного ветра и волнения в северной части Атлантического океана.
2. Использование высокого разрешения (14 км) атмосферного форсинга в спектральной модели волнения приводит к увеличению средних и экстремальных высот волн до 15% в субполярной Атлантике.
3. Синоптическая мода атмосферной изменчивости (2-10 суток) определяет межгодовую изменчивость ветрового волнения в западной части Атлантического океана. Существует обратная статистическая связь между аномалиями высот волн и кинетической энергии вихрей в противоположных

частях бассейна.

4. При включении ветрового волнения в модель океанской циркуляции максимальный отклик океана наблюдается в районах наиболее интенсивных течений.
5. Изменение режимов крупномасштабной циркуляции атмосферы приводит к интенсификации и меридиональным сдвигам максимумов вертикальной турбулентной диффузии, индуцированной ветровым волнением.

Степень достоверности и апробация результатов. Достоверность полученных результатов обеспечивается сочетанием современных методов гидродинамического численного моделирования и анализа данных натурных наблюдений. Используемые методы и рабочие гипотезы не противоречат физическим законам, значимость полученных выводов оценивается с помощью статистических методов. В работе приведен подробный анализ возможных неопределенностей, связанных с полученными результатами. Защищаемые положения не противоречат современным представлениям о динамике океана и атмосферы, а также материалам опубликованных научных работ по данной тематике.

Основные результаты диссертации докладывались на следующих конференциях:

Международная научная конференция по прогнозированию и восстановлению характеристик ветрового волнения «14th International Workshop on Wave Hindcasting and Forecasting», Ки-Уэст, Флорида, США, ноябрь 2015 г. (*устный доклад*).

Международная Летняя Суперкомпьютерная Академия, МГУ им. Ломоносова, Москва, июль 2016 г. (*устный доклад*).

Международная научная конференция «Наука будущего», Казань, сентябрь 2016 г. (*постерный доклад*).

Молодежная научная конференция «Комплексные исследования Мирового океа-

на», Москва, апрель 2017 г. (*устный доклад*).

Семинар группы моделирования океана, Университет Мельбурна, Мельбурн, Австралия, март 2018 г. (*устный доклад*).

Ежегодная Ассамблея Европейского Геофизического Союза EGU, Вена, Австрия, апрель 2018 г. (*устный доклад*).

Международная конференция «Турбулентность, динамика атмосферы и климата», посвященная столетию со дня рождения академика А. М. Обухова, Москва, май 2018 г. (*устный доклад*).

Международный научный семинар по численному моделированию океана с помощью модели NEMO «DRAKKAR 2019». Гренобль, Франция, январь 2019 г. (*устный доклад*).

Международная научная конференция по ветровому волнению «Waves In Shallow Water Environment - WISE»: Институт Морских Исследований, Венеция, Италия, май 2016 г. (*постерный доклад*); Университет Виктории, Виктория, Канада, май 2017 г. (*постерный доклад*); Саппоро, Япония, май 2019 г. (*устный доклад*).

Международная научная школа по волнам, турбулентности и неустойчивостям в геофизике и астрофизике «Waves, Instabilities and Turbulence in Geophysical and Astrophysical Flows – WITGAF 2019», Каржез, Франция, июль 2019 г. (*постерный доклад*).

По теме диссертации опубликовано четыре статьи в журналах, входящих в базы данных Scopus, Web of Science или Russian Science Citation Index (RSCI).

1. **Маркина М.Ю.**, Гавриков А.В.: Изменчивость ветрового волнения в Северной Атлантике за зимы в период с 1979 по 2010 гг. по данным численного моделирования // Океанология. 2016. Т. 56. №3. С. 320-325.
2. **Markina M.**, Gavrikov A., Gulev S., and Barnier B. Developing configuration of WRF model for long-term high-resolution wind wave hindcast over the

North Atlantic with WAVEWATCH III // Ocean Dynamics. 2018. V. 68. P. 1593–1604.

3. **Markina M.Y.**, Studholme J.H., and Gulev S.K. Ocean Wind Wave Climate Responses to Wintertime North Atlantic Atmospheric Transient Eddies and Low-Frequency Flow // Journal of Climate. 2019. V. 32. No. 17. P. 5619–5638.
4. **Markina M.Y.**, Gavrikov A., Gulev S. K., 2019: WAVEWATCH III –WRF high-resolution wind wave hindcast in the North Atlantic: wave model configuration and wave climate in 1979-2000 // Journal of Physics: Conference Series in Earth and Environmental Sciences. “Turbulence, Atmospheric Dynamics and Climate”. V. 231. P. 012035.

Личный вклад автора. В диссертационной работе представлены результаты исследований, вклад автора в которых был ключевым на всех этапах от постановки задачи до реализации работы. Автором были самостоятельно определены и сформулированы ключевые научные вопросы, разработаны и применены аналитические методы, включая написание и реализацию программных алгоритмов. Спектральная волновая модель третьего поколения WAVEWATCH III, разработанная международной группой исследователей и инженеров, была адаптирована автором для использования ветра высокого разрешения совместно с А.В. Бабаниным и Ч. Лиу в рамках стажировки в Университете Мельбурна. Эксперименты с атмосферной моделью WRF были выполнены в сотрудничестве с А.В. Гавриковым. Концепция модельных экспериментов, представленная в Главе 3, а также результаты экспериментов с атмосферной моделью Isca и океанской моделью NEMO, обсуждаемые в Главе 4, были получены в сотрудничестве с Д.Х.П. Стадхолмом (Йельский Университет). Анализ результатов моделирования, представленный в диссертационной работе, полностью выполнен автором. Работа над диссертацией осуществлялась под руководством член-корр. РАН, д. ф.-м. н. Гулева С.К. Автор также обсуждала промежуточные результаты работы с А.В. Бабаниным (Университет Мельбурна), Б. Барнье

и Дж. Ле Соммером (Университет Гренобля) и анонимными рецензентами статей, опубликованных в процессе работы. Весь текст работы полностью написан автором за исключением случаев, где указаны цитируемые источники.

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения и списка литературы. Диссертационная работа изложена на 157 страницах, из них 129 страниц текста, включая 45 рисунков и 4 таблицы. Список литературы содержит 266 наименований и представлен на 28 страницах.

Благодарности. Автор выражает благодарность научному руководителю д. ф.-м. н. Гулеву С. К. за всестороннюю поддержку и многочисленные возможности, предоставленные в процессе написания диссертации. Автор выражает благодарность Бабанину А.В. за научные обсуждения и предложения на разных этапах написания данной работы, а также организацию стажировки в Университете Мельбурна. Автор искренне благодарна Стадхолму Д.Х.П. за научные обсуждения и поддержку во время написания работы, Гаврикову А.В. за внимание на первых этапах работы и обеспечение доступа к вычислительным ресурсам лаборатории, а также Зюляевой Ю.А. и всему коллективу Лаборатории взаимодействия океана и атмосферы Института Океанологии РАН. Автор выразит благодарность Завьялову П.О. за поддержку на этапе представления диссертации на ученом совете Института Океанологии, а также Бадулину С.И. и Кузнецову С.Ю. за конструктивные замечания касательно первых версий текста диссертации. Автор выразит благодарность Архипкину В.С., Добролюбову С.А., Мысленкову С.А., Кондрину А.Т. и всему коллективу кафедры Океанологии географического факультета МГУ. Автор искренне благодарна всем родным и близким, без поддержки которых написание данной работы было бы невозможно.

Глава 1

Современное состояние исследования ветрового волнения и его взаимодействия с компонентами климатической системы

1.1. Краткое теоретическое описание ветрового волнения и его представление в численных спектральных моделях

В классической гидродинамике при описании движения поверхностных гравитационных волн жидкость считается несжимаемой, и движение бездивергентным [Монин, 1988]. Из данных приближений следует условие потенциальности поля скорости, которое при подстановке в уравнение неразрывности дает уравнение Лапласа ($\nabla^2\Phi = 0$, где Φ - потенциал скорости). Кроме того, условие потенциальности позволяет получить из уравнений движения Эйлера закон Бернулли:

$$\frac{\partial\Phi}{\partial t} + \frac{1}{2}(u^2 + v^2 + w^2) + \frac{p}{\rho} + gz = 0. \quad (1.1)$$

На дне океана должно выполняться условие непротекания:

$$\frac{\partial\Phi}{\partial n} = 0. \quad (1.2)$$

Кинематическое условие на свободной поверхности $z = \eta(x, y, t)$ имеет вид:

$$\frac{\partial\Phi}{\partial x} \frac{\partial\eta}{\partial x} + \frac{\partial\Phi}{\partial y} \frac{\partial\eta}{\partial y} - \frac{\partial\Phi}{\partial z} + \frac{\partial\eta}{\partial t} = 0. \quad (1.3)$$

Динамическое условие:

$$g\eta + \frac{\partial\Phi}{\partial t} + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2\Phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\Phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2\Phi}{\partial z^2} \right) = 0, \quad (1.4)$$

где t - время, u, v, w - компоненты скорости в направлениях x, y и z , p - давление, ρ - плотность, g - ускорение свободного падения, n - единичный вектор нормали к поверхности, $z = \eta(x, y, t)$ - возвышение свободной поверхности. Для упрощения поставленной задачи часто используется приближение бесконечно малой амплитуды (для которой скорость частиц воды, возвышение свободной поверхности и их производные есть малые величины) для плоскопараллельных движений [Кондрин, 2004].

Одной из важнейших идей для развития современной теории морского волнения стало предложенное в 1937 г. В.М. Маккавеевым уравнение энергетического баланса волн, в котором рост и затухание регулярных волн объясняется на основе применения закона сохранения энергии [Маккавеев, 1937]. Данные идеи получили дальнейшее развитие в работах советских ученых и заложили основу для расчета и прогнозирования высот волн [Крылов, 1956, Шулейкин, 1960]. В работах [Longuet-Higgins and Deacon, 1957, Pierson et al., 1955] было впервые предложено спектральное представление ветрового волнения, и начиная с 60-х годов прошлого века для численного моделирования ветрового волнения в океанских бассейнах стали применяться спектральные модели [Gelci et al., 1957], которые активно развиваются и используются в настоящее время. В спектральных моделях поверхность океана представлена в виде суперпозиции синусоидальных волн, каждая из которых характеризуется волновым вектором $\mathbf{k}$ ($k=2\pi/\lambda$, где λ - длина волны) и относительной угловой частотой σ . Относительная (σ) и абсолютная (ω) угловая частота (в системе отчета, связанной со средним течением и фиксированной системе отсчета соответственно) связаны между собой следующим соотношением:

$$\omega = \sigma + \mathbf{k} \cdot \mathbf{U}, \quad (1.5)$$

где $\mathbf{U}$ - скорость течения.

Большинство прогностических волновых моделей предполагают линейность

каждой из волновых компонент, и волновые свойства относятся либо к отдельной компоненте $\mathbf{k}=(k_x, k_y)$ либо к паре (σ, θ) , где θ – направление волнового вектора, перпендикулярное фронту распространения волны. Волновое число (модуль волнового вектора) и угловая частота σ связаны между собой дисперсионным соотношением, которое для глубокой воды имеет вид:

$$\sigma = \sqrt{gk \cdot th(kd)}, \quad (1.6)$$

где g – ускорение свободного падения, d – средняя глубина.

В спектральных волновых моделях применяется равномерное распределение фаз волновых компонент, и таким образом спектр содержит информацию только об амплитуде волн. Данные амплитуды переводятся в квадратичные волновые метрики, которые могут быть представлены через спектральную плотность энергии $\rho_w g E(\mathbf{k})$, импульс $M^w(\mathbf{k})=\rho_w g E(\mathbf{k})/\sigma$ или действие $A(\mathbf{k})=g E(\mathbf{k})/\sigma$, где ρ_w – плотность воды, $E(\mathbf{k})$ – спектр дисперсии возмущений свободной поверхности. При интегрировании данного спектра можно рассчитать значимую высоту волны ($H_s=4\sqrt{E}$), которая представляет собой одну из важнейших характеристик, получаемых по результатам численного моделирования.

В основе современных спектральных моделей лежит уравнение баланса волновой энергии или волнового действия в спектральной форме [Komen et al., 1994]:

$$\frac{dN(\mathbf{k})}{dt} = \frac{\partial N(\mathbf{k})}{\partial t} + \nabla \cdot [(C_g + U_a(\mathbf{k}))N(\mathbf{k})] + \nabla_k \cdot [C_k N(\mathbf{k})] = S_{tot}(\mathbf{k}). \quad (1.7)$$

В данном случае $N(k) = A(k)/g = E(k)/\sigma$ – спектральная плотность волнового действия, $C_g = \frac{\mathbf{k}(\frac{\partial \sigma}{\partial \mathbf{k}})}{k}$ – групповая скорость, $U_a(\mathbf{k})$ – скорость адвекции, зависящая от профиля течений [Andrews and McIntyre, 1978], а также от амплитуд всех волновых компонент [Willebrand, 1975], $\nabla \cdot ()$ – классический оператор дивергенции, $\nabla_k \cdot ()$ – оператор дивергенции в спектральном пространстве; C_k – спектральная скорость адвекции, представляющая собой рефракцию (разворот фронта волны по направлению к берегу на мелководье) и изменение длины волны («shoaling» в зарубежной литературе), S_{tot} – потоки энергии, вносящие вклад

в эволюцию ветровых волн. Правую часть уравнения 1.7 можно представить в виде:

$$S_{tot} = S_{in} + S_{ds} + S_{nl}. \quad (1.8)$$

Слагаемые в правой части выражения 1.8 представляют собой генерацию (S_{in}) и диссипацию (S_{ds}) волновой энергии под воздействием различных процессов, а также нелинейные волновые взаимодействия (S_{nl}). Для последнего слагаемого S_{nl} существует строгое теоретическое описание, основанное на кинетическом уравнении [Захаров и Филоненко, 1966, Badulin et al., 2005, Hasselmann, 1962, 1963a,b, Zakharov, 1999, Zakharov et al., 1992], которое однако еще предстоит внедрить в модели реальных океанских бассейнов, где в настоящий момент используются упрощенные схемы [Hasselmann and Hasselmann, 1985, Tolman, 2004, 2013]. Следует отметить, что несмотря на ряд приближений, используемых при описании роста (S_{in}) и диссипации (S_{ds}) ветрового волнения в моделях, а также ограничения, касающиеся непосредственно спектрального описания морской поверхности [Cavaleri, 2006], данный принципиальный подход позволяет получить достоверное количественное описание основных параметров ветрового волнения и широко используется для их диагноза и прогноза в океанских бассейнах [Абузьяров, 1981, Зеленко и др., 2014, Нестеров, 2013, Cavaleri et al., 2007].

Рост ветровых волн происходит за счет передачи энергии и импульса от воздушных потоков в атмосфере к морской поверхности посредством давления воздуха и касательного сдвигового напряжения, возникающего вследствие вертикального градиента скорости в пограничных слоях воздуха и воды [Ле Блон и Майсек, 1981]. Существуют оценки, согласно которым на рост волн идет порядка нескольких процентов энергии ветра, диссипируемой в приводном слое, что составляет в среднем $50 - 70 \text{ мВт} \cdot \text{м}^{-2}$ [Голицын, 2009]. Вертикальный турбулентный поток горизонтальной компоненты импульса на границе океан-атмо-

сфера параметризуется на основе следующего соотношения (например, [Phillips, 1966]):

$$\tau = \rho_a \overline{u'w'} = \rho_a u_*^2 = C_D \rho_a U_{10}^2, \quad (1.9)$$

где τ - напряжение трения, u' , w' - пульсации горизонтальной и вертикальной компонент скорости ветра, u_* - динамическая скорость (или скорость трения), ρ_a - плотность воздуха, U_{10} - скорость ветра на 10 м, C_D - коэффициент сопротивления. В общем виде данное соотношение используется при расчете функции источника волновой энергии в спектральных волновых моделях (слагаемое S_{in} в уравнении 1.8; [Janssen, 2004]):

$$A = \frac{\rho_a}{\rho_w} \cdot \frac{\beta_{max}}{\kappa^2} e^Z \cdot Z^4 \left(\frac{u_*}{c} + z_\alpha \right)^2 \cdot \cos^{p_{in}}(\theta_{wind} - \theta_{wave}). \quad (1.10)$$

$$S_{in}(k, \theta) = A \cdot E(k, \theta), \quad (1.11)$$

где ρ_a и ρ_w - плотность воздуха и воды соответственно, β_{max} - безразмерный параметр роста волн, κ - постоянная Кармана, z_α - коэффициент, зависящий от возраста волн, p_{in} - постоянная, контролирующая распределение S_{in} по частотам, c - фазовая скорость волн (σ/k), θ_{wind} и θ_{wave} - направление ветра и волн соответственно, Z - параметр, рассчитываемый на основе разницы направлений между ветром и волнами, динамической скоростью ветра, постоянной Кармана и других параметров, $E(k, \theta)$ - энергетический спектр. Таким образом, значения компонент скорости ветра на поверхности океана определяют величину напряжения трения ветра, которое в свою очередь определяет значение коэффициента A , стоящего перед энергией волн для различных волновых чисел и направлений $E(k, \theta)$.

Качество результатов моделирования ветрового волнения в значительной степени определяется качеством используемых данных о приводном ветре и их пространственным разрешением. В большинстве исследований в качестве гра-

нических условий для численного моделирования ветрового волнения в реальных океанских бассейнах используется информация о ветре из атмосферных реанализов (например, [Caires and Sterl, 2005, Chawla et al., 2013, Cox and Swail, 2001, Dodet et al., 2010, Rascle and Ardhuin, 2013]), которые представляют собой динамически согласованные поля атмосферных характеристик, основанные на численных моделях с усвоением данных натурных наблюдений. За последние два десятилетия, пространственное разрешение атмосферных реанализов увеличилось с 2 до 0.33° и менее, что привело к значительному улучшению качества воспроизведения синоптических процессов в атмосфере (например, [Hodges et al., 2011, Jung et al., 2006, Tilinina et al., 2014, 2013]), в то время как качество воспроизведения мезомасштабных атмосферных процессов все еще оставляет желать лучшего [Condrón et al., 2006, Zappa et al., 2014]. Мезомасштабные процессы, соответствующие мезо- α и мезо- β масштабам [Orlanski, 1975], например, такие как тропические депрессии, атмосферные фронты, линии шквалов, мезомасштабные конвективные системы (MCS) и полярные мезоциклоны в числе прочего часто ассоциируются с экстремальными погодными условиями и высокими скоростями ветра, и значит могут важную роль в формировании ветрового волнения. Данная закономерность особенно сильно проявляется в прибрежных районах, где мезомасштабные процессы в значительной степени определяют поведение мелкомасштабных локальных океанических структур (например, локальные фронтальные зоны) [Colle and Mass, 1998, Mass et al., 2002]. Высокое разрешение также играет большую роль для интенсивных внетропических циклонов [Cavaleri, 2009], характеризующихся высокими скоростями ветра, которые могут влиять на формирование экстремальных высот волн. В некоторых исследованиях утверждается, что увеличение пространственного разрешения с 80 км до 10-15 км существенно влияет на результат моделирования атмосферных характеристик, в то время как дальнейшее увеличение разрешения не обязательно вносит существенный вклад [Buckley and Leslie, 2000, Mass et al., 2002, Mentaschi et al., 2015]. Однако влияние увеличения пространственного разреше-

ния атмосферного форсинга, и в частности воспроизведения мезомасштабных атмосферных процессов, на качество моделирования ветрового волнения до сих пор остается недостаточно изученным.

1.2. Формирование климатической динамики ветрового волнения

Ветровые волны в океане интегрируют сигналы о процессах различных масштабов в атмосфере [Gulev and Grigorieva, 2006, Martínez-Asensio et al., 2016, Semedo et al., 2014] и могут переносить энергию и импульс на большие расстояния [Ardhuin et al., 2009, Delpey et al., 2010, Snodgrass et al., 1966]. Ветровые волны могут выступать в качестве индикатора климатической изменчивости и интенсивности крупномасштабной динамики атмосферы. Отклик волнового климата на атмосферное воздействие имеет разнообразные проявления, поскольку волны в открытом океане представляют собой смесь локально формируемых ветровых волн, а также волн зыби, сформировавшихся в других районах и не подвергающихся влиянию местных метеорологических условий [Young et al., 2011]. Таким образом, климатические характеристики ветрового волнения отражают как местные тенденции скорости ветра, так и частоту и интенсивность крупномасштабных атмосферных процессов.

Наиболее интенсивное ветровое волнение в океане наблюдается в областях с высокими скоростями ветра в средних широтах. В общем случае это объясняется динамикой шторм-трека ¹, связанного с областями сильной бароклинности в атмосфере и определяемой поведением струйных течений. В большинстве

¹ В данной работе под шторм-треком понимается регион с высокой активностью бароклинных волн в атмосфере в средних широтах [Blackmon, 1976, Blackmon et al., 1977]; в данном случае шторм-трек определяется как область с наибольшими значениями стандартных отклонений аномалий геопотенциальных высот в средней тропосфере (500гПа), отфильтрованных для синоптического диапазона изменчивости. В случае использования других определений об этом отдельно упоминается в тексте. Для обозначения отдельных траекторий в работе используется термин «траектории циклонов».

работ на данную тему показана прямая статистическая связь между климатической динамикой ветрового волнения и значениями крупномасштабных атмосферных индексов (например, [Camus et al., 2014, Shimura et al., 2013, The WASA Group, 1998]), характеризующих крупномасштабные градиенты давления и соответственно среднее состояние атмосферы; также в отдельных работах выявлена связь между межгодовой изменчивостью высот волн и непосредственно интенсивностью шторм-трека [Lozano and Swail, 2002].

Сдвиг шторм-трека в сторону полюса в северном полушарии является одним из наиболее широко обсуждаемых климатических изменений (например, [Booth et al., 2017, Tamarin-Brodsky and Kaspi, 2017]), выявленных как в данных наблюдений [Bender et al., 2012], так и в численных экспериментах по воспроизведению потепления климата в будущем времени [Bengtsson et al., 2006, Fan et al., 2013, Mbengue and Schneider, 2017, Pinto et al., 2007, Woollings and Blackburn, 2012, Woollings et al., 2012]. В основе данного сдвига лежит отклик на изменение меридионального градиента температуры воздуха в тропосфере и связанного с ним вертикального сдвига скорости ветра. Кроме того, наблюдается сдвиг струйного течения в сторону полюса [Woollings and Blackburn, 2012], а также усиление и сдвиг в сторону полюса (и вверх) максимума кинетической энергии вихрей и потока импульса [Lorenz and DeWeaver, 2007]. В работе [Yin, 2005] получено, что западные ветры в средних широтах также демонстрируют сдвиг в сторону полюса. Средние оценки по ансамблю климатических моделей показывают усиление активности шторм-трека в восточной части Северной Атлантики, при усилении активности бароклинных волн в атмосфере до 5%-8% к концу 21 века [Ulbrich et al., 2013, 2008]. Однако, между моделями существует значительный разброс [Harvey et al., 2012, Zappa et al., 2013]. Неопределенности в изменчивости шторм-трека отражаются в воспроизведении ветрового волнения и таким образом ограничивают достоверность прогнозов волнового климата в будущем времени [Fan et al., 2013, Hemer et al., 2013].

Вне средних широт климатическая динамика ветрового волнения может

определяться другими типами атмосферных процессов. Так, в тропических широтах в летнее время общее пространственное распределение высот волн определяется пассатными ветрами, и кроме того, может локально зависеть от интенсивности и частоты тропических циклонов (например, [Phibbs and Toumi, 2014, Teague et al., 2007]), для которых в ряде работ прогнозируется увеличение интенсивности и уменьшения частоты возникновения в течение 21 века (например, [Bender et al., 2010, Knutson et al., 2013, Studholme and Gulev, 2018]). Для внетропических широт в последние десятилетия в ряде работ было выявлено увеличение средних и экстремальных высот волн в зимний и летний период [Waseda et al., 2018, Young et al., 2011, Young and Ribal, 2019], также в течение 21 века прогнозируется увеличение высот волн в субполярных и полярных широтах [Casas-Prat et al., 2018, Khon et al., 2014]. Прогнозируемые изменения объясняются многосторонним откликом волн одновременно на сокращение площади морских льдов, а также изменения в скоростях приводного ветра.

Относительный вклад атмосферных процессов различных пространственно-временных масштабов, и в частности, вклад низкочастотной и синоптической изменчивости в формирование климатической динамики ветрового волнения, является критически важным при обсуждении прогнозов для ветровых волн в будущем климате. В частности, остается нерешенным вопрос о том, насколько хорошо в климатических моделях CMIP5 представлено поведение отдельных атмосферных вихрей. Так, большинство моделей достоверно воспроизводят количество внетропических циклонов, однако в большинстве из них шторм-трек имеет либо слишком зональную структуру, либо смещен на юг в центральной части Северной Атлантики [Zappa et al., 2013]. Модели CMIP5 также склонны недооценивать интенсивность циклонов, особенно в зимний сезон [Zappa et al., 2013]. Неопределенности в оценках циклонической активности в Северном полушарии достигают наибольших значений в восточной части Северной Атлантики, где в 40% моделей CMIP5 отклик интенсивности шторм-трека на заданные сценарии потепления климата превышает половину межгодовой изменчивости

[Harvey et al., 2012]. В частности, прогнозы по различным моделям не всегда согласуются для района к югу от Исландии, где наблюдаются максимальные климатологические значения высот волн.

1.3. Ветровое волнение как компонент климатической системы

Ветровое волнение все чаще признается фундаментальным процессом для климатической системы в широком диапазоне пространственных и временных масштабов, поскольку оказывает влияние на изменение величин потоков тепла и импульса между океаном и атмосферой, является источником атмосферных аэрозолей, формирующихся через пузыри и брызги при обрушении волн, влияет на формирование и разрушение морского льда, а также тесно связано с процессами турбулентного перемешивания в верхнем слое океана [Cavaleri et al., 2012]. Все это находит отражение в развитии численного моделирования взаимодействия волн с другими компонентами климатической системы: в настоящее время происходит объединение волновых моделей с моделями общей циркуляции океана (например, [Bennis et al., 2011, Mellor et al., 2008, Sullivan and McWilliams, 2010]), а также разрабатываются модели динамики ветрового волнения для областей, частично покрытых льдом [Meylan et al., 2014, Wang and Shen, 2010]. Учет ветрового волнения в объединенных моделях океана и атмосферы приводит к улучшению качества оперативных прогнозов погоды, [Janssen, 2004, Janssen et al., 2013, Janssen, 2012], и поэтому блок ветрового волнения, наряду с атмосферой, океаном и льдом, является одним из компонентов объединенной модели Земной системы [Janssen and Bidlot, 2018].

При учете волн в объединенных численных моделях, одним из важнейших следствий для динамики атмосферы является более корректное воспроизведение температуры в поверхностном слое океана, проявляющееся в частности в уменьшении отклонений вертикального профиля температуры в результатах

моделирования от данных натурных наблюдений, наблюдаемого на глобальном масштабе [Babanin et al., 2009, Breivik et al., 2015, Stoney et al., 2018]. Более достоверное воспроизведение температуры поверхности океана (ТПО) приводит к получению более корректных значений потоков тепла и импульса между океаном и атмосферой, что положительно сказывается на воспроизведении муссонов [Song et al., 2012, Zou et al., 2017] и тропических циклонов [Aijaz et al., 2017, Fan et al., 2009a,b, Li et al., 2014], и в частности, их интенсивности [Stoney et al., 2017, Zambon et al., 2014].

Как было сказано выше (раздел 1.2), пространственное распределение высот волн на глобальном масштабе определяется главным образом крупномасштабной циркуляцией атмосферы и процессами синоптических масштабов ($L \sim 10^2 \dots 10^3$ км и $T \sim 10^0$ суток), в то время как сами по себе поверхностные гравитационные волны относятся к мелкомасштабным движениям ($L \sim 10^{-1} \dots 10^3$ м; $T \sim 10$ с... 10^0 суток) [Монин, 1982]. Таким образом, ветровое волнение напрямую не может оказывать значительного влияния на динамику океана на масштабах больше высоты волны (H_s). Однако связанный с ветровыми волнами дрейф Стокса, который представляет собой разницу между Лагранжевыми и Эйлеровыми скоростями перемещения частиц воды [Stokes, 1847], проникает на глубину порядка половины длины волны ($\sim \lambda/2$). Для постоянной плотности уравнение Навье-Стокса (нормированное на плотность) принимает вид [Leibovich, 1980]:

$$\frac{\partial \bar{\mathbf{u}}}{\partial t} + \bar{\mathbf{u}} \cdot \nabla \mathbf{u} + 2\boldsymbol{\Omega} \times \bar{\mathbf{u}} + 2\boldsymbol{\Omega} \times \bar{\mathbf{u}}_s + \nabla(\pi + \bar{\mathbf{u}} \cdot \bar{\mathbf{u}}_s) = \bar{\mathbf{u}}_s \times (\nabla \times \bar{\mathbf{u}}) + \nu \nabla^2 \bar{\mathbf{u}}, \quad (1.12)$$

$$\pi = \frac{1}{\rho} \bar{P} - \frac{1}{2} \overline{\mathbf{u}_s^2} + \overline{(\boldsymbol{\Omega} \times \boldsymbol{\xi}) \cdot \mathbf{u}_s}, \quad (1.13)$$

где $\mathbf{u}$ - скорость, $\boldsymbol{\Omega}$ - угловая скорость вращения Земли, $\mathbf{u}_s$ - дрейф Стокса, ν - коэффициент кинематической вязкости, $\boldsymbol{\xi}$ - вертикальное смещение относительно среднего уровня, P - давление жидкости. Первое слагаемое в правой части - «сила завихренности», которую можно представить как $\mathbf{u}_s \times \boldsymbol{\omega}$ (где $\boldsymbol{\omega} = \nabla \times \mathbf{u}$ - завихренность), - существует только в присутствии дрейфа Стокса

в уравнении движения. Таким образом, работа дрейфа Стокса против вертикального сдвига скоростей течений деформирует значения абсолютной завихренности в горизонтальные вихри, представляющие собой циркуляцию Лэнгмюра [Craik and Leibovich, 1976, McWilliams et al., 1997, Teixeira and Belcher, 2002], вертикальные масштабы которой в открытом океане могут достигать десятков метров. В работе [Belcher et al., 2012] показано, что циркуляция Лэнгмюра является важным недооцененным источником вертикального перемешивания в океане, и ее учет в моделях приводит к уменьшению отклонений температуры поверхности океана и глубины перемешанного слоя относительно натурных данных [Breivik et al., 2015, Fan and Griffies, 2014, Li et al., 2016, 2017, Noh et al., 2016]. Впоследствии для представления данного процесса в океанских моделях было предложено множество параметризаций, многие из которых основаны на исследованиях с помощью моделирования больших вихрей ("large eddy simulation" в зарубежной литературе [Ali et al., 2019, Grant and Belcher, 2009, Harcourt and D'Asaro, 2008, McWilliams et al., 1997, Skillingstad and Denbo, 1995, Van Roekel et al., 2012]). Кроме того, показано, что наличие циркуляции Лэнгмюра приводит к усилению бароклинной неустойчивости в субмезомасштабных фронтальных зонах в океане [Suzuki et al., 2016].

Помимо циркуляции Лэнгмюра, существует также ряд других механизмов, с помощью которых волны влияют на перемешивание в верхнем слое океана. Так, измерения и численные эксперименты показывают, что сильная генерация турбулентности происходит через обрушения гребней волн, что затрагивает масштаб порядка высоты волны ($\sim H_s$), однако не является доминирующим процессом в более глубоких слоях [Melville et al., 2002, Sullivan et al., 2007, Terray et al., 1996]. Слагаемое $(2\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{u}_s)$ в уравнении 1.12, представляющее собой воздействие силы Кориолиса на дрейф Стокса, также приводит к изменению структуры завихренности в верхнем слое океана и таким образом является дополнительным источником вертикального перемешивания [Hasselmann, 1970]. Кроме того, предложен механизм формирования турбулентности за счет

связанных с ветровыми волнами орбитальных движений частиц воды [Babanin, 2006]. Данный механизм основан на предположении о том, что приближение невязкой и несжимаемой жидкости и потенциальности движения не всегда соблюдается в реальном океане, и находит подтверждение в экспериментальных исследованиях [Babanin et al., 2005, Babanin, 2006], а также в свидетельствах об улучшении воспроизведения перемешивания в открытом океане в случае учета данного механизма при численном моделировании [Wu et al., 2015].

Все вышеперечисленные процессы вносят вклад в формирование турбулентности в верхнем слое океана, и их включение в модели приводит к улучшению воспроизведения характеристик вертикального перемешивания в верхнем слое океана. В работе [Wunch and Ferrari, 2004] поднимается вопрос о неопределенностях в оценке глобального энергетического бюджета и эффективности перемешивания в океане, которые являются особенно актуальными при исследовании климатических режимов, отличных от современных [Ivey et al., 2008].

Таким образом, несмотря на значительный прогресс в исследованиях ветрового волнения, остаются открытые вопросы, связанные как с механизмами, определяющими климатическую динамику ветрового волнения, так и с количественными характеристиками и некоторыми фундаментальными аспектами взаимодействия ветровых волн с атмосферой и океаном на различных масштабах, что обеспечивает актуальность дальнейших исследований в данной области.

Для исследования отклика верхнего слоя океана на процессы различных пространственно-временных масштабов в атмосфере в работе использована иерархия атмосферных моделей. Так, для оценки влияния мезомасштабных процессов и роли пространственного разрешения атмосферного форсинга в воспроизведении ветрового волнения в реальном океанском бассейне (Глава 2) используется негидростатическая региональная атмосферная модель с современными представлениями о параметризациях процессов конвекции, микрофизики облаков и с высоким пространственным разрешением. Для исследования вопроса об относительной роли атмосферных процессов различных масштабов в формиро-

вании климатической динамики ветрового волнения (Глава 3) используются данные атмосферного реанализа, основанного на глобальной спектральной гидростатической атмосферной модели, объединенной с полноценной моделью океана. И наконец для исследования роли ветровых волн в контексте глобального климата и формировании динамической и термодинамической структуры океана, а также отклика вертикального турбулентного перемешивания, вызванного ветровым волнением, на изменение крупномасштабной динамики атмосферы (Глава 4), в работе использована относительно простая атмосферная модель, которая основана на базовой системе уравнений гидродинамики (так называемых примитивных уравнениях) и использующей наиболее простое представление океана и конвекции в атмосфере.

Влияние характеристик атмосферного форсинга на воспроизведение динамики ветрового волнения в спектральной модели

2.1. Введение

В последние годы для анализа изменчивости волнового климата и оценки статистики экстремальных волн используются глобальные и региональные ретроспективные прогнозы ветрового волнения, полученные с помощью численных моделей [Caires and Sterl, 2005, Chawla et al., 2013, Cox and Swail, 2001, Guo and Sheng, 2015, Rascle and Ardhuin, 2013]. Ключевым фактором, определяющим достоверность данных прогнозов, является пространственное разрешение и качество граничных условий (атмосферного форсинга): поскольку передача импульса от ветра к поверхности океана является главным источником энергии для образования волн, то неточности в полях ветра наследуются в результатах моделирования волнения [Cavaleri, 2009]. На втором и третьем местах находятся используемые в волновых моделях схемы параметризации основных физических процессов, а также численные схемы, используемые при интегрировании уравнения волнового действия [Ardhuin et al., 2010, 2011, Bidlot et al., 2007].

Помимо самого по себе пространственного разрешения, негидростатические эффекты, связанные с явной формой записи уравнения движения для вертикальной координаты в моделях, также могут оказывать влияние на воспроизведение приземного ветра. В этом отношении открываются перспективы использования региональных негидростатических атмосферных моделей в качестве источника форсинга волновых моделей. Однако для применения региональных атмосферных моделей в этом качестве требуется серьезный анализ влияния

граничных условий на качество воспроизведения атмосферных характеристик, что особенно важно при проведении долгосрочных численных экспериментов.

Использование высокоразрешающего атмосферного форсинга приводит к изменению пространственной структуры приводного ветра, а также средних и экстремальных значений. Для корректного воспроизведения ветрового волнения с новым атмосферным форсингом необходима определенная корректировка в конфигурации спектральной волновой модели, в частности это касается используемой в данной работе модели WAVEWATCH III [The WW3DG, 2016].

Главной целью Главы 2 является оценка влияния использования высокого разрешения в численных моделях на воспроизведение ветро-волновых характеристик на примере акватории северной части Атлантического океана. В частности, решаются следующие задачи:

1. Разработать устойчивые конфигурации атмосферной и волновой моделей для проведения долгопериодных численных экспериментов по восстановлению ветро-волновых характеристик с высоким пространственным разрешением.
2. Выполнить диагностику средних и экстремальных характеристик ветрового волнения по результатам высокоразрешающего численного эксперимента.
3. Проанализировать, каким образом использование атмосферного форсинга высокого разрешения влияет на воспроизведение средних и экстремальных характеристик ветрового волнения и их межгодовой изменчивости в численной спектральной модели.

Результаты, представленные в данной главе и соответствующих публикациях, представляют собой первую известную автору успешную попытку проведения долгопериодных (37 лет: 1979-2016 гг.) высокоразрешающих численных

экспериментов с использованием ветра из негидростатической модели атмосферы в качестве форсинга спектральной волновой модели для такой обширной акватории, как северная часть Атлантического океана.

В разделе 2.2 описываются конфигурации атмосферной и волновой моделей, разработанные для проведения высокоразрешающего численного эксперимента, а также их валидация. В разделе, посвященном атмосферной модели, делается акцент на эффект от процедуры спектральной релаксации, необходимой при проведении долгопериодных экспериментов. В разделе, посвященном волновой модели, особое внимание уделяется адаптации модели к использованию ветра высокого разрешения из атмосферной модели. В разделе 2.3 обсуждаются локальные эффекты от использования высокого разрешения в моделях, а также различия в климатологии средних значений и экстремальных высот волн. В разделе 2.4 обсуждаются основные выводы Главы 2.

2.2. Конфигурация численных модельных экспериментов

В таблице 2.1 показаны особенности проведенных экспериментов: *АТМ* и *ВВ* обсуждаются в разделах с описанием конфигурации атмосферной и волновой моделей соответственно; *СА* основан на конфигурациях моделей, полученных в экспериментах *АТМ* и *ВВ*. Валидация экспериментов *АТМ* и *ВВ* проводилась путем сравнения результатов моделирования (скоростей ветра на 10 м и высот волн) с тремя массивами натурных данных: реанализом ERA-Interim [Dee et al., 2011], спутниковой альтиметрии GLOBWAVE [<http://globwave.ifremer.fr>] и данными Национального центра данных буев NDBC [<http://www.ndbc.noaa.gov/>]. При валидации были использованы буи, предоставляющие информацию как о скорости ветра, так и высотах волн, используемые данные имели временную дискретность от 1 до 6 часов. Для получения наиболее надежной выборки были использованы только те буи, где доля непропущенных значений превышает 70%. Детальная валидация результатов численных экспериментов с использо-

Таблица 2.1. Описание численных экспериментов с атмосферной и волновой моделями.

Эксперимент	Назначение	Особенности экспериментов с атмосферной моделью WRF	Особенности экспериментов с волновой моделью WAVEWATCH III
АТМ	Разработка конфигурации атмосферной модели	Тестирование спектральной релаксации	Стандартная функция источников и стоков волновой энергии ST4
ВВ	Разработка конфигурации волновой модели	Использование спектральной релаксации	Адаптация функции источников и стоков волновой энергии ST6
СА	Итоговый долгопериодный расчет для 1979-2016 гг.	Использование спектральной релаксации	Адаптированная функция источников и стоков энергии ST6

ванием всех трех массивов данных проводилась для 2010 года.

При сравнении с данными спутниковой альтиметрии в качестве диагностики были использованы нормализованные отклонения скоростей ветра и высот волн:

$$NBIAS = \frac{(\bar{y} - \bar{x})}{\sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n x_i^2}}, \quad (2.1)$$

где y - результаты моделирования, x - спутниковые данные, n - количество точек. Данная диагностика используется при стандартных процедурах калибровки результатов моделирования относительно данных спутниковых наблюдений [Ardhuin et al., 2010]. Предварительно данные альтиметрии были сглажены вдоль траекторий движения спутника с использованием скользящего среднего по 5 точкам [Stopa et al., 2016]. Результаты моделирования были соотнесены с данными альтиметра с использованием билинейной интерполяции, для сопоставления по времени было использовано пороговое значение 30 минут.

Начало экспериментов АТМ и ВВ - 00:00 часов 1 января 2010 года, и далее эксперимент продолжался непрерывно для 1 года с временной дискретностью выходных данных 3 часа. Начало эксперимента СА - 00:00 часов 1 января 1979 года, и далее эксперимент продолжался непрерывно для 37 лет с временной

дискретностью выходных данных 3 часа. Для исследования влияния пространственного разрешения на характеристики ветрового волнения для экспериментов *АТМ* и *СА* были выполнены по две реализации с пространственным разрешением 0.7° (низкое разрешение, далее называемое *НР*) и 0.125° (высокое разрешение, далее называемое *ВР*). Период разгона волновой модели (первые семь суток) во всех случаях исключен из дальнейшего анализа.

При обсуждении экстремальных значений в Главе 2 используются значения 95-го персентилиа эмпирического распределения анализируемой характеристики.

2.2.1. Конфигурация атмосферной модели

В данном исследовании была использована версия 3.8.1 региональной негидростатической атмосферной модели WRF-ARW (далее называемая WRF) [Skamarock et al., 2008], где используется вертикальная орографическая η -координата, связанная с гидростатическим давлением и рельефом:

$$\eta = \frac{p_{dh} - p_{dht}}{\mu_d}, \quad (2.2)$$

где μ_d - масса сухого воздуха внутри вертикального столба в модельном домене (x, y) , p_{dh} и p_{dht} - гидростатическое давление в данной точке и на верхней границе области в сухой атмосфере. Таким образом, переменные записываются в виде:

$$\mathbf{V} = \mu_d \mathbf{v} = (U, V, W), \quad (2.3)$$

$$\Omega = \mu_d \dot{\eta}, \quad (2.4)$$

$$\Theta = \mu_d \theta. \quad (2.5)$$

$\mathbf{v} = (u, v, w)$ - ковариантные скорости в горизонтальных и вертикальном направлениях соответственно, $\omega = \dot{\eta}$ - контравариантная вертикальная скорость, θ - потенциальная температура. Система уравнений Эйлера в дивергентной (потокковой) форме с учетом влажности представлена в модели в следующем виде:

$$\frac{\partial U}{\partial t} + (\nabla \cdot \mathbf{V}u) + \mu_d \alpha \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\alpha}{\alpha_d} \frac{\partial p}{\partial \eta} \frac{\partial \phi}{\partial x} = F_U, \quad (2.6)$$

$$\frac{\partial V}{\partial t} + (\nabla \cdot \mathbf{V}v) + \mu_d \alpha \frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\alpha}{\alpha_d} \frac{\partial p}{\partial \eta} \frac{\partial \phi}{\partial y} = F_V, \quad (2.7)$$

$$\frac{\partial W}{\partial t} + (\nabla \cdot \mathbf{V}w) - g \left[\left(\frac{\alpha}{\alpha_d} \right) \frac{\partial p}{\partial \eta} - \mu_d \right] = F_W, \quad (2.8)$$

$$\frac{\partial \Theta}{\partial t} + (\nabla \cdot \mathbf{V}\theta) = F_\theta, \quad (2.9)$$

$$\frac{\partial \mu_d}{\partial t} + (\nabla \cdot \mathbf{V}) = 0, \quad (2.10)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + \mu_d^{-1} [(\mathbf{V} \cdot \nabla \phi) - gW] = 0, \quad (2.11)$$

$$\frac{\partial Q_m}{\partial t} + (\nabla \cdot \mathbf{V}q_m) = F_{Q_m}, \quad (2.12)$$

где F_* - все члены с источниками и ускорением Кориолиса, $\phi = gz$ - геопотенциал, p - давление, q_m - общее отношение массы влаги к полной массе воздуха, Q_m - генерализованная переменная для влажности $\alpha_d = 1/\rho_d$ - удельный объем сухого воздуха, α - удельный объем воздуха, содержащего водяной пар и гидрометеоры $\alpha = \alpha_d(1 + q_v + q_c + q_r + q_i + \dots)^{-1}$, где q_* - отношение смеси водяного пара, облачности, дождя, льда и т. д. Аналогично $\theta_m = \theta(1 + \left(\frac{R_v}{R_d}\right) q_v) \approx \theta(1 + 1.61q_v)$, $Q_m = \mu_d q_m$, $q_m = q_v, q_c, q_i \dots$. Также

используется диагностическое уравнение:

$$\frac{\partial \phi}{\partial \eta} = -\alpha_d \mu_d, \quad (2.13)$$

и уравнение состояния для полного давления (сухого воздуха и водяного пара):

$$p = p_0 \left(\frac{R_d \theta_m}{p_0 \alpha_d} \right)^\gamma. \quad (2.14)$$

В уравнениях 2.6 – 2.10 приняты следующие обозначения:

$$\nabla \cdot \mathbf{V}a = \frac{\partial(Ua)}{\partial x} + \frac{\partial(Va)}{\partial y} + \frac{\partial(\Omega a)}{\partial \eta}, \quad (2.15)$$

$$\mathbf{V} \cdot \nabla a = U \frac{\partial a}{\partial x} + V \frac{\partial a}{\partial y} + \Omega \frac{\partial a}{\partial \eta}, \quad (2.16)$$

где a – переменная в общем виде, $\gamma = \frac{c_p}{c_v} = 1.4$ – показатель адиабаты, R_d – универсальная газовая постоянная для сухого воздуха, p_0 – давление на нулевом уровне (как правило используется значение 10^5 Па).

В таблице 2.2 представлены конфигурации модели для проведенных экспериментов в высоком и низком разрешениях. Параметр шероховатости над океаном определяется в зависимости от ветра на поверхности океана согласно формуле Чарнока [Charnock, 1955]. Для параметризации потоков на границе океан-атмосфера используется схема COARE 3 [Fairall et al., 2003]. Численные эксперименты выполнены для акватории северной части Атлантического океана (20° - 80° с. ш., 90° з.д.- 20° в.д., рис. 2.3). В качестве граничных условий в атмосферной модели используются данные атмосферного реанализа ERA-Interim [Dee et al., 2011], широко применяемого для анализа климатической изменчивости [Stopa and Cheung, 2014], а также для форсинга глобальных океанских моделей [Balmaseda et al., 2015].

Во всех экспериментах в атмосферной модели было задано 50 вертикальных η -уровней с верхним уровнем на высоте 50 гПа и нижним уровнем, находящихся у поверхности моря на высоте около 10 метров.

Таблица 2.2. Конфигурация модели WRF в экспериментах с высоким (*BP*) и низким (*HP*) пространственным разрешением

Конфигурация	HP	BP
Пространственное разрешение	0.7° (~80 км)	0.125° (~14 км)
Количество вертикальных уровней	50	
Схема параметризации микрофизики	WSM3 [Hong et al., 2004]	WSM6 [Hong and Lim, 2006]
Схема параметризации облачности	Kain-Fritsch [Kain, 2004, Kain and Fritsch, 1990]	
Схема параметризации планетарного пограничного слоя (ППС)	YSU [Hong et al., 2006]	
Схема поверхностного слоя	MM5 [Beljaars, 1995]	
Схема параметризации радиации (коротко- и длинноволновой)	RRTMG [Iacono et al., 2008]	

2.2.2. Спектральная релаксация в атмосферной модели

Главной особенностью численных экспериментов с атмосферной моделью, необходимой для проведения долгопериодного (более 1 недели) эксперимента, является использование техники спектральной внутренней релаксации («spectral nudging» в зарубежной литературе; [von Storch et al., 2000]). Данный алгоритм позволяет удерживать крупномасштабную динамику атмосферы максимально близко к задаваемым граничными условиями, и в то же время воспроизводить мезомасштабную динамику атмосферы, отсутствующую в реанализе за счет низкого пространственного разрешения. Данная процедура часто называется в литературе динамическим масштабированием («dynamical downscaling» в зарубежной литературе).

Алгоритм спектральной релаксации позволяет внести поправку для крупномасштабной динамики внутри вычислительного домена применительно к заданным граничным условиям. Процедура состоит во внедрении дополнительного члена в соотношение для производной прогностической переменной по времени, приводящего к релаксации решения уравнения модели до значений, соответствующих внешнему вычислительному домену (в данном случае реанализу ERA-Interim) для выбранного спектрального диапазона [Miguez-Macho et al., 2004]:

$$\frac{dQ}{dt} = L(Q) - \sum_{|n \leq N|} \sum_{|m \leq M|} K_{mn}(Q_{mn} - Q_{omn})e^{ik_m x} e^{ik_n y}, \quad (2.17)$$

где Q – переменная, для которой применяется алгоритм релаксации, L – оператор модели, Q_0 – значение переменной во внешнем домене, Q_{mn} и Q_{omn} – спектральные коэффициенты для Q и Q_0 соответственно. Коэффициенты релаксации могут отличаться для m и n (волновые числа в направлениях x и y соответственно), а также для различных высот; k_m и k_n представляют собой волновые числа и зависят от размеров домена, D_x и D_y , и описываются следу-

ющим соотношением:

$$k_m = \frac{2\pi m}{D_x}; k_n = \frac{2\pi n}{D_y}. \quad (2.18)$$

Спектральное разложение применяется к полю $(Q - Q_0)$, которое является квазипериодическим, со значениями около границ близкими к нулю. Член релаксации (второе слагаемое в правой части в уравнении (2.17): $\sum_{|n| \leq N} \sum_{|m| \leq M} K_{mn}(Q_{mn} - Q_{omn})e^{ik_mx}e^{ik_ny}$) с коэффициентами для выбранного спектрального диапазона трансформируется из пространства волновых чисел в физическое пространство и добавляется к производной прогностической переменной Q по времени. Процедура релаксации затрагивает только тот же спектральный диапазон, что переменная Q .

В данном исследовании процедура спектральной релаксации была использована для зональной и меридиональной компонент ветра, температуры воздуха и аномалии высоты геопотенциала. Интенсивность спектральной релаксации играет важную роль, поскольку излишне высокие значения могут привести к недооценке экстремальных событий. В данной работе для интенсивности спектральной релаксации были использованы значения аналогично используемым в работах [Glisan et al., 2013, Otte et al., 2012, Tang et al., 2017].

Применение спектральной релаксации к вычислительному домену модели осуществляется для определенного диапазона длин волн и от верхнего до определенного пользователем вертикального уровня. В работе спектральная релаксация была использована для длины волны более 1100 км: более крупные атмосферные возмущения соответствуют граничным условиям (т.е. в данном случае реанализу ERA-Interim), в то время как динамические процессы меньшего масштаба рассчитываются с помощью динамического ядра WRF. Выбор порогового значения длины волны главным образом обусловлен пространственным разрешением реанализа ERA-Interim (0.7°), что позволяет модели достаточно точно воспроизвести динамику атмосферы в масштабах до 1100 км. Спектральная релаксация осуществлялась от высоты планетарного пограничного

слоя (ППС), рассчитываемого на каждом шаге по времени в модели согласно схеме YSU [Banks et al., 2016, Hong et al., 2006].

На рисунке 2.1 показаны временные ряды пространственных корреляций и среднеквадратичных ошибок для WRF с релаксацией и без нее. Из рисунка очевидно, что использование релаксации приводит к существенному улучшению качества воспроизведения приводного ветра в модели WRF. Пространственный коэффициент корреляции между экспериментами с релаксацией и реанализом ERA-Interim варьируется от 0.78 до 0.96 со средним значением 0.9. Кроме того, показаны незначительные различия между экспериментами с различными настройками релаксации. Так, при изменении длины волны до 700 км и высоты до средней тропосферы, полученные результаты незначительно отличаются от представленных для 1100 км и ППС: значения пространственного коэффициента корреляции в течение всех сезонов изменяется в пределах ± 0.03 , а среднеквадратическая ошибка - в пределах $\pm 0.2 \text{ мс}^{-1}$.

Таким образом, все эксперименты со спектральной релаксацией демонстрирует гораздо более высокие корреляции с реанализом, чем контрольный эксперимент (без релаксации), который в среднем равен 0.5 и изменяется от 0.2 до 0.7. Эксперимент без использования релаксации и усваивающий исключительно боковые граничные условия, демонстрирует достоверные результаты в течение первой недели интегрирования (рис. 2.1), затем решение модели искажается из-за взаимодействия динамики модели внутри домена с боковой границей сетки (похожее поведение модели описано в работе [Miguez-Macho et al., 2004]), что приводит к значительному дрейфу модели, когда решение внутри домена сильно отличается от поведения реанализа.

Для иллюстрации влияния спектральной релаксации в WRF на пространственное распределение скорости ветра по Северной Атлантике, на рисунке 2.2 показана средняя скорость ветра по результатам моделирования со спектральной релаксацией и без нее в апреле 2010 года (рис. 2.2 а и б соответственно). Результаты эксперимента без релаксации демонстрируют сильные отклонения

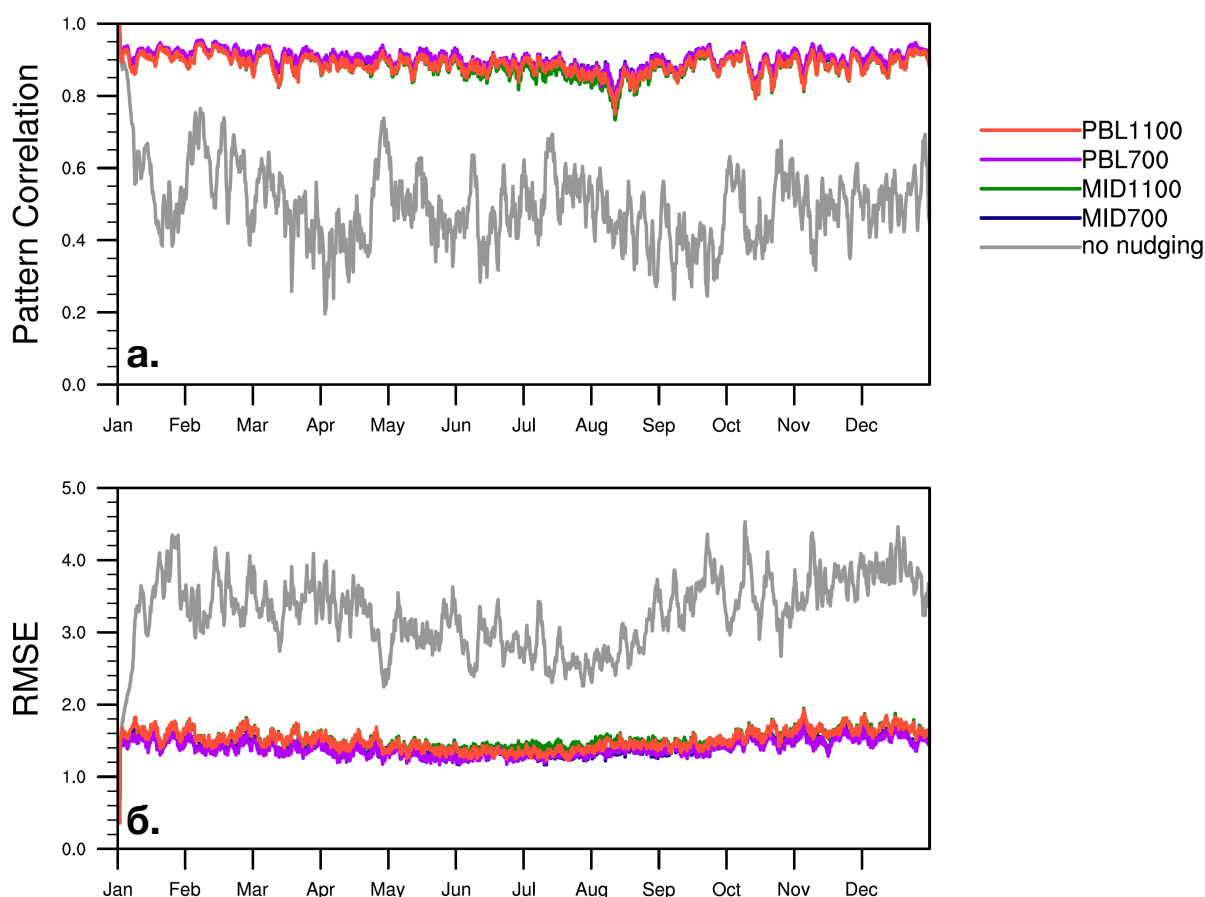


Рис. 2.1. Временные ряды пространственной корреляции (а) и среднеквадратичной ошибки (б) скорости ветра на 10 м между результатами моделирования WRF с различными конфигурациями релаксации и контрольным экспериментом без релаксации (показано серой кривой) в сравнении с реанализом ERA-Interim.

от реанализа ERA-Interim (2.2 в), значения средней разности могут достигать 10 мс^{-1} у побережья Гренландии (таким образом демонстрируя более интенсивную мезомасштабную динамику и более выраженные стоковые ветры) и до -5 мс^{-1} в морях у побережья Скандинавии (таким образом потенциально занижая локальную циклоническую активность). Эксперимент с релаксацией значительно лучше согласован с данными реанализа, с отклонениями до $\pm 1 \text{ мс}^{-1}$ (2.2 г).

2.2.3. Валидация атмосферной модели

Помимо сравнения с реанализом ERA-Interim (рисунок 2.1), было также проведено сравнение скорости ветра на 10 м с данными спутниковых наблю-

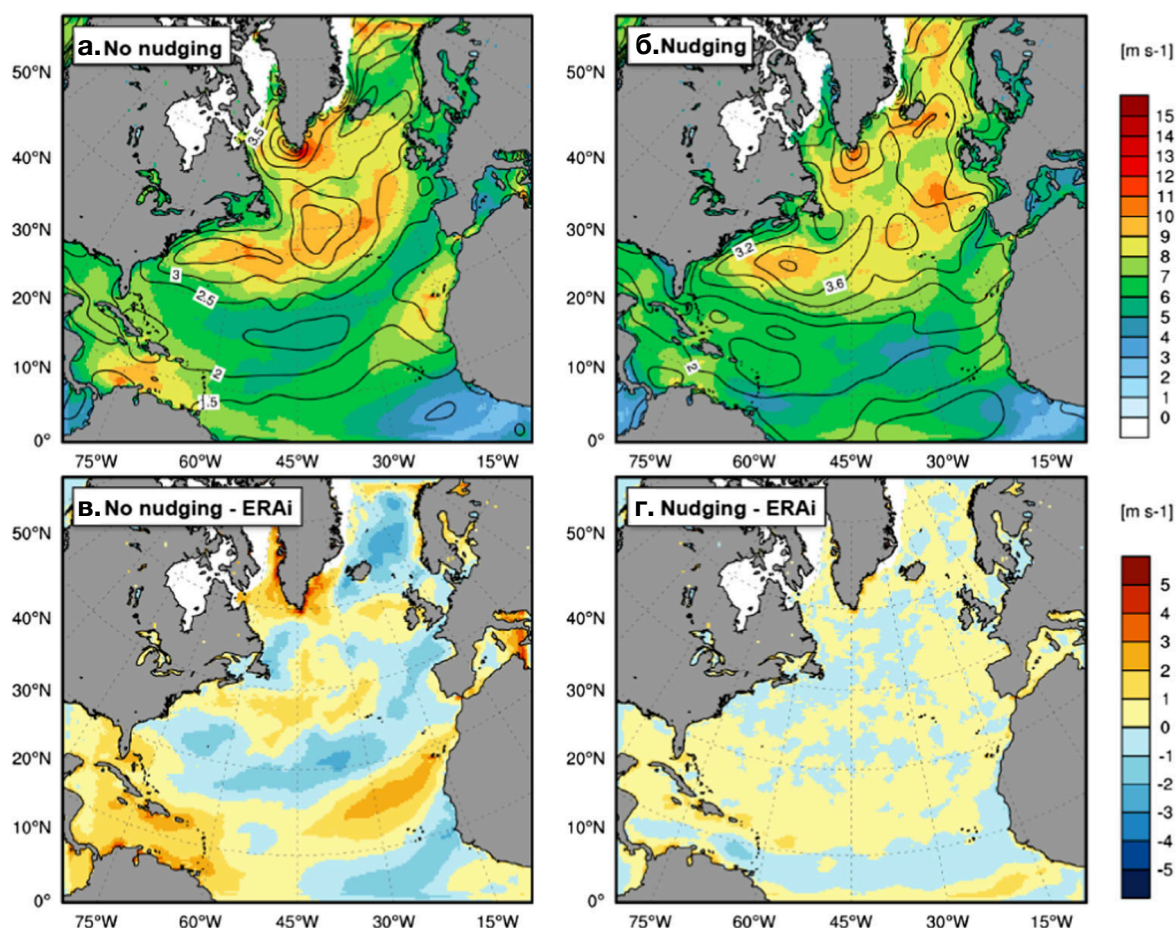


Рис. 2.2. Средняя скорость приводного ветра в апреле 2010 года по результатам моделирования WRF с использованием спектральной релаксации (б) и без него (а) и их разности с реанализом ERA-Interim: (в) и (г) соответственно.

дений Jason-2, представленное на рисунке 2.3. Нормализованное отклонение скоростей ветра на большей части акватории Северной Атлантики лежит в пределах $\pm 5\%$ и не показывает пространственных закономерностей. Детальная валидация других характеристик полученного массива данных (например, таких как температура воздуха на 2 м, осадков, потоков тепла) также показала хорошее согласие с данными реанализов и натурных наблюдений (не представлено).

2.2.4. Конфигурация волновой модели

Для моделирования ветрового волнения была использована спектральная модель третьего поколения WAVEWATCH III версии 5.16 ([The WW3DG, 2016],

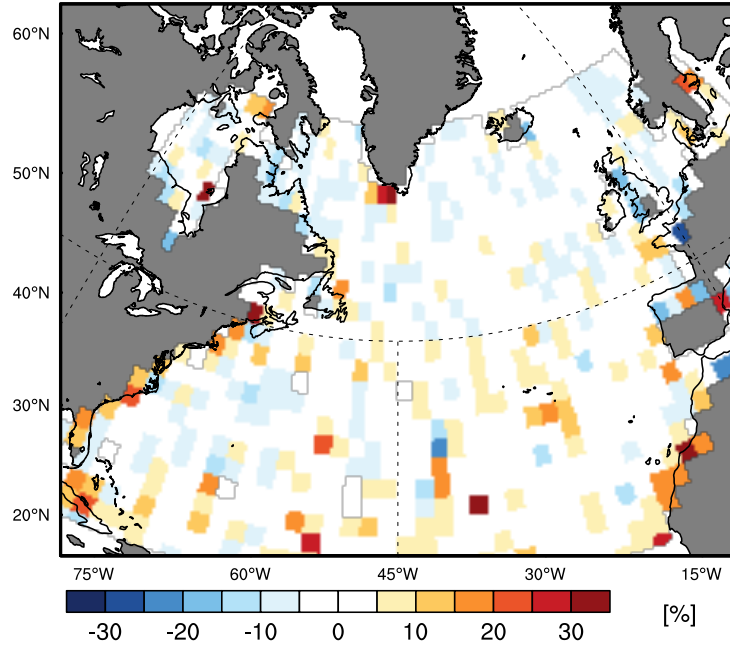


Рис. 2.3. Нормализованное отклонение скорости ветра [%] по результатам моделирования WRF в сравнении с данными спутниковой альтиметрии Jason-2 в 2010 году.

далее в работе используется обозначение WW3). В настоящее время данная модель активно развивается и используется международным научным сообществом и представляет собой удобную основу для использования наиболее современных представлений о физике океанских волн, а также новых численных методов [Tolman, 2010]. Модель основана на уравнении для спектральной плотности волнового действия (1.7) для $N(k, \theta, \lambda, \phi, t)$ (где k - волновое число, θ - направление распространения, λ и ϕ - географические широта и долгота соответственно, t - время), которое в сферической системе координат представлено в виде [The WW3DG, 2016]:

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \frac{1}{\cos \phi} \frac{\partial}{\partial \phi} \dot{\phi} N \cos \theta + \frac{\partial}{\partial \lambda} \dot{\lambda} N + \frac{\partial}{\partial k} \dot{k} N + \frac{\partial}{\partial \theta} \dot{\theta}_g N = \frac{S_{tot}}{\sigma}, \quad (2.19)$$

$$\dot{\phi} = \frac{c_g \cos \theta + U_\phi}{R}, \quad (2.20)$$

$$\dot{\lambda} = \frac{c_g \sin \theta + U_\lambda}{R \cos \phi}, \quad (2.21)$$

$$\dot{k} = -\frac{\partial \sigma}{\partial d} \frac{\partial d}{\partial s} - \mathbf{k} \cdot \frac{\partial \mathbf{U}}{\partial s}, \quad (2.22)$$

$$\dot{\theta}_g = \dot{\theta} - \frac{c_g \operatorname{tg} \phi \cos \theta}{R}, \quad (2.23)$$

$$\dot{\theta} = -\frac{1}{k} \left[\frac{\partial \sigma}{\partial d} \frac{\partial d}{\partial m} + \mathbf{k} \cdot \frac{\partial \mathbf{U}}{\partial m} \right], \quad (2.24)$$

где c_g - групповая скорость волн, s - координата в направлении θ , m - координата, перпендикулярная к s , R - радиус Земли, U_ϕ и U_λ - компоненты скорости течений, S_{tot} определяется отношением (1.8).

В эксперименте *ATM* использована схема накачки и диссипации волновой энергии ST4 [Ardhuin et al., 2010, Leckler et al., 2013], в экспериментах *BB* и *CA* используется схема ST6 [Liu et al., 2019, Rogers et al., 2012, Zieger et al., 2015]. Схема ST4 является наиболее широко применяемой для исследований ветрового волнения (например, [Casas-Prat et al., 2018, Chawla et al., 2013, Rascle and Ardhuin, 2013]) и используется в данной работе для первичной оценки качества моделирования с оригинальным атмосферным форсингом WRF (эксперимент *ATM*). Следует отметить, что обе схемы (ST4 и ST6) демонстрируют хорошие результаты при сравнении с данными натурных наблюдений [Stopa et al., 2016], однако в ST6 учитывается большее количество процессов, связанных с динамикой волнения в условиях сильных штормов, чем и обусловлен ее выбор для итогового эксперимента *CA*.

Схема ST4 основана на использовании функции источников волновой энергии, выражение для которой приведено в Главе 1 (1.10), в то время как ST6 основана на использовании следующих соотношений:

$$S_{in} = \frac{\rho_a}{\rho_w} \sigma \gamma(k, \theta) N(k, \theta), \quad (2.25)$$

$$\gamma(k, \theta) = G \sqrt{B_n} W, \quad (2.26)$$

$$G = 2.8 - \left(1 + th(10\sqrt{B_n}W - 11)\right), \quad (2.27)$$

$$B_n = A(k)N(k)\sigma k^3, \quad (2.28)$$

$$W = \left(\frac{U}{c} - 1\right)^2. \quad (2.29)$$

В уравнениях (2.25-2.29) ρ_a и ρ_w - плотность воздуха и воды соответственно, U - скорость ветра, c - фазовая скорость распространения волнения, σ - угловая частота, k - волновое число. Спектральное насыщение 2.28, согласно [Phillips, 1984] представляет собой спектральную метрику для крутизны волнения. Величина, обратная ширине распределения энергии волн, определяется как:

$$A^{-1}(k) = \int_0^{2\pi} [N(k, \theta)/N_{max}(k)] d\theta, \quad (2.30)$$

где $N_{max}(k \{N(k, \theta)\})$ для всех направлений $\theta \in [0, 2\pi]$ [Бабанин и Соловьев, 1987]

Интенсивность роста волн (2.26) параметризуется с использованием ветра на высоте 10 м согласно отношению, предложенному в работе [Donelan et al., 2006]. В волновых моделях как правило используется скорость трения $u_* = \tau/\rho_a$. Для скорости ветра используется следующее отношение: $U = 28u_*$ [Komen et al., 1984, Snyder et al., 1981].

$$W_1 = max^2 \left\{ 0, \frac{U}{c} \cos(\theta - \theta_w) - 1 \right\}, \quad (2.31)$$

$$W_2 = min^2 \left\{ 0, \frac{U}{c} \cos(\theta - \theta_w) - 1 \right\}. \quad (2.32)$$

Пространственное распределение W представлено как сумма ветра в направлении распространения волн 2.31 и противоположного 2.32 ветра таким

образом, что они дополняют друг друга:

$$W = W_1 - a_0 W_2, \quad (2.33)$$

где a_0 - константа, полученная в результате натурных наблюдений.

При проведении адаптации волновой модели к использованию ветра высокого разрешения (эксперимент *BB*), а также в итоговом долгопериодном численном эксперименте (эксперимент *CA*) была использована функция источника ST6, которая является одной из самых современных схем, наиболее аккуратно учитывающей процессы, важные для динамики волнения при сильных штормах, а именно учитывается зависимость роста волны от ее крутизны, разделения воздушного потока над волнами и уменьшение их роста при высоких скоростях ветра, а также диссипация волн зыби благодаря турбулентности в верхнем слое океана. Отношение для передачи энергии от ветра к волнам в ST6 основано на результатах натурных экспериментов и подробно описано в работе [Donelan et al., 2006].

Для параметризации нелинейных волновых взаимодействий была использована схема DIA [Hasselmann and Hasselmann, 1985]. Схема параметризации взаимодействия волн с морским льдом IC0 [Tolman, 2003], используемая в данной работе, предполагает экспоненциальное затухание волн в акваториях, частично покрытых морским льдом. Точки расчетной области рассматриваются моделью как частично покрытые льдом, когда сплоченность морского льда, выраженная в процентном соотношении, составляет в них от 25% до 75%. Точки со сплоченностью льда ниже 25% рассматриваются моделью как открытая вода, в то время как в точках со сплоченностью морского льда выше 75% волновая энергия равна нулю, и такие точки рассматриваются моделью так же, как твердая граница вдоль береговой линии. В качестве граничных условий используется информация о сплоченности морского льда с временным разрешением 12 часов из реанализа ERA-Interim.

Модельный эксперимент с волновой моделью осуществлялся с использова-

нием вложенных сеток. Внешний домен покрывал акваторию Северной Атлантики от 0° до 80° с.ш. и от 100° з.д. до 20° в.д. с пространственным разрешением 1° , в то время как вложенная сетка покрывала акваторию от 20° до 80° с.ш. и от 95° з.д. до 15° в.д. с пространственным разрешением 0.2° и спектральным разрешением 36 направлений и 25 частот, начинающихся от 0.04 Гц с шагом 1.1.

В качестве граничных условий в волновой модели использовались результаты эксперимента с атмосферной моделью WRF в высоком и низком разрешении, подробно описанные в предыдущем разделе. Шаг по времени для интегрирования полного уравнения баланса спектральной волновой энергии в модели составил 15 минут для экспериментов в низком и 6 минут для экспериментов в высоком разрешении.

Течения в поверхностном слое океана могут играть важную роль для роста волн, особенно в районах с сильными течениями [Ardhuin et al., 2012, Benetazzo et al., 2013, Holthuijsen and Tolman, 1991, Kudryavtsev et al., 1995]. В эксперименте *АТМ*, где основной акцент делается на атмосферную модель, океанские течения не учитываются, однако в экспериментах *ВВ* и *СА* использована информация о скоростях течений на поверхности океана из реанализа ORAS5 [Zuo et al., 2014, 2017, 2019]. Используемые данные имеют пространственное разрешение 0.25° и среднемесячную временную дискретность.

2.2.5. Адаптация волновой модели для использования высокоразрешающего атмосферного форсинга

В используемой схеме ST6 предусмотрена калибровка при использовании атмосферного форсинга, отличного от реанализа NCEP CFSR [Saha et al., 2010], которая производится путем корректировки коэффициента сопротивления [Hwang, 2001]:

$$C_d \times 10^4 = 8.058 + 0.967U_{10} - 0.016U_{10}^2. \quad (2.34)$$

Для использования граничных условий из негидростатической модели WRF был проведен ряд тестов на чувствительность, в результате которых правая часть уравнения 2.34 была скорректирована, и ее значение составило на 15% выше рекомендуемого для реанализа NCEP CFSR (таким образом в модели при расчете коэффициента сопротивления из скорости ветра правая часть 2.34 домножается на 1.15). На рисунке 2.4 показано, что проведенная калибровка позволила улучшить воспроизведение высот ветровых волн в модели в среднем с -30% до -7% в сравнении с данными спутниковых наблюдений. Дополнительное увеличение коэффициента сопротивления (не представлено) не приводит к дальнейшему улучшению соответствия с данными наблюдений, и поэтому было принято решение использовать полученное значение 1.15 для проведения дальнейших экспериментов.

2.2.6. Валидация спектральных характеристик волновой модели

В спектральных волновых моделях результатом расчета в каждой точке вычислительной области является частотно-направленный спектр, который изменяется по мере развития и затухания волнения в зависимости от количества энергии, передаваемой воздушным потоком волнам в различных диапазонах частот, внутреннего энергообмена, диссипации энергии и дисперсии фазовых скоростей спектральных составляющих [Давидан и др., 1978]. Все дальнейшие волновые характеристики рассчитываются из данных спектров (моментальный направленный спектр для 18:00 5 февраля 2010 показан на рисунке 2.5а). Одним из самых надежных источников информации о натурных наблюдениях за направленными спектрами являются буи, и в данном исследовании для верификации результатов моделирования для отдельных компонент волнения использовались данные буев NDBC.

Поскольку направленные спектры в большинстве случаев имеют более одного пика (рис. 2.5), для того, чтобы найти соответствующие пики в выходных данных модели и данных наблюдений и сравнить высоты этих компонент, в

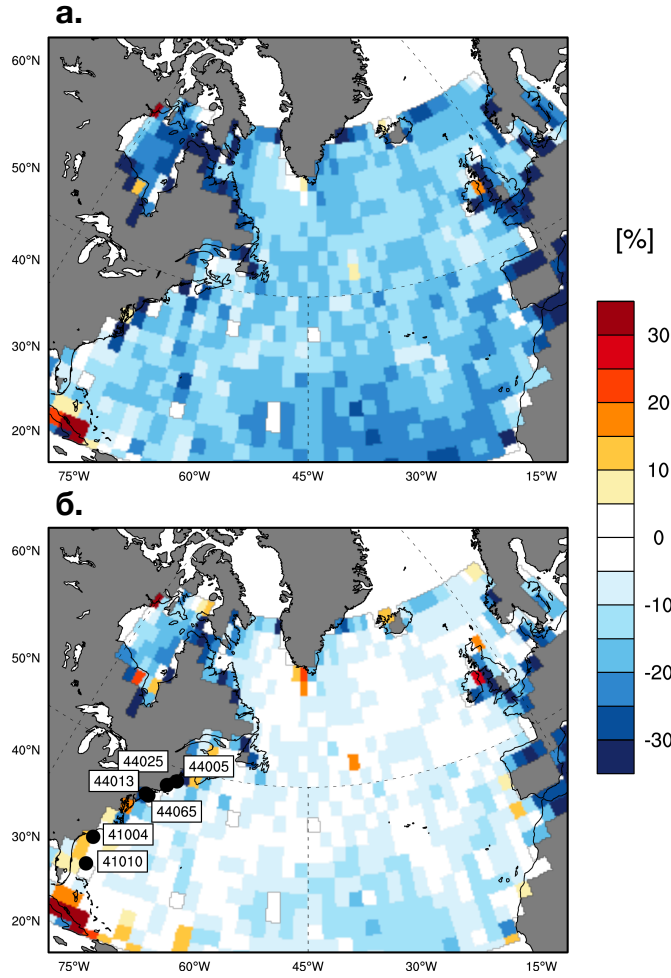


Рис. 2.4. Нормализованное отклонение значимой высоты волны для стандартных параметров, используемых в схеме ST6 до корректировки (а) и для схемы ST6, настроенной для использования ветра WRF (б) [%] в сравнении с данными спутниковой альтиметрии Jason-2, соотнесенных с результатами моделирования в 2-х градусных квадратах в 2010 году. Точками на нижнем рисунке показано местоположение буюв, используемых для дальнейшей верификации модели.

данном исследовании была использована комбинация двух методов. На первом этапе направленные спектры разбивались на отдельные области согласно алгоритму [Tracy et al., 2007]. На втором этапе для поиска соответствия между пиками спектра по данным буя и по результатам моделирования был использован алгоритм, описанный в работе [Delpey et al., 2010]. Характеристики спектральных пиков и разностей направлений (D) позволяют находить соответствие между пиками в буях и модели, для чего используется следующее выражение:

$$D(f_m, \theta_m) = \frac{1}{f_m} \left[(f_m \cos \theta_m - f_b \cos \theta_b)^2 + (f_m \sin \theta_m - f_b \sin \theta_b)^2 \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (2.35)$$

где f - частота пика спектра, а θ - направления волн по данным буйковых наблюдений (b) и модели (m) соответственно. Пороговое значение $D = 0.3$ [Delpey et al., 2010] позволяет определить, что данные спектральные пики по данным буйковых наблюдений и модели следует рассматривать как одни и те же волновые системы. Результаты валидации WW3 для ветровых волн и зыби пред-

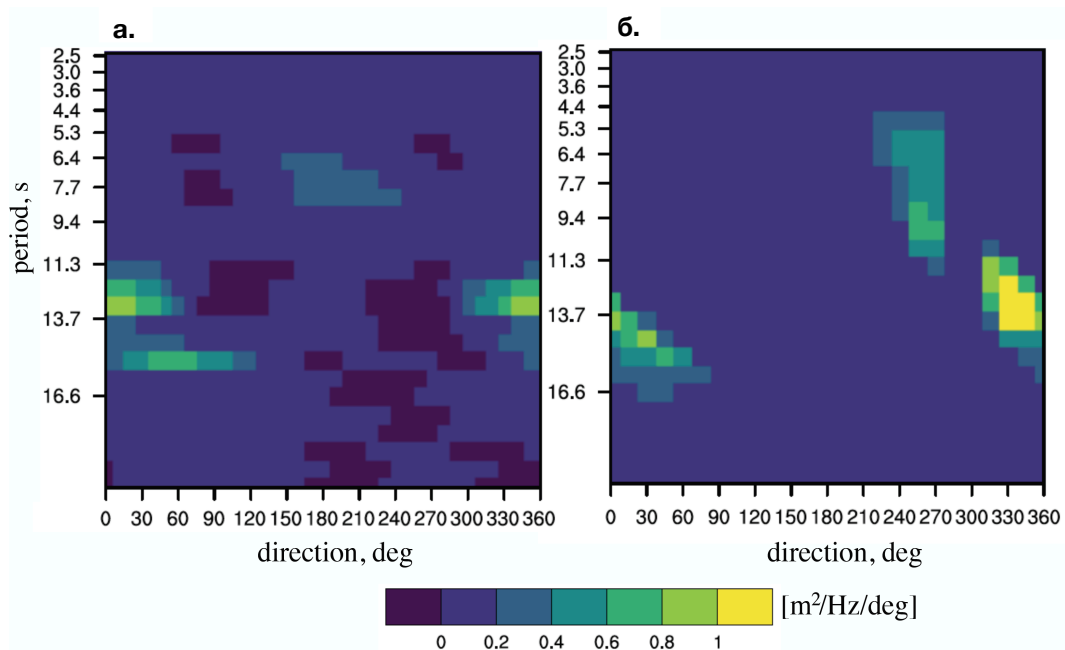


Рис. 2.5. Мгновенные направленные спектры для 18:00 5 февраля 2010 года по данным буй NDBC №44018 (а) и по результатам моделирования WW3 (б).

ставлены на рисунке 2.6 в форме диаграммы Тейлора, где в графическом виде представлены результаты сравнения между временными рядами из данных буйев NDBC и результатами эксперимента BB в зимний сезон 2010 г. (январь-март, ЯФМ) в точках, местоположение которых представлено на рисунке 2.4б; каждая точка на диаграмме соответствует сравнению между временным рядом высот волн по результатам численного моделирования и по данными буйковых наблюдений. На диаграмме Тейлора показаны значения нормализованного стандартного отклонения (стандартное отклонение временного ряда H_s по результатам моделирования, нормализованное на стандартное отклонение временного ряда H_s по данным буйковых наблюдений), коэффициента корреляции и среднеквадратической ошибки.

Оба волновых компонента демонстрируют хорошее согласие с данными буйковых наблюдений с коэффициентом корреляции, составляющим в среднем 0.9 для ветрового волнения и 0.85 для зыби. Ветровые волны представлены лучше, чем зыбь, что вероятно связано с недооценкой влияния зыби, формируемой вне границ вычислительного домена модели.

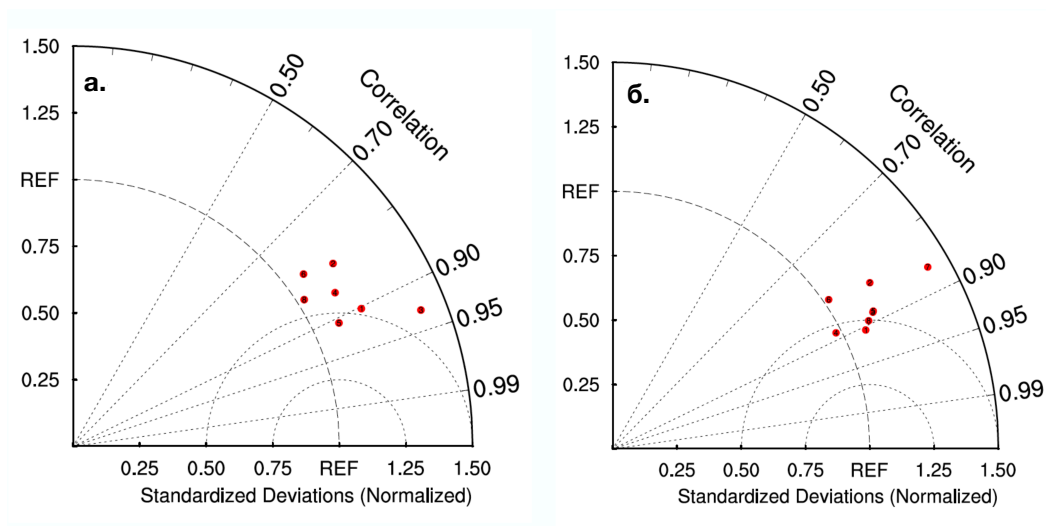


Рис. 2.6. Диаграмма Тейлора для высот ветровых волн (а) и зыби (б) по данным буйев NBDC и результата моделирования WW3-WRF в 2010 году (ЯФМ). Полуокружности с центром в точке REF представляют значения среднеквадратических ошибок с шагом 0.25 м.

2.3. Влияние высокого разрешения атмосферного форсинга на воспроизведение ветровых волн

2.3.1. Локальные эффекты

На рисунке 2.7 показаны временные ряды (а,в) и квантильные (Q-Q) графики (б,г) для скоростей ветра и высот волн по результатам эксперимента *ATM* в высоком (*BP*) и низком (*HP*) разрешении для буя №44065 в северо-западной части Атлантического океана. В данном регионе эксперимент с высоким разрешением показывает большую достоверность как средних величин, так и наиболее высоких значений скорости ветра и высот волн. Кроме того, интересно отметить, что в экспериментах в низком разрешении существует плато в обла-

сти низких значений высот волн, что говорит о том, что в волновой модели существует некоторое пороговое значение, после насыщения которого начинается рост волнения. Стоит также отметить, что при увеличении разрешения модель не всегда с точностью воспроизводит пики высот волн, что вероятно объясняется несовершенством представления в модели процессов, важных для роста волн.

На рисунке 2.76 показано, что скорость ветра в обоих экспериментах начинает отклоняться от данных буйковых наблюдений со значения 25-го перцентиля. Примечательно, что в эксперименте $ATM(HP)$ недооценка скорости ветра по данным буя постепенно возрастает с увеличением перцентилей распределения и составляет более 7 мс^{-1} для значений 75-го перцентиля. В то же время квантильный график для эксперимента $ATM(BP)$ показывает, что недооценка скорости ветра возрастает только в диапазоне более низких перцентилей (5 мс^{-1} для значений 50-го перцентиля) и остается довольно стабильной ($1\text{--}2 \text{ мс}^{-1}$) в диапазоне более высоких перцентилей, включая экстремальные значения. Данная закономерность наглядно демонстрирует региональное улучшение воспроизведения приводного ветра в эксперименте с высоким разрешением в атмосферной модели.

Для высот волн разности между результатами моделирования в эксперименте $ATM(HP)$ и измеренными значениями в буе увеличиваются в диапазоне более низких перцентилей, что говорит о том, что даже достоверное воспроизведение ветра может привести к недооценке низких волн. В то же время в среднем и высоком диапазонах перцентилей отклонения между волнами по результатам моделирования и зарегистрированных в буе остаются довольно стабильными (от 0.3 до 0.6 м) и при высоких значениях высот волн значения обоих модельных экспериментов сходятся и демонстрируют похожие значения, таким образом наибольшие разности между экспериментами $ATM(BP)$ и $ATM(HP)$ наблюдается в средней части распределения. Для эксперимента $ATM(BP)$ различия между волнами по результатам WW3 и данным буя меньше эксперимен-

та $ATM(HP)$ на 0.15-0.35 м. Более того, эксперимент $ATM(BP)$ демонстрирует довольно точное совпадение в областях высоких волн, соответствующих 99-му перцентилю.

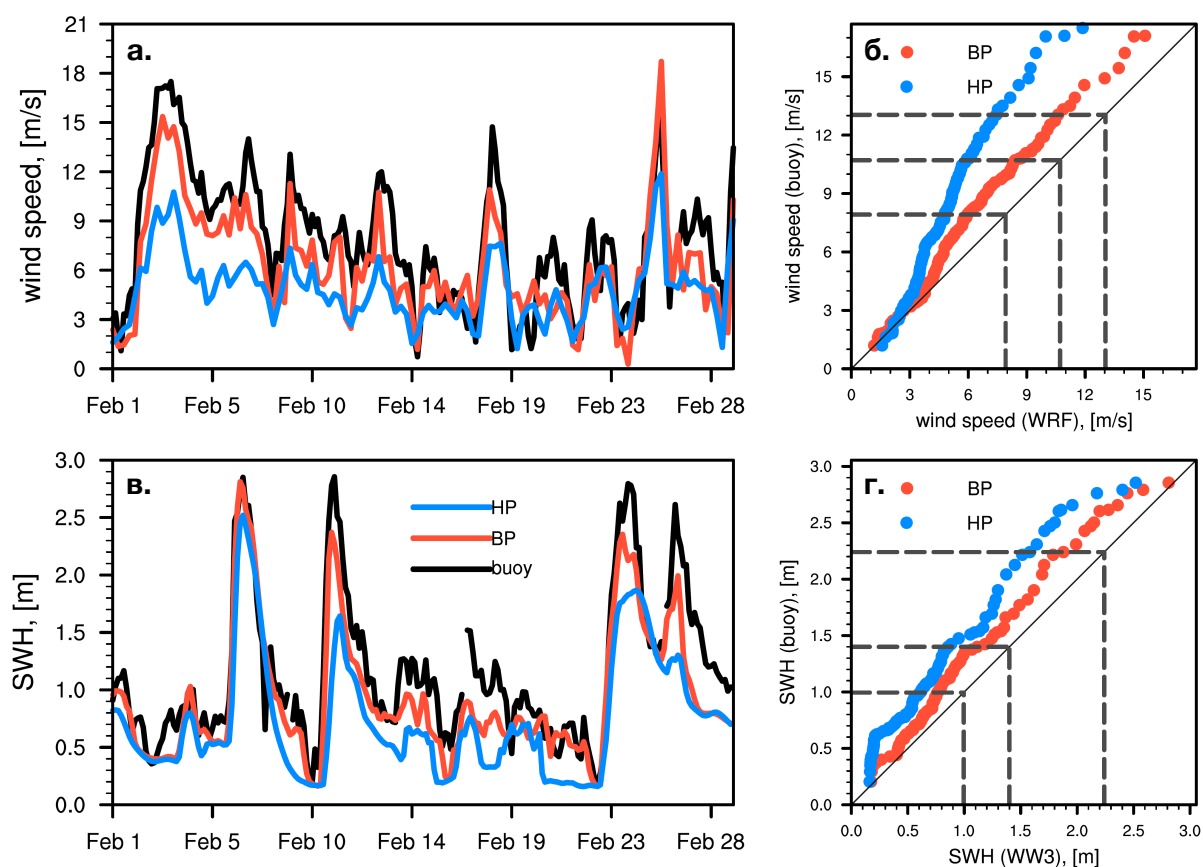


Рис. 2.7. Временные ряды (а,в) и квантильные графики (б,г) для сравнения скорости ветра (а,б) и высот волн (в,г) по данным буя NDBC №44065 и результатам моделирования в феврале 2010 года (каждая точка представляет значения перцентилей от 1 до 100 с шагом 1 перцентиль; 50-й, 75-й и 90-й перцентили по данным буя отмечены пунктирными линиями); результаты эксперимента в высоком разрешении показаны красным, низкого – синим.

Ранее было отмечено, что увеличение пространственного разрешения модели не обязательно приводит к значительному улучшению статистических сравнительных характеристик, и в некоторых случаях может даже приводить к менее достоверным значениям статистических показателей в отдельных точках [Cavaleri, 2009]. Для анализа сравнения результатов модельных экспериментов со всеми имеющимися данными натурных наблюдений NDBC (№ 41004, 41010, 44005, 44013, 44025 и 44065) в данном регионе, на рисунке 2.8 представлены диаграммы Тейлора для буев, местоположение которых показано на рисунке 2.4.

Коэффициенты корреляции между моделью и данными буя несколько выше для волн по сравнению с аналогичной статистикой для скорости ветра (0.85-0.97 для волн против 0.8-0.92 для ветра). Эксперимент $CA(BP)$ показывает несколько более сильные корреляции по сравнению с $CA(HP)$ как для скорости ветра, так и для ветровых волн. Также для обоих экспериментов нормированное стандартное отклонение $\sigma = STD_{model}/STD_{obs}$ для высот волн меньше 1. Для скорости ветра в некоторых случаях σ превышает единицу на 0.01-0.04.

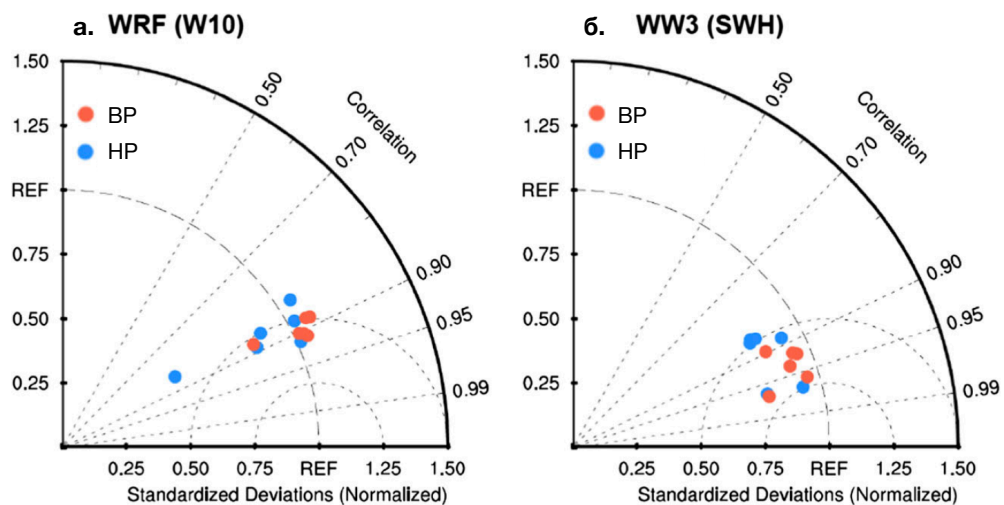


Рис. 2.8. Диаграмма Тейлора для скоростей ветра (а) и высот волн (б) по результатам эксперимента ATM с различным пространственным разрешением в сравнении с буями NDBC в феврале 2010 года; результаты эксперимента в высоком разрешении показаны красным, низкого – синим.

2.3.2. Пространственное распределение скоростей ветра и характеристик ветрового волнения

Для иллюстрации влияния высокого разрешения атмосферного форсинга на воспроизведение ветрового волнения, на рисунке 2.9 представлены мгновенные значения скоростей ветра и высот волн 16 декабря 1994 года по результатам экспериментов в высоком (вверху) и низком (внизу) разрешении. Главной особенностью высокоразрешающих экспериментов, заметной на данном рисунке, является повышение детализации полей атмосферного форсинга и воспроизводимых характеристик ветрового волнения, которое в отдельных регионах может

приводить к повышению средних и экстремальных значений, что более подробно будет рассмотрено далее.

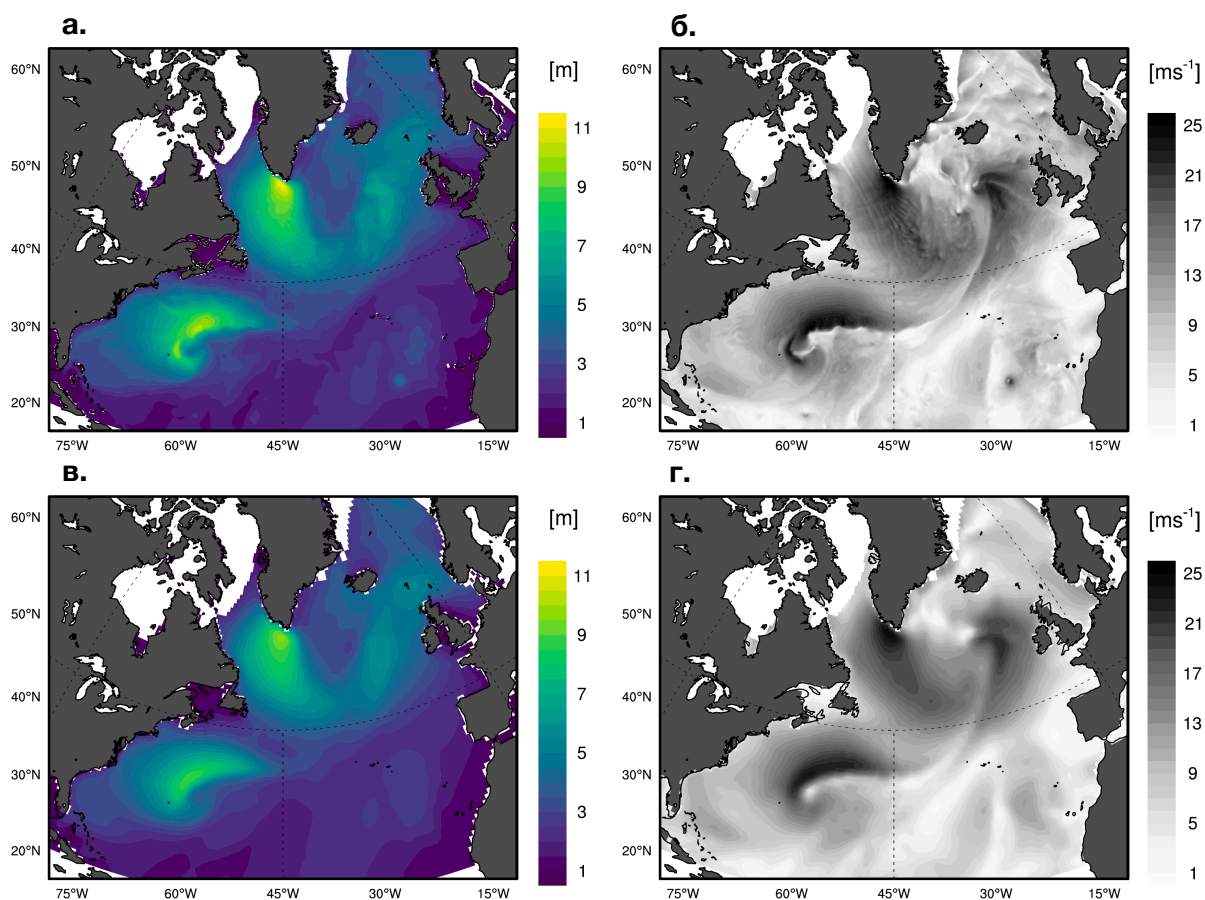


Рис. 2.9. Значимые высоты волн (а,в) и скорости ветра (б,г) 16 декабря 1994 г. в 18:00 (по Гринвичу) по результатам моделирования в высоком (а,б) и низком (в,г) разрешении (эксперименты СА(ВР) и СА(НР)).

Значения средних и экстремальных скоростей ветра для зимних сезонов (январь-март, ЯФМ) с 1979 по 2016 по результатам численного эксперимента с высоким разрешением показаны на рисунке 2.10 (а и в соответственно). Для оценки влияния разрешения на воспроизведение данной характеристики, на рис. 2.10 б и г соответственно представлены различия между экспериментами с разным пространственным разрешением. Наибольшие средние значения скоростей ветра достигают 18.2 мс^{-1} и расположены в восточной части бассейна в средних широтах с локальными максимумами у восточного побережья Гренландии, для экстремальных скоростей значения составляют до 23.6 мс^{-1} .

Интересной особенностью перехода к высокому разрешению является прак-

тически повсеместное увеличение скоростей ветра в прибрежной зоне (до 2 мс^{-1}). Сильное влияние увеличения пространственного разрешения на воспроизведение атмосферной динамики у юго-восточного побережья Гренландии было также отмечено в работе [Gutjahr and Heinemann, 2018]. Расположение данного массива суши в конце североатлантического шторм-трека в сочетании со сложным рельефом обуславливает сложную динамику атмосферы, где мезомасштабные динамические системы взаимодействуют с высокими и крутыми горами. В указанной работе сделан вывод о необходимости пространственного разрешения атмосферной модели 15 и менее километров для корректного воспроизведения кататических и других ветров, связанных с рельефом в данном регионе.

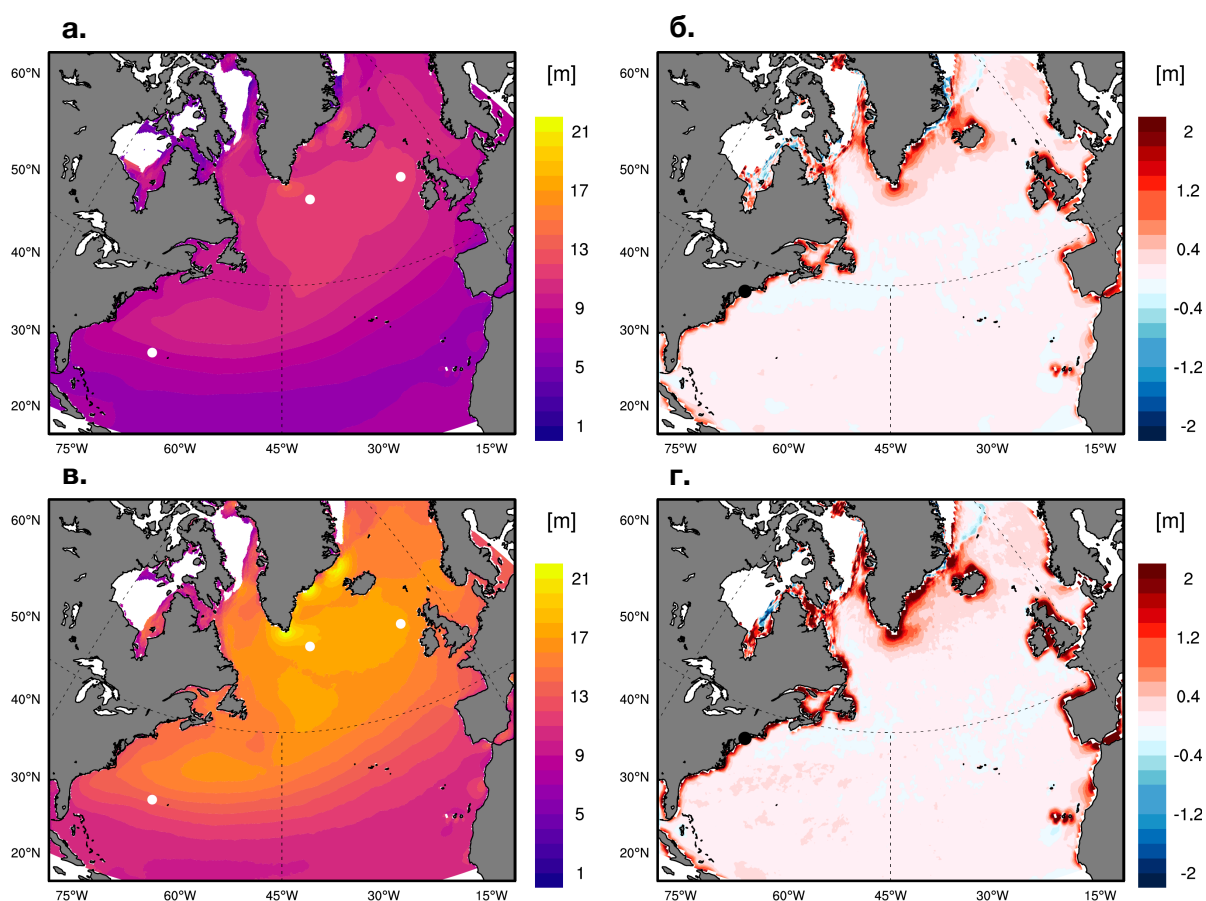


Рис. 2.10. Средние (а) и экстремальные (в) скорости ветра в зимний сезон 1979-2016 гг (ЯФМ) по результатам эксперимента с высоким разрешением и их разности с экспериментом с низким разрешением (рисунки б и г соответственно).

Значения средних и экстремальных высот волн для зимних сезонов (ЯФМ)

с 1979 по 2016 по результатам численного эксперимента с высоким разрешением показаны на рисунке 2.11 (а и в соответственно). Пространственное распределение высот волн в целом отражает распределение скорости ветра (рис. 2.10 а, в) с наибольшими средними значениями до 4.9 м и экстремальными значениями до 7.6 м, расположенными в восточной части средних широт, что соответствует климатологическим значениям, обсуждаемым в ряде работ (например, [Gulev et al., 2003, Semedo et al., 2011]). Для высот волн увеличение разрешения атмосферного форсинга проявляется главным образом вдоль юго-восточного побережья Гренландии (до 0.6 м в средних значениях) и прилегающих областях, что вероятно связано с разрешением стоковых ветров и более достоверным воспроизведением циклонической динамики в данном районе. Похожая картина наблюдается для экстремальных значений – с разностями высот волн до 1 м у побережья Гренландии и до 0.4 м в открытых частях океана.

В области островов Карибского архипелага наблюдаются отрицательные разности высот волн при разностях скоростей ветра близких к нулю, что вероятно является следствием более достоверного воспроизведения затухания волн при подходе к берегам островов архипелага в эксперименте в высоком разрешении за счет более детального описания береговой линии.

2.3.3. Компоненты ветрового волнения

Валидация для отдельных компонент волнения, представленная на рисунке 2.6, относится к прибрежным областям у побережья Северной Америки, и демонстрирует соответствие результатов моделирования данным буйковых наблюдений. Пространственные распределения высот ветровых волн и зыби соответствуют реанализам, однако абсолютные значения данных характеристик могут отличаться, что вероятно связано с процедурой разделения спектра на области ветрового волнения и зыби в модели. Для корректировки данных значений в реанализах используется усвоение данных спутниковых наблюдений для отдельных компонент волнения. В связи с данным ограничением в обсуждении

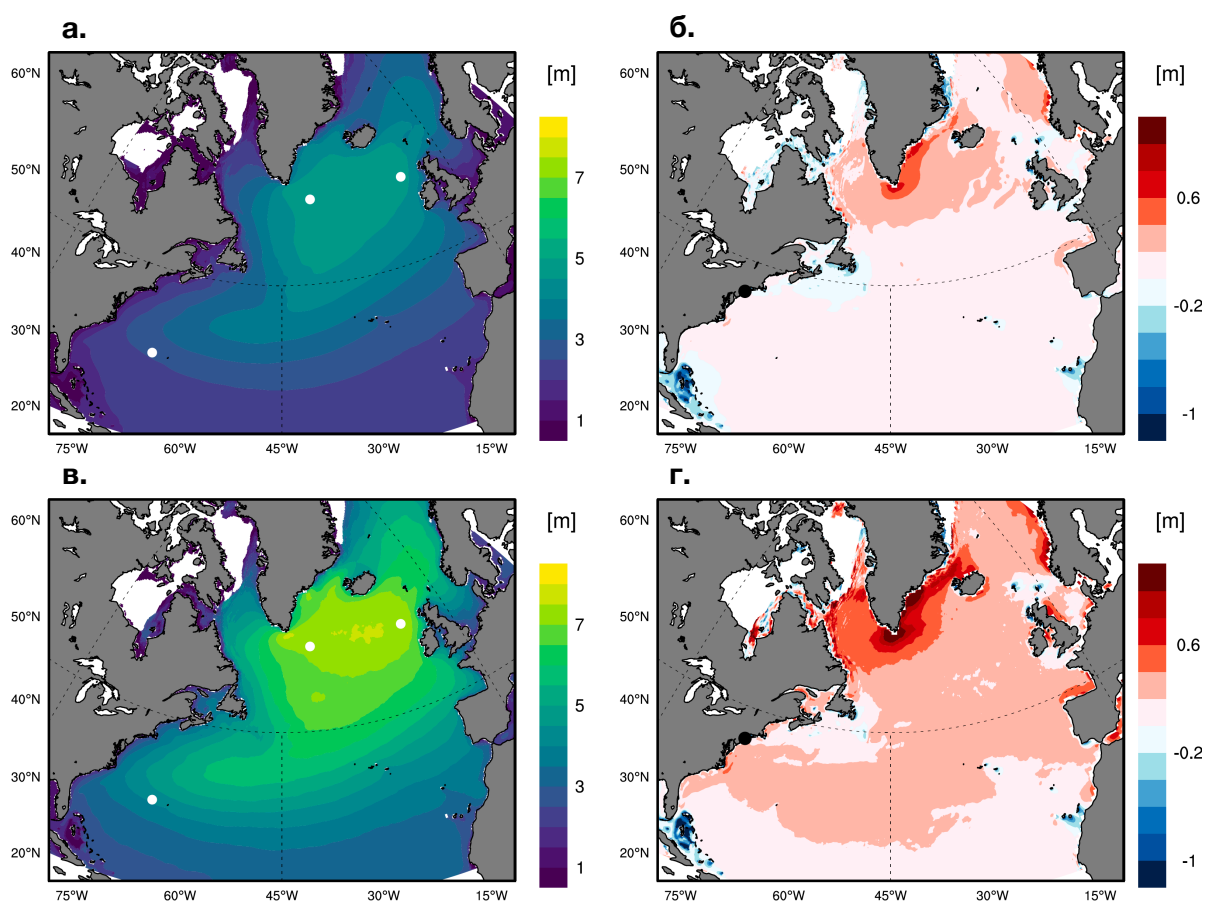


Рис. 2.11. Средние (а) и экстремальные (в) высоты волн в зимний сезон 1979-2016 гг (ЯФМ) по результатам эксперимента с высоким разрешением и их разности с экспериментом с низким разрешением (рисунки б и г соответственно).

результатов для отдельных компонент волнения рассматриваются главным образом разности и относительные характеристики.

Пространственное распределение разностей между экспериментами и высоким и низким разрешением для ветровых волн (рис. 2.12) соответствует полученным для значимой высоты волны, представленной на рисунке 2.11. Для средних высот волн зыби (рисунок 2.13) наблюдаются отрицательные значения отклонений вдоль побережья Северной Америки, в особенности около о. Ньюфаундленд, а также в Северном море и в областях около Азорских островов у западного побережья Африки. Также наблюдаются положительные разности у юго-восточного побережья Гренландии (рис. 2.13 б), особенно сильно проявляющиеся для экстремальных значений (рис. 2.13 г).

Для периодов ветрового волнения наибольшие значения наблюдаются в

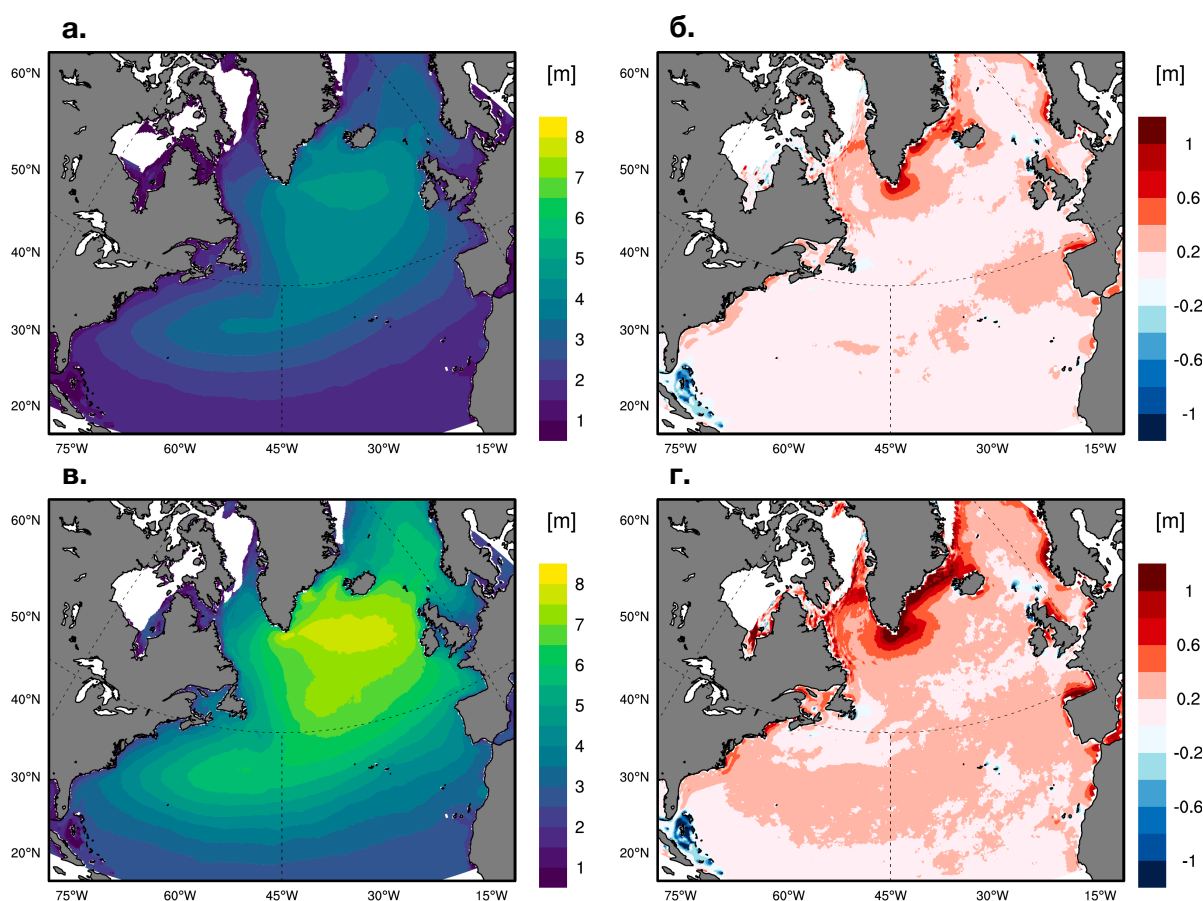


Рис. 2.12. Средние (а) и экстремальные (в) высоты ветровых волн в зимний сезон 1979-2016 гг (ЯФМ) по результатам эксперимента с высоким разрешением и их разности с экспериментом с низким разрешением (рисунки б и г соответственно).

восточной части бассейна, где составляют до 11.7 с для средних и 14.9 с для экстремальных значений (рис. 2.14 а,в). В экспериментах с высоким разрешением значения периодов в центральной части океана выше как для средних (до 0.5 с), так и для экстремальных (до 0.8 с) значений. Поскольку распределение разностей пространственно однородно, можно интерпретировать это как следствие общего увеличения высоты волн в данных районах. В прибрежных областях разности практически равны нулю, однако в Северном море и у побережья Северной Америки около о. Ньюфаундленд разности отрицательные и составляют до -0.6 с для средних и -1 с для экстремальных значений, что может говорить о большей относительной роли ветровых волн по сравнению с зыбью в экспериментах с высоким разрешением в отдельных районах.

Пространственное распределение разностей для летнего периода (не пред-

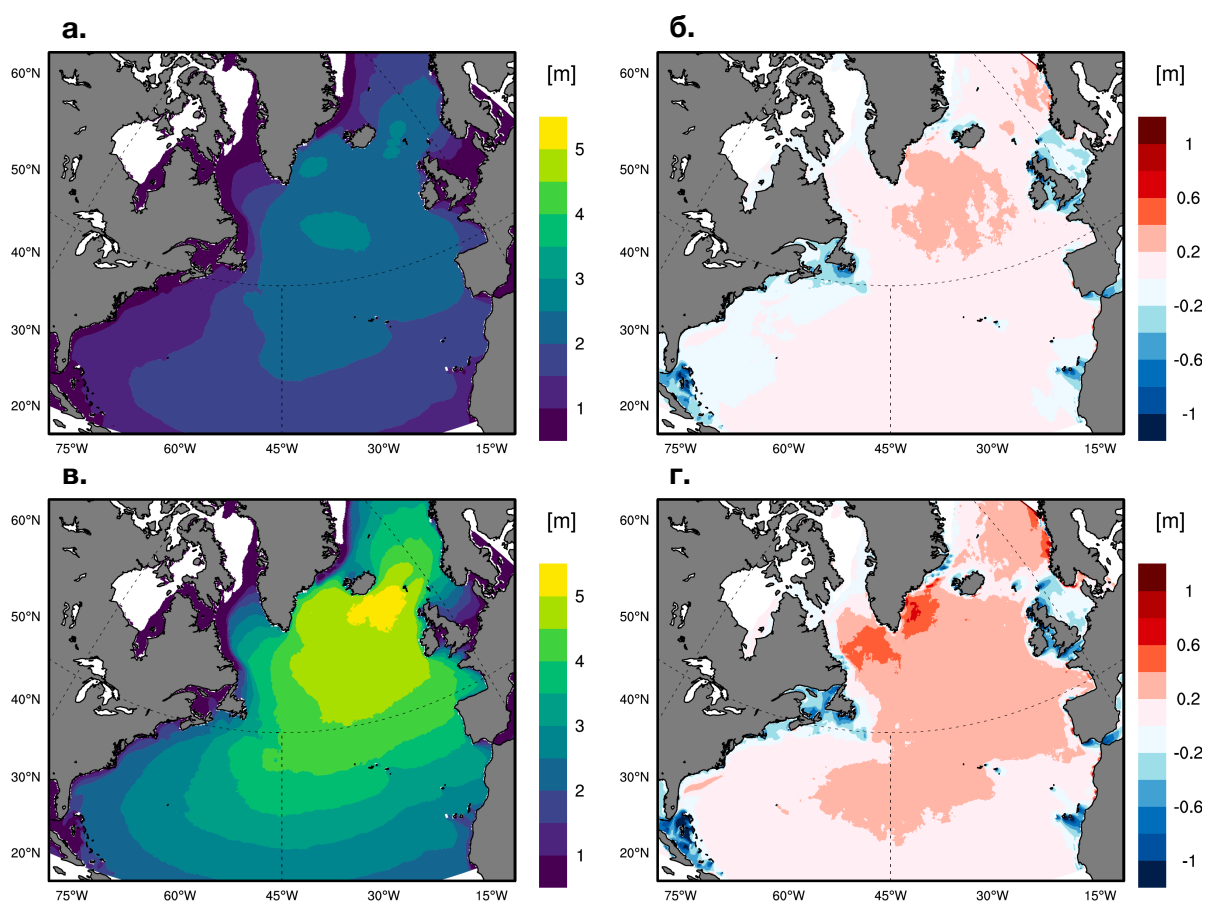


Рис. 2.13. Средние (а) и экстремальные (в) высоты волн зыби в зимний сезон 1979-2016 гг (ЯФМ) по результатам эксперимента с высоким разрешением и их разности с экспериментом с низким разрешением (рисунки б и г соответственно).

ставлено) аналогично разностям для зим с меньшими абсолютными значениями и разностями.

2.3.4. Региональные гистограммы

Для более детального анализа эмпирических распределений высот волн и скоростей ветра в экспериментах с высоким и низким разрешением, были выделены 4 характерных региона: у побережья Гренландии (где наблюдаются максимальные разности в средних и экстремальных значениях), у побережья Северной Америки (высокие разности для экстремальных значений), у побережья Исландии и Британских островов (высокие абсолютные значения климатологических величин). В зимнее время во всех перечисленных регионах наблюдается увеличение доли высоких скоростей ветра и высот волн. В качестве наиболее

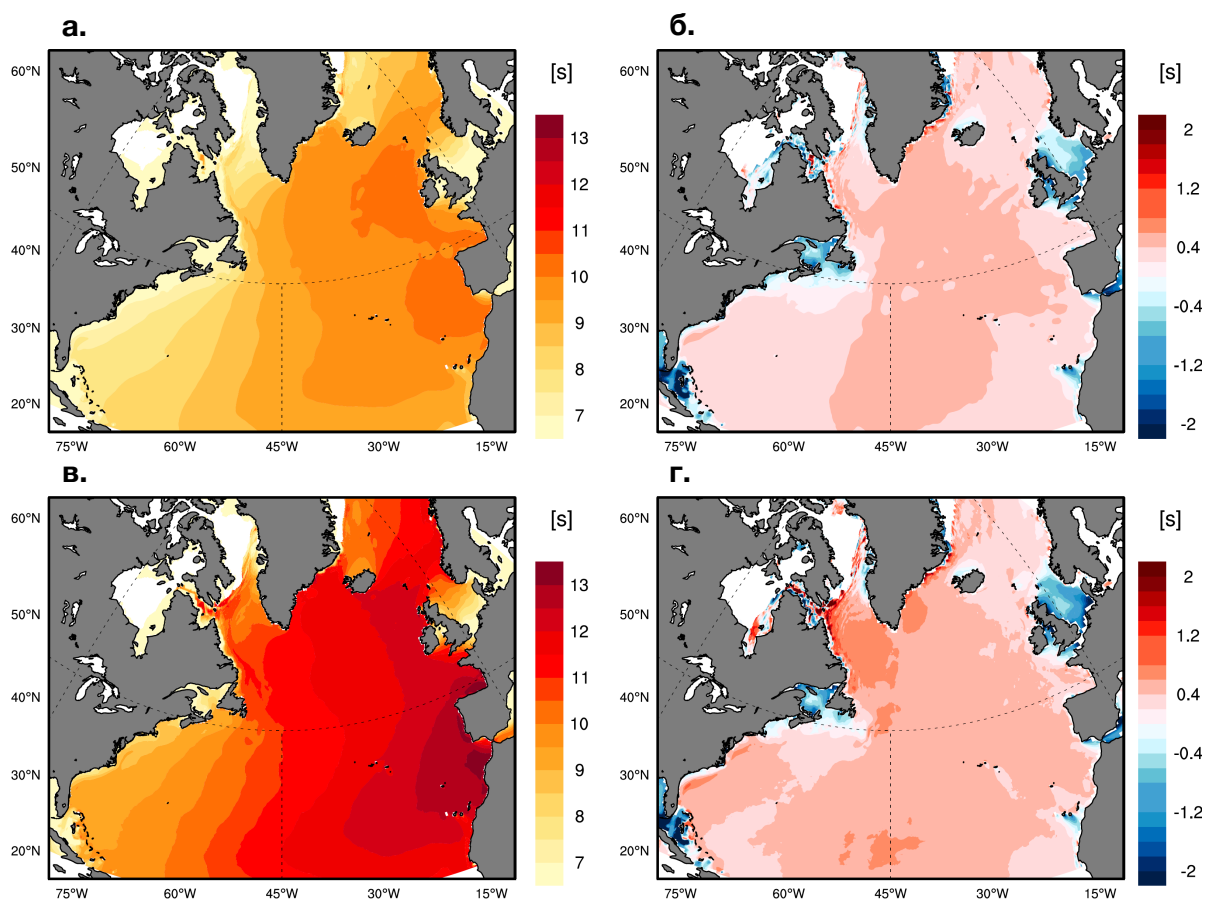


Рис. 2.14. Средние (а) и экстремальные (в) периоды волн в зимний сезон 1979-2016 гг (ЯФМ) по результатам эксперимента с высоким разрешением и их разности с экспериментом с низким разрешением (рисунки б и г соответственно).

наглядного примера на рисунке 2.15 представлены гистограммы для региона на юго-востоке от Гренландии, где кроме очевидного увеличения доли высоких волн и скоростей ветра в высоком разрешении, наблюдается также уменьшение доли низких значений и изменение формы и характеристик функции распределения.

Для летнего периода средние значения для высокого и низкого разрешения отличаются не так значительно, как в зимний период. Кроме того, в отличие от зимнего периода, наблюдаются существенные региональные различия. В то время как у побережья Гренландии (не показано) качественная картина фактически повторяет зимнюю (рис. 2.15), у побережья Великобритании (рис. 2.16 в, г), Исландии и Северной Америки (не показано) наблюдается обратная ситуация. При отсутствии увеличения доли высоких скоростей ветра, наблюдается

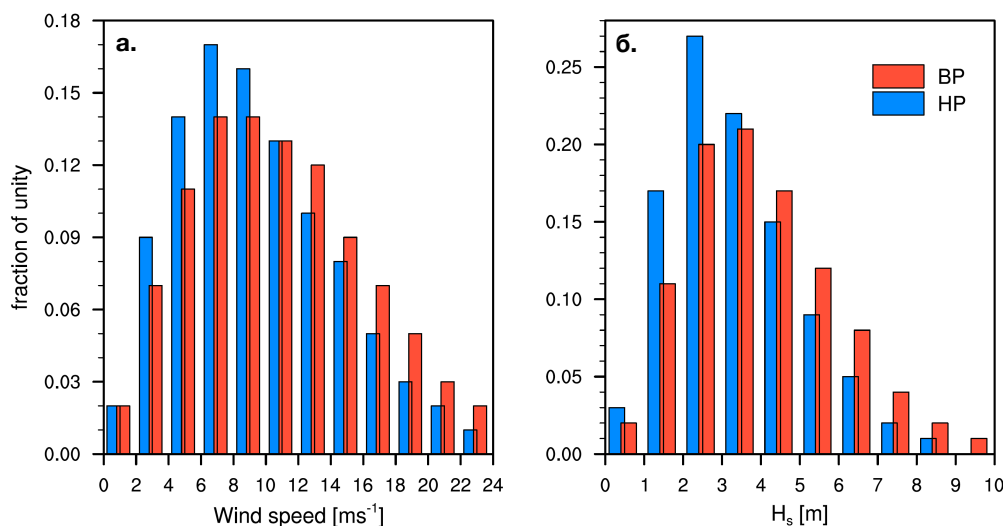


Рис. 2.15. Гистограммы скоростей ветра (а) и значимых высот волн (б) у побережья Гренландии в 5-градусном квадрате с центром, показанным точками на рис. 2.10а, 2.11а в зимний период (ЯФМ) 1979-2016 гг.; красным и синим показаны эксперименты в высоком и низком разрешении соответственно.

увеличение доли высоких волн. Поскольку ветровые волны способны распространяться на большие расстояния (до тысяч километров, [Barber and Ursell, 1948]) и таким образом, отсутствие схожих сигналов в ветре и волнах в данных регионах может говорить о влиянии зыби, приходящей из отдаленных частей бассейна. В зимнее время за счёт повсеместно более интенсивной динамики атмосферы, данный сигнал не прослеживается, в то время как в летний период в данных регионах наблюдается преобладание волн, сформировавшихся не локально.

2.3.5. Межгодовая изменчивость

Для исследования регионального влияния пространственного разрешения и межгодовой изменчивости средних и экстремальных скоростей ветра и высот волн, на рисунках 2.17 и 2.18 представлены временные ряды данных характеристик в регионах с наибольшими различиями между экспериментами в высоком и низком пространственном разрешениях. Так, у побережья Гренландии (рис. 2.17) для скоростей ветра разность между средними значениями составляет до

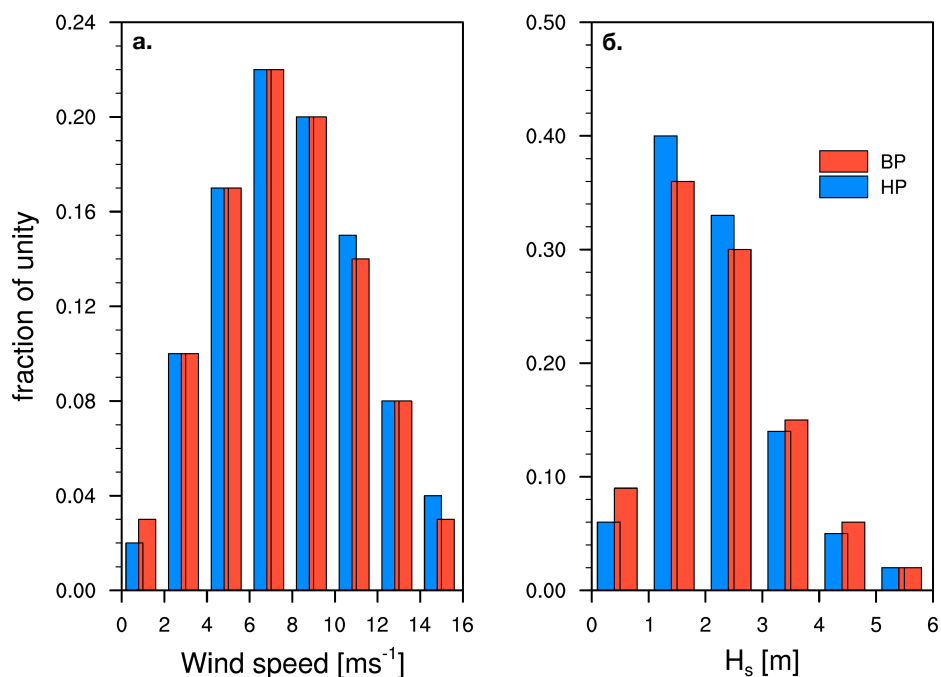


Рис. 2.16. Гистограммы скоростей ветра (а) и значимых высот волн (б) у побережья Британских островов в 5-градусном квадрате с центром, показанным точками на рис. 2.10а, 2.11а в зимний период (ЯФМ) 1979-2016 гг.; красным и синим показаны эксперименты в высоком и низком разрешении соответственно.

0.36 мс⁻¹, для экстремальных до 0.79 мс⁻¹. Для высот волн средняя разность между средними значениями достигает 0.31 м (максимум – 0.41 м), для экстремальных волн средняя разность составляет 0.51 м (до 0.76 м). Таким образом увеличение средних и экстремальных характеристик ветрового волнения в регионе связано главным образом с увеличением экстремальных характеристик скоростей ветра (что также показано на рисунке 2.15). Кроме того, данный регион находится под влиянием зыби, которая не находится в прямой связи с локальными характеристиками ветра и формируется главным образом в центральной и восточной частях бассейна.

Для района у побережья Северной Америки (рис. 2.18) разности между экспериментами в высоком и низком разрешениях находятся в пределах точности заякоренных буев NDBC (+/- 0.2 м для волн и +/- 1 мс⁻¹ для ветра) и составляет для скоростей ветра до 0.14 мс⁻¹ для средних и до 0.26 мс⁻¹ для экстремальных значений. Для высот волн разность между средними значениями

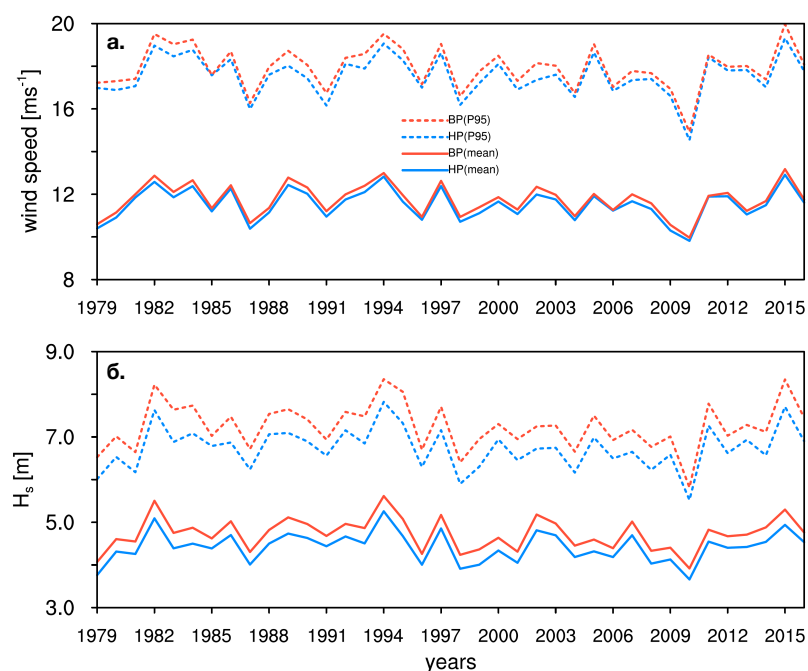


Рис. 2.17. Временные ряды средних и экстремальных скоростей ветра (а) и высот волн (б) на участках у побережья Гренландии в 5-градусном квадрате с центром в точке, показанной на рис. 2.10а, 2.11а; красным и синим цветами показаны соответственно эксперименты в высоком и низком разрешении; сплошная линия соответствует средним, пунктирная линия – экстремальным значениям соответственно.

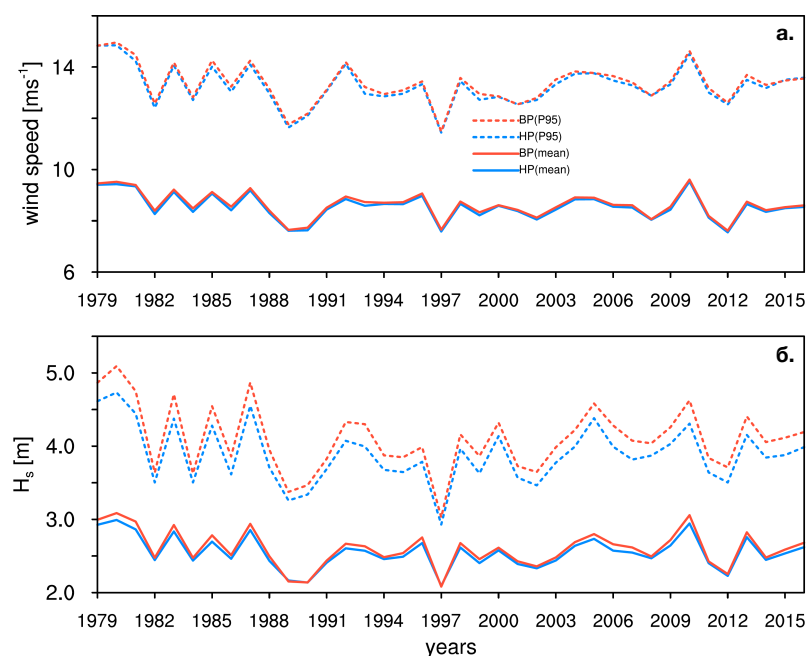


Рис. 2.18. Временные ряды средних и экстремальных скоростей ветра (а) и высот волн (б) на участках у побережья Северной Америки; легенда аналогична рис. 2.17.

достигает до 0.11 м, для экстремальных волн разность достигает 0.36 м. Однако, несмотря на небольшие значения разностей, наблюдается систематический

рост экстремальных высот волн при наличии слабого увеличения средних и экстремальных скоростей ветра в эксперименте с высоким разрешением в течение всего рассматриваемого периода.

2.4. Выводы

Одним из основных результатов Главы 2 является проведение долгопериодного (1979-2016 гг.) численного эксперимента с высоким разрешением на акватории северной части Атлантического океана, для которого разработана оригинальная конфигурация атмосферной и волновой моделей. На основе результатов данного эксперимента показано, что увеличение пространственного разрешения с 80 до 14 км позволяет улучшить воспроизведение экстремальных значений скоростей ветра и высот волн, причем абсолютные значения данных характеристик главным образом увеличиваются.

Влияние атмосферного форсинга на характеристики ветрового волнения в Северной Атлантике неоднородно, и в большей степени проявляется в прибрежных районах, в особенности вблизи восточного побережья Гренландии, Северного моря и в субполярных широтах, где различия между результатами экспериментов в высоком и низком разрешении могут составлять до 20% от средних значений (до 2 мс^{-1} для скорости ветра и 0.6 м для значимых высот волн в зимний сезон). Вблизи побережья Гренландии данный эффект объясняется сильной недооценкой величин стоковых ветров в эксперименте с низким разрешением, пространственные масштабы которых могут достигать 500 км от береговой линии [Oltmanns et al., 2014].

Проведенный численный эксперимент открывает большие возможности для дальнейшего анализа экстремальных значений, а также исследования формирования и совместной динамики атмосферных циклонов и ветрового волнения в данном регионе.

Глава 3

Роль атмосферных процессов различных масштабов в формировании климатической динамики ветрового волнения

3.1. Введение

Северная часть Атлантического океана характеризуется высокими значениями высот ветровых волн и высокой сезонной изменчивостью с максимумом в зимнее время [Gulev and Hasse, 1998, Gulev et al., 2003, Gulev and Grigorieva, 2006, Hanley et al., 2010, Semedo et al., 2008, 2011]. Во многих работах выделяется прямая статистическая связь между изменчивостью ветрового волнения и индексом Северо-Атлантического колебания (САК), которая выражается в увеличении средних и экстремальных высот волн в годы с наибольшими значениями индекса [Bacon and Carter, 1993, Gulev and Hasse, 1999, Gulev and Grigorieva, 2006, Shimura et al., 2013, Wang et al., 2004, Wang and Swail, 2001, Woolf et al., 2002]. Однако, как обсуждалось в Главе 1, характеристики крупномасштабной динамики атмосферы не отражают относительный вклад мезомасштабных, синоптических и низкочастотных атмосферных процессов в формировании климатической динамики ветрового волнения и его экстремальных характеристик, в то время как такая оценка необходима для понимания современного климата ветрового волнения и прогнозирования его будущих изменений.

В Главе 3 анализируются отклики ветрового волнения на изменчивость атмосферных процессов различных масштабов на примере северной части Атлантического океана в зимний период. С помощью спектральной полосовой фильтрации выделяются различные моды атмосферной изменчивости, и на основе численного моделирования анализируются отклики средних и экстремальных

характеристик ветрового волнения на поверхности океана. Полученные результаты используются для исследования связи наблюдаемого волнового климата с изменчивостью атмосферных процессов различных масштабов. В разделе 3.2 описана конфигурация численных экспериментов, используемые данные и методика проводимого анализа. В разделе 3.3 анализируются отклики ветровых волн на различные масштабы атмосферного воздействия по результатам численных экспериментов. В разделе 3.4 обсуждается вклад различных масштабов атмосферных процессов в изменчивость волнового климата в северной Атлантике. В разделе 3.5 кратко сформулированы основные выводы.

3.2. Конфигурация численных модельных экспериментов

3.2.1. Волновая модель

В данном эксперименте вычислительный домен модели WAVEWATCH III (WW3, [The WW3DG, 2016]) покрывал акваторию Северной Атлантики от 0 до 80° с.ш. и от 90° з.д. до 15° в.д. Для заданного вычислительного домена влияние зыби, приходящей из Южного полушария пренебрежимо мало [Alves, 2006]. Для параметризации накачки и диссипации волновой энергии в модели использовалась схема ST4 [Ardhuin et al., 2010], для представления нелинейных волновых взаимодействий использовалась схема DIA [Hasselmann and Hasselmann, 1985]. Шаг по времени для интегрирования полного уравнения баланса спектральной волновой энергии в модели составил 15 минут. Эксперименты проводились для зимнего сезона (определяемого в данной главе как период с декабря по февраль) в период с 1980 по 2016 год. Для учета разгона модели эксперимент для каждого года начинался за две недели до начала зимнего сезона (т.е. в середине ноября), и данный период исключен из дальнейшего рассмотрения. Используемая конфигурация волновой модели была использована в ряде работ по исследованию волнового климата (например, [Chawla et al., 2013, Rasche and Ardhuin, 2013]).

Пространственное разрешение волновой модели составило 0.7°, что соот-

ветствует пространственному разрешению атмосферного форсинга из реанализа ERA-Interim Европейского центра среднесрочных прогнозов погоды (ECMWF) [Dee et al., 2011]. Как уже было отмечено в Главе 2, реанализ ERA-Interim широко используется для исследований изменчивости климата ветрового волнения [Stopa and Cheung, 2014] благодаря постоянной конфигурации модели и системы усвоения данных натурных наблюдений для периода, начиная с 1979 года по настоящее время. Для описания взаимодействия волн с морским льдом используется схема IC0 [Tolman, 2003], описанная в разделе 2.2.4. В качестве граничных условий используется информация о концентрации морского льда с временным разрешением 12 часов из реанализа ERA-Interim.

Далее в Главе 3 для обозначения результатов контрольного эксперимента с атмосферным форсингом из реанализа ERA-Interim используется обозначение *КОНТР*. В трех дальнейших экспериментах для компонент скорости ветра на 10 м применена спектральная полосовая фильтрация Ланцоша [Duchon, 1979, Lanczos, 1956], позволившая выделить значения приземного ветра, соответствующие изменчивости с масштабами менее 2 суток, 2-10 суток и более 10 суток соответственно. Похожее разложение использовалось ранее в работах [Ayrault et al., 1995, Foussard et al., 2019, Gulev et al., 2002] с вариациями диапазона синоптического масштаба изменчивости.

Перед спектральной полосовой фильтрацией Ланцоша происходит выбор граничной частоты f_c , выше которой все частоты должны быть срезаны, а все частоты ниже должны быть пропущены через фильтр без искажения амплитуды или фазы. Исходная последовательность данных x_t (где t – время) преобразуется в последовательность y_t на основе следующего линейного отношения:

$$y_t = \sum_{k=-\infty}^{\infty} \omega_k x_{t-k}, \quad (3.1)$$

где ω_k – весовые функции. Применяя преобразование Фурье к выражению (3.1), получаем частоту f и отношение между функциями частотной плотности

амплитуд Фурье для исходного ряда $X(f)$ и полученного ряда $Y(f)$ [Jenkins and Watts, 1968]:

$$Y(f) = R(f) \cdot X(f), \quad (3.2)$$

где $R(f)$ – функция частотного отклика, которая вместе с весовой функцией образуют пару преобразований Фурье:

$$R(f) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} \omega_k e^{i2\pi f k \Delta}, \quad (3.3)$$

$$\omega_k = \frac{1}{2f_N} \int_{-f_N}^{f_N} R(f) e^{i2\pi f k \Delta} df; k = \dots, -1, 0, 1, \dots, \quad (3.4)$$

где Δ – интервал выборки, f_N – частота Найквиста, равная половине частоты дискретизации данных.

Далее в работе используются следующие обозначения: результаты экспериментов с атмосферным форсингом, соответствующим изменчивости синоптического масштаба (в данной работе определенной как 2-10 суток; аналогичный диапазон был использован в ряде работ, как например [Hoskins and Hodges, 2002]) обозначены как *СИНОП*, эксперименты с форсингом высокочастотной субсиноптической компонентой (менее 2 суток) – как *СУБС*, с низкочастотной изменчивостью (более 10 суток) – как *НЧ*.

В данной главе анализируются значимые высоты волн (H_s) и средние направления волн (θ), полученные в результате численных экспериментов со спектральной волновой моделью. В разделе, посвященном анализу совместной изменчивости волнового климата и атмосферных характеристик, обсуждаются средние и экстремальные характеристики. Под последними понимаются высоты 95-го персентилля эмпирического распределения высот волн. Помимо этого, в главе также обсуждаются максимальные значения, которые определяются как усредненные по времени за период 1980-2016 гг. (декабрь-февраль) максимальные значения высот волн. В данной работе они выступают для оценки верхней

границы полученных значений, в то время как в литературе данный параметр широко используется в том числе для анализа экстремальных событий [Caires and Sterl, 2005, Janssen, 2015, Lopatoukhin et al., 2000].

3.2.2. Диагностика результатов численных экспериментов

В качестве эйлеровой меры интенсивности атмосферных динамических процессов на различных масштабах используется величина кинетической энергии вихрей (далее обозначаемой как $KЭВ$; в зарубежной литературе используется термин «eddy kinetic energy» (ЕКЕ), [Lorenz, 1955, Orlanski and Katzfey, 1991]). Данная величина была рассчитана на основе 6-часовых полей ветра из реанализа, отфильтрованных для выявления изменчивости менее 2 суток, 2-10 суток и более 10 суток [Blackmon, 1976, Blackmon et al., 1977, Hoskins and Hodges, 2002, Schneider et al., 2015, Woollings et al., 2016]. Величина кинетической энергии вихрей ($KЭВ$) определяется следующим выражением:

$$KЭВ = \int_{800hPa}^{200hPa} \left(\overline{u'^2} + \overline{v'^2} \right) dp / 2g, \quad (3.5)$$

где u' и v' - отфильтрованные зональные и меридиональные компоненты скорости ветра, p - давление (вертикальная координата), g - ускорение свободного падения. Изменчивость от 2 до 10 суток соответствует синоптическим процессам, тогда как остаточная изменчивость масштаба менее 2 суток и более 10 суток выступает в качестве высокочастотных (субсиноптические процессы) и низкочастотных мод атмосферного воздействия. Далее полученные значения интегрируются по вертикали от уровня 800 до 200 гПа (аналогичный подход используется в работе [Mbengue et al., 2019]). Поскольку динамика шторм-трека связана со множеством процессов, фундаментальных для поддержания климатического равновесия, существует множество метрик, характеризующих ее интенсивность. В частности, помимо обсуждаемой выше величины вертикально проинтегрированной кинетической энергии вихрей интенсивность шторм-трека

может также оцениваться на основе меридионального потока тепла, связанного с вихрями ($\overline{v'\theta'}$), а также конвергенции потоков импульса, связанных с вихрями в верхней тропосфере ($-\nabla\overline{u'v'}$). В общем случае все эти показатели отражают бароклинную активность в атмосфере и связанные с ней вихревые образования [Chang et al., 2002, Mbengue and Schneider, 2013]. Поскольку в данной работе главным образом нас интересует динамика приземной тропосферы и в частности ветер у поверхности океана, используемая в работе характеристика шторм-трека является логичным выбором из всех доступных вариантов.

На рисунке 3.1 показаны средние значения кинетической энергии вихрей, рассчитанные для отфильтрованных компонент скорости ветра для различных диапазонов, согласно соотношению (3.5). Максимальные величины кинетической энергии для синоптического диапазона атмосферной изменчивости к востоку от о. Ньюфаундленд составляют $\sim 5.2 \cdot 10^5 \text{ Дж} \cdot \text{м}^{-2}$ и связаны с областью интенсивного формирования и развития циклонов в Северной Атлантике. Пространственная структура высокочастотной моды изменчивости (*СУБС*) кинетической энергии вихрей (рис. 3.1в) схожа с синоптической, однако с абсолютными значениями примерно в два раза меньше. При использовании процедуры спектральной полосовой фильтрации, быстро распространяющиеся циклоны могут попадать в субсиноптический диапазон [Rudeva and Gulev, 2011].

Низкочастотная мода изменчивости кинетической энергии (рис. 3.1 а) характеризуется наибольшими величинами (до $\sim 30 \cdot 10^5 \text{ Дж} \cdot \text{м}^{-2}$). Регион с максимальными значениями совпадает с аналогичными районами для синоптической (*СИНОП*) и высокочастотной моды изменчивости (*СУБС*), однако в отличие от них имеет второй максимум в восточной части субтропиков. Распределение кинетической энергии, связанной с вихрями, представляет собой эйлеров подход к описанию шторм-трека. В данном случае он в целом повторяет пространственное распределение плотности траекторий циклонов – лагранжевой характеристики, также часто используемой в исследованиях динамики шторм-трека. Плотность траекторий циклонов, показанная на рисунке 3.1б, рассчитана

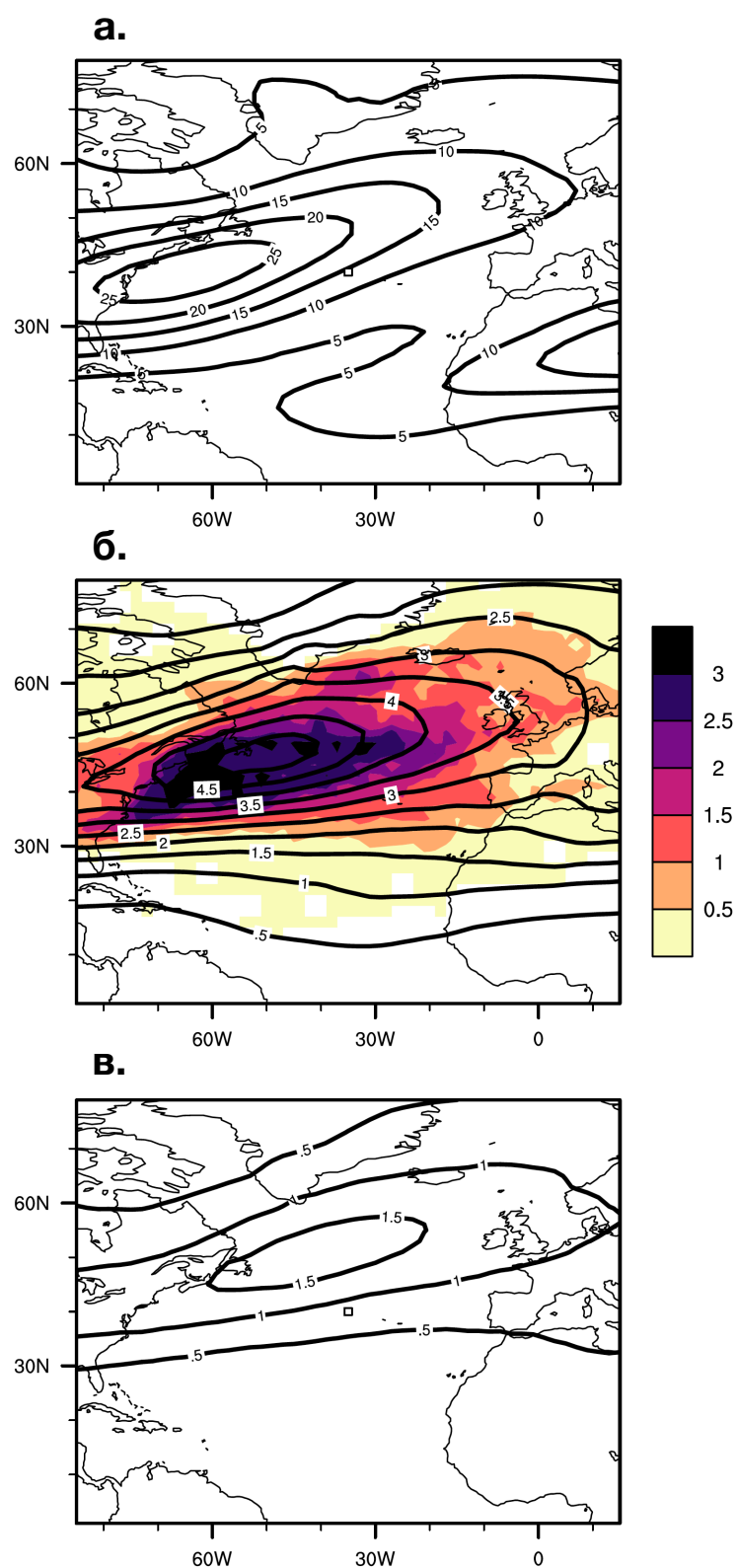


Рис. 3.1. Средняя сезонная кинетическая энергия вихрей [$\cdot 10^5 \text{ Дж} \cdot \text{м}^{-2}$] для диапазонов изменчивости >10 суток (а), 2-10 суток (б) и <2 суток (в). Для демонстрации связи между эйлеровой и лагранжевой характеристиками шторм-трека, поверх синоптического диапазона изменчивости КЭВ цветом показана плотность траекторий циклонов в 2-градусных квадратах в зимний период (декабрь-февраль) 1980-2016 гг.

по данным реанализа ERA-Interim на основе методологии, описанной в работах [Hodges, 1995, Hoskins and Hodges, 2002, Roberts et al., 2014] и была предоставлена Университетом Рединга; данные результаты согласованы с различными климатологиями траекторий циклонов, рассчитанных по другим алгоритмам [Neu et al., 2013, Rudeva and Gulev, 2011, Tilinina et al., 2013]. Тесная связь между эйлеровыми и лагранжевыми характеристиками шторм-трека в данном регионе очень важна с точки зрения формирования ветровых волн [Gulev and Grigorieva, 2006]. Локальный максимум плотности траекторий циклонов у юго-восточного побережья Гренландии вероятно связан с полярными мезоциклонами [Stoll et al., 2018] или другими циклоническими структурами [Våge et al., 2009], которые не отражены в средних климатологических значениях кинетической энергии вихрей.

3.3. Отклик волнового климата на атмосферные процессы различных масштабов

3.3.1. Климатологии

Климатология средних и максимальных высот волн и средних направлений (декабрь-февраль 1980-2016 гг.) по результатам контрольного эксперимента с ветром из реанализа ERA-Interim показана на рис. 3.2. Наибольшие значения средних высот волн составляют около 4.7 м в северо-восточной части Северной Атлантики, что согласуется с данными визуальных наблюдений VOS [Gulev and Hasse, 1998, Gulev et al., 2003], со спутниковыми данными [Young et al., 2017, Zieger et al., 2009], а также с данными о ветровом волнении из реанализа ERA-Interim [Dee et al., 2011]. Пространственная корреляция результатов моделирования с волнами из ERA-Interim составляет в среднем 0.97 для зимних сезонов в течение всего периода.

Кроме того, поскольку при моделировании волнения в прибрежных райо-

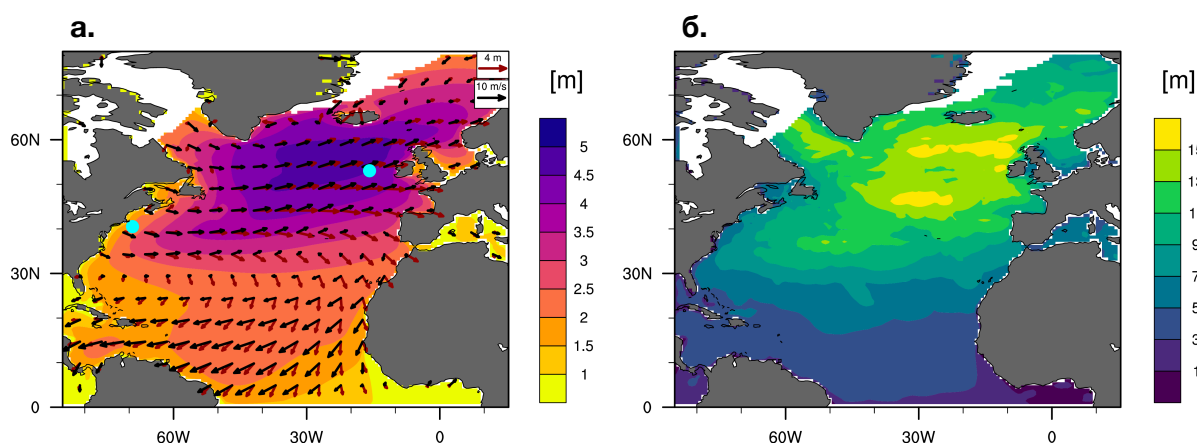


Рис. 3.2. Средние (а) и максимальные (б) высоты волн по результатам контрольного эксперимента (*КОНТР*); красными и черными стрелками показаны средние направления волн и ветра соответственно в зимний период в 1980-2016 гг. Точками на рис. 3.2а показаны местоположения буюв, используемых в дальнейшем анализе.

нах часто наблюдается недооценка абсолютных значений высот волн [Stopa and Cheung, 2014], было проведено сравнение с данными буюв Национального центра данных по буюам (National Data Buoy Center, NDBC, [<http://www.ndbc.noaa.gov/>]), показанное на рисунке 3.3. Результаты контрольного эксперимента демонстрируют хорошую согласованность с данными буюв NDBC в прибрежных районах со средним значением коэффициентом корреляции 0.92 (и изменяющимся в пределах от 0.9 до 0.95). Таким образом, результаты моделирования согласованы с данными реанализа и натурных наблюдений, и могут быть использованы для дальнейшего анализа.

Область наибольших значений средних высот волн смещена к северо-востоку от максимума штормовой активности в Северной Атлантике (рис. 3.2 а), что согласуется со средним направлением и пространственными масштабами распространения зыби, которая вносит значительный вклад в общую высоту волн в данном регионе [Chen et al., 2002, Semedo et al., 2011]. В областях интенсивного формирования ветрового волнения (в западной части тропиков и в средних широтах) среднее направление распространения волн (показано красными стрелками на рис. 3.2а) наиболее сильно согласовано со средним направлением ветра (показано черными стрелками на рис. 3.2а).

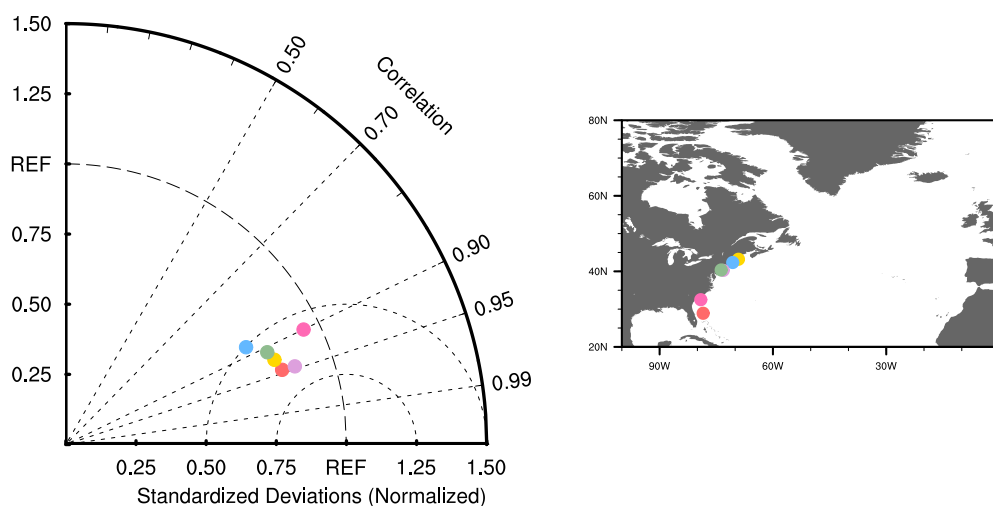


Рис. 3.3. Диаграмма Тейлора для сравнения значимых высот волн по результатам моделирования в контрольном эксперименте и по данным буев NDBC в период с 1 декабря 2009 по 28 февраля 2000 г. Полуокружности с центром в точке REF представляют значения средне-квадратических ошибок с шагом 0.25 м.

Пространственное распределение максимальных высот волн (рис. 3.2 б) имеет более зашумленную структуру, чем средние значения (рис. 3.2а), что в некоторой степени отражает роль атмосферных процессов синоптического и субсиноптического масштабов в формировании экстремальных волн в регионе. Так, наблюдается несколько локальных максимумов высот волн в восточной части средних широт, где значения достигают до 15.9 м, а также максимум в море Лабрадор с высотами волн до 14 м.

Для демонстрации особенности постановки экспериментов, на рисунке 3.4 показаны высоты и направления волн при различном атмосферном воздействии в экспериментах *СУБС*, *СИНОП*, *НЧ* и *КОНТР* для 12:00 (по Гринвичу) 30 декабря 2000 года. Низкочастотная мода имеет наиболее гладкое пространственное распределение и характеризуется самыми высокими значениями скоростей ветра, что приводит к появлению обширных областей с большими высотами волн (рис. 3.4 в). Атмосферные воздействия синоптического и субсиноптического масштабов затрагивают в основном более ограниченные области (рис. 3.4 б и 3.4 а). Контрольный эксперимент с оригинальными полями ветра из реанализа (рис. 3.4 г) отражает одновременное влияние низко- и высокочастотного

атмосферного воздействия.

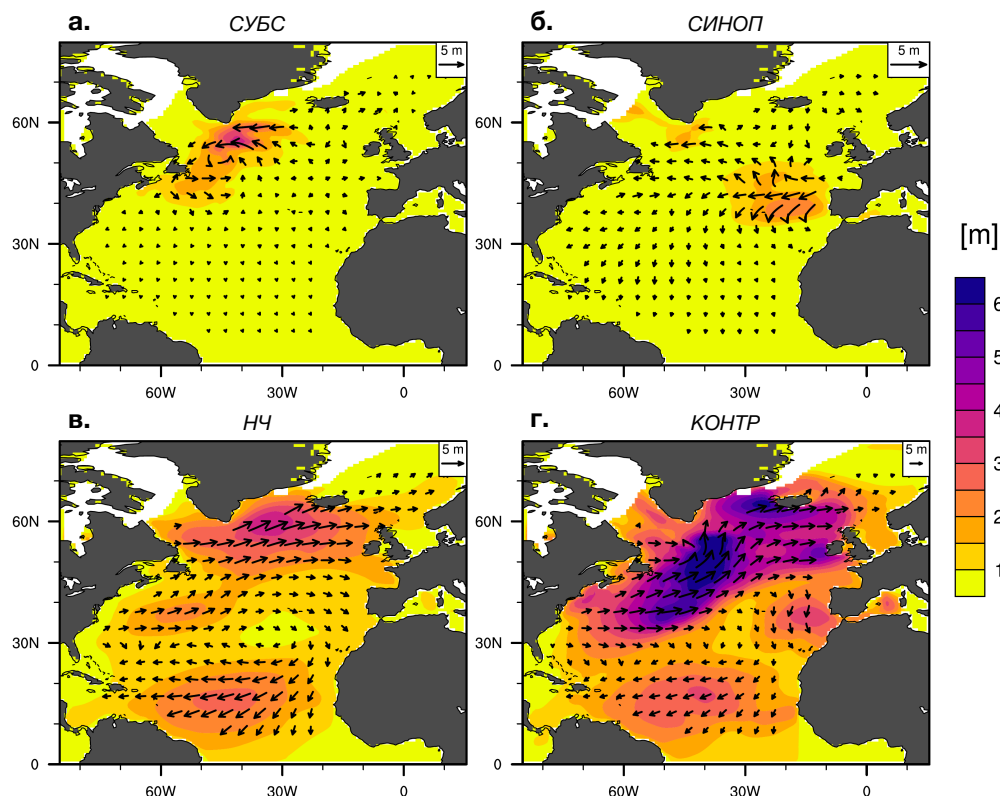


Рис. 3.4. Мгновенные значения высот волн для 12:00 30 декабря 2000 года по результатам экспериментов (а) *СУБС*, (б) *СИНОП*, (в) *НЧ* и (г) *КОНТР*.

На рисунке 3.5 показаны среднеклиматические значения высот и направлений волн для проведенных экспериментов *СУБС*, *СИНОП* и *НЧ* и их разности с контрольным экспериментом. Процессы синоптического масштаба (*СИНОП*), преимущественно связанные с циклонической активностью, оказывают наиболее сильное влияние в средних широтах и приводят к формированию волн высотами до 2 м (рис. 3.5 б). Высокочастотная мода атмосферного форсинга (*СУБС*) достигает наибольших значений в том же районе, однако наблюдаемые высоты волн вдвое меньше, чем для синоптической моды (рис. 3.5 а). Пространственное распределение высот волн в тропиках (со значениями до 2.5 м в западной части бассейна; рис. 3.5 в) фактически определяется низкочастотной модой атмосферной изменчивости (*НЧ*, рис. 3.5 в, е), что связано с влиянием пассатных ветров. Кроме того, низкочастотная мода (*НЧ*) оказывает сильное влияние на восточную часть Северной Атлантики, где высоты волн достигают до 3 м. Таким

образом, область наибольших значений высот волн в восточной части бассейна (рис. 3.2) объясняется влиянием главным образом низкочастотной моды атмосферной изменчивости, однако синоптическая и высокочастотная моды также вносят значительный вклад.

В экспериментах *СУБС* и *СИНОП* направления волн имеют дивергентную структуру с центром в областях максимальной интенсивности шторм-трека (рис. 3.5 а, б и рис. 3.1), что отражает циклоническое происхождение полей ветра, используемых в качестве граничных условий. Разности высот волн с контрольным экспериментом (рис. 3.5 г, д) отрицательны на всей акватории, с наибольшими отрицательными значениями в восточной части бассейна. Для эксперимента *НЧ* наибольшие разности с контрольным экспериментом приурочены к средним широтам (рис. 3.5 е), однако их значения ниже, чем для экспериментов *СУБС* и *СИНОП* (рис. 3.5 г, д). Данные пространственные распределения разностей показывают связь между волнами, формируемыми синоптическими и субсиноптическими процессами в атмосфере, и районами наибольшей интенсивности шторм-трека. Кроме того, рис. 3.5 подчеркивает доминирующую роль низкочастотной атмосферной изменчивости в формировании климата ветрового волнения.

На рисунке 3.6 представлены максимальные высоты волн для проведенных экспериментов *СУБС*, *СИНОП* и *НЧ* и их разности с контрольным экспериментом. По сравнению со средними значениями, максимальные высоты волн имеют более зашумленное пространственное распределение (рис. 3.5 а,б,в). Наибольшие высоты наблюдаются в море Лабрадор (эксперимент *СИНОП*) и в море Ирмингера (эксперимент *НЧ*) у восточного побережья Гренландии. Интересно отметить, что данные области никак не выделяются в средних характеристиках (рис. 3.5 б, в). Сравнимые по величине значения максимальных высот волн в экспериментах *СУБС*, *СИНОП* и *НЧ* (8 м, 9.6 м и 8 м соответственно) позволяют предположить, что атмосферные динамические процессы в рассматриваемых диапазонах временных масштабов, от мезомасштабной и синоптической измен-

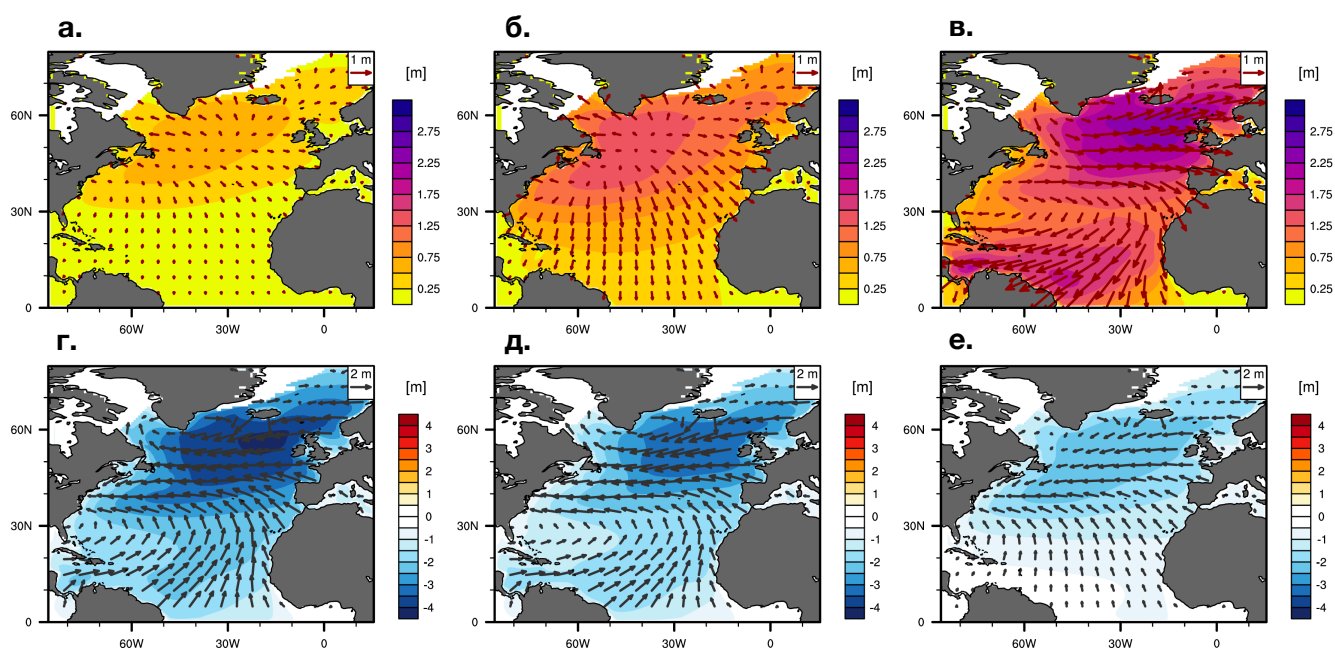


Рис. 3.5. Среднеклиматические значения высот волн по результатам экспериментов (а) *СУБС*, (б) *СИНОП*, (в) *НЧ* и их разности с контрольным экспериментом: (г) [*СУБС-КОНТР*]; (д) [*СИНОП-КОНТР*]; (е) [*НЧ-КОНТР*].

чивости до низкочастотных колебаний, могут оказывать сравнимое влияние на экстремальные волны. Наиболее сильные различия с контрольным экспериментом наблюдаются для эксперимента *СУБС*, поскольку данная мода атмосферной изменчивости изначально имеет наименьшую интенсивность (рис. 3.1а), и, следовательно, приводит к формированию наименее высоких волн. Разность между *СУБС* и контрольным экспериментом составляет до 16.5 м у северо-восточного побережья Британских островов (рис. 3.6 г). Для экспериментов *СИНОП* и *НЧ* различия с контрольным экспериментом составляют до 10 м (рис. 3.6 д, е) и также наблюдаются в северо-восточной части бассейна.

Поскольку эксперименты *СУБС*, *СИНОП* и *НЧ* характеризуются различными средними и при этом схожими максимальными значениями, характеристики эмпирических распределений плотности вероятности высот волн будут отличаться. Для иллюстрации региональных различий в данных распределениях, на рисунке 3.7 показаны гистограммы для высот волн на западной и восточной границах бассейна (местоположение точек показано на рисунке 3.2 а). Выделение синоптического диапазона изменчивости (то есть фактически влияния

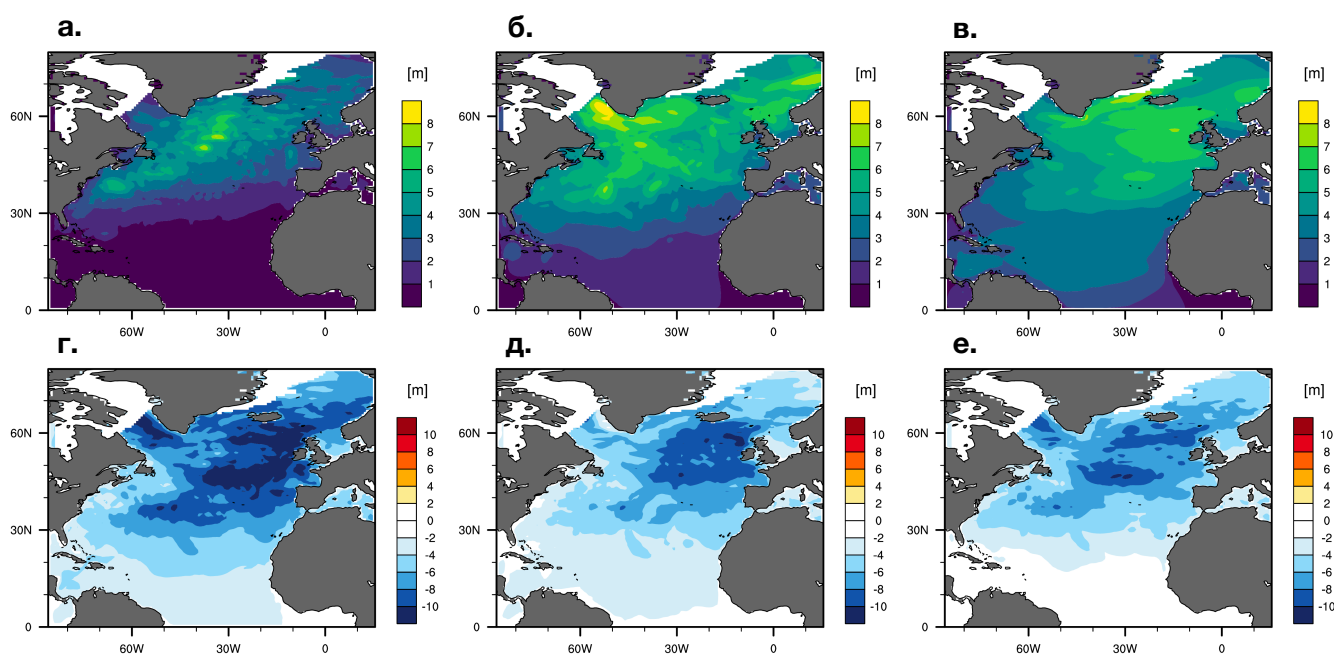


Рис. 3.6. Максимальные значения высот волн по результатам экспериментов (а) *СУБС*, (б) *СИНОП*, (в) *НЧ* и их разности с контрольным экспериментом: (г) [*СУБС-КОНТР*]; (д) [*СИНОП-КОНТР*]; (е) [*НЧ-КОНТР*].

шторм-трека) ведет к формированию наиболее сильного ветрового волнения среди всех других экспериментов у побережья Северной Америки (рис. 3.7б). В то же время в восточной части бассейна синоптическая мода атмосферной изменчивости хоть и играет важную роль, но уступает преобладающему влиянию низкочастотной моды (рис. 3.7а). Следует также отметить, что синоптические процессы вносят вклад в основном в формирование относительно невысоких волн (до 4 м) вблизи Британских островов (при значениях до 10 м в контрольном эксперименте; рис. 3.7а), в то время как у побережья Северной Америки циклоническая активность приводит к формированию волн во всем диапазоне значений, наблюдаемых в контрольном эксперименте (рис. 3.7 б).

3.3.2. Нелинейные эффекты при анализе волнового климата с фильтрацией атмосферного форсинга

Результаты контрольного эксперимента близки к алгебраической сумме экспериментов с разложением форсинга, однако точное равенство не соблюда-

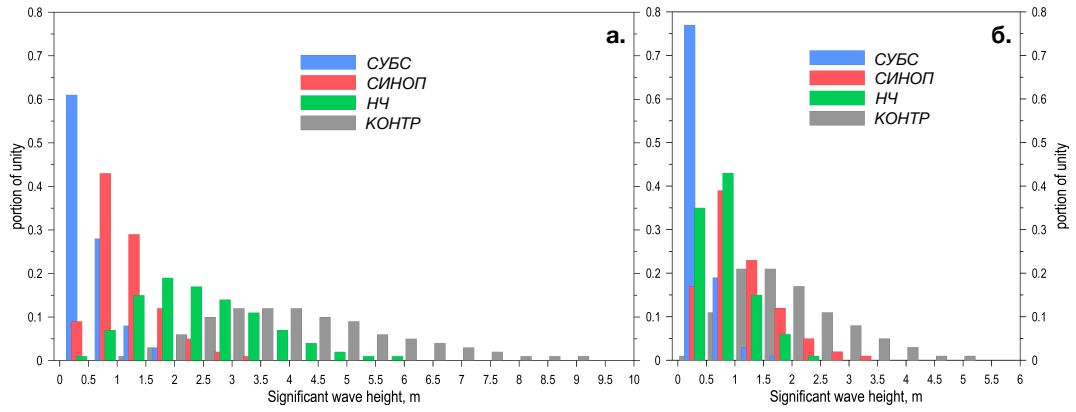


Рис. 3.7. Гистограммы высот волн по результатам экспериментов *СУБС*, *СИНОП*, *НЧ* и контрольного эксперимента на восточной (а) и западной (б) границе бассейна в точках, показанных на рис. 3.2а.

ется (т. е. $КОНТР \approx СУБС + СИНОП + НЧ$). Данное неравенство следует из нелинейности процессов роста и взаимодействия ветровых волн. Кроме того, при использовании спектральной фильтрации полей ветра неизбежно возникает небольшое перекрытие между двумя соседними отфильтрованными диапазонами (так называемый эффект сглаживания). В данном случае, для скорости ветра суммарный эффект от сглаживания между различными диапазонами менее 1% во всем регионе (рис. 3.8 а). В тропической области вдоль восточной границы бассейна, разность между контрольным экспериментом и суммой ($СУБС + СИНОП + НЧ$) достигает наибольших значений до 4% от абсолютных значений скорости ветра в контрольном эксперименте. Однако принимая во внимание, что среднеклиматические значения скорости ветра в данном районе составляют до 3 мс^{-1} , можно сделать вывод о пренебрежимо малом влиянии эффекта сглаживания при спектральной фильтрации полей атмосферного форсинга для результатов, представленных в Главе 3.

Для высот волн несогласованность между контрольным экспериментом и суммой экспериментов с различным форсингом (рис. 3.8б) изменяется от -90% до 58% при среднем значении -8.5%. Таким образом, на большей части акватории средняя разность между алгебраической суммой *СУБС*, *СИНОП* и *НЧ* и контрольным экспериментом имеет слабые отрицательные значения, в то вре-

мя как у побережья Северной Америки наблюдаются положительные значения. Данная закономерность объясняется различными причинами в зависимости от широтного положения. Так, в тропиках положительные разности вероятно являются следствием устойчивых пассатных ветров в эксперименте *НЧ*. В средних широтах, где влияние низкочастотной компоненты атмосферного форсинга в западной части бассейна выражено относительно слабо, положительные разности вероятно являются следствием атмосферного воздействия синоптического и субсиноптического масштабов (например, см. рис. 3.5 а и соответствующее обсуждение).

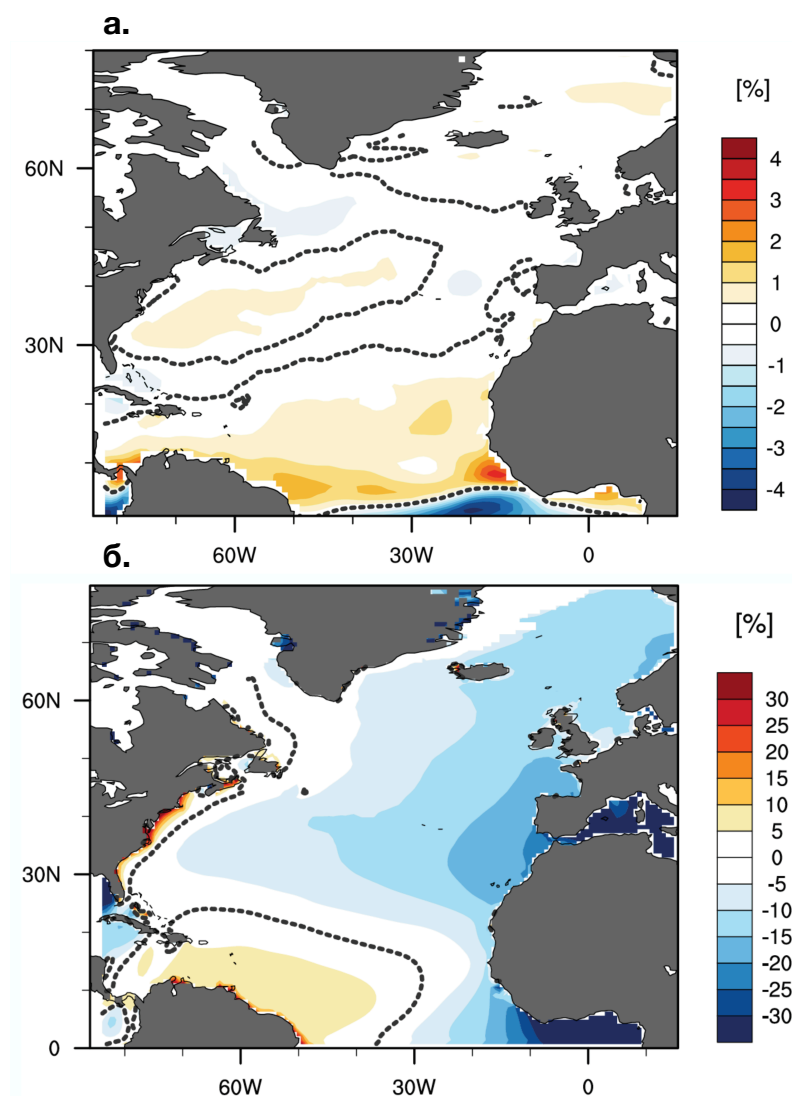


Рис. 3.8. Разности между суммами скоростей ветра (а) и высот волн (б) в экспериментах с различным форсингом и результатами контрольного эксперимента (т. е. $[СУБС + СИНОП + НЧ] - [КОНТР]$).

Преобладание невысоких отрицательных разностей вдоль восточной границы бассейна вероятно объясняется совместным влиянием на рост волн атмосферных процессов во всем диапазоне рассматриваемых пространственно-временных масштабов (рис. 3.8 б). Из-за нелинейности процесса роста волн [Cavaleri and Malanotte-Rizzoli, 1981, Miles, 1957], недооценка ($СУБС + СИНОП + НЧ$) относительно контрольного эксперимента ($КОНТР$) в восточной части средних широт представляется ожидаемым и логичным результатом. В восточной части тропиков, а также в экваториальной области высоты волн в контрольном эксперименте ($КОНТР$) значительно ниже суммы ($СУБС + СИНОП + НЧ$), и разность достигает 1 м от среднеклиматических значений (рис. 3.2 а). Вероятно, это связано с продолжительным атмосферным воздействием и высокими скоростями ветра в эксперименте $НЧ$, что в результате приводит к превышению высот волн в экспериментах ($СУБС + СИНОП + НЧ$) относительно контрольного эксперимента. Аналогичная интерпретация справедлива для Мексиканского залива.

3.3.3. Относительный вклад атмосферных динамических процессов различных пространственно-временных масштабов в климатическую динамику ветрового волнения

Для оценки вклада различных компонент атмосферной изменчивости в формирование средних и экстремальных характеристик ветрового волнения, на рисунке 3.9 представлено отношение каждого из этих компонентов к результатам контрольного эксперимента (т.е. $СУБС/КОНТР$, $СИНОП/КОНТР$, $НЧ/КОНТР$). Данные отношения интерпретируются как оценка максимально возможного вклада различных масштабов атмосферных процессов в формирование ветровых волн. Поскольку сумма результатов экспериментов с различным форсингом не равна 100% на большей части акватории, данная диагностика дополняет анализ разностей между контрольным экспериментом и экспериментами с различным форсингом, обсуждаемый выше (см. обсуждение,

относящееся к рисункам рис. 3.5 г, д, е и рис. 3.6 г, д, е.)

Вклад различных мод атмосферной изменчивости в регионе с наибольшими среднеклиматическими значениями высот волн в северо-восточной части Северной Атлантики, составляет 70%, 30% и 20% для экспериментов *НЧ*, *СИНОП* и *СУБС* соответственно. Однако, при рассмотрении максимальных высот волн, данное соотношение меняется и составляет до 60% для низкочастотной и 50% и 40% для синоптической и высокочастотной мод соответственно. Влияние синоптической моды (рис. 3.9 б, д) наиболее сильно проявляется у североамериканского побережья и в море Лабрадор, и волны в эксперименте *СИНОП* составляют до 80% от среднеклиматических и до 90% от максимальных значений в контрольном эксперименте. В то же время данный регион в меньшей степени зависит от низкочастотной изменчивости атмосферы (рис. 3.9 в, е), что объясняется преобладающими ветрами восточного направления, которые не могут обеспечить необходимой длины разгона у побережья Северной Америки в эксперименте *НЧ*. Высокочастотная компонента атмосферной изменчивости не вносит существенного вклада в средние характеристики (рис. 3.9 а), однако оказывает значительное влияние на максимальные высоты волн (рис. 3.9 г) в областях наибольшей интенсивности шторм-трека (рис. 3.1) и, в частности, у побережья Северной Америки в районе Гольфстрима.

Для получения количественной оценки вклада различных компонент атмосферного форсинга в общую изменчивость высот волн, на рисунке 3.10 показаны отношения между среднеквадратическими отклонениями высот волн (σ) в экспериментах *СУБС*, *СИНОП* и *НЧ* и результатами контрольного эксперимента. Наибольшие значения отношений между среднеквадратическими отклонениями наблюдаются для эксперимента *НЧ* (рис. 3.10 в), что отражает доминирующую роль низкочастотной компоненты атмосферного форсинга для изменчивости высот волн в тропиках и окраинных морях.

В открытых областях океана в средних широтах изменчивость высот волн главным образом определяется синоптической и низкочастотной модами атмо-

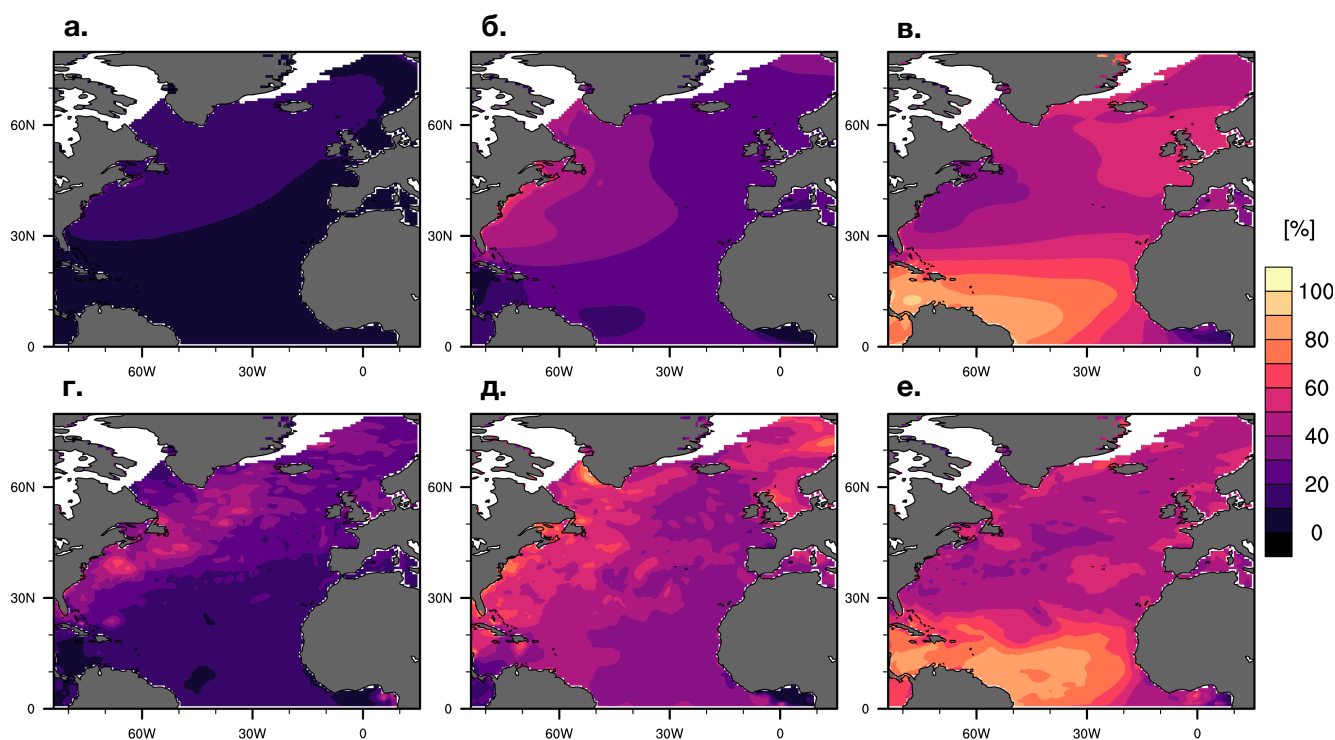


Рис. 3.9. Отношение между средними (а, б, в) и максимальными (г, д, е) высотами волн по результатам моделирования с различным форсингом и результатами контрольного эксперимента: $[СУБС]/[КОНТР] \cdot 100\%$ (а),(г); $[СИНОП]/[КОНТР] \cdot 100\%$ (б),(д); $[НЧ]/[КОНТР] \cdot 100\%$ (в),(е).

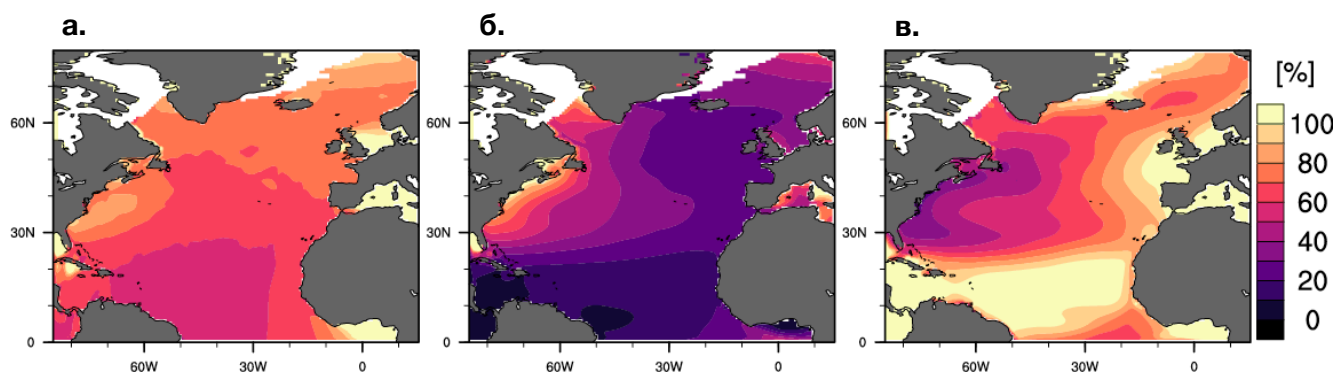


Рис. 3.10. Отношение между среднеквадратическими отклонениями высот волн по результатам моделирования с различным форсингом и контрольным экспериментом: $\sigma[СУБС]/\sigma[КОНТР] \cdot 100\%$ (а); $\sigma[СИНОП]/\sigma[КОНТР] \cdot 100\%$ (б); $\sigma[НЧ]/\sigma[КОНТР] \cdot 100\%$ (в).

сферного воздействия, причем синоптическая играет доминирующую роль в западной, а низкочастотная - в восточной части бассейна. Среднеквадратические отклонения для результатов эксперимента *НЧ* могут достигать значений для контрольного эксперимента (отношение между среднеквадратическими отклонениями составляет до 100%) около Британских островов, в то время как вдоль

побережья Северной Америки процессы синоптического масштаба определяют до 70% от общей изменчивости (рис. 3.10 б). Отношение между среднеквадратическими отклонениями высот волн для эксперимента *СУБС* и для контрольного эксперимента достигает максимальных значений в Северном и Средиземном морях и Мексиканском и Гвинейском заливах, а также имеет локальный максимум у побережья Северной Америки. Поскольку вклад высокочастотной моды очень мал в сравнении с синоптической и низкочастотной и практически однороден по всему бассейну (рис. 3.10а), дальнейший анализ сосредоточен на исследовании отклика климатической динамики ветрового волнения на синоптическую и низкочастотную моды атмосферного воздействия.

3.4. Связь волнового климата и межгодовой изменчивости атмосферы на разных масштабах

Для исследования вклада синоптической и низкочастотной моды атмосферной изменчивости в формирование волн на поверхности океана, в качестве меры интенсивности атмосферных динамических процессов, вызывающих наибольший отклик в ветровом волнении, анализируется величина вертикально проинтегрированной кинетической энергии вихрей, рассчитанной на основе зональной и меридиональной компонент ветра (отношение (3.5)), отфильтрованных для синоптического (2-10 день) и низкочастотного (> 10 день) диапазонов изменчивости (здесь и далее используется обозначение $KЭВ_{\text{синоп}}$ и $KЭВ_{\text{нч}}$ соответственно; пространственное распределение данных величин показано на рис. 3.1 б,в). Данные величины используются в качестве метрик интенсивности атмосферных динамических процессов с наибольшим влиянием на динамику высот волн в Северной Атлантике. Далее в работе исследуется совместная изменчивость данных характеристик со средними высотами и направлениями волн из контрольного эксперимента (т.е. $KЭВ_{\text{синоп}}$ и H_s , а также $KЭВ_{\text{нч}}$ и H_s). Для данной цели использован канонический корреляционный анализ (ККА, [von Storch

and Zwiers, 1999]) для временных рядов (с исключенным трендом) КЭВ и высот и направлений волн для зимнего периода (декабрь-февраль).

Канонический корреляционный анализ в некотором смысле схож с анализом эмпирических ортогональных функций (ЭОФ). В то время как ЭОФ анализ используется при исследовании изменчивости вектора случайных величин $\mathbf{X}$, канонический корреляционный анализ используется для исследования структуры корреляции между парой векторов случайных переменных $\mathbf{X}$ и $\mathbf{Y}$. Так, одна из интерпретаций первой ЭОФ $\mathbf{e}^1$ вектора случайных величин $\mathbf{X}$ состоит в том, что $\mathbf{X}^T \mathbf{e}^1$ - линейная комбинация элементов вектора с максимальной дисперсией (при условии что $\|\mathbf{e}^n\| = 1$). Вторая ЭОФ $\mathbf{e}^2$ дает линейную комбинацию $\mathbf{X}^T \mathbf{e}^2$ с максимальной дисперсией, не коррелированную с $\mathbf{X}^T \mathbf{e}^1$ (и так далее). Целью канонического корреляционного анализа является поиск пары $\mathbf{f}_X^n$ и $\mathbf{f}_Y^n$ ¹ (при условии, что $\|\mathbf{f}_X^n\| = \|\mathbf{f}_Y^n\| = 1$; где n-порядковый номер ЭОФ), при которых корреляция между линейными комбинациями $\mathbf{X}^T \mathbf{e}^n$ и $\mathbf{Y}^T \mathbf{e}^n$ максимальна (von Storch and Zwiers, 1999).

Для анализа канонических корреляций были использованы первые пять эмпирических ортогональных функций (ЭОФ; [Lorenz, 1956]), которые описывают от 75.3% до 87.2% общей изменчивости для различных переменных. На рисунке 3.11 показаны значения ЭОФ для средних сезонных $KЭВ_{cиноп}$ и $KЭВ_{нч}$, высот волн (H_s) и средних направлений волн (θ). ЭОФ для синоптической и низкочастотной мод КЭВ обнаруживают сходные пространственные закономерности с H_s , причем для всех трех характеристик значительная часть изменчивости определена в первых двух ЭОФ. Так, первая мода содержит 40.6% и 31.5% изменчивости в $KЭВ_{нч}$ и $KЭВ_{cиноп}$, соответственно, и 43% изменчивости в высотах волн. Вторая ЭОФ соответствует 26.2% и 17.9% изменчивости в $KЭВ_{нч}$ и $KЭВ_{cиноп}$, соответственно, и 30.7% изменчивости в высотах волн (H_s), дальнейшие моды несут в себе значительно меньшие доли изменчивости. Что касается средних направлений волн, первая ЭОФ составляет 29.5%, а вто-

¹ Далее в тексте $\mathbf{f}_X^n$ и $\mathbf{f}_Y^n$ называются каноническими парами.

рая ЭОФ – 14.5% изменчивости θ . Коэффициент корреляции между первыми главными компонентами H_s и КЭВ составляет 0.78 для синоптической моды и 0.92 для низкочастотной моды КЭВ, что говорит о связи между этими двумя характеристиками (в обоих случаях р-значение <0.00001).

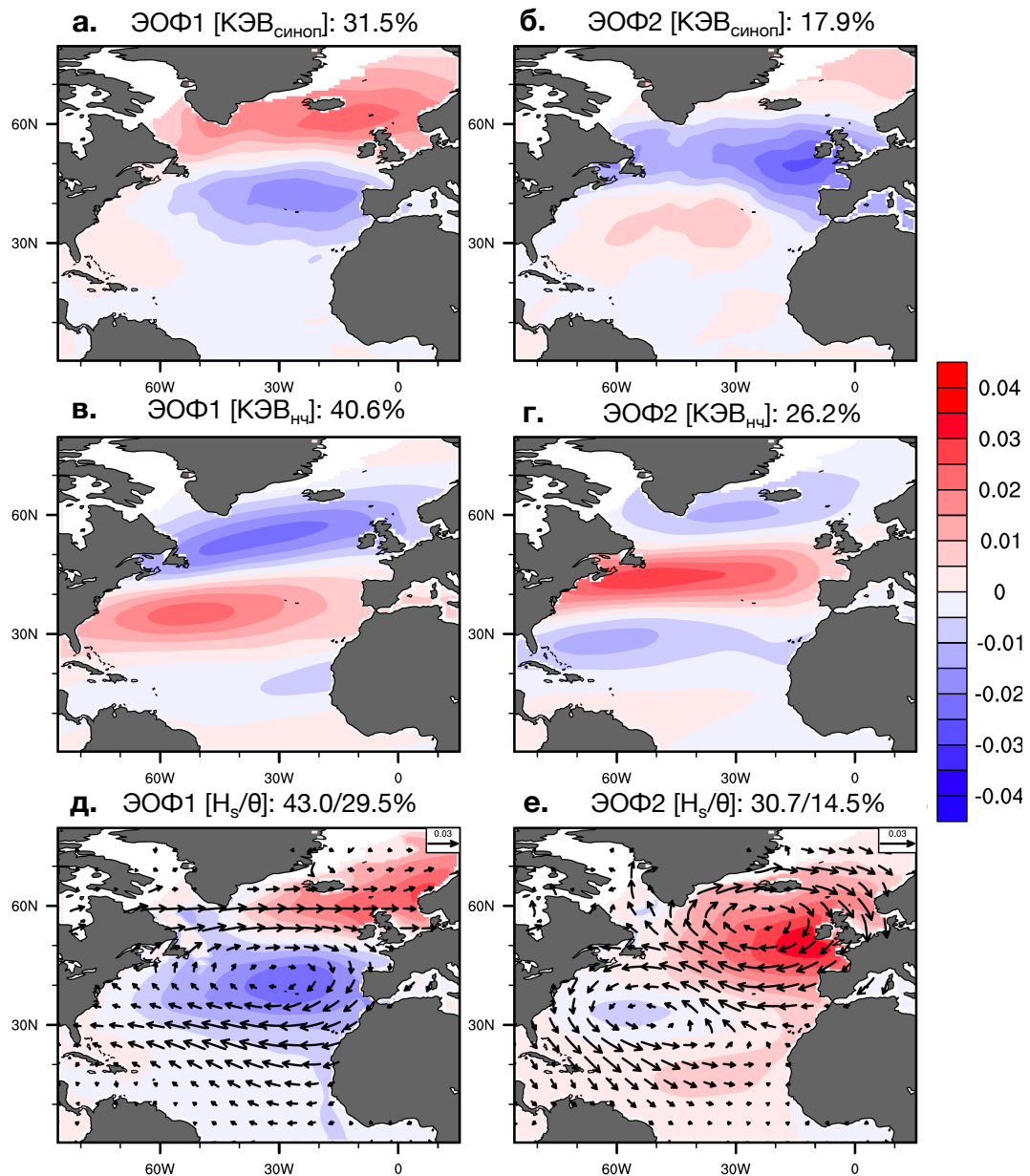


Рис. 3.11. Две первые ЭОФ для среднесезонной интенсивности шторм-трека (рассчитанной по формуле (3.5)) (а-г) и две первые ЭОФ для высот и среднего направления волн (д,е). (а, б) соответствуют значениям первых двух ЭОФ для синоптической моды изменчивости КЭВ (2-10 суток), (в,г) соответствуют значениям первых двух ЭОФ для низкочастотной моды изменчивости КЭВ (>10 суток).

Канонический корреляционный анализ был проведен для следующих пар

Таблица 3.1. Коэффициенты канонических корреляций для двух первых канонических пар для высот волн и среднего направления волн и синоптической и низкочастотной мод кинетической энергии вихрей.

Коэффициенты канонических корреляций	1-ая каноническая пара	2-ая каноническая пара
$KЭВ_{нч}$ и H_s	0.95	0.86
$KЭВ_{синоп}$ и H_s	0.90	0.75
$KЭВ_{нч}$ и θ	0.96	0.95
$KЭВ_{синоп}$ и θ	0.85	0.77

параметров: $[KЭВ_{синоп}$ и $H_s]$, $[KЭВ_{синоп}$ и $\theta]$ (первая и вторая пары канонических переменных представлены на рис. 3.12 а и б соответственно), $[KЭВ_{нч}$ и $H_s]$ и $[KЭВ_{нч}$ и $\theta]$ (первая и вторая пары канонических переменных представлены на рис. 3.12 в и г соответственно). Поскольку канонические переменные для $[KЭВ$ и $\theta]$ и $[KЭВ$ и $H_s]$ имеют очень похожую пространственную структуру (не показано), далее в работе при анализе канонических корреляций для КЭВ обсуждаются значения, полученные для $[KЭВ$ и $H_s]$ (рис. 3.12).

Коэффициенты корреляции между первыми двумя каноническими парами для высот волн, среднего направления волн и КЭВ (синоптической и низкочастотной мод) представлены в таблице 3.1. Коэффициент корреляции для первой канонической пары составляет 0.90 для $KЭВ_{синоп}$ (рис. 3.12 а) и 0.95 для $KЭВ_{нч}$ (рис. 3.12 в). Полученные пространственные закономерности для $KЭВ_{синоп}$ согласуются с результатами [Lozano and Swail, 2002]. Интересно также отметить, что максимальные абсолютные значения канонических пар для H_s и для $KЭВ_{синоп}$ и $KЭВ_{нч}$ имеют схожее местоположение (рис.3.12).

Первые канонические пары для синоптической и низкочастотной мод КЭВ (рис. 3.12 а, в) можно интерпретировать как связь между аномалиями высот

волн в северо-восточной части Северной Атлантики (т. е. в Норвежском и Северном морях) и аномалиями высот волн противоположного знака в восточной части Северной Атлантики, причем поведение обеих аномалий обусловлено меридиональным смещением шторм-трека. Основное различие между каноническими парами для синоптической и низкочастотной мод КЭВ заключается в смещении максимальных значений $KЭВ_{\text{синоп}}$ к востоку относительно $KЭВ_{\text{нч}}$ по всему бассейну. В целом, низкочастотная мода имеет более зональное пространственное распределение, чем синоптическая. Данный вывод также справедлив для вторых канонических пар, обсуждаемых далее.

В отличие от схожих первых пар, вторые канонические пары для $KЭВ_{\text{синоп}}$ и $KЭВ_{\text{нч}}$ имеют значительные расхождения (рис. 3.12 б, г). Так, вторая каноническая пара для синоптической изменчивости (рис. 3.12 б) вероятно связана с интенсивностью шторм-трека, так как области с положительными значениями $KЭВ_{\text{синоп}}$ в восточной части бассейна связаны с отрицательными аномалиями высот волн. Область отрицательных аномалий $KЭВ_{\text{синоп}}$ у побережья Северной Америки характеризуется значениями почти на порядок ниже, чем положительные аномалии в восточной части бассейна, и также связана с аномалиями высот волн противоположного знака. Положительные аномалии высот волн в западной и центральной Северной Атлантике (к югу от Исландии) тесно связаны с циклогенезом в восточной части бассейна. Таким образом, аномалии активности шторм-трека в западной части Северной Атлантики наблюдаются одновременно с аномалиями ветровых волн в восточной части бассейна.

Вторая каноническая пара для $KЭВ_{\text{нч}}$ (рис. 3.12 г) отражает усиление зонального потока, что связано с более низкими высотами волн в средних широтах в восточной части бассейна. Таким образом, отрицательные аномалии высот волн в средних широтах в восточной части бассейна можно рассматривать как результат пониженной активности шторм-трека (рис. 3.12 б) или же более зонального потока для низкочастотной моды атмосферной изменчивости (рис. 3.12 г). Канонические переменные для 95-го персентиля высот волн (не

показано) имеют схожее поведение со средними значениями, и значит представленные интерпретации справедливы также для экстремальных волн.

Канонические пары для среднего направления волн (θ), показанные на рисунке 3.12 с помощью векторов, показывают сильную связь с каноническими парами для высокочастотной и синоптической мод атмосферной изменчивости. Высокие значения канонических пар для КЭВ связаны с распространением волн в восточном направлении в то время как низкие значения КЭВ связаны с распространением волн в западном направлении. Интересно отметить, что направления волн намного сильнее соответствуют атмосферной изменчивости, в то время как максимальные значения канонических пар для высот волн смещены на восток относительно максимальных значений для КЭВ.

В заключение проводится анализ отклика ветровых волн на атмосферную изменчивость в районах с наибольшей связью между ветровым волнением и синоптической и низкочастотной модами шторм-трека (выявленных с помощью канонического корреляционного анализа, результаты которого подробно обсуждаются выше). На рисунках 3.13 б, в, д, е показаны аномалии эмпирических распределений высот волн, нормализованные на стандартные отклонения высот волн для промежутков с шагом 1 м. Данные диаграммы соответствуют осредненным значениям в 2-градусных квадратах с центрами в точках, показанных фиолетовым и синим на рис. 3.12 в, г, соответственно. Данные местоположения соответствуют минимальным и максимальным значениям первой и второй пар канонических переменных для H_s (рисунки 3.12 б, д (в, е) соответственно). На рисунке 3.13 аномалии эмпирических распределений высот волн отсортированы по годам таким образом, чтобы значения главных компонент, полученных при анализе ЭОФ для высот волн, возрастали. Значения главных компонент для первой и второй ЭОФ приведены на рисунках 3.13 а и г соответственно.

В годы с наименьшими значениями первой главной компоненты для H_s (т. е. 2010, 2001, 1996, 2013, 1982 и 2011 гг.) в восточной части Северной Атлантики наблюдается увеличение доли высоких волн (рис. 3.13 в). Одновременно

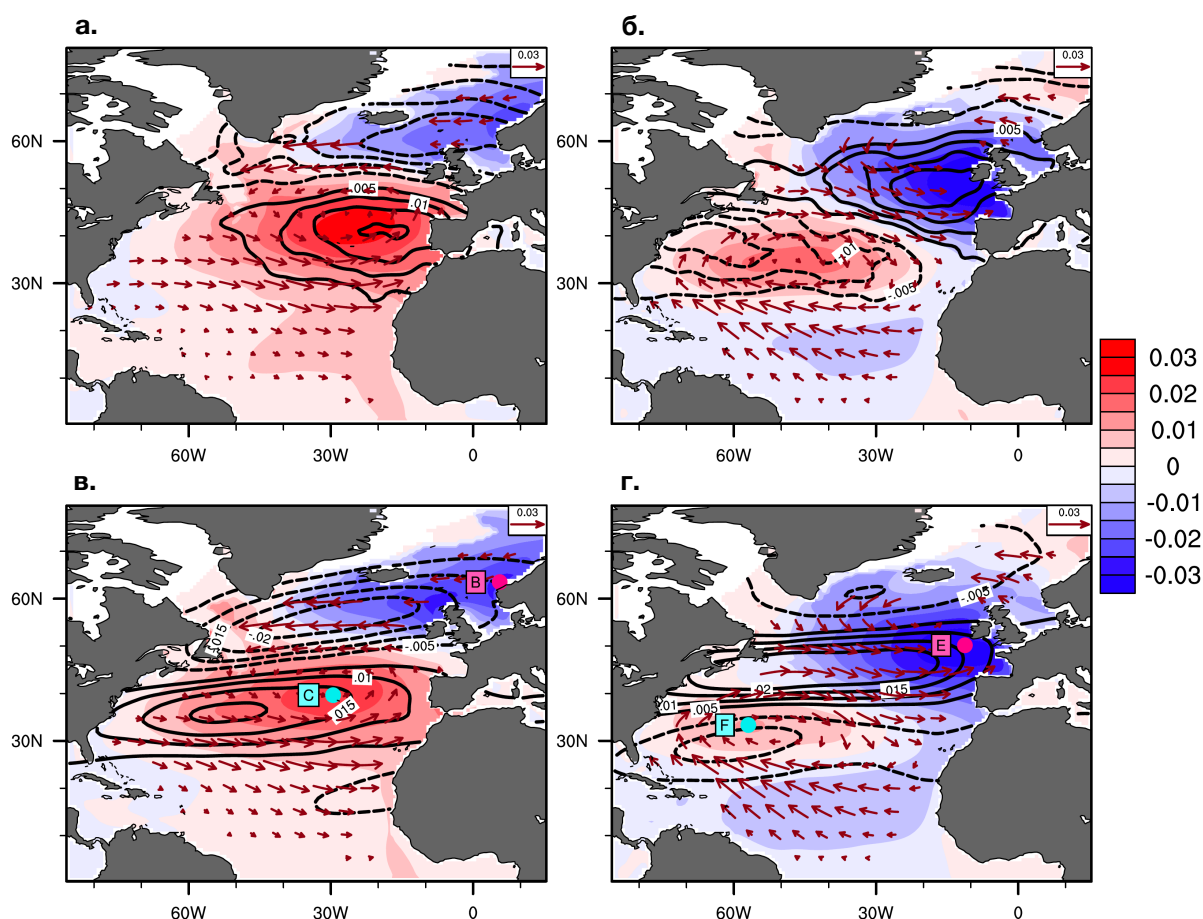


Рис. 3.12. Первая (а) и вторая (б) канонические пары для кинетической энергии вихрей, ветровых волн и среднего направления волн для для $[KЭВ_{\text{синуп}} \text{ и } \theta]$ и $[KЭВ_{\text{синуп}} \text{ и } H_s]$; аналогично, первая (в) и вторая (г) канонические пары для $[KЭВ_{\text{нч}} \text{ и } \theta]$ и $[KЭВ_{\text{нч}} \text{ и } H_s]$. Сплошные (пунктирные) линии соответствуют положительным (отрицательным) значениям канонических пар, полученных в результате ККА для $[KЭВ \text{ и } H_s]$. Точками показано расположение максимальных (синим) и минимальных (фиолетовым) значений канонических пар для высоты волн (H_s) из ККА для $[KЭВ_{\text{нч}} \text{ и } H_s]$.

в северо-восточной части Северной Атлантики наблюдается уменьшение доли высоких волн (рис. 3.13 б). Противоположная картина наблюдается в годы с высокими значениями главной компоненты для первой ЭОФ (т. е. в 1993, 1989, 1981, 2015 и 2012 гг.): в северо-восточной части Северной Атлантики (рис. 3.13 б) волны становятся выше. В то же время, в восточной части Северной Атлантики (рис. 3.13 в) наблюдается уменьшение доли высоких волн.

Для главной компоненты второй ЭОФ аномалии эмпирических распределений демонстрируют зашумленное поведение для центральной части Северной

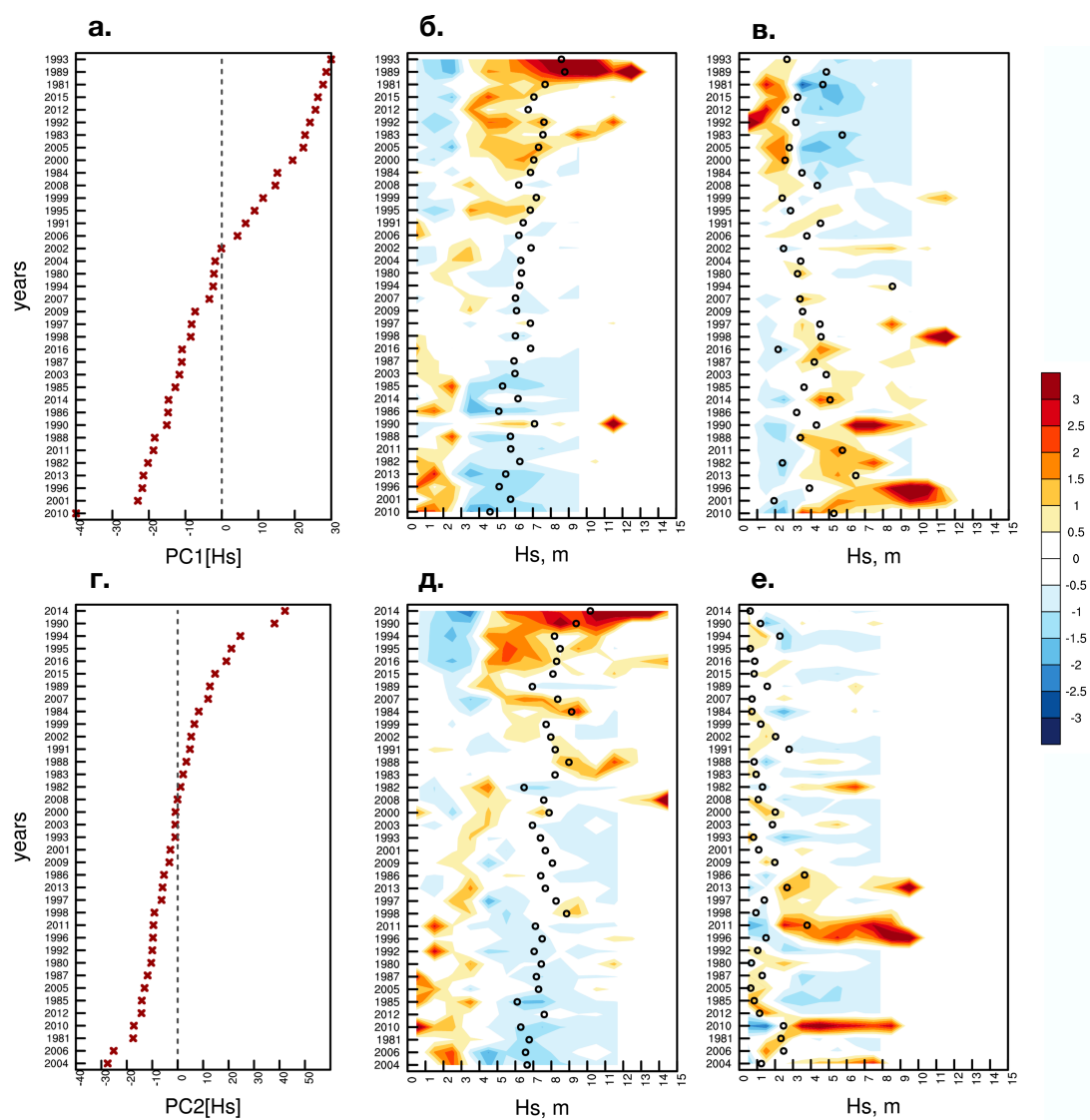


Рис. 3.13. Нормализованные аномалии эмпирического распределения высот волн (H_s) в зимний период (декабрь-февраль) в двухградусных квадратах, с центрами в точках, показанных соответствующими буквами на рис. 3.12 (в,г). Годы ранжированы согласно значениям первых двух главных компонент, показанных на рисунках (а,г) соответственно. Черные точки соответствуют значениям 95 персентиля высот волн.

Атлантики (рис. 3.13 е), в то время как в северо-восточной части Северной Атлантики (рис. 3.13 д) поведение аномалий схоже с рис. 3.13 б. В годы с самыми высокими значениями главной компоненты второй ЭОФ (то есть в 2014, 1990, 1994, 1995 и 2016 годах) наблюдается увеличение доли высоких волн, в то время как при низких значениях главной компоненты наблюдается обратное изменение в распределении высот волн – а именно, увеличение доли низких значений.

Изменения экстремальных волн (высота волн 5% обеспеченности) в целом

согласуется с изменениями в распределении волн (рис. 3.13 б, в, д, е). Значения высот волн 5% обеспеченности изменяются в диапазоне до 5 м при всех наблюдаемых режимах. Между тем, максимальные значения высот волн сильно зависят от выборки; следовательно, они не обязательно соответствуют изменениям в распределении волн, как это наблюдается, например, в 1990 (рис. 3.13 б), 1998 (рис. 3.13 в) и 2008 годах (рис. 3.13 д).

3.5. Выводы

В Главе 3 анализируется отклик ветрового волнения на атмосферные процессы различных масштабов на примере акватории Северной Атлантики для зимнего сезона. Выполнен ряд численных экспериментов со спектральной волновой моделью, где в качестве атмосферного форсинга были заданы поля ветра, соответствующие различным диапазонам изменчивости: высокочастотной (менее 2 суток), синоптической (2-10 суток) и низкочастотной (более 10 суток), выделенные с использованием спектральной полосовой фильтрации Ланцоша.

Область наибольших средних высот волн смещена к северо-востоку от области максимальной интенсивности динамики тропосферы. Получено, что атмосферные воздействия субсиноптического и синоптического масштабов оказывают наиболее сильное влияние на формирование ветрового волнения в западной части бассейна (у побережья Северной Америки, а также в море Лабрадор), где высоты волн, сформированные воздействием каждой из этих компонент атмосферного форсинга, составляют до 70% от высот волны по результатам контрольного эксперимента с оригинальным форсингом из реанализа без использования дальнейшей фильтрации. Между тем в средних широтах формирование ветрового волнения происходит под совместным влиянием как атмосферной изменчивости синоптического масштаба (главным образом связанной с циклонической активностью), так и более низкочастотных атмосферных воздействий, таких как западные ветры умеренного пояса. Изменчивость с масшта-

бом меньше синоптического (менее 2 суток) не оказывает существенного влияния на средние характеристики ветрового волнения, однако может существенно влиять на максимальные характеристики, что в большей степени проявляется вдоль североамериканского побережья в районе Гольфстрима.

Глава 4

Ветровое волнение и турбулентное перемешивание в верхнем слое океана при различных климатических состояниях

4.1. Введение

Характеристики верхнего перемешанного слоя океана являются ключевыми для всей климатической системы и отражают интенсивность взаимодействия океана и атмосферы, а также оказывают влияние на способность океана поглощать тепло и газы. В ряде работ показано, что учет эффектов, связанных с ветровым волнением, в численных моделях приводит к более корректному воспроизведению характеристик перемешивания в верхнем слое океана [Babanin et al., 2009, Belcher et al., 2012, Breivik et al., 2015, Craig and Banner, 1994, Fan and Griffies, 2014, Grant and Belcher, 2009, Li et al., 2016, Walsh et al., 2017, Wu et al., 2015].

Главной целью Главы 4 является исследование вклада ветрового волнения в воспроизведение океанских характеристик при различных режимах крупномасштабной циркуляции атмосферы. В частности, решаются следующие задачи:

1. Разработать конфигурацию численных экспериментов с атмосферной, волновой и океанской моделями для исследования отклика верхнего слоя океана на изменение крупномасштабной циркуляции атмосферы.
2. Получить количественную оценку и предложить физическую интерпретацию влияния учета ветровых волн в модели океана на воспроизведение вертикальных профилей океанских характеристик.

3. Выявить закономерности отклика ветрового волнения и связанного с ним турбулентного перемешивания на изменение режимов крупномасштабной циркуляции атмосферы.

В данной главе для исследования отклика климатической системы на задаваемые возмущения используется идеализированное представление океана и атмосферы на аквапланете, где отсутствуют континенты. Такое упрощение позволяет задавать изменения крупномасштабной циркуляции атмосферы и исследовать соответствующий отклик верхнего слоя океана. Данный подход эффективно используется в научном сообществе для исследования динамики климатической системы и выделения роли различных процессов в перераспределении тепла и энергии (например, [Enderton and Marshall, 2009, Marshall et al., 2007, Medeiros et al., 2016, Neale and Hoskins, 2000, Salameh et al., 2018]).

В разделе 4.2 обсуждается формулировка и конфигурация проведенных экспериментов с моделью общей циркуляции атмосферы, спектральной моделью ветрового волнения и моделью общей циркуляции океана. В разделе 4.3 рассматриваются особенности состояния атмосферы и океана в контрольном эксперименте, где в качестве граничных условий в атмосферной модели задана ТПО, меридиональный градиент которой характерен для современного климата Земли. В разделе 4.4 обсуждается вклад ветровых волн в изменение термодинамических свойств океана и его циркуляции на основе результатов контрольных экспериментов с учетом и без учета ветрового волнения. В разделе 4.5 обсуждаются особенности полученных режимов атмосферной циркуляции и вклад учета ветрового волнения в моделях в изменение глубины перемешанного слоя в океане. В разделе 4.6 обсуждаются возможности интерпретации полученных результатов в контексте Южного океана, находящегося под минимальным влиянием континентов. Раздел 4.7 содержит краткие выводы по данной главе. В завершении Главы 4 в разделе 4.8 обсуждаются потенциальные неопределенности, связанные с результатами, полученными в диссертационной работе.

4.2. Конфигурация численных модельных экспериментов

В главе представлены результаты численных экспериментов с использованием модели общей циркуляции атмосферы (ОЦА), спектральной волновой модели и модели общей циркуляции океана (ОЦО) для аквапланеты, полностью покрытой океаном. Поскольку глобальная циркуляция атмосферы частично обусловлена температурой поверхности океана, задание возмущений в градиентах ТПО в атмосферной модели позволяют воспроизводить различные режимы крупномасштабной атмосферной циркуляции (изменение интенсивности струйных течений, сдвиг границ циркуляции Хэдли и т.д.). Во избежание конвергенции массы в океанской модели, и нереалистичного воспроизведения волн с вычислительной сеткой в сферических координатах на глобальном домене, на полюсах были заданы острова размером 10° широты. Для всех моделей анализ проводится для 720 суток после достижения ими разгона.

4.2.1. Модель атмосферы

Для воспроизведения различных режимов циркуляции атмосферы была использована глобальная спектральная атмосферная модель Isca, разработанная в университете Эксетера [Vallis et al., 2018] и имеющая гибкую структуру, аналогичную используемой в Лаборатории геофизической гидродинамики (Geophysical Fluid Dynamics Laboratory, GFDL) Принстонского университета [<https://www.gfdl.noaa.gov/fms/>]. Динамическое ядро модели состоит из базовой системы уравнений гидродинамики с учетом влажности:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + \omega \frac{\partial u}{\partial p} = f v + \frac{u v t g \theta}{a} - \frac{1}{a \cos \theta} \frac{\partial \Phi}{\partial \lambda} - S_u, \quad (4.1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla v + \omega \frac{\partial v}{\partial p} = -f u - \frac{u^2 t g \theta}{a} - \frac{1}{a} \frac{\partial \Phi}{\partial \theta} - S_v, \quad (4.2)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla T + \omega \frac{\partial T}{\partial p} = \frac{\kappa T \omega}{p} + Q_R + Q_C + Q_B, \quad (4.3)$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial \ln p} = -R_d T_v, \quad (4.4)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{v} + \frac{\partial \omega}{\partial p} = 0, \quad (4.5)$$

$$\frac{\partial q}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla q + \omega \frac{\partial q}{\partial p} = \varepsilon_w, \quad (4.6)$$

где $\omega = \frac{dp}{dt}$ - аналог вертикальной скорости в изобарической системе координат, T - температура, $T_v = \frac{T}{1 - (1 - \frac{R_d}{R_v})q}$ - виртуальная температура, Φ - геопотенциал, R_d и R_v - универсальная газовая постоянная для сухого воздуха и водяного пара соответственно, $\kappa = \frac{R}{c_p}$, c_p - теплоемкость сухого воздуха при постоянном давлении, q - удельная влажность, ε_w - притоки/стоки влаги, обусловленные конденсацией и турбулентностью. Кроме того, в уравнениях присутствуют слагаемые, рассчитанные с помощью параметризаций: S_u , S_v и Q_B представляют турбулентные потоки импульса и тепла соответственно, Q_R - радиационный нагрев/выхолаживание, Q_C - конвективный нагрев/выхолаживание.

В работе используется конфигурация модели с 41 вертикальным уровнем, неравномерно распределенным в пространстве, и горизонтальное разрешение T42 (что приблизительно соответствует разрешению 2.8°). Нижний уровень модели приблизительно соответствует высоте 30 м. В модели используются настройки, аналогичные описанным в работах [Thomson and Vallis, 2018a,b]. Радиационный перенос осуществляется с использованием схемы быстрого радиационного переноса (RRTM; [Clough et al., 2005]) с постоянным по времени зонально симметричным распределением озона [Jucker and Gerber, 2017]. Формулировка пограничного слоя основана на теории подобия Мони́на-Обухова, параметризация атмосферной конвекции осуществляется по схеме Беттса-Миллера [Betts and Miller, 1986].

В качестве граничных условий на верхней границе в модели задан поток приходящей солнечной радиации, соответствующий середине зимы в Южном полушарии - 20 июля. На нижней границе модели заданы зонально симметричные профили ТПО, где температура изменяется от 300К до 273К и соответствует среднему меридиональному градиенту ТПО в современном климате Земли. Эксперимент для атмосферы проводится для периода 1080 дней. Первые 360 дней представляют собой время разгона модели, необходимое для развития циркуляции атмосферы, характерной для современной Земли (без учета влияния рельефа), и исключены из дальнейшего анализа. На рисунке 4.1 представлены мгновенные значения скорости ветра в периоде после разгона модели. В модели воспроизводится реалистичная циркуляция атмосферы без учета влияния континентов, в средних широтах развивается бароклинная активность, и в экспериментах с разрешением 0.7° и менее также воспроизводятся тропические циклоны.

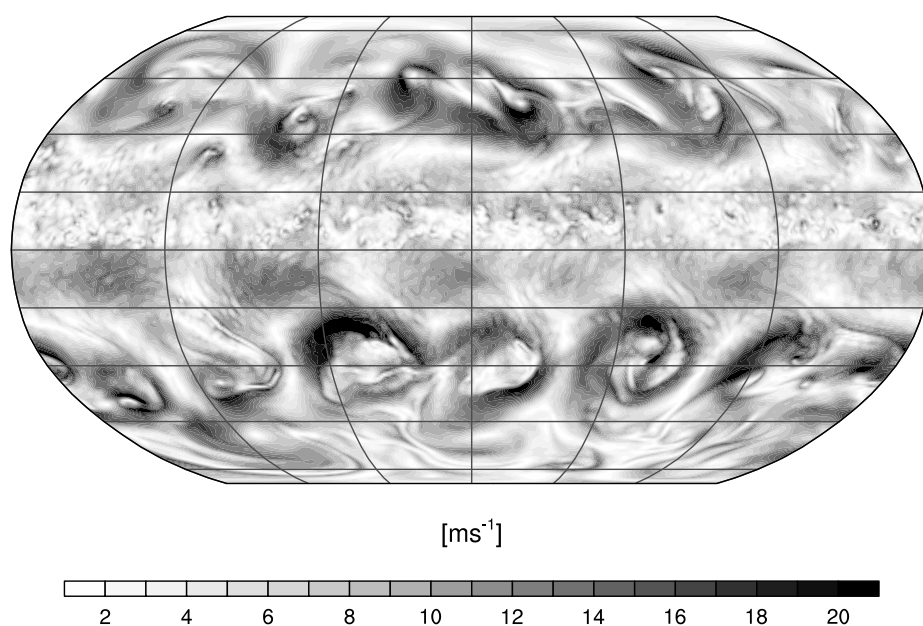


Рис. 4.1. Мгновенные значения скорости ветра в период после разгона атмосферной модели.

Для поддержания исходного профиля ТПО в атмосферной модели используется простая формулировка модели перемешанного слоя постоянной глубины. Горизонтальный перенос тепла динамически контролируется потоком тепла в перемешанном слое океана, заданным следующим уравнением для температуры

[Vallis et al., 2018]:

$$c \frac{\partial T}{\partial t} = SW + LW - Sens - Latent + Q, \quad (4.7)$$

где c - теплоемкость перемешанного слоя, T - температура перемешанного слоя, t - время. SW , LW , $Sens$ и $Latent$ представляют собой суммарный поток коротковолновой и длинноволновой радиации и потоки явного и скрытого тепла соответственно. Общий поток тепла рассчитывается по методике, описанной в работе [Russell et al., 1985] таким образом, чтобы предотвратить дрейф ТПО в модели от заранее заданного поля ТПО. Значения альбедо составляет 0.25, параметр шероховатости составляет $2 \cdot 10^{-4}$ м, глубина постоянного перемешанного слоя - 50 м. Шаг по времени в модели составляет 300 секунд, и схемы расчета радиации вызываются каждые 1800 секунд.

4.2.2. Океанская модель

Для моделирования циркуляции океана была использована модель Европейского консорциума Nemo версии 4.0 [Madec et al., 2016], объединенная с моделью эволюции морского льда LIM 3.6 [Rousset et al., 2015, Vancoppenolle et al., 2009]. Модель NEMO основана на базовой системе уравнений гидродинамики: уравнениях Рейнольдса для трех компонент скорости течений, а также уравнений переноса для температуры и солёности [Reffray et al., 2015]:

$$c \frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial(u_i)}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial P}{\partial x_i} - \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\overline{u'_j u'_i} - \nu_{mol} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) + f_i, \quad (4.8)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u_j \frac{\partial(T)}{\partial x_j} = -\frac{\partial}{\partial x_j} \left(\overline{u'_j T'} - K_{mol} \frac{\partial T}{\partial x_j} \right) + \frac{1}{\rho_0 c_p} \frac{\partial I(F_{sol}, z)}{\partial z}, \quad (4.9)$$

$$\frac{\partial S}{\partial t} + u_j \frac{\partial(S)}{\partial x_j} = -\frac{\partial}{\partial x_j} \left(\overline{u'_j S'} - K_{mol} \frac{\partial S}{\partial x_j} \right) + E_f - P_f, \quad (4.10)$$

где $u_{i\{i=1,2\}}$ - горизонтальные компоненты скорости, T - температура, S - солёность, $u_{j\{j=1,3\}}$ - горизонтальные и вертикальные направления, $f_{i\{i=1,2\}}$ -

компоненты силы Кориолиса, P – давление, I – поток нисходящей солнечной радиации, F_{sol} – поток тепла, поступающий в атмосферу Земли, ρ_0 – плотность, c_p – удельная теплоемкость, E_f и P_f – потоки испарения и осадков соответственно, ν_{mol} – молекулярная вязкость, K_{mol} – коэффициент молекулярной диффузии. Слагаемые $\overline{u'_j u'_i}$ представляют собой напряжения Рейнольдса, $\overline{u'_j T'}$ и $\overline{u'_j S'}$ – турбулентные потоки переноса скалярных величин (температуры и солёности).

Вертикальные члены, которые остаются при масштабном анализе уравнений (4.8-4.10) параметризуются в модели следующим образом:

$$\overline{u'_i w'} = -\nu_t \frac{\partial u_i}{\partial z}, \quad (4.11)$$

$$\overline{T' w'} = -K_t \frac{\partial T}{\partial z}, \quad (4.12)$$

$$\overline{S' w'} = -K_t \frac{\partial S}{\partial z}, \quad (4.13)$$

где ν_t и K_t – коэффициенты вертикальной турбулентной вязкости и диффузии соответственно. Для оценки величины данных коэффициентов используются значения турбулентной кинетической энергии k и длины пути смешения l :

$$\nu_t = C_\mu \sqrt{k} l, \quad (4.14)$$

$$K_t = C'_\mu \sqrt{k} l, \quad (4.15)$$

где C_μ и C'_μ представляют собой константы, а также могут быть представлены через функции устойчивости, определяемые в зависимости от числа Ричардсона.

При разгоне модели в качестве начальных условий были аналитически заданы профили температуры, характерные для тропиков в Тихом океане, а также постоянная солёность 35.5 епс. Горизонтальное пространственное разрешение составило 2° . В модели был использован 31 вертикальный уровень,

распределенный таким образом, чтобы разрешение было наиболее высоким у поверхности, и дальше постепенно убывало до глубины 5000 м, которая была задана постоянной во всем бассейне. Шаг по времени для интегрирования модели составил 1 час. Разгон модели осуществлялся для периода 1000 лет, после чего дрейф придонной температуры составлял менее 0.1°C 100 лет^{-1} , и устанавливался стабильный режим океанской циркуляции для заданного атмосферного форсинга [Marshall et al., 2007].

В качестве граничных условий использовалась информация об атмосфере, полученная из результатов моделирования с помощью атмосферной модели Isca: коротковолновая и длинноволновая радиация, потоки явного и скрытого тепла, осадки (твердая и жидкая фазы), температура, удельная влажность и скорость ветра на 10 м. Далее в модели данная информация была использована для расчета значений потоков тепла, импульса и влаги на поверхности океана на основе балк-формул, используемых в Национальном центре атмосферных исследований США (NCAR; [Large and Yeager, 2009]).

В таблице 4.1 представлен список проведенных численных экспериментов, результаты которых обсуждаются далее в работе. При оценке влияния учета ветровых волн в модели на формирование профиля океанских характеристик обсуждаются результаты двух контрольных экспериментов, выделенных в таблице 4.1 (с волнами и без волн: $T300_{\text{волны}}$ и $T300_{\text{без волн}}$ соответственно). При обсуждении изменчивости глубины перемешанного слоя в океане при различных режимах атмосферной циркуляции используются результаты экспериментов, представленных в таблице красным. При оценке влияния волн на изменчивость глубины перемешанного слоя рассматриваются разности между экспериментами, выделенными в таблице красным и синим соответственно.

4.2.3. Параметризация волновых процессов в океанской модели

Для параметризации вертикальной турбулентности в NEMO была использована схема TKE [Bougeault and Lacarrere, 1989, Gaspar et al., 1990, Madec et al.,

Таблица 4.1. Описание численных экспериментов с океанской моделью.

Эксперимент	Изменение ТПО в атмосфере (максимум - минимум)	Учет влияния ветрового волнения
$T290_{волны}$	290 К - 273 К	да
$T295_{волны}$	295 К - 273 К	да
$T300_{волны}$	300 К - 273 К	да
$T305_{волны}$	305 К - 273 К	да
$T310_{волны}$	310 К - 273 К	да
$T290_{без волн}$	290 К - 273 К	нет
$T295_{без волн}$	295 К - 273 К	нет
$T300_{без волн}$	300 К - 273 К	нет
$T305_{без волн}$	305 К - 273 К	нет
$T310_{без волн}$	310 К - 273 К	нет

1998], основанная на прогностическом уравнении для турбулентной кинетической энергии и предположении о замыкании для различных масштабов турбулентности. Эволюция по времени турбулентной кинетической энергии определяется ее генерацией через вертикальный сдвиг скоростей течений, балансирующийся стратификацией, а также вертикальной диффузией и диссипацией по типу Колмогорова [Колмогоров, 1942]. В общем случае, параметризации волновых процессов в модели реализуются через добавку к генерации турбулентности за счет вертикального сдвига скоростей течений, компонент, связанных с ветровым волнением.

Баланс турбулентной кинетической энергии в модели представлен следующим выражением:

$$\frac{\partial k}{\partial t} = D_k + P + G - \varepsilon, \quad (4.16)$$

где D_k - турбулентный и вязкий перенос, P - генерация турбулентности из-за вертикального сдвига течений, G - генерация турбулентности потоком

плавучести, ε – диссипация турбулентной кинетической энергии.

$$D_k = \frac{\partial}{\partial z} \frac{\nu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial z}, \quad (4.17)$$

$$G = \nu_t N^2, \quad (4.18)$$

$$\varepsilon = (C_\mu^0)^3 \frac{k^{3/2}}{l}, \quad (4.19)$$

где σ_k - число Шмидта (отношение между коэффициентом кинематической вязкости и коэффициентом диффузии), заданное постоянным, ν_t - коэффициент вертикальной турбулентной вязкости, N - частота Брендта-Вяйсяля, l - длина пути смешения, C_μ^0 - константа, задаваемая в модели. Таким образом в стационарных условиях ($\frac{\partial k}{\partial t} = 0$) формирование ТКЭ за счет сдвига течений и потока плавучести уравновешивают диссипацию турбулентной кинетической энергии. При учете влияния волн, слагаемое для генерации турбулентности из-за вертикального сдвига течений может быть представлено в виде суммы непосредственно вклада фонового сдвига течений, вклада волн в отсутствии обрушения и вклада циркуляции Лэнгмюра соответственно:

$$P = P_{shear} + P_{wave} + P_{LC}, \quad (4.20)$$

где генерация турбулентности за счет вертикального сдвига скоростей фоновых течений:

$$P_{shear} = \nu_t \left[\left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 \right], \quad (4.21)$$

и циркуляция Лэнгмюра представлена в виде [Axell, 2002, D'Alessio et al., 1998]:

$$P_{LC}(z) = \frac{w_{LC}^3}{H_{LC}}, \quad (4.22)$$

$$w_{LC}(z) = \begin{cases} c_{LC} u_s \sin \left(-\frac{\pi z}{H_{LC}} \right) & \text{при } H_{LC} \geq -z \\ 0 & \text{в других случаях,} \end{cases}$$

где w_{LC} – вертикальный профиль скорости для ячеек Лэнгмюра, H_{LC} – их глубина. H_{LC} как правило близка к глубине перемешанного слоя и определяется как глубина, до которой может опуститься частица с кинетической энергией $\frac{1}{2}u_s^2$ без внешних воздействий исключительно за счет перехода кинетической энергии в потенциальную энергию:

$$-\int_{-H_{LC}}^0 N^2(z)zdz = \frac{1}{2}u_s^2, \quad (4.23)$$

где N – частота Брента-Вайсяля. В случае отсутствия информации о ветровом волнении w_{LC} пропорциональна дрейфу Стокса $u_s = 0.377|\tau|^{1/2}$, где τ – касательное напряжение ветра на поверхности океана.

Помимо учета волновых процессов в общем сдвиге скоростей течений (слагаемое (2) в правой части уравнения (4.16)), волновые процессы в океанской модели также могут учитываться при задании граничных условий. Так, в зависимости от состояния поверхности океана изменяется параметр Чарнока (рассчитываемый в волновой модели), что приводит к изменению коэффициента сопротивления (C_D) и соответственно величины потока импульса из атмосферы в океан. Кроме того, поскольку состояние полностью развитого волнения (когда приток энергии от ветра и перенос энергии между различными волновыми компонентами уравнивает диссипацию волновой энергии; [Pierson and Moskowitz, 1964]) в реальном океане наблюдается достаточно редко [Janssen et al., 2013], поток импульса под слоем, вовлеченным в волновые процессы, может отличаться от потока импульса на поверхности океана. Таким образом, величина напряжения под этим слоем определяется разностью между полным ветровым напряжением, напряжением, затрачиваемым на рост волн, и импульсом, передаваемым в океан в процессе обрушения волн (т.е. $\tau_{oc} = \tau_a - \tau_{in} - \tau_{ds}$).

Данное выражение может быть переписано для волновой энергии:

$$\tau_{oc} = \tau_a - \rho_w g \int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} \frac{k}{\omega} (S_{in} + S_{ds}) d\omega d\theta. \quad (4.24)$$

Вклад обрушения волн в модели реализуется через задание граничного условия Дирихле для уравнения баланса турбулентной кинетической энергии (4.16), описанного в работе [Mellor and Blumberg, 2004]. Длина пути смешения задается постоянной и определяемой высотой волны в слое перемешивания ($\sim H_s/2$). Таким образом, при балансе между турбулентной диффузией и диссипацией в данном слое, уравнение (4.16) имеет простое решение в виде экспоненты.

В используемой конфигурации модели включены все вышеперечисленные эффекты ветрового волнения, поскольку установлено, что в таком случае получается лучшее совпадение результатов моделирования с данными наблюдений [Breivik et al., 2015].

4.2.4. Модель ветрового волнения

Расчет волн на поверхности океана производился с помощью модели WW3 [The WW3DG, 2016] с параметризацией накачки и диссипации волновой энергии ST4 [Ardhuin et al., 2010]. Вычислительный домен модели покрывал планету от 80° с.ш. до 80° ю.ш. с постоянной глубиной 5000 м. Пространственное разрешение модели составило 2° , шаг по времени для интегрирования уравнения волнового действия составлял 20 минут.

В качестве граничных условий использовался ветер на 10 м из атмосферной модели Isca, расчет проводился для 770 суток, где первые 10 дней составляли разгон модели и были исключены из дальнейшего анализа. На рисунке 4.2 показаны мгновенные значения высот волн в период после разгона модели. Поле ветрового волнения в целом отражает распределение скоростей ветра и имеет наибольшие значения в средних широтах обоих полушарий.

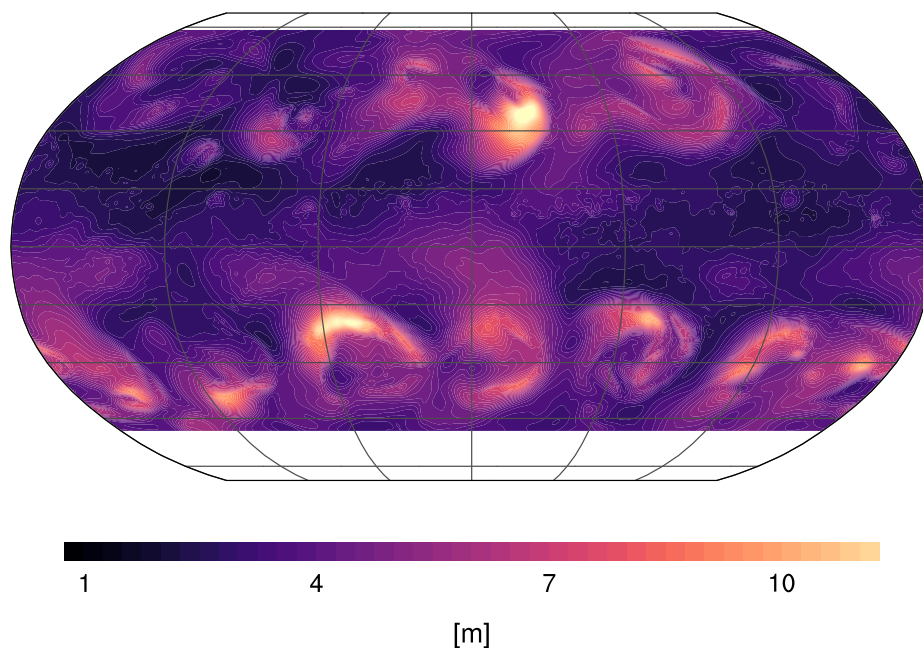


Рис. 4.2. Мгновенные значения высот волн в период после разгона волновой модели.

Параметризация эффектов «перемешивания без обрушения»

Помимо оценки влияния волн на состояние океана через изменение непосредственно вертикальной турбулентной диффузии, а также изменение вертикального сдвига скоростей течений в океанской модели, можно оценить перемешивание, вызванное ветровым волнением, в отсутствие обрушения, на основе направленных энергетических спектров ветрового волнения, полученных в результате моделирования. На глубокой воде амплитуда синусоидальной волны экспоненциально затухает с глубиной:

$$a(z) = a_0 e^{-kz}, \quad (4.25)$$

где a_0 – амплитуда на поверхности, a – амплитуда на глубине z , k – волновое число. Длина волны не меняется с глубиной и характеризует глубину проникновения волновых колебаний ($\sim \lambda/2$).

В концепции, предложенной в работе [Babanin, 2006] и описанной в Главе 1, предполагается, что глубина слоя, находящегося под влиянием перемешивания в отсутствии обрушения волн может быть определена через критическое значение числа Рейнольдса, зависящего от амплитуды волн, и представляющего

собой переход орбитального движения частиц воды от ламинарного режима к турбулентному. Число Рейнольдса, зависящее от амплитуды волн, определяется следующим выражением:

$$Re = \frac{aV}{\nu} = \frac{a^2\omega}{\nu}; V = \omega a, \quad (4.26)$$

где V – скорость движения орбитальных частиц воды, ν – коэффициент кинематической вязкости, ω – угловая частота. При использовании дисперсионного соотношения $\omega^2 = gk$, выражение (4.26) можно представить в следующем виде:

$$Re = \frac{a^2\sqrt{gk}}{\nu} = \sqrt{2g\pi} \frac{a^2}{\nu\sqrt{\lambda}}. \quad (4.27)$$

Таким образом, согласно выражению (4.25) для заданной длины волны число Рейнольдса, связанное с квадратом амплитуды волны (выражения (4.26-4.27)), экспоненциально затухает с глубиной:

$$Re_\lambda(z) \sim a(z)^2 \sim e^{-2kz}. \quad (4.28)$$

В работе [Qiao et al., 2004] используется другой подход – с параметризацией турбулентных напряжений Рейнольдса, связанных с ветровым волнением, через вертикальную турбулентную диффузию, связанную с волнами, параметризуемую через спектр волновой энергии:

$$B_v = \iint_{\mathbf{k}} E(\mathbf{k}) e^{2kz} d\mathbf{k} \frac{\partial}{\partial z} \cdot \left[\iint_{\mathbf{k}} \omega^2 E(\mathbf{k}) e^{2kz} d\mathbf{k} \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (4.29)$$

где $E(\mathbf{k})$ – направленный спектр волнения, получаемый из результатов численного моделирования волнения с помощью спектральных волновых моделей. В качестве метрики распространения влияния волн на перемешивание в работе используется пороговое значение вертикальной диффузии, связанной с волнами, равное $0.005 \text{ м}^2\text{с}^{-1}$ аналогично [Qiao et al., 2004]. Несмотря на другой

подход к описанию механизма, выражение (4.29) также связано с экспоненциальным затуханием с глубиной перемешивания в отсутствии обрушения волн, как и полученное в работе [Babanin, 2006].

На данный момент существует несколько способов включения данного источника вертикальной турбулентности в модели океанской циркуляции [Hu and Wang, 2010, Pleskachevsky et al., 2011], однако на данный момент в модели NEMO реализована только параметризация [Qiao et al., 2010]. Поскольку реализованная на данный момент схема в модели NEMO недостаточно хорошо согласуется с остальными источниками перемешивания [Qiao et al., 2016], в работе для оценки глубины проникновения перемешивания, связанного с волнами, используется отношение (4.29).

4.3. Состояние океана и атмосферы в контрольном эксперименте

Для исследования состояния океана и атмосферы на аквапланете, на рисунках 4.3 и 4.4 показаны средние зональные характеристики атмосферы и океана в контрольном эксперименте без волн ($T300_{\text{без волн}}$). Поскольку в океанской модели в качестве граничных условий используются потоки импульса и тепла из атмосферы, условия в океане симметричны атмосферным условиям. Так, в областях наиболее высоких температур поверхности воздуха в приземном слое атмосферы (рис. 4.3а), потоки тепла из атмосферы в океан также достигают высоких значений, что в конечном итоге приводит к увеличению температуры поверхности океана (рис. 4.3в). При движении в более высокие слои атмосферы - как и при движении вглубь океана - температуры уменьшаются.

Минимальные значения солености на аквапланете (рис. 4.3 г) в целом отражают области с наибольшей удельной влажностью воздуха в атмосфере (рис. 4.3б), и область максимальных потоков пресной воды из атмосферы (выраженной в виде осадков). Помимо осадков, в отсутствии пресного стока с континен-

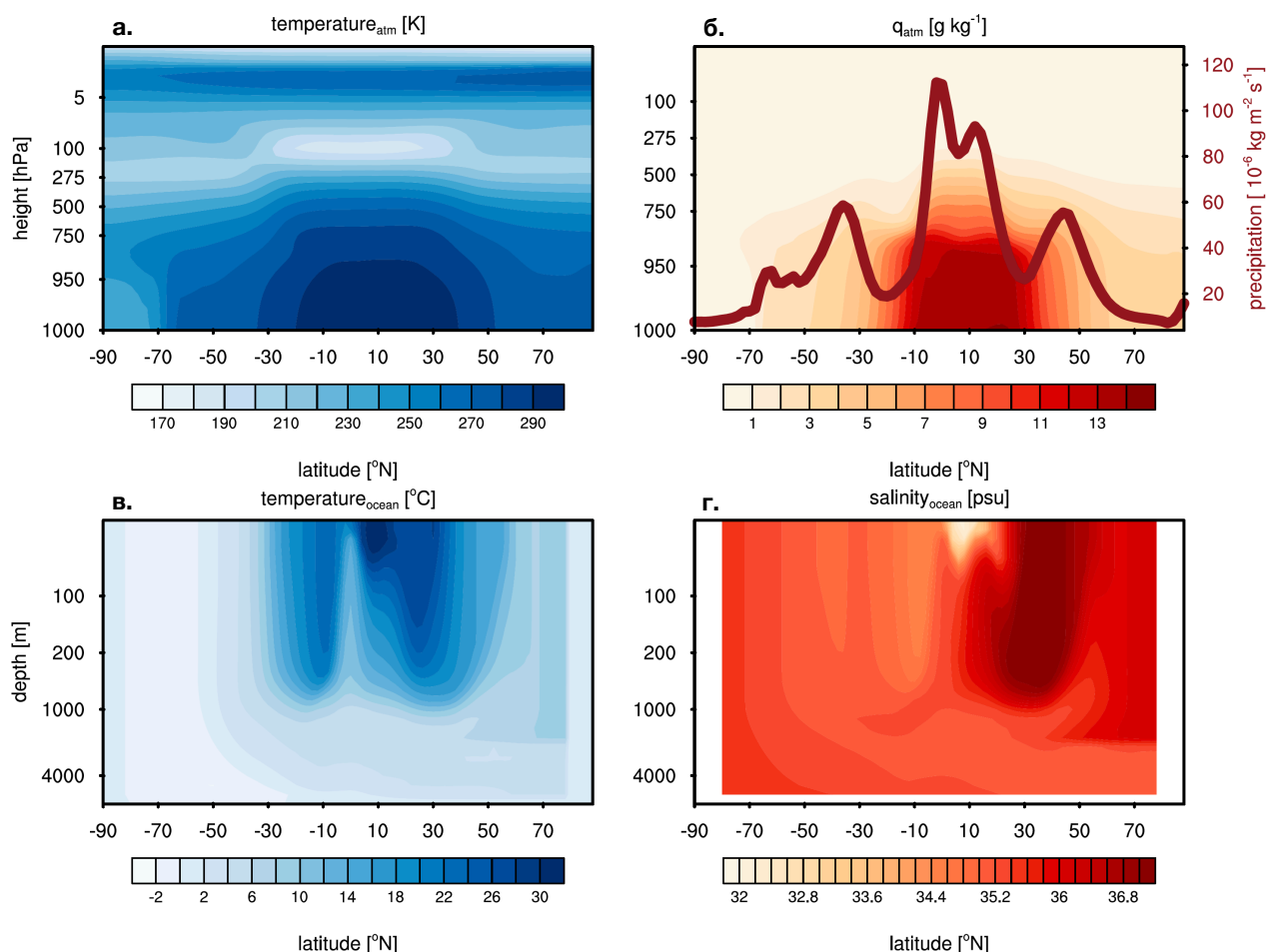


Рис. 4.3. Зонально осредненные величины температуры воздуха в атмосфере (а) и вод в океане (в); удельной влажности воздуха и осадков в атмосфере (б) и солености в океане (г).

тов на распределение солености также оказывает влияние испарение. Таким образом, область высоких значений солености в субтропических и умеренных широтах северного полушария (отражающего в данном эксперименте летний период) вероятно связано с высокими температурами воздуха, и как следствие высокой испаряемостью.

В поле средних зональных скоростей ветра наибольшие значения наблюдаются на высотах 275-100 гПа, что соответствует струйным течениям в атмосфере (также показанным далее для разных режимов на рисунке 4.7б). Более сильное струйное течение со средними зональными скоростями до $50\ m\ s^{-1}$ (рис. 4.4а) наблюдается в южном полушарии, которое в данном эксперименте соответствует зимнему периоду, и связано с более сильными меридиональными термическими градиентами в атмосфере. Зональные скорости ветра в призем-

ном слое почти на порядок ниже, и наибольшие величины достигают 10 мс^{-1} в районе 10° ю.ш. Распределение средних зональных скоростей течений в океане симметрично атмосферным характеристикам – с наибольшими значениями для течения в западном направлении (со скоростями до 2 мс^{-1}) в экваториальной области южного полушария. В субтропических и умеренных широтах обоих полушарий наблюдаются течения в восточном направлении, характеризующиеся скоростями в 3 раза меньше, что соответствует локальным максимумам скорости ветра в восточном направлении в атмосфере. Области от 10° ю.ш. до 10° с.ш. соответствуют экваториальным течениям, наблюдаемым на Земле. Однако на аквапланете вертикальная структура данных течений является прямым отражением влияния атмосферного форсинга при отсутствии континентов и волн Кельвина в данной конфигурации эксперимента. С точки зрения общей циркуляции океана, в эксперименте на аквапланете отсутствуют также океанские круговороты и западные пограничные течения, которые на Земле частично обусловлены существованием континентов.

В отсутствии сезонного хода, в атмосфере наблюдается одна сильная ячейка меридиональной циркуляции, смещенная к югу относительно экватора (рис. 4.4б), которая по абсолютным значениям схожа с усредненным меридиональным потоком массы в атмосфере Земли зимой южного полушария [Гилл, 1986], а также симметричная ей меридиональная ячейка в океане (рис. 4.4г).

4.4. Вклад ветровых волн в изменение

термодинамических и динамических свойств океана

Для оценки вклада прямого учета ветровых волн в модели NEMO в изменение океанских характеристик, проведен анализ контрольных экспериментов с волнами и без ($T300_{\text{волны}}$ и $T300_{\text{без волн}}$ в таблице 4.1), результаты которого представлены на рисунке 4.5. Интересно, что учет волнения в модели оказывает влияние на все характеристики океана, что согласуется с результатами экспе-

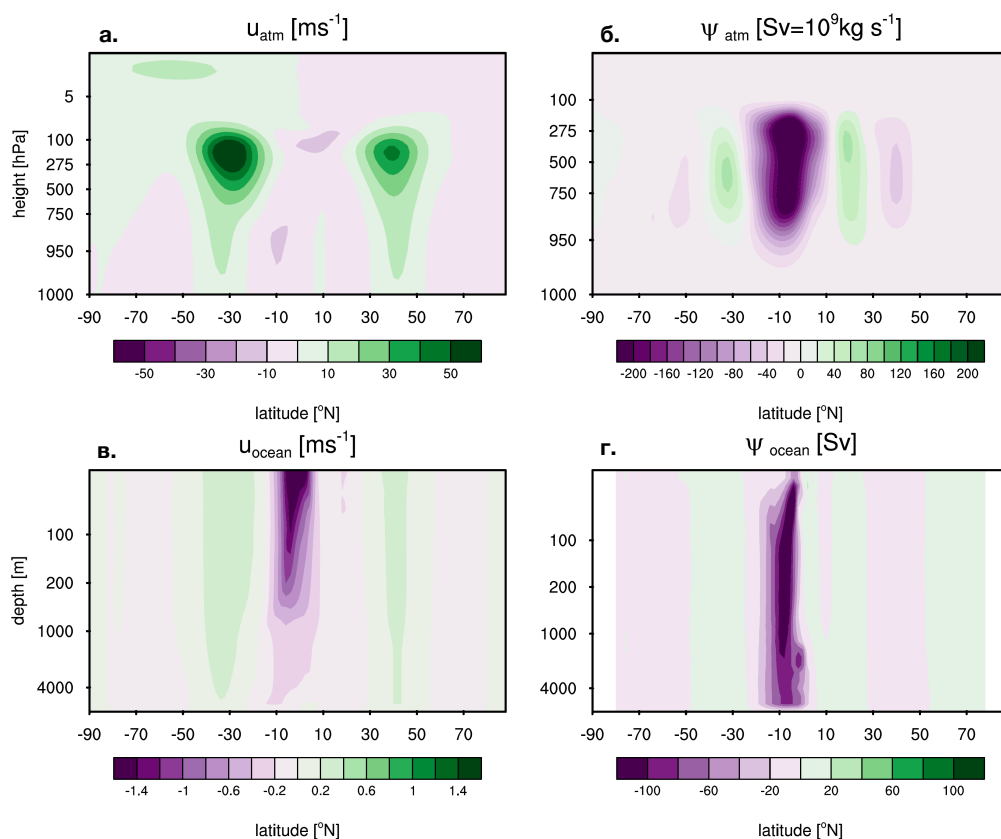


Рис. 4.4. Зонально осредненные величины средних зональных компонент скорости ветра в атмосфере (а) и течений в океане (в); средней меридиональной циркуляции в атмосфере (б) и океане (г); для рисунков (б,г) отрицательные значения соответствуют направлению по часовой стрелке, положительные – против часовой стрелки.

риментов, проводимых с климатическими моделями [Babanin et al., 2009, Fan and Griffies, 2014].

Так, наиболее яркий отклик, обсуждаемый в ряде работ, проявляется в температуре поверхности океана (рис. 4.5 а,б). Наиболее высокие аномалии в эксперименте с волнами наблюдаются в экваториальной и тропической областях, где океан сильно стратифицирован. Таким образом, при наличии дополнительного источника перемешивания в модели, связанного с волнами, более теплые поверхностные экваториальные воды проникают в глубину, чем обеспечивают отрицательную аномалию температуры на поверхности и положительную аномалию в нижележащем слое. Положительные аномалии температуры океана наблюдаются также в субтропической области южного полушария (око-

ло 30° ю.ш.). Вероятно, они связаны с тем, что благодаря дополнительному источнику перемешивания в поверхностном слое в эксперименте $T300_{\text{без волн}}$ воды охлаждаются и - поскольку в этой области океан слабо стратифицирован – могут опускаться на довольно большие глубины, и в то же время более холодные воды поднимаются наверх и нагреваются на поверхности. Проникновение аномалий температуры на глубины до 1000 м вероятно объясняется динамическими факторами (рис. 4.6 а, б), а именно ослаблением зональных скоростей течения и апвеллинга в экваториальной области в экспериментах с волнами. Положительные аномалии в области от 30° до 7° ю.ш. являются отражением увеличения глубины перемешанного слоя в экспериментах с волнами, которые более подробно описаны далее при анализе рисунка 4.13. Влияние учета волн на соленость (рис. 4.5 в,г) наиболее сильно проявляется в экваториальной области, а также в тропической и субтропической областях северного полушария (до 30° с.ш.). Воды экваториальной области характеризуются наиболее низкими значениями солености (рис. 4.5в), и при наличии дополнительного источника перемешивания в модели, связанного с волнами, распресненные поверхностные воды опускаются на большие глубины, и на смену им приходят более соленые воды из подповерхностного слоя, с чем и связаны аномалии обратных знаков в области от 5° до 20° с.ш. Таким образом, профиль солености в эксперименте с волнами получается более однородным за счет усиления вертикального перемешивания. На рисунке 4.5д показана частота Брента-Вяйсяля в контрольном эксперименте с учетом волн, где наибольшие значения соответствуют устойчивым областям с высокими вертикальными градиентами плотности. Показано, что в эксперименте с волнами происходит сдвиг областей с наибольшими значениями вглубь океана, что может говорить об увеличении перемешанного слоя.

Для понимания механизмов влияния прямого учета волн в модели NEMO на океанские характеристики, на рисунке 4.6 показаны средние зональные компоненты скорости течений в океане (рис. 4.6а) и разности между экспериментами с волнами и без волн (рис. 4.6б). Учет волн приводит к формированию

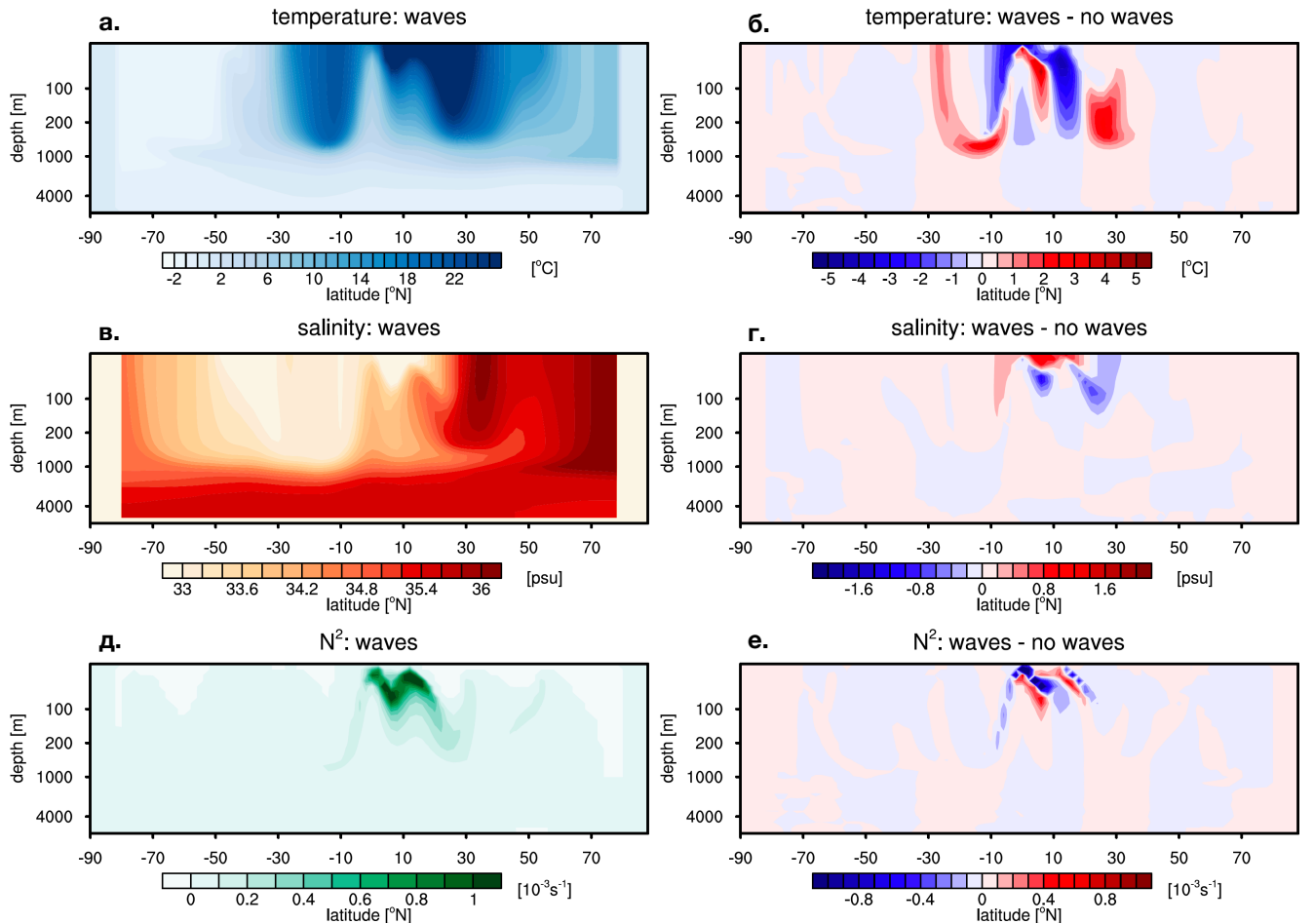


Рис. 4.5. Зонально осредненные величины температуры (а), солёности (в) и частоты Брента-Вяйсяля (д) в контрольном эксперименте с учетом волнения и разности с экспериментами без учета волн (б, г, е соответственно).

отрицательных аномалий зональных компонент скоростей течений главным образом на поверхности океана, что происходит за счет того, что в эксперименте с учетом волн величина потока импульса из атмосферы ниже (отношение (4.24)). За счет более низких значений в поверхностном слое, данная аномалия распространяется на весь профиль средних зональных компонент скоростей течений. Кроме того, поскольку единственным источником поступления механической энергии в океан является поток импульса из атмосферы, затрачивание дополнительной энергии на вертикальное перемешивание может приводить к ослаблению горизонтальных компонент скорости течения. Похожий эффект описывается в работе [Fan and Griffies, 2014], где показано уменьшение интенсивности циркумполярного течения в экспериментах с волнами. На рисунке 4.6в пока-

зан вертикальный сдвиг скоростей течений в эксперименте с волнами. Максимальные значения наблюдаются в экваториальной области с наиболее высокими скоростями течений (рис. 4.6а) и составляют до -0.053 с^{-1} . В экспериментах с волнами в экваториальной области сдвиг скоростей течений ниже, чем в экспериментах без волн в поверхностном слое океана (поскольку значения сдвигов отрицательные, положительные разности соответствуют ослаблению вертикального сдвига) и выше в подповерхностном. Таким образом, за счет усиления вертикального перемешивания в экспериментах с волнами, наблюдается более однородный профиль вертикального сдвига скоростей течений.

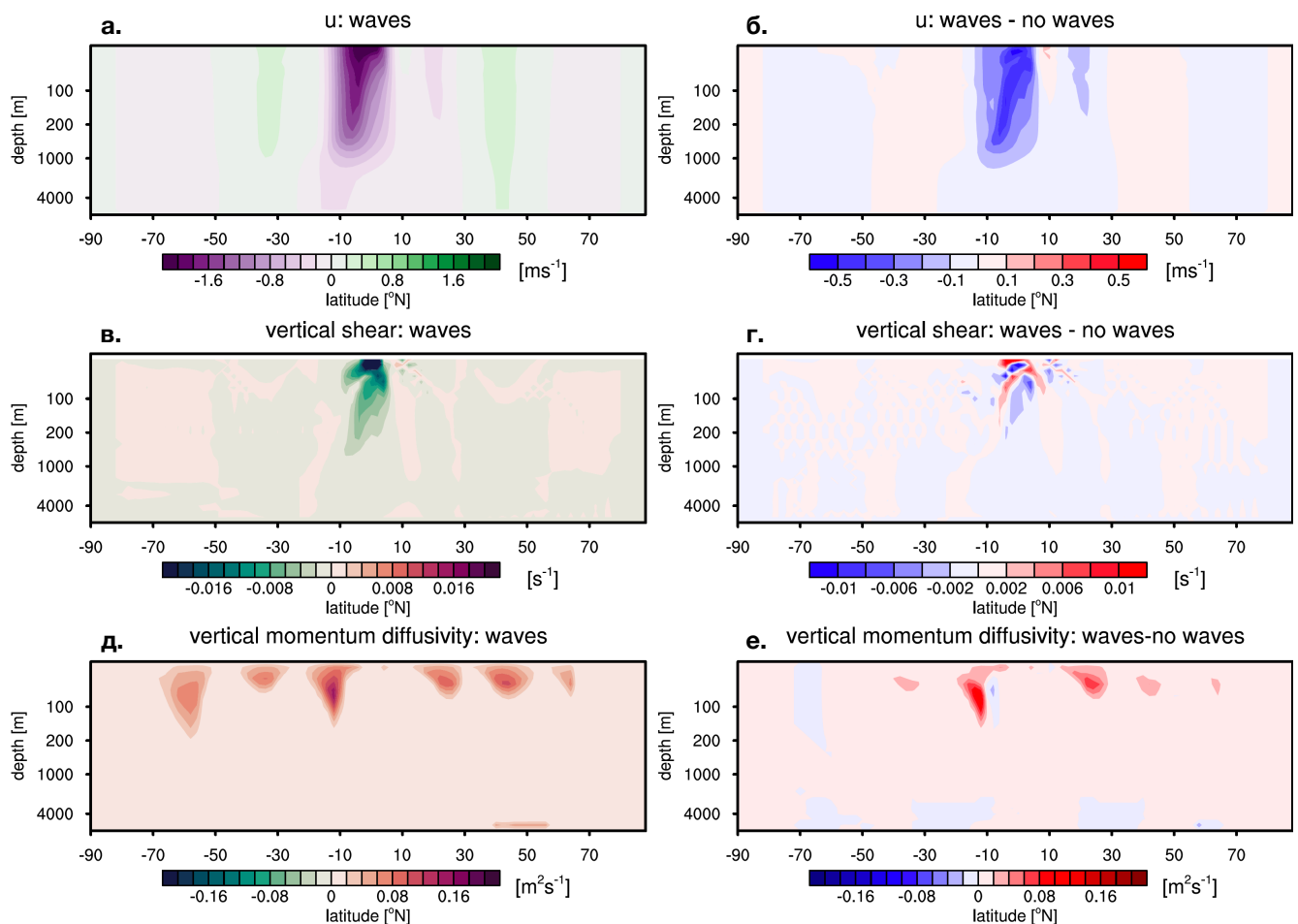


Рис. 4.6. Зонально осредненные величины средней зональной компоненты скорости течений (а), вертикального сдвига скоростей течений (в) и коэффициента вертикальной турбулентной вязкости (д) в контрольном эксперименте с учетом волнения и разности с экспериментами без учета волн (б, г, е соответственно).

Помимо эффектов, оказываемых волнами на различные океанские пара-

метры, интересно посмотреть на вклад волн непосредственно в характеристики вертикального перемешивания. На рисунке 4.6д показан зонально осредненный профиль коэффициента вертикальной турбулентной вязкости для эксперимента с волнами, которые характеризуются более высокими значениями за счет дополнительного источника вертикального перемешивания. В экспериментах без волн (рис. 4.6е) данные пики также присутствуют, поскольку схема вертикального перемешивания в таком случае работает напрямую со значениями касательного напряжения ветра, однако абсолютные значения коэффициента вертикальной турбулентной вязкости в данном случае получаются ниже.

4.5. Особенности полученных режимов циркуляции атмосферы и вклад ветрового волнения в изменение океанских характеристик

4.5.1. Режимы циркуляции атмосферы

Характеристики общей циркуляции атмосферы, полученные в различных экспериментах, показаны на рисунке 4.7, где линии разных цветов соответствуют различным режимам атмосферной циркуляции, описанным в таблице 4.1. На рисунке 4.7а представлены профили температуры поверхности океана, заданные в модели в качестве граничных условий на нижней границе. Контур, расположенный посередине и соответствующий 300 К на экваторе, представляет собой контрольный эксперимент, где профиль ТПО соответствует современным условиям на Земле. В остальных экспериментах были исследованы отклики атмосферной циркуляции на понижение и повышение температуры в тропических областях (при неизменной температуре в полярных областях). В ответ на изменение меридионального градиента ТПО меняется динамика струйных течений и циркуляции Хэдли. При увеличении ТПО в тропических областях (т.е. усилении термического градиента в атмосфере), в южном (зимнем) полушарии наблюда-

ется усиление струйных течений и их смещение в полярные области, показанное на рисунке 4.7б с помощью контура, соответствующего средним зональным скоростям ветра 10 мс^{-1} . Смещение струйных течений между различными экспериментами может достигать 10° широты. В северном (летнем) полушарии при усилении градиента ТПО также наблюдается усиление струйных течений, однако без меридионального смещения, за исключением эксперимента с самым сильным увеличением ТПО в тропиках (310 К) и по-видимому отражает ситуацию, когда климатическая система из-за большого притока тепловой энергии переходит в новое состояние. Изменение динамики струйных течений также связано с динамикой крупномасштабных атмосферных ячеек. На рисунке 4.7в контурами показаны значения, соответствующие меридиональной функции тока $\pm 10 \times 10^9 \text{ кг с}^{-1}$. В ответ на усиление градиента ТПО атмосферные ячейки (Хэдли, Ферреля и полярная) также усиливаются и сдвигаются в полярные области в зимнем полушарии, в то время как в летнее время также наблюдается их некоторое усиление и сдвиг, однако характеризующиеся более низкими значениями.

4.5.2. Отклик океана на изменение режимов циркуляции атмосферы

Для исследования отклика океана на изменение крупномасштабных характеристик циркуляции атмосферы в различных экспериментах, анализируется глубина перемешанного слоя, соответствующая глубине максимального вертикального градиента потенциальной плотности в океане. На рисунке 4.8 показаны глубины перемешанного слоя в экспериментах $T290 - T310_{\text{без волн}}$. Интересно, что в северном (летнем) и южном (зимнем) полушариях при усилении градиента ТПО наблюдается симметричная реакция для меридиональных сдвигов максимальных глубин перемешанного слоя. В южном полушарии величина сдвига гораздо сильнее и может достигать до 20° широты, в то время как в северном полушарии пики гораздо более сглаженные и сдвиги находятся в пределах до 5° широты. Наиболее ярким различием между полушариями

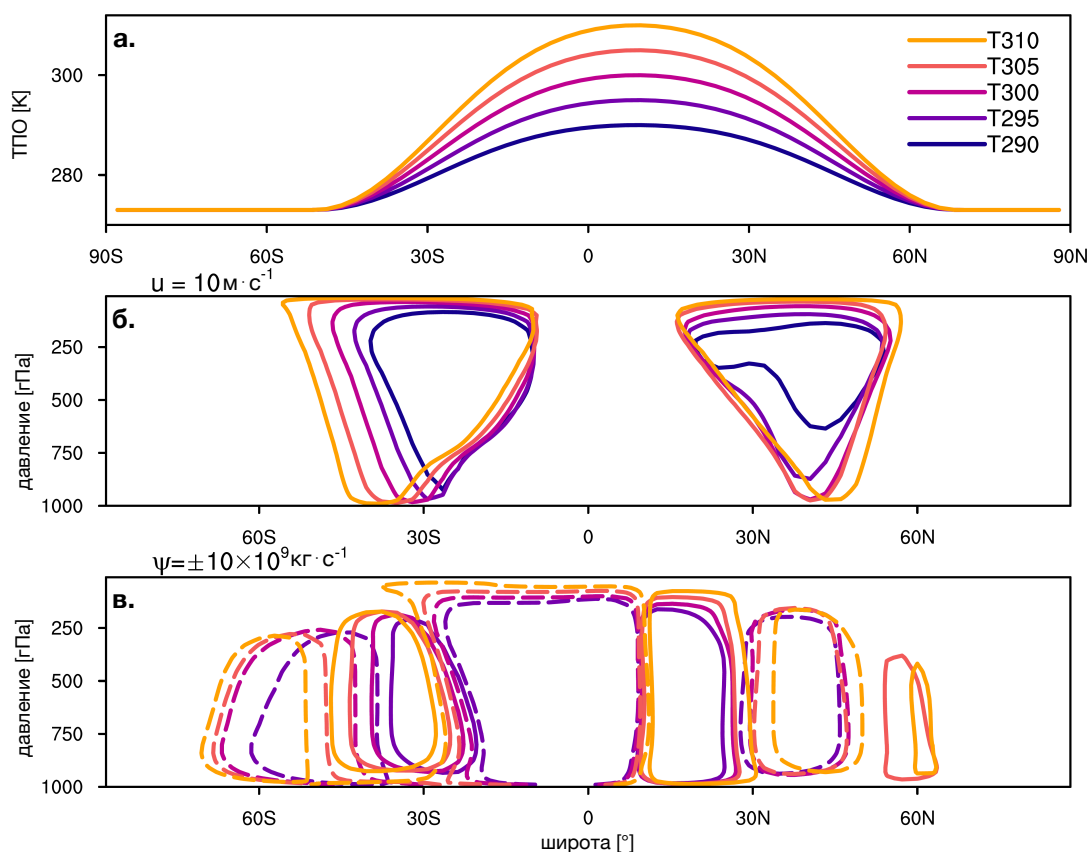


Рис. 4.7. Зонально осредненные температура поверхности океана (а), зональная компонента скорости ветра (б), и меридиональная функция тока (в); цветными линиями показаны эксперименты с различными режимами атмосферной циркуляции, описанными в таблице 4.1; легенда соответствует максимальным значениям ТПО в данном эксперименте.

в экспериментах с увеличенным градиентом ТПО является увеличение глубин перемешанного слоя в северном полушарии с одновременным их уменьшением в южном. Данную закономерность можно интерпретировать как уменьшение средней глубины перемешанного слоя летом и увеличение зимой при одновременном сдвиге максимумов глубины перемешанного слоя в сторону полюсов, в особенности в зимний период. Данная динамика глубины перемешанного слоя главным образом отражает влияние термических факторов.

4.5.3. Оценка влияния волн на перемешивание

Для ветрового волнения важнейшим следствием изменения крупномасштабной динамики атмосферы является изменение величины потока импуль-

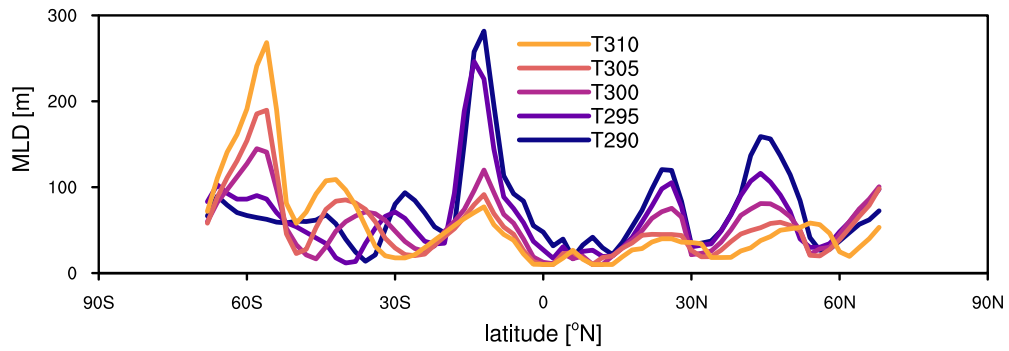


Рис. 4.8. Глубина перемешанного слоя океана в экспериментах с различными режимами циркуляции атмосферы с учетом ветрового волнения (показаны цветными линиями).

са из атмосферы в океан, определяемого поверхностным напряжением ветра (τ), показанного на рисунке 4.9а. При смещении струйных течений в сторону полюса мы ожидаемо наблюдаем усиление и аналогичное смещение максимумов поверхностного напряжения ветра в южном (зимнем) полушарии. В тропических и полярных областях северного (летнего) полушария различия между экспериментами минимальны. В южном (зимнем) полушарии при движении к полюсу различия между экспериментами также сокращаются. В северном полушарии наблюдается отклик, аналогичный наблюдаемому для зональных компонент скорости ветра (рис. 4.7б): усиление поверхностного напряжения в отсутствии сдвига к полюсам за исключением случая с самым экстремальным увеличением температуры.

Для оценки отклика ветровых волн, на рисунке 4.9б представлены высоты волн по результатам численных экспериментов. Сдвиг максимумов высот волн в южном (зимнем) полушарии в целом повторяет поведение поверхностного напряжения ветра, однако в остальных областях отклик волн нелинеен. Так, при небольших различиях τ в тропических областях северного (летнего) полушария, значения высот волн в различных экспериментах могут отличаться в полтора раза. Схожие черты характерны и для полярных областей обоих полушарий.

Данное поведение обусловлено одновременным существованием ветровых волн (рис. 4.10а) и зыби (рис. 4.10б). Ветровые волны являются непосредствен-

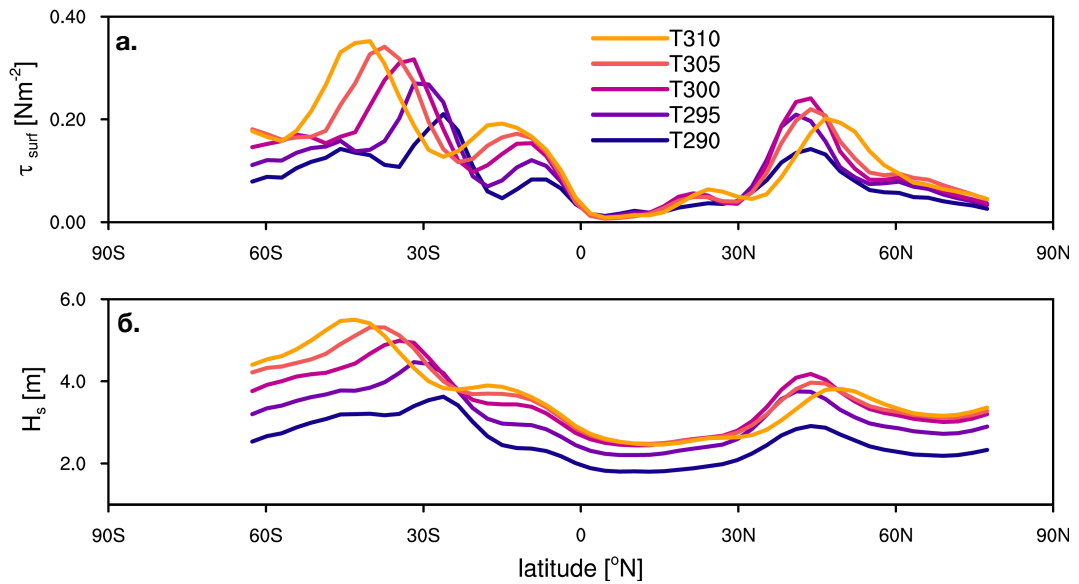


Рис. 4.9. Зонально осредненные величины поверхностного напряжения ветра (а) и высот волн (б) по результатам численных экспериментов с различными режимами циркуляции атмосферы с учетом ветрового волнения (показаны цветными линиями).

ным локальным откликом на поверхностное напряжение ветра и выявляют схожие черты с его зонально осредненным распределением (рис. 4.9б). Однако зыбь (рис. 4.10б), которая физически представляет собой волны, распространяющиеся быстрее ветра и в классической формулировке не получающие энергии от ветра, ожидаемо демонстрирует другие особенности пространственного распределения. Так, максимальная высота волн зыби достигается в полярных областях зимнего полушария, а пики, наблюдаемые в поверхностном напряжении и ветровых волнах на 40° ю.ш. и 15° ю.ш., смещены приблизительно на 10° в сторону полюса. Кроме того, интересно отметить, что высоты волн в контрольном эксперименте и в эксперименте с увеличенным градиентом температуры гораздо ближе между собой, чем эксперименты с уменьшением градиента температуры, которые сильно занижены относительно контрольного эксперимента, а также отличаются между собой в среднем на 50%.

Для иллюстрации распространения влияния волн на вертикальное перемешивание в океане, на рисунке 4.11 представлены зонально осредненные значения вертикальной турбулентной диффузии, индуцированной волнами, для контрольного эксперимента. Согласно отношению (4.29), данная величина убывает

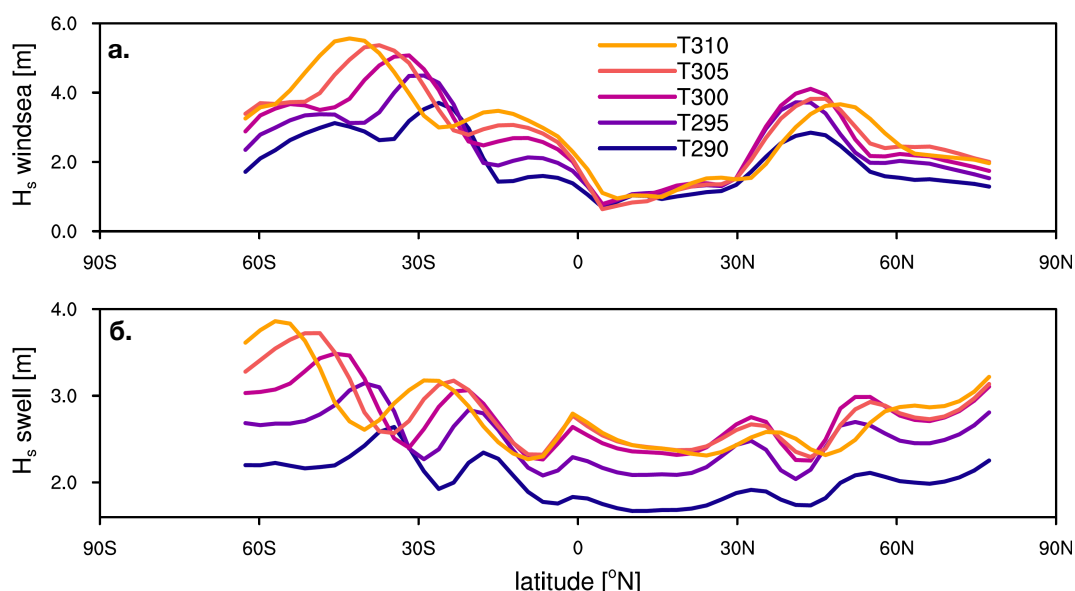


Рис. 4.10. Зонально осредненные высоты волн для отдельных компонентов волнения: ветровых волн (а) и зыби (б) по результатам численных экспериментов (показаны цветными линиями).

экспоненциально, что хорошо видно на рисунке 4.11, где наибольшее влияние волн на вертикальное перемешивание сосредоточено в верхних метрах. Однако согласно работе [Qiao et al., 2004], главная особенность влияния волн на перемешивание состоит в том, что оно распространяется на весь слой, участвующий в волновом движении, и затрагивает глубины порядка половины длины волны. На рисунке 4.11 отмечена величина порогового значения коэффициента диффузии B_v , равного $0.005 \text{ м}^2\text{с}^{-1}$ и используемого в работе [Qiao et al., 2004] в качестве метрики распространения влияния волн. В среднем данная величина достигает порогового значения на глубинах около 50 м, что представляет собой половину характерной длины волны, наблюдаемой в открытом океане.

Для анализа отклика средней вертикальной турбулентной диффузии B_v в поверхностном слое (20 м), а также толщины слоя, находящегося под влиянием волн, на рисунке 4.12 показаны зонально осредненные величины данных характеристик для проведенных экспериментов. В первую очередь стоит отметить, что величины вертикальной турбулентной диффузии нелинейно реагирует на изменение поверхностного напряжения и высот волн. Так, в экваториальной и

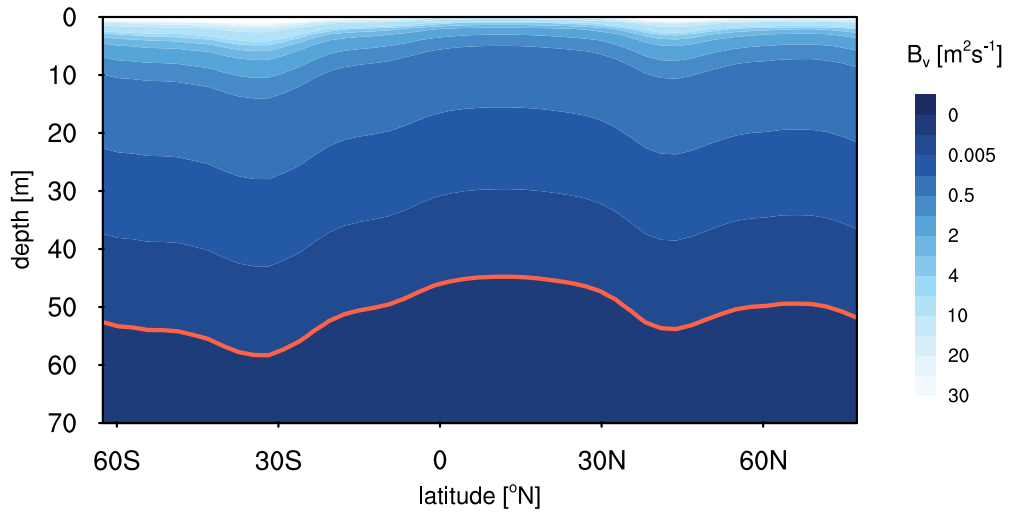


Рис. 4.11. Зонально осредненные величины вертикальной турбулентной диффузии, связанной с волнами, в контрольном эксперименте $T300_{\text{волны}}$; красной линией показано пороговое значение $0.005 \text{ м}^2\text{с}^{-1}$, используемое в работе [Qiao et al., 2004] в качестве метрики распространения влияния волн на перемешивание.

тропической областях летнего полушария, значение B_v близко к молекулярной вязкости вне зависимости от эксперимента. Прослеживаются лишь два ярких пика в субтропических областях обоих полушарий, с описанным выше усилением и смещением в южном (зимнем) полушарии и усилением без смещения в северном (летнем) полушарии. Кроме того, наблюдаются увеличения значений B_v в полярных областях обоих полушарий, отражающие аналогичные изменения в высотах волн. Пик, наблюдаемый на 15° ю.ш., хорошо заметный в τ и прослеживаемый в высотах волн, полностью пропадает для вертикальной турбулентной диффузии, связанной с волнами. Интересно также отметить, что в северном (летнем) полушарии результаты контрольного эксперимента схожи с результатами экспериментов с увеличенным градиентом ТПО, в то время как в южном (зимнем) полушарии все эксперименты отличаются друг от друга. Средние глубины, на которые распространяется влияние волн, увеличиваются при усилении меридионального градиента ТПО, причем контрольный эксперимент фактически совпадает с экспериментом $T305_{\text{волны}}$ во всем северном (летнем) полушарии. Кроме того, в экспериментах с усиленным градиентом ТПО наблюдается большие меридиональные различия: так, стандартное отклонение, меж-

ду различными широтами составляет 3.9 м для контрольного эксперимента и 5.1 м и 5.3 м для экспериментов $T305_{\text{волны}}$ и $T310_{\text{волны}}$ соответственно.

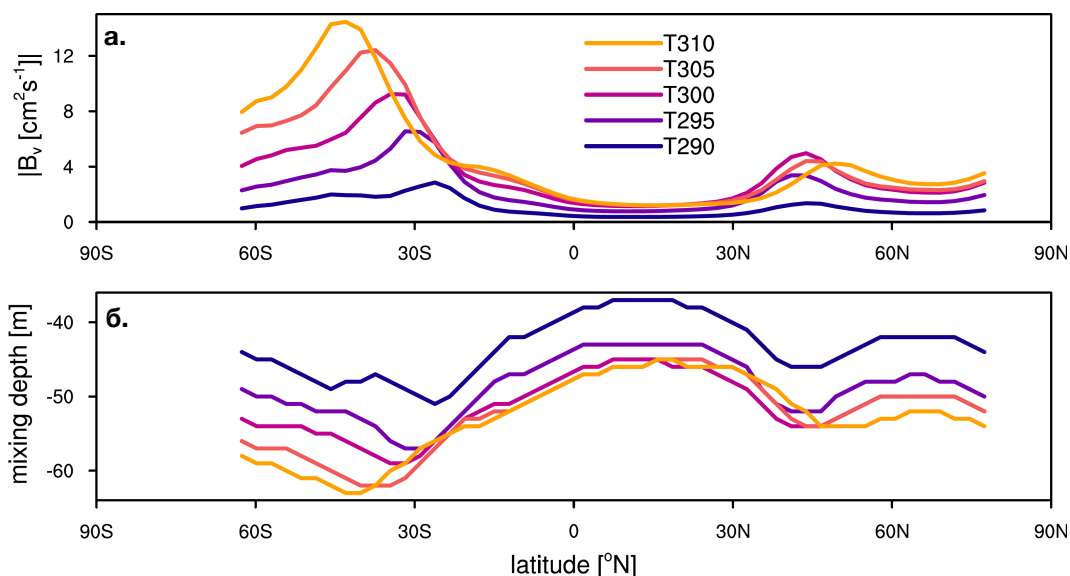


Рис. 4.12. Зонально осредненные величины вертикальной турбулентной диффузии (а) и глубины, где перемешивание находится под влиянием волн (б) по результатам численных экспериментов (показаны цветными линиями).

С точки зрения вклада волн в воспроизведение глубины перемешанного слоя при различных режимах атмосферной циркуляции (т.е. вклад волн в результаты, представленные на рисунке 4.8), на рисунке 4.13 показано, что при увеличении градиента ТПО, в экваториальной области вклад волн снижается, однако в тропических и умеренных районах он сравним с остальными экспериментами. Таким образом, в районах, где вклад волн самый большой (т.е. в экваториальных областях; рис. 4.5-4.6) наблюдаются наибольшие различия между экспериментами, которая увеличивается при ослаблении градиента ТПО.

Таким образом, наблюдается одновременно два интересных эффекта: с одной стороны, при усилении градиента ТПО и соответствующих климатических изменениях в ответ совместно на изменение температуры поверхности океана и сдвиг областей наибольшей интенсивности атмосферной циркуляции, наблюдается увеличение глубины перемешанного слоя в зимний сезон и ее уменьшение в летний (рис. 4.8). Однако влияние волн на перемешивание при этом также возрастает (рис. 4.12), что может говорить о потенциальном изменении верти-

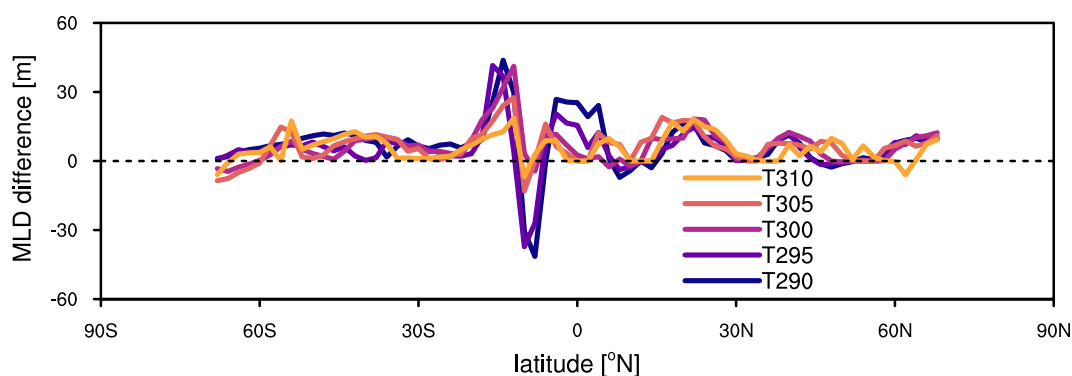


Рис. 4.13. Разности между глубинами перемешанного слоя океана в экспериментах с учетом и без учета ветрового волнения ($T290 - T310_{\text{волны}}$ - $T290 - T310_{\text{без волн}}$).

кальных профилей термохалинных характеристик вследствие влияния ветровых волн при изменении климатических режимов.

4.6. Интерпретация результатов в контексте Южного океана

В Главе 3 обсуждается доминирующая роль низкочастотной моды атмосферной изменчивости в формировании климата ветрового волнения. Кроме того, показана асимметрия влияния процессов различных пространственно-временных масштабов в северной части Атлантического океана, обусловленная конфигурацией бассейна. В Южном океане из-за отсутствия преград на пути распространения волн основными лимитирующими факторами развития волнения являются скорость и продолжительность действия ветра. Волновой климат Южного океана определяется сложной суперпозицией низкочастотных колебаний, среди которых главным образом выделяются Антарктическая осцилляция («Southern Annular Mode» в зарубежной литературе) и Эль-Ниньо [Fan et al., 2014]. В настоящее время наблюдается сдвиг в сторону положительной фазы Антарктической осцилляции, а также интенсификация западных ветров [Marshall, 2003, Thompson and Solomon, 2002], которая, по прогнозам, сохранится в будущем [Zheng et al., 2013]. Аналогичная тенденция справедлива для ветрового

волнения: в современном климате в Южном океане наблюдаются значимые положительные тренды высот волн [Young and Ribal, 2019], сохранение которых также прогнозируется в будущем [Hemer et al., 2013, Lemos et al., 2019, Wang et al., 2014]. Кроме того, наблюдаются положительные тренды в температуре поверхности океана [Kirtman et al., 2013], что косвенно говорит об усилении стратификации в верхнем слое океана. Таким образом, происходит одновременное усиление западных ветров и ослабление влияния плавучести (за счет более устойчивой стратификации) на формирование перемешанного слоя в Южном океане.

Для иллюстрации связи проведенных идеализированных экспериментов и реальных климатических изменений, наблюдаемых в Южном океане, на рисунке 4.14 представлены значения давления на уровне моря для различных экспериментов. При изменении градиента ТПО наблюдаются изменения давления на поверхности океана, в частности, при ослаблении градиента ТПО наблюдается и ослабление градиента приземного давления. В Южном океане величину градиента приземного давления характеризует значение индекса Антарктической Осцилляции.

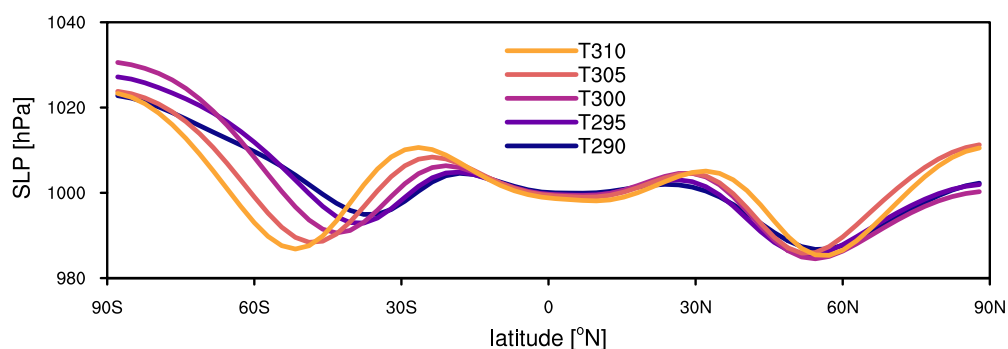


Рис. 4.14. Зонально осредненная величина приземного давления по результатам численных экспериментов (показаны цветными линиями).

При изменении градиента ТПО наблюдаются как сдвиг границ циркуляции Хэдли (и соответственно областей высокого давления в субтропиках; рис. 4.7в), так и изменение значения индекса Антарктической Осцилляции. Как обсуждалось выше в разделе 4.1, данные крупномасштабные атмосферные моды

являются определяющими для волнового климата Южного океана [Fan et al., 2014]. Таким образом, результаты представленных экспериментов с изменением атмосферных циркуляций могут быть интерпретированы в контексте Южного океана (обсуждения рис. 4.7, 4.8, 4.9, 4.10, 4.12, 4.13).

4.7. Выводы

В данной главе рассматриваются эффекты от учета ветрового волнения в модели океанской циркуляции (1) и анализируется отклик верхнего слоя океана на изменение крупномасштабных режимов циркуляции атмосферы (2). Показано, что учет ветрового волнения в моделях меняет интенсивность взаимодействия океана и атмосферы и приводит к изменению вертикального профиля океанских характеристик. Так, для аномалий температуры и солёности наибольшее влияние проявляется во внутритропической области и действует в сторону ослабления стратификации в верхнем слое океана. Профиль течений наиболее чувствителен к ветровому волнению в областях наиболее устойчивого воздействия ветра (в районе 10° ю.ш.). Кроме того, за счет дополнительного источника вертикального перемешивания наблюдается более однородный профиль вертикального сдвига скоростей течений с одновременным ослаблением океанской циркуляции, выраженном в отрицательных аномалиях зонально осредненной зональной компоненты скорости течений.

Изменение режимов крупномасштабной атмосферной циркуляции (усиление и смещение в сторону полюса струйных течений в атмосфере; увеличение меридиональной протяженности атмосферных крупномасштабных ячеек Хэдли и Ферреля) находит отклик в океанских характеристиках. При исследуемых изменениях режимов атмосферной циркуляции (задаваемых посредством усиления меридионального градиента ТПО) глубина перемешанного слоя в Южном океане увеличивается зимой и уменьшается летом, однако влияние волн на перемешивание – как интенсивность, так и зональные неоднородности переме-

шивания – усиливается, причем со сдвигом в сторону полюса в зимний период и уменьшением магнитуды в летнее время в экспериментах с ослабленным градиентом ТПО. Изменения в динамике ветрового волнения с одной стороны отражают изменения, наблюдаемые в атмосфере, однако имеют свои особенности за счет формирования зыби, не находящейся в прямой зависимости от локального состояния атмосферы.

Вследствие воспроизведения основных крупномасштабных мод атмосферной изменчивости, а также конфигурации численного эксперимента с континентом в полярной области и учетом льда, представленные результаты могут быть интерпретированы в контексте Южного океана. При усилении Антарктической осцилляции, наблюдаемом в последние десятилетия и прогнозируемом в будущем, а также увеличении протяженности ячейки Хэдли в тропиках влияние волн на перемешивание вероятно будет усиливаться. Таким образом, при наблюдаемых изменениях температуры поверхности океана вероятно будет наблюдаться усиление стратификации в верхнем слое океана за счет уменьшения потока плавучести под влиянием увеличения ТПО и распреснения при таянии льда. В то же время отклик ветровых волн на соответствующие изменения динамики атмосферы в умеренных и тропических широтах, потенциально может представлять собой обратную связь, балансируя эффект стратификации в верхнем слое океана.

4.8. Обсуждение неопределенностей

При оценке потенциальных неопределенностей в полученных результатах, следует отметить, что, поскольку передача импульса от ветра к поверхности океана является единственным источником энергии для роста волн, все потенциальные ошибки и возможные неточности в данных о приземном ветре, проявляются в результатах моделирования ветрового волнения [Cavaleri, 2009]. Неточности в данных реанализа могут в частности быть связаны с различны-

ми схемами вертикальной экстраполяции профиля ветра. Данные профили как правило восстанавливаются на основе теории подобия Монина-Обухова [Монин и Обухов, 1954, Обухов, 1946], которые являются полуэмпирическими и применяются в атмосферных моделях с различными классификациями устойчивости и функциями подобия. В зависимости от выбора данных интерпретаций между различными реанализами существует небольшое, однако заметное различие [Jiménez et al., 2012].

Неточности в данных реанализов могут быть также связаны с влиянием временных и пространственных неоднородностей при усвоении данных натуральных наблюдений, что особенно важно для приземного пограничного слоя в атмосфере, характеризующегося высокой турбулентностью. В представленных в Главах 2 и 3 экспериментах данные о ветре на высоте 10 м с 6-часовой дискретностью линейно интерполируются на величину шага интегрирования уравнения спектрального баланса волновой энергии в модели WW3. Таким образом, поскольку структура и положение атмосферных вихрей и в частности внетропических циклонов может значительно изменяться в течение 6 часов [Held and Hoskins, 1985], более высокое разрешение атмосферной модели является предпочтительным для корректного воспроизведения высот волн.

При обсуждении потенциальных неопределенностей результатов, полученных в Главе 3, следует также упомянуть, что в волновой модели учитываются изменения коэффициента сопротивления C_D с увеличением скорости ветра, однако не учитываются его вариации при изменении температуры воздуха. Эффективная скорость ветра в контрольном эксперименте в Главе 3 (осредненная по времени и пространству) составляет 6.9 мс^{-1} , в то время как в экспериментах с отфильтрованным форсингом данное значение составляет 1.6, 3.0 и 5.1 мс^{-1} для экспериментов *СУБС*, *СИНОП* и *НЧ* соответственно. Эффективные значения C_D согласно измерениям [Edson et al., 2013] составляют соответственно 1.0 (контрольный эксперимент), 0.9 (*СУБС*), 0.7 (*СИНОП*) и 0.8 (*НЧ*). Дальнейший анализ данного источника неопределенности находится за рамками данной

работы, поскольку в данном случае главной целью является исследование атмосферных процессов, контролирующих волновой климат в Северной Атлантике и не лежит в детальном исследовании эффектов взаимодействия океана и атмосферы в пограничном слое, что безусловно представляет собой отдельную интересную задачу.

Также при анализе потенциальных неопределенностей следует упомянуть, что эксперименты со всеми модели, за исключением модели циркуляции океана и морского льда в Главе 4, проводились независимо, и таким образом в режиме реального времени не учитывались непосредственные обратные связи между изменением состояния поверхности океана и соответственно изменениями коэффициента шероховатости, используемого в атмосферной модели. В Главах 2 и 3, где в качестве граничных условий использовались данные об атмосфере из реанализа ERA-Interim, данные изменения косвенно учитываются, поскольку данный реанализ основан на объединенной модели океана, атмосферы и ветрового волнения, и таким образом, характеристики приземного ветра учитывают состояние поверхности океана. Кроме того, параметр шероховатости в атмосферной модели учитывается через формулу Чарнока, и таким образом зависит от скорости ветра и косвенно учитывает изменение состояния поверхности океана, что также справедливо для результатов, представленных в Главе 4. Объединение моделей («coupling» в зарубежной литературе) представляет собой отдельную сложную и интересную задачу, которая реализуется в различных научных коллективах по всему миру и безусловно представляет собой логичное развитие работы, представленной в Главе 4. Кроме того, следует отметить, что в океанской модели при отсутствии непосредственного учета волн, отдельные эффекты косвенно параметризуются, и таким образом, абсолютные значения представленных разностей между экспериментами с волнами и без волн могут недооценивать влияние поверхностных волн на перемешивание в модели. В заключение следует отметить, что все представленные выше потенциальные источники неопределенностей не снижают справедливости выводов,

обсуждаемых в работе.

Заключение

В данной работе ветровое волнение рассматривалось в контексте динамики климатической системы, и на основе численного моделирования исследовались вопросы отклика волн на динамические процессы в атмосфере, а также формирования верхнего перемешанного слоя океана. Предложены оригинальные конфигурации моделей и численных экспериментов, отвечающие задачам, поставленным в данной работе. Создан оригинальный массив данных о ветровом волнении в высоком разрешении для акватории северной части Атлантического океана, который открывает широкие возможности для дальнейшего исследования формирования ветрового волнения и его совместной изменчивости с динамикой атмосферы. Кроме того, получены массивы данных об атмосфере и океане в идеализированной конфигурации моделей, которые в дальнейшем могут быть использованы для решения большого количества задач, связанных с исследованием различных аспектов динамики атмосферы и океана при изменении крупномасштабных меридиональных градиентов температуры поверхности океана.

На примере экспериментов для ограниченного с двух сторон бассейна северной части Атлантического океана, в работе показано, что все рассмотренные моды атмосферной изменчивости вносят сравнимый вклад в формирование экстремальных характеристик ветрового волнения. Доминирующая роль в формировании средних характеристик во всем бассейне, а также экстремального волнения на его восточной границе принадлежит низкочастотным моде атмосферной изменчивости (>10 суток), обладающей наибольшей величиной кинетической энергии в сравнении с остальными диапазонами. Однако, отдельные максимумы высот волн в субполярных широтах вызваны в большей степени циклонической активностью в атмосфере при влиянии субсиноптических процессов. Выявлена интересная симметрия между низкочастотной и синоптической модами: в то время как первая играет преобладающую роль в восточной

части бассейна, вторая играет доминирующую роль в формировании средних и экстремальных высот волн в западной части бассейна вдоль побережья Северной Америки, что вероятно обусловлено западным переносом в средних широтах. Помимо ожидаемой связи между меридиональным смещением шторм-трека и высотами волн, одним из интересных проявлений симметрии между границами бассейна является также связь между средними значениями волн в восточной части бассейна и циклогенезом в западной части, а также влияние зональной структуры шторм-трека на формирования аномалий среднесезонных высот волн в восточной части бассейна.

Увеличение пространственного разрешения в спектральных волновых моделях не дает того же эффекта, что в моделях океанской и атмосферной циркуляции, где это приводит к значительному изменению воспроизведения динамических процессов и перераспределению энергии между процессами различных масштабов. Таким образом, при увеличении разрешения одновременно атмосферной и волновой моделей максимальный эффект наблюдается в районах, для которых разрешение критично для воспроизведения динамики атмосферы. В частности, на примере Северной Атлантики показано, что такими районами являются главным образом прибрежные области, где высокое разрешение атмосферной модели позволяет учитывать мезомасштабные процессы, развивающиеся вследствие взаимодействия динамики атмосферы с береговой линией и рельефом. Выделяется область вдоль побережья Гренландии, где высокое разрешение позволяет воспроизводить сильные ветры, являющиеся следствием взаимодействия атмосферных процессов синоптических и субсиноптических масштабов с высоким рельефом острова. В открытой части бассейна влияние разрешения может проявляться при исследовании отдельных случаев прохождения интенсивных циклонов, что может наблюдаться в средних и экстремальных значениях, однако гораздо слабее, чем в прибрежных областях.

Для анализа отклика верхнего слоя океана на крупномасштабные изменения динамики атмосферы была использована идеализированная конфигура-

ция численных экспериментов для атмосферной, волновой и океанской моделей. Учет ветрового волнения изменяет вертикальный профиль динамических и термодинамических характеристик океана, в особенности в областях наиболее устойчивых течений. При учете волн в модели океанской циркуляции наблюдается более интенсивное вертикальное перемешивание, и изменяется профиль вертикального сдвига скоростей течений. В свою очередь, отклик волн и связанного с ними перемешивания, на изменение режимов крупномасштабной циркуляции атмосферы проявляется необязательно локально, и кроме того, зависимость между ними нелинейна. При прогнозируемых в будущем климатических изменениях влияние волн на перемешивание вероятно будет усиливаться. Ветровое волнение также потенциально может представлять собой механизм обратной связи, балансируя усиление стратификации в верхнем слое океана.

Будущим развитием данной работы является использование объединенной конфигурации численных экспериментов, при которых модели взаимодействуют между собой в режиме реального времени, что показало свою эффективность в ряде исследований. Также с использованием полученных массивов данных об атмосфере и ветровом волнении, интересным развитием работы может являться исследование отклика ветрового волнения на лагранжевы характеристики шторм-трека, а именно развитие и формирование экстремумов волнения при прохождении отдельных циклонов и их серий. Кроме того, использование идеализированного представления атмосферы и океана открывает возможности исследования различных режимов циркуляции атмосферы и обратных связей во всей климатической системе.

Список литературы

1. Абузяров З.К. Морское волнение и его прогнозирование / Под ред. А.И. Дуванина // Гидрометеиздат, Ленинград. 1981. 166 с.
2. Бабанин А. В., Соловьев Ю. П. Параметризация ширины углового распределение энергии ветровых волн при ограниченных разгонах // Известия АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1987. Т. 23. № 8. С. 868-876.
3. Гилл А. Динамика атмосферы и океана // Мир, Москва. 1986. Т. 1 - 397 с. Т. 2 – 415 с.
4. Голицын Г. С. Энергетический цикл ветровых волн на поверхности океана и законы разгона // Доклады Академии наук. 2009. Т. 428. №5. С. 686-690.
5. Давидан И. Н., Лопатухин Л. И., Рожков В. А. Ветровое волнение как вероятностный гидродинамический процесс // Гидрометеиздат, Ленинград. 1978. 284 с.
6. Захаров В.Е., Филоненко Н.Н. Спектр энергии для стохастических колебаний поверхности жидкости // Доклады АН СССР. 1966. Т. 170. №6. С. 1292-1295.
7. Зеленко А. А., Струков Б. С., Реснянский Ю. Д., Мартынов С. Л. Система прогнозирования ветрового волнения в Мировом океана и морях России // Труды Государственного океанографического института. 2014. Т. 215. С. 90-101.
8. Колмогоров А. Н. Уравнения турбулентного движения несжимаемой жидкости // Известия АН СССР. Серия Физическая. 1942. Т. 6. №1-2. С. 56-58.
9. Кондрин А. Т. Волновые процессы в океане // Издательство МГУ. 2004. 140 с.
10. Крылов Ю. М. Статистическая теория и расчет морского ветрового волнения. Часть 1, 2 // Труды Государственного океанографического института. 1956. Т. 33 №45. С. 5-79. 1958. Т. 42. С. 3-88.
11. Ле Блон П. и Майсек Л. Волны в океане // Мир, Москва. 1981. 480 с.
12. Маккавеев В. М. О процессах возрастания и затухания волн малой длины и о зависимости высоты их от расстояния по наветренному направлению //

Труды ГГИ. 1937. Т. 5. С. 17-25.

13. Монин А. С. и Обухов А. М. Основные закономерности перемешивания в приземном слое атмосферы // Труды Института Теоретической Геофизики АН СССР. 1954. Т. 24. № 151. С. 163-187.
14. Монин А. С. Теоретические основы геофизической гидродинамики // Гидрометеоиздат, Ленинград. 1988. 424 с.
15. Монин А. С. Введение в теорию климата // Гидрометеоиздат, Ленинград. 1982. 248 с.
16. Нестеров Е.С. (ред.) Режим, диагноз и прогноз ветрового волнения в океанах и морях // Росгидромет, Москва. 2013. 295 с.
17. Обухов А. М. Турбулентность в термически неоднородной атмосфере // Труды Института Теоретической Геофизики АН СССР. 1946. Т. 1. С. 95-115.
18. Шулейкин В. В. Применение уравнения поля ветровых волн для прогностических целей // Труды океанографической комиссии АН СССР. 1960. Т. 92. С. 18-44.
19. Aijaz S., Ghantous M., Babanin A. V., Ginis I., Thomas B., and Wake G. Nonbreaking wave-induced mixing in upper ocean during tropical cyclones using coupled hurricane-ocean-wave modeling // Journal of Geophysical Research. Oceans. 2017. V. 122. No. 5. P. 3939-3963.
20. Ali A., Christensen K. H., Breivik Ø., Malila M., Raj R. P., Bertino L., Chassignet E. P., and Bakhoday-Paskyabi M. A comparison of Langmuir turbulence parameterizations and key wave effects in a numerical model of the North Atlantic and Arctic Oceans // Ocean Modelling. 2019. V. 137. P. 76-97.
21. Alves J. H. G. Numerical modeling of ocean swell contributions to the global wind-wave climate // Ocean Modelling. 2006. V. 11. Is. 1-2. P. 98-122.
22. Andrews D. G. and McIntyre M. E. An exact theory of nonlinear waves on a Lagrangian-mean flow // Journal of Fluid Mechanics. 1978. V. 89. Is. 4. P. 609-646.
23. Ardhuin F., Chapron B., and Collard F. Observation of swell dissipation across

- oceans // Geophysical Research Letters. 2009. V. 36. L06607.
24. Ardhuin F., Rogers E., Babanin A., Filipot J.-F., Magne R., Roland A., Van Der Westhuysen A., Queffelec P., Lefevre J.-M., Aouf L., and Collard F. Semi-empirical dissipation source functions for ocean waves: Part I, definition, calibration and validation // Journal of Physical Oceanography. 2010. V. 40. P. 1917-1941.
 25. Ardhuin F., Hanafin J., Quilfen Y., Chapron B., Queffelec P., Obrebski M., Sienkiewicz J. and Vandemark D. Calibration of the "IOWAGA" global wave hindcast (1991-2011) using ECMWF and CFSR winds // 12th International Workshop on Wave Hindcasting and Forecasting, Kohala Coast, Hawaii, 2011. 13 p.
 26. Ardhuin F., Roland A., Dumas F., Bennis A.-C., Sentchev A., Forget P., Wolf J., Girard F., Osuna P., and Benoit M. Numerical Wave Modeling in Conditions with Strong Currents: Dissipation, Refraction, and Relative Wind // Journal of Physical Oceanography. 2012. V. 42. P. 2101–2120.
 27. Axell L. B. Wind-driven internal waves and Langmuir circulations in a numerical ocean model of the southern Baltic Sea // Journal of Geophysical Research. 2002. V. 107. No. C11. P. 3204.
 28. Ayrault F., Lalaurette F., Joly A., and Loo C. North Atlantic ultra high frequency variability // Tellus A. 1995. V. 47. Is. 5. P. 671-696.
 29. Babanin A., Young I., and Mirfenderesk H. Field and Laboratory Measurements of Wave-Bottom Interaction // Proceedings of the 17th Australasian Coastal and Ocean Engineering Conference and the 10th Australasian Port and Harbour Conference. 2005. P. 293-298.
 30. Babanin A. V. On a wave-induced turbulence and a wave-mixed upper ocean layer // Geophysical Research Letters. 2006. V. 33. L20605.
 31. Babanin A. V., Ganopolski A., and Phillips W. R. C. Wave-induced upper-ocean mixing in a climate model of intermediate complexity // Ocean Modelling. 2009. V. 29. Is. 3. P. 189-197.

32. Bacon S. and Carter D. J. T. A connection between mean wave height and atmospheric pressure gradient in the North Atlantic // International Journal of Climatology. 1993. V. 13. Is. 4. P. 423-436.
33. Badulin S. I., Pushkarev A. N., Resio D., and Zakharov V. E. Self-similarity of wind-driven seas // Nonlinear Processes in Geophysics. 2005. V. 2. P. 891–945.
34. Balmaseda M., Hernandez F., Storto A., Palmer M., Alves O., Shi L., Smith G., Toyoda T., Valdivieso M., Barnier B., Behringer D., Boyer T., Chang Y.-S., Chepurin G., Ferry N., Forget G., Fujii Y., Good S., Guinehut S., Haines K., Ishikawa Y., Keeley S., Köhl A., Lee T., Martin M., Masina S., Masuda S., Meyssignac B., Mogensen K., Parent L., Peterson K., Tang Y., Yin Y., Vernieres G., Wang X., Waters J., Wedd R., Wang O., Xue Y., Chevallier M., Lemieux J.-F., Dupont F., Kuragano T., Kamachi M., Awaji T., Caltabiano A., Wilmer-Becker K., and Gaillard F. The Ocean Reanalyses Intercomparison Project (ORA-IP) // Journal of Operational Oceanography. 2015. V. 8. No sup1. P. s80-s97.
35. Banks R. F., Tiana-Alsina J., Baldasano J. M., Rocadenbosch F., Papayannis A., Solomos S., and Tzanis C. G. Sensitivity of boundary-layer variables to PBL schemes in the WRF model based on surface meteorological observations, lidar, and radiosondes during the HygrA-CD campaign // Atmospheric Research. 2016. V. 176–177. P. 185-201.
36. Barber N. F. and Ursell F. The Generation and Propagation of Ocean Waves and Swell. I. Wave Periods and Velocities // Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences. 1948. V. 240. Is. 824. P. 527-560.
37. Belcher S. E., Grant A. L. M., Hanley K. E., Fox-Kemper B., Van Roekel L., Sullivan P. P., Large W. G., Brown A., Hines A., Calvert D., Rutgersson A., Pettersson H., Bidlot J.-R., Janssen P. A. E. M., and Polton J. A. A global perspective on Langmuir turbulence in the ocean surface boundary layer // Geophysical Research Letters. 2012. V. 39. L18605.
38. Beljaars A. C. The parametrization of surface fluxes in large-scale models under

- free convection // Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society. 1995. V. 121. P. 255-270.
39. Bender M.A., Knutson T.R., Tuleya R.E., Sirutis J.J., Vecchi G.A., Garner S.T., and Held I.M. Modeled Impact of Anthropogenic Warming on the Frequency of Intense Atlantic Hurricanes // Science. 2010. V. 327. Is. 5964. P. 454-458.
 40. Bender F. A.-M., Ramanathan V., and Tselioudis G. Changes in extratropical storm track cloudiness 1983-2008: observational support for a poleward shift // Climate Dynamics. 2012. V. 38. Is. 9. P. 2037-2053.
 41. Benetazzo A., Carniel S., Sclavo M., and Bergamasco A. Wave-current interaction: Effect on the wave field in a semi-enclosed basin // Ocean Modelling. 2013. V. 70. P. 152-165.
 42. Bengtsson L., Hodges K. I., and Roeckner E. Storm Tracks and Climate Change // Journal of Climate. 2006. V. 19. No. 15. P. 3518-3543.
 43. Bennis A.-C., Ardhuin F., and Dumas F. On the coupling of wave and three-dimensional circulation models: Choice of theoretical framework, practical implementation and adiabatic tests // Ocean Modelling. 2011. V. 40. Is. 3-4. P. 260-272.
 44. Betts A. K. and Miller M. J. A new convective adjustment scheme. Part II: Single column tests using GATE wave, BOMEX, ATEX and arctic air-mass data sets // Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society. 1986. V. 112. No. 473. P. 693-709.
 45. Bidlot J.-R., Wittmann P., Fauchon M., Chen H., Lefevre J.-M., Bruns T., Greenslade D., Ardhuin F., Kohno N., Park S., and Gomez M. Inter-comparison of operational wave forecasting systems // Proceedings of the 10th International Workshop on Wave Hindcasting and Forecasting and Coastal Hazard Symposium. 2007. P. 1-22.
 46. Blackmon M. L. A Climatological Spectral Study of the 500 mb Geopotential Height of the Northern Hemisphere // Journal of the Atmospheric Sciences. 1976. V. 33. No. 8. P. 1607-1623.

47. Blackmon M. L., Wallace J. M., Lau N.-C., and Mullen S. L. An Observational Study of the Northern Hemisphere Wintertime Circulation // Journal of the Atmospheric Sciences. 1977. V. 34. No. 7. P. 1040-1053.
48. Booth J. F., Kwon Y.-O., Ko S., Small R. J., and Msadek R. Spatial Patterns and Intensity of the Surface Storm Tracks in CMIP5 Models // Journal of Climate. 2017. V. 30. No. 13. P. 4965-4981.
49. Bougeault P. and Lacarrere P. Parameterization of Orography-Induced Turbulence in a Mesobeta-Scale Model // Monthly Weather Review. 1989. V. 117. No. 8. P. 1872-1890.
50. Breivik Ø., Mogensen K., Bidlot J.-R., Balmaseda M. A., and Janssen P. A. E. M. Surface wave effects in the NEMO ocean model: Forced and coupled experiments // Journal of Geophysical Research. Oceans. 2015. V. 120. No. 4. P. 2973-2992.
51. Buckley B. W. and Leslie L. M. The Australian Boxing Day Storm of 1998—Synoptic Description and Numerical Simulations // Weather and Forecasting. 2000. V. 15. P. 543–558.
52. Caires S. and Sterl A. 100-year return value estimates for ocean wind speed and significant wave height from the ERA-40 data // Journal of Climate. 2005. V. 18. P. 1032–1048.
53. Camus P., Menéndez M., Méndez F. J., Izaguirre C., Espejo A., Cánovas V., Pérez J., Rueda A., Losada I. J., and Medina R. A weather-type statistical downscaling framework for ocean wave climate // Journal of Geophysical Research. Oceans. 2014. V. 119. Is. 11. P. 7389-7405.
54. Casas-Prat M., Wang X. L., and Swart N. CMIP5-based global wave climate projections including the entire Arctic Ocean // Ocean Modelling. 2018. V. 123. P. 66-85.
55. Cavaleri L. Wave modeling: Where to go in the future. Bulletin of the American Meteorological Society. 2006. V. 87. P. 207–214.
56. Cavaleri L., Alves J.-H., Ardhuin F., Babanin A., Banner M., Belibassakis K. A., Benoit M., Donelan M., Groeneweg J., Herbers T. H. C., Hwang P., Janssen P.,

- Janssen T., Lavrenov I. V., Magne R., Monbaliu J., Onorato M., Polnikov V., Resio D., and Rogers W. E. Wave modelling - The state of the art // Progress In Oceanography. 2007. V. 75. P. 603-674.
57. Cavaleri L. Wave Modeling — Missing the Peaks // Journal of Physical Oceanography. 2009. V. 39. P. 2757–2778.
 58. Cavaleri L. and Malanotte-Rizzoli P. Wind-wave prediction in shallow water: Theory and applications // Journal of Geophysical Research. 1981. V. 86. No. 10. P. 961-973.
 59. Cavaleri L., Fox-Kemper B., and Hemer M. Wind waves in the coupled climate system // Bulletin of the American Meteorological Society. 2012. V. 93. P. 1651-1661.
 60. Chang E. K. M., Lee S., and Swanson K. L. Storm track dynamics // Journal of Climate. 2002. V. 15. No. 16. P. 2163-2183.
 61. Charnock H. Wind stress on a water surface // Quarterly Journal of Royal Meteorological Society. 1955. V. 81. P. 639-640.
 62. Chawla A., Spindler D. M., and Tolman H. L. Validation of a thirty year wave hindcast using the Climate Forecast System Reanalysis winds // Ocean Modelling. 2013. V. 70. P. 189-206.
 63. Chen G., Chapron B., Ezraty R., and Vandemark D. A Global View of Swell and Wind Sea Climate in the Ocean by Satellite Altimeter and Scatterometer // Journal of Atmospheric and Oceanic Technology. 2002. V. 19. P. 1849–1859.
 64. Clough S. A., Shephard M. W., Mlawer E. J., Delamere J. S., Iacono M. J., Cady-Pereira K., Boukabara S., and Brown P. D. Atmospheric radiative transfer modeling: a summary of the AER codes // Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer. 2005. V. 91. Is. 2. P. 233-244.
 65. Colle B. A. and Mass C. F. Windstorms along the Western Side of the Washington Cascade Mountains. Part I: A High-Resolution Observational and Modeling Study of the 12 February 1995 Event // Monthly Weather Review. 1998. V. 126. P. 28–52.

66. Condrón A., Bigg G. R., and Renfrew I. A. Polar Mesoscale Cyclones in the Northeast Atlantic: Comparing Climatologies from ERA-40 and Satellite Imagery // *Monthly Weather Review*. 2006. V. 134. P. 1518–1533.
67. Cox A. T. and Swail V. R. A global wave hindcast over the period 1958-1997: Validation and climate assessment // *Journal of Geophysical Research. Oceans*. 2001. V. 106. No. C2. P. 2313–2329.
68. Craig P. D. and Banner M. L. Modeling wave-enhanced turbulence in the ocean surface layer // *Journal of Physical Oceanography*. 1994. V. 24. No. 12. P. 2546-2559.
69. Craik A. D. D. and Leibovich S. A rational model for Langmuir circulations // *Journal of Fluid Mechanics*. 1976. V. 73. Is. 3. P. 401–426.
70. D'Alessio S.J., Abdella K., and McFarlane N.A. A New Second-Order Turbulence Closure Scheme for Modeling the Oceanic Mixed Layer // *Journal of Physical Oceanography*. 1998. V. 28. P. 1624–1641.
71. Dee D. P., Uppala S. M., Simmons A. J., Berrisford P., Poli P., Kobayashi S., Andrae U., Balmaseda M. A., Balsamo G., Bauer P., Bechtold P., Beljaars A. C., van de Berg L., Bidlot J., Bormann N., Delsol C., Dragani R., Fuentes M., Geer A. J., Haimberger L., Healy S. B., Hersbach H., Hólm E. V., Isaksen L., Kållberg P., Köhler M., Matricardi M., McNally A. P., Monge-Sanz B. M., Morcrette J. J., Park B. K., Peubey C., de Rosnay P., Tavolato C., Thépaut J. N., and Vitart F. The ERA-Interim reanalysis: Configuration and performance of the data assimilation system // *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*. 2011. V. 137. P. 553-597.
72. Delpey M. T., Ardhuin F., Collard F., and Chapron B. Space-time structure of long ocean swell fields // *Journal of Geophysical Research. Oceans*. 2010. V. 115. No. C12037.
73. Dodet G., Bertin X., and Taborda R. Wave climate variability in the North-East Atlantic Ocean over the last six decades // *Ocean Modelling*. 2010. V. 31. Is. 3-4. P. 120-131.

74. Donelan M.A., Babanin A.V., Young I.R., and Banner M.L. Wave-Follower Field Measurements of the Wind-Input Spectral Function. Part II: Parameterization of the Wind Input // *Journal of Physical Oceanography*. 2006. V. 36. P. 1672–1689.
75. Duchon C. E. Lanczos filtering in one and two dimensions // *Journal of Applied Meteorology*. 1979. V. 18. No. 8. P. 1016-1022.
76. Edson J.B., Jampana V., Weller R.A., Bigorre S.P., Plueddemann A.J., Fairall C.W., Miller S.D., Mahrt L., Vickers D., and Hersbach H. On the Exchange of Momentum over the Open Ocean // *Journal of Physical Oceanography*. 2013. V. 43. P. 1589–1610.
77. Enderton D. and Marshall J. Explorations of Atmosphere-Ocean-Ice Climates on an Aquaplanet and Their Meridional Energy Transports // *Journal of the Atmospheric Sciences*. 2009. V. 66. No. 6. P. 1593-1611.
78. Fairall C. W., Bradley E. F., Hare J. E., Grachev A. A., and Edson J. B. Bulk parameterization of air-sea fluxes: Updates and verification for the COARE algorithm. *Journal of Climate*. 2003. V. 16. P. 571–591.
79. Fan Y., Ginis I., and Hara T. The Effect of Wind-Wave-Current Interaction on Air-Sea Momentum Fluxes and Ocean Response in Tropical Cyclones // *Journal of Physical Oceanography*. 2009. V. 39. P. 1019–1034.
80. Fan Y., Ginis I., Hara T., Wright C. W., and Walsh E. J. Numerical Simulations and Observations of Surface Wave Fields under an Extreme Tropical Cyclone // *Journal of Physical Oceanography*. 2009. V. 39. No. 9. P. 2097-2116.
81. Fan Y. and Griffies S. Impacts of Parameterized Langmuir Turbulence and Nonbreaking Wave Mixing in Global Climate Simulations // *Journal of Climate*. 2014. V. 27. P. 4752-4775.
82. Fan Y., Held I. M., Lin S.-J., and Wang X. L. Ocean Warming Effect on Surface Gravity Wave Climate Change for the End of the Twenty-First Century // *Journal of Climate*. 2013. V. 26. No. 16. P. 6046-6066.
83. Fan Y., Lin S.-J., Griffies S. M., and Hemer M. A. Simulated global swell and wind-sea climate and their responses to anthropogenic climate change at the end

- of the twenty-first century // *Journal of Climate*. 2014. V. 27. No. 10. P. 3516-3536.
84. Foussard A., Lapeyre G., and Plougonven R. Storm Track Response to Oceanic Eddies in Idealized Atmospheric Simulations // *Journal of Climate*. 2019. V. 32. No. 2. P. 445-463.
 85. Gaspar P., Grégoris Y., and Lefevre J.-M. A simple eddy kinetic energy model for simulations of the oceanic vertical mixing: Tests at station Papa and long-term upper ocean study site // *Journal of Geophysical Research. Oceans*. 1990. V. 95. No. C9. P. 16179-16193.
 86. Gelci R., Cazale H., and Vassal J. Prévision de la houle: La méthode des densités spectroangulaires // *Bulletin d'information du Comité central d'océanographie et d'études des côtes*. 1957. V. 9. P. 416-435.
 87. Glisan J. M., Gutowski W. J., Cassano J. J., and Higgins M. E. Effects of spectral nudging in WRF on arctic temperature and precipitation simulations // *Journal of Climate*. 2013. V. 26. P. 3985-3999.
 88. Grant A. L. M. and Belcher S. E. Characteristics of Langmuir Turbulence in the Ocean Mixed Layer // *Journal of Physical Oceanography*. 2009. V. 39. No. 8. P. 1871-1887.
 89. Gulev S. K. and Hasse L. North Atlantic Wind Waves and Wind Stress Fields from Voluntary Observing Ship Data // *Journal of Physical Oceanography*. 1998. V. 28. No. 6. P. 1107-1130.
 90. Gulev S. K. and Hasse L. Changes of Wind Waves in the North Atlantic Over the Last 30 Years // *International Journal of Climatology*. 1999. V. 19. Is. 10. P. 1091-1117.
 91. Gulev S., Jung T., and Ruprecht E. Climatology and Interannual Variability in the Intensity of Synoptic-Scale Processes in the North Atlantic from the NCEP-NCAR Reanalysis Data // *Journal of Climate*. 2002. V. 15. P. 809-828.
 92. Gulev S. K., Grigorieva V., Sterl A., and Woolf D. Assessment of the Reliability of Wave Observations from Voluntary Observing Ships: Insights from the Validation of a Global Wind Wave Climatology Based on Voluntary Observing Ship Data //

- Journal of Geophysical Research. 2003. V. 108. No C7, 3236.
93. Gulev S. K. and Grigorieva V. Variability of the winter wind waves and swell in the North Atlantic and North Pacific as revealed by the voluntary observing ship data // Journal of Climate. 2006. V. 19. P. 5667–5685.
 94. Guo L. and Sheng J. Statistical estimation of extreme ocean waves over the eastern Canadian shelf from 30-year numerical wave simulation // Ocean Dynamics. 2015. V. 65. Is. 11. P. 1489-1507.
 95. Gutjahr O. and Heinemann G. A model-based comparison of extreme winds in the Arctic and around Greenland // International Journal of Climatology. 2018. V. 38. Is. 14. P. 5272-5292.
 96. Hanley K. E., Belcher S. E., and Sullivan P. P. A Global Climatology of Wind-Wave Interaction // Journal of Physical Oceanography. 2010. V. 40. No. 6. P. 1263-1282.
 97. Harvey B. J., Shaffrey L. C., Woollings T. J., Zappa G., and Hodges K. I. How large are projected 21st century storm track changes? // Geophysical Research Letters. 2012. V. 39. No. L18707.
 98. Harcourt R. R. and D'Asaro E. A. Large-eddy simulation of Langmuir turbulence in pure wind seas // Journal of Physical Oceanography. 2008. V. 38. Is. 7. P. 1542-1562.
 99. Hasselmann K. On the non-linear energy transfer in a gravity-wave spectrum: Part 1. General theory // Journal of Fluid Mechanics. 1962. V. 12. Is. 4. P. 481-500.
 100. Hasselmann K. On the non-linear energy transfer in a gravity wave spectrum: Part 2. Conservation theorems; wave-particle analogy; irreversibility // Journal of Fluid Mechanics. 1963. V. 15. Is. 2. P. 273-281.
 101. Hasselmann K. On the non-linear energy transfer in a gravity-wave spectrum. Part 3. Evaluation of the energy flux and swell-sea interaction for a Neumann spectrum // Journal of Fluid Mechanics. 1963. V. 15. Is. 3. P. 385-398.
 102. Hasselmann K. Wave-driven inertial oscillations // Geophysical and Astrophysical Fluid Dynamics. 1970. V. 1. P. 463-502.
 103. Hasselmann S. and Hasselmann K. Computations and Parameterizations of the

- Nonlinear Energy Transfer in a Gravity-Wave Spectrum. Part I: A New Method for Efficient Computations of the Exact Nonlinear Transfer Integral // Journal of Physical Oceanography. 1985. V. 15. P. 1369–1377.
104. Held I. M. and Hoskins B. J. Large-Scale Eddies and the General Circulation of the Troposphere // Advances in Geophysics. 1985. V. 28. Part A. P. 3-31.
 105. Hemer M., Fan Y., Mori N., Semedo A., and Wang X. Projected changes wave climate from a multi-model ensemble // Nature Climate Change. 2013. V. 3. P. 471-476.
 106. Hodges K. I. Feature tracking on the unit sphere // Monthly Weather Review. 1995. V. 123. Is. 12. P. 3458-3465.
 107. Hodges K. I., Lee R. W., and Bengtsson L. A comparison of extratropical cyclones in recent reanalyses ERA-Interim, NASA MERRA, NCEP CFSR, and JRA-25 // Journal of Climate. 2011. V. 24. P. 4888–4906.
 108. Holthuijsen L. H. and Tolman H. L. Effects of the Gulf Stream on ocean waves // Journal of Geophysical Research. Oceans. 1991. V. 96. No. C7. P. 12755-12771.
 109. Hong S.-Y., Dudhia J., and Chen S.-H. A Revised Approach to Ice Microphysical Processes for the Bulk Parameterization of Clouds and Precipitation // Monthly Weather Review. 2004. V. 132. P. 103-120.
 110. Hong S.-Y., Noh Y., and Dudhia J. A New Vertical Diffusion Package with an Explicit Treatment of Entrainment Processes // Monthly Weather Review. 2006. V. 134. P. 2318–2341.
 111. Hong S. and Lim J. The WRF single-moment 6-class microphysics scheme (WSM6) // Journal of the Korean Meteorological Society. 2006. V. 42. Is. 2. P. 129-151.
 112. Hoskins B. J. and Hodges K. I. New perspectives on the northern hemisphere winter storm tracks // Journal of the Atmospheric Sciences. 2002. V. 59. Is. 6. P. 1041-1061.
 113. Hu H. and Wang J. Modeling effects of tidal and wave mixing on circulation and thermohaline structures in the Bering Sea: Process studies // Journal of Geophysical Research. Oceans. 2010. V. 115. C01006.

114. Hwang P. A. A note on the ocean surface roughness spectrum // Journal of Atmospheric and Oceanic Technology. 2001. V. 28. P.436–443.
115. Iacono M. J., Delamere J. S., Mlawer E. J., Shephard M. W., Clough S. A., and Collins W. D. Radiative forcing by long-lived greenhouse gases: Calculations with the AER radiative transfer models // Journal of Geophysical Research. Atmospheres. 2008. V. 113. D13103.
116. Ivey G. N., Winters K. B., and Koseff J. R. Density Stratification, Turbulence, but How Much Mixing? // Annual Review of Fluid Mechanics. 2008. V. 40. Is. 1. P. 169-184.
117. Janssen P. The Interaction of Ocean Waves and Wind // Cambridge University Press. 2004. 312 p.
118. Janssen P., Breivik Ø., Mogensen K., Vitart F., Balmaseda M., Bidlot J., Keeley S., Leutbecher M., Magnusson L., and Molteni F. Air-Sea Interaction and Surface Waves // ECMWF Technical Memorandum No 712. 2013. 34 p.
119. Janssen P. A. E. M. Ocean wave effects on the daily cycle in SST // Journal of Geophysical Research. Oceans. 2012. V. 117. No. C00J32.
120. Janssen P. A. E. M. Notes on the maximum wave height distribution // ECMWF Technical Memorandum No 755. 2015. 21 p.
121. Janssen P. A. E. M. and Bidlot J.-R. Progress in Operational Wave Forecasting // Procedia IUTAM. 2018. V. 26. P. 14-29.
122. Jenkins G. M. and Watts D. G. Spectral Analysis // Emerson Adams Pr Inc. 1968. 525 p.
123. Jiménez P. A., Dudhia J., González-Rouco J. F., Navarro J., Montávez J. P., and García-Bustamante E. A revised scheme for the wrf surface layer formulation // Monthly Weather Review. 2012. V. 140. Is. 3. P. 898-918.
124. Jucker M. and Gerber E. P. Untangling the Annual Cycle of the Tropical Tropopause Layer with an Idealized Moist Model // Journal of Climate. 2017. V. 30. Is. 18. P. 7339-7358.
125. Jung T., Gulev S. K., Rudeva I., and Soloviev V. Sensitivity of extratropical cyclone

- characteristics to horizontal resolution in the ECMWF model // Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society. 2006. V. 132. P. 1839-1857.
126. Kain J. S. The Kain–Fritsch Convective Parameterization: An Update // Journal of Applied Meteorology. 2004. V. 43. P. 170–181.
 127. Kain J. S. and Fritsch J. M. A One-Dimensional Entraining/Detraining Plume Model and Its Application in Convective Parameterization // Journal of the Atmospheric Sciences. 1990. V. 47. P. 2784–2802.
 128. Khon V. C., Mokhov I. I., Pogarskiy F. A., Babanin A., Dethloff K., Rinke A., and Matthes H. Wave heights in the 21st century Arctic Ocean simulated with a regional climate model // Geophysical Research Letters. 2014. V. 41. No. 8. P. 2956-2961.
 129. Kirtman B., Power S. B., Adedoyin A. J., Boer G. J., Bojariu R., Camilloni I., Doblas-Reyes F., Fiore A. M. et al. Chapter 11 - Near-term climate projections and predictability // Climate Change 2013: The Physical Science Basis. IPCC Working Group I Contribution to AR5. Cambridge University Press. P. 953-1028.
 130. Knutson T. R., Sirutis J. J., Vecchi G. A., Garner S., Zhao M., Kim H.-S., Bender M., Tuleya R. E., Held I. M., and Villarini G. Dynamical Downscaling Projections of Twenty-First-Century Atlantic Hurricane Activity: CMIP3 and CMIP5 Model-Based Scenarios // Journal of Climate. 2013. V. 26. No. 17. P. 6591-6617.
 131. Komen G. J., Cavaleri L., Donelan M., Hasselmann K., Hasselmann S., and Janssen P. A. E. M. Dynamics and Modelling of Ocean Waves // Cambridge University Press. 1994. 532 p.
 132. Komen G. J., Hasselmann S., and Hasselmann K. On the existence of a fully developed wind-sea spectrum // Journal of Physical Oceanography. 1984. V. 14. Is. 1. P. 271-285.
 133. Kudryavtsev V.N. , Grodsky S.A., Dulov V.A., Bol'shakov A. N. Observations of wind waves in the Gulf Stream frontal zone // Journal of Geophysical Research. 1995. V. 100. No. C10. P. 20715-20727.
 134. Large W. G. and Yeager S. G. The global climatology of an interannually varying

- air-sea flux data set // *Climate Dynamics*. 2009. V. 33. P. 341-364.
135. Lanczos C. *Applied Analysis* // Prentice-Hall. 1956. 539 p.
 136. Leckler F., Ardhuin F., Filipot J. F., and Mironov A. Dissipation source terms and whitecap statistics // *Ocean Modelling*. 2013. V. 70. P. 62-74.
 137. Leibovich S. On wave-current interaction theories of Langmuir circulations // *Journal of Fluid Mechanics*. 1980. V. 99. Is. 4. P. 715-724.
 138. Lemos G., Semedo A., Dobrynin M., Behrens A., Staneva J., Bidlot J.-R., and Miranda P. Mid-twenty-first century global wave climate projections: Results from a dynamic CMIP5 based ensemble // *Global and Planetary Change*. 2019. V. 172. P. 69-87.
 139. Li Q., Webb A., Fox-Kemper B., Craig A. P., Danabasoglu G., Large W. G., and Vertenstein M. Langmuir mixing effects on global climate: WAVEWATCH III in CESM // *Ocean Modelling*. 2016. V. 103. P. 145-160.
 140. Li Q., Fox-Kemper B., Breivik Ø., and Webb A. Statistical models of global Langmuir mixing // *Ocean Modelling*. 2017. V. 113. P. 95-114.
 141. Li Y., Peng S., Wang J., and Yan J. Impacts of nonbreaking wave-stirring-induced mixing on the upper ocean thermal structure and typhoon intensity in the South China Sea // *Journal of Geophysical Research. Oceans*. 2014. V. 119. No. 8. P. 5052-5070.
 142. Liu Q., Rogers W. E., Babanin A. V., Young I. R., Romero L., Zieger S., Qiao F., and Guan C. Observation-based source terms in the third-generation wave model WAVEWATCH III: Updates and verification // *Journal of Physical Oceanography*. 2019. V. 49. No. 2. P. 489-517.
 143. Longuet-Higgins M. S. and Deacon G. E. R. The statistical analysis of a random, moving surface // *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences* 1957. V. 249. Is. 966. P. 321-387.
 144. Lopatoukhin L.J., Rozhkov V.A., Ryabinin V.E., Swail V.R, Boukhanovsky A.V., Degtyarev A.B. Estimation of extreme wind wave heights // *World Meteorological Organisation (WMO). JCOMM Technical Report No. 9*. 2000. 73 p.

145. Lorenz D. J. and DeWeaver E. T. Tropopause height and zonal wind response to global warming in the IPCC scenario integrations // Journal of Geophysical Research. Atmospheres. 2007. V. 112. P. D10119.
146. Lorenz E. N. Available Potential Energy and the Maintenance of the General Circulation // Tellus. 1955. V. 7. Is. 2. P. 157-167.
147. Lorenz E. N. Empirical orthogonal functions and statistical weather prediction // Technical report, MIT Department of Meteorology. 1956. 49 p.
148. Lozano I. and Swail V. The link between wave height variability in the North Atlantic and the storm track activity in the last four decades // Atmosphere-ocean. 2002. V. 40. P. 377-388.
149. Madec G., Delecluse P., Imbard M., and Levy C. OPA 8 Ocean General Circulation Model - Reference Manual // Technical report, LODYC/IPSL Note 11. 1998. 91 p.
150. Madec G. and the NEMO team. NEMO ocean engine // Note du Pôle de modélisation, Institut Pierre-Simon Laplace (IPSL) No 27. 2016. 386 p.
151. Marshall G. J. Trends in the Southern Annular Mode from Observations and Reanalyses // Journal of Climate. 2003. V. 16. No. 24. P. 4134-4143.
152. Marshall J., Ferreira D., Campin J.-M., and Enderton D. Mean Climate and Variability of the Atmosphere and Ocean on an Aquaplanet // Journal of the Atmospheric Sciences. 2007. V. 64. No. 12. P. 4270-4286.
153. Martínez-Asensio A., Tsimplis M. N., Marcos M., Feng X., Gomis D., Jordà G., and Josey S. A. Response of the North Atlantic wave climate to atmospheric modes of variability // International Journal of Climatology. 2016. V. 36. Is. 3. P. 1210-1225.
154. Mass C. F., Ovens D., Westrick K., and Colle B. A. Does increasing horizontal resolution produce more skillful forecasts? The results of two years of real-time numerical weather prediction over the Pacific Northwest // Bulletin of the American Meteorological Society. 2002. V. 83. P. 407-430.
155. Mbengue C. and Schneider T. Storm Track Shifts under Climate Change: What

- Can Be Learned from Large-Scale Dry Dynamics // *Journal of Climate*. 2013. V. 26. P. 9923-9930.
156. Mbengue C. and Schneider T. Storm-Track Shifts under Climate Change: Toward a Mechanistic Understanding Using Baroclinic Mean Available Potential Energy // *Journal of the Atmospheric Sciences*. 2017. V. 74. No. 1. P. 93-110.
 157. Mbengue C. O., Woollings T., Dacre H. F., and Hodges K. I. The roles of static stability and tropical–extratropical interactions in the summer interannual variability of the North Atlantic sector // *Climate Dynamics*. 2019. V. 52. Is. 3. P. 1299-1315.
 158. McWilliams J. C., Sullivan P. P., and Moeng C.-H. Langmuir turbulence in the ocean // *Journal of Fluid Mechanics*. 1997. V. 334. P. 1-30.
 159. Medeiros B., Williamson D. L., and Olson J. G. Reference aquaplanet climate in the Community Atmosphere Model, Version 5 // *Journal of Advances in Modeling Earth Systems*. 2016. V. 8. No. 1. P. 406-424.
 160. Mellor G. and Blumberg A. Wave Breaking and Ocean Surface Layer Thermal Response // *Journal of Physical Oceanography*. 2004. V. 34. No. 3. P. 693-698.
 161. Mellor G. L., Donelan M. A., and Oey L.-Y. A Surface Wave Model for Coupling with Numerical Ocean Circulation Models // *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*. 2008. V. 25. No. 10. P. 1785-1807.
 162. Melville W. K., Veron F., and White C.J. The velocity field under breaking waves: Coherent structures and turbulence // *Journal of Fluid Mechanics*. 2002. V. 454. P. 203-233.
 163. Mentaschi L., Besio G., Cassola F., and Mazzino A. Performance evaluation of WaveWatch III in the Mediterranean Sea // *Ocean Modelling*. 2015. V. 90. P. 82-94.
 164. Meylan M. H., Bennetts L. G., and Kohout A. L. In situ measurements and analysis of ocean waves in the Antarctic marginal ice zone // *Geophysical Research Letters*. 2014. V. 41. No. 14. P. 5046-5051.
 165. Miguez-Macho G., Stenchikov G. L., and Robock A. Spectral nudging to eliminate

- the effects of domain position and geometry in regional climate model simulations
// Journal of Geophysical Research. Atmospheres. 2004. V. 109. D13104.
166. Miles J. W. On the generation of surface waves by shear flows // Journal of Fluid Mechanics. 1957. V. 3. Is. 2. P. 185-204.
167. Neale R. B. and Hoskins B. J. A standard test for AGCMs including their physical parametrizations: I: the proposal // Atmospheric Science Letters. 2000. V. 1. Is. 2. P. 101-107.
168. Neu U., Akperov M. G., Bellenbaum N., Benestad R., Blender R., Caballero R., Coccozza A., Dacre H. F., Feng Y., Fraedrich K., Grieger J., Gulev S., Hanley J., Hewson T., Inatsu M., Keay K., Kew S. F., Kindem I., Leckebusch G. C., Liberato M. L. R., Lionello P., Mokhov I. I., Pinto J. G., Raible C. C., Reale M., Rudeva I., Schuster M., Simmonds I., Sinclair M., Sprenger M., Tilinina N. D., Trigo I. F., Ulbrich S., Ulbrich U., Wang X. L., and Wernli H. IMILAST: A Community Effort to Intercompare Extratropical Cyclone Detection and Tracking Algorithms // Bulletin of the American Meteorological Society. 2013. V. 94. No. 4. P. 529-547.
169. Noh Y., Ok H., Lee E., Toyoda T., and Hirose N. Parameterization of Langmuir Circulation in the Ocean Mixed Layer Model Using LES and Its Application to the OGCM // Journal of Physical Oceanography. 2016. V. 46. P. 57-78.
170. Oltmanns M., Straneo F., Moore G. W., and Mernild S. H. Strong downslope wind events in Ammassalik, Southeast Greenland // Journal of Climate. 2014. V. 27. P. 977–993.
171. Orlanski I. A rational Subdivision of Scales for Atmospheric Processes // Bulletin of the American Meteorological Society. 1975. V. 56. No. 5. P. 527-530.
172. Orlanski I. and Katzfey J. The life cycle of a cyclone wave in the southern hemisphere. part i: Eddy energy budget // Journal of the Atmospheric Sciences. 1991. V. 48. No. 17. P. 1972-1998.
173. Otte T. L., Nolte C. G., Otte M. J., and Bowden J. H. Does nudging squelch the extremes in regional climate modeling? // Journal of Climate. 2012. V. 25. P. 7046–7066.

174. Phibbs S. and Toumi R. Modeled dependence of wind and waves on ocean temperature in tropical cyclones // *Geophysical Research Letters*. 2014. V. 41. P. 7383–7390.
175. Phillips O. M. On the response of short ocean wave components at a fixed wavenumber to ocean current variations // *Journal of Physical Oceanography*. 1984. V. 14. No. 1. P. 425-433.
176. Phillips O. *The Dynamics of the Upper Ocean* // Cambridge University Press. 1966. 269 p.
177. Pierson W. J., Neumann G., and James R.W. *Practical Methods for Observing and Forecasting Ocean Waves by Means of Wave Spectra and Statistics* // U.S. Navy Hydrographic Office. 1955. 284 p.
178. Pierson W. J. and Moskowitz L. A proposed spectral form for fully developed wind seas based on the similarity theory of S. A. Kitaigorodskii // *Journal of Geophysical Research*. 1964. V. 69. P. 5181-5190.
179. Pinto J. G., Ulbrich U., Leckebusch G. C., Spanghel T., Reyers M., and Zacharias S. Changes in storm track and cyclone activity in three SRES ensemble experiments with the ECHAM5/MPI-OM1 GCM // *Climate Dynamics*. 2007. V. 29. No 2-3. P. 195-210.
180. Pleskachevsky A., Dobrynin M., Babanin A. V., Günther H., and Stanev E. Turbulent Mixing due to Surface Waves Indicated by Remote Sensing of Suspended Particulate Matter and Its Implementation into Coupled Modeling of Waves, Turbulence, and Circulation // *Journal of Physical Oceanography*. 2011. V. 41. No. 4. P. 708-724.
181. Qiao F., Yuan Y., Yang Y., Zheng Q., Xia C., and Ma J. Wave-induced mixing in the upper ocean: Distribution and application to a global ocean circulation model // *Geophysical Research Letters*. 2004. V. 31. L11303.
182. Qiao F., Yuan Y., Ezer T., Xia C., Yang Y., Lü X., and Song Z. A three-dimensional surface wave-ocean circulation coupled model and its initial testing // *Ocean Dynamics*. 2010. V. 60. P. 1339-1355.

183. Qiao F., Yuan Y., Deng J., Dai D., and Song Z. Wave-turbulence interaction-induced vertical mixing and its effects in ocean and climate models // Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences. 2016. V. 374. Is. 2065.
184. Rasche N. and Ardhuin F. A global wave parameter database for geophysical applications. Part 2: Model validation with improved source term parameterization // Ocean Modelling. 2013. V. 70. P. 174-188.
185. Refray G., Bourdalle-Badie R., and Calone C. Modelling turbulent vertical mixing sensitivity using a 1-D version of NEMO // Geoscientific Model Development. 2015. V. 8. No. 1. P. 69-86.
186. Roberts J. F., Champion A. J., Dawkins L. C., Hodges K. I., Shaffrey L. C., Stephenson D. B., Stringer M. A., Thornton H. E., and Youngman B. D. The XWS open access catalogue of extreme European windstorms from 1979 to 2012 // Natural Hazards and Earth System Sciences. 2014. V. 14. No. 9. P. 2487-2501.
187. Rogers W. E., Babanin A. V., and Wang D. W. Observation-Consistent Input and Whitecapping Dissipation in a Model for Wind-Generated Surface Waves: Description and Simple Calculations // Journal of Atmospheric and Oceanic Technology. 2012. V. 29. No. 9. P. 1329-1346.
188. Rousset C., Vancoppenolle M., Madec G., Fichefet T., Flavoni S., Barthélemy A., Benshila R., Chanut J., Levy C., Masson S., and Vivier F. The Louvain-La-Neuve sea ice model LIM3.6: global and regional capabilities // Geoscientific Model Development. 2015. V. 8. No. 10. P. 2991-3005.
189. Rudeva I. and Gulev S. Composite analysis of North Atlantic extratropical cyclones in NCEP-NCAR Reanalysis Data // Monthly Weather Review. 2011. V. 139. P. 1419-1446.
190. Russell G. L., Miller J. R., and Tsang L.-C. Seasonal oceanic heat transports computed from an atmospheric model // Dynamics of Atmospheres and Oceans. 1985. V. 9. No. 3. P. 253-271.
191. Saha S., Moorthi S., Pan H.-L., Wu X., Wang J., Nadiga S. et al. The NCEP Climate

- Forecast System Reanalysis // Bulletin of the American Meteorological Society. 2010. V. 91. No. 8. P. 1015–1058.
192. Salameh J., Popp M., and Marotzke J. The role of sea-ice albedo in the climate of slowly rotating aquaplanets // Climate Dynamics. 2018. V. 50. No. 7. P. 2395-2410.
 193. Schneider T., Bischoff T., and Płotka H. Physics of Changes in Synoptic Midlatitude Temperature Variability // Journal of Climate. 2015. V. 28. No. 6. P. 2312-2331.
 194. Semedo A., Sušelj K., and Rutgersson A. Variability of Wind Sea and Swell Waves in the North Atlantic Based on ERA-40 Re-analysis // Proceedings of the 8th European Wave and Tidal Energy Conference. 2008. P. 119-129.
 195. Semedo A., Sušelj K., Rutgersson A., and Sterl A. A Global View on the Wind Sea and Swell Climate and Variability from ERA-40 // Journal of Climate. 2011. V. 24. No. 5. P. 1461-1479.
 196. Semedo A., Vettor R., Breivik Ø., Sterl A., Reistad M., and Lima D. The wind sea and swell waves climate in the Nordic seas // Ocean Dynamics. 2014. V. 65. Is. 2. P. 223-240.
 197. Shimura T., Mori N., and Mase H. Ocean Waves and Teleconnection Patterns in the Northern Hemisphere // Journal of Climate. 2013. V. 26. No. 21. 8654-8670.
 198. Skamarock W. C., Klemp J., Dudhia J., Gill D. O., Barker D., Wang W., and Powers J. G. A Description of the Advanced Research WRF Version 3 // NCAR Technical Note. 2008. 125 p.
 199. Skyllingstad E.D. and Denbo D.W. An ocean large-eddy simulation of Langmuir circulations and convection in the surface mixed layer // Journal of Geophysical Research. 1995. V. 100. No. C5. P. 8501-8522.
 200. Snodgrass F. E., Hasselmann K. F., Miller G. R., Munk W. H., Powers W. H., and Deacon G. E. R. Propagation of ocean swell across the Pacific // Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences. 1966. V. 259. Is. 1103. P. 431-497.
 201. Snyder R. L., Dobson F. W., Elliott J. A., and Long R. B. Array measurements of

- atmospheric pressure fluctuations above surface gravity waves // *Journal of Fluid Mechanics*. 1981. V. 102. P. 1-59.
202. Song Y., Qiao F.-L., and Song Z. Improved Simulation of the South Asian Summer Monsoon in a Coupled GCM with a More Realistic Ocean Mixed Layer // *Journal of Atmospheric Sciences*. 2012. V. 69. P. 1681-1690.
 203. Stokes G. On the theory of oscillatory waves // *Transactions of the Cambridge Philosophical Society*. 1847. V. 8. P. 197-229.
 204. Stoll P. J., Graversen R. G., Noer G., and Hodges K. An objective global climatology of polar lows based on reanalysis data // *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*. 2018. V. 144. No. 716. P. 2099-2117.
 205. Stoney L., Walsh K., Babanin A. V., Ghanous M., Govekar P., and Young I. Simulated ocean response to tropical cyclones: The effect of a novel parameterization of mixing from unbroken surface waves // *Journal of Advances in Modeling Earth Systems*. 2017. V. 9. No. 2. P. 759-780.
 206. Stoney L., Walsh K. J. E., Thomas S., Spence P., and Babanin A. V. Changes in Ocean Heat Content Caused by Wave-Induced Mixing in a High-Resolution Ocean Model // *Journal of Physical Oceanography*. 2018. V. 48. No. 5. P. 1139-1150.
 207. Stopa J. E. and Cheung K. F. Intercomparison of wind and wave data from the ECMWF Reanalysis Interim and the NCEP Climate Forecast System Reanalysis // *Ocean Modelling*. 2014. V. 75. P. 65-83.
 208. Stopa J. E., Ardhuin F., Babanin A., and Zieger S. Comparison and validation of physical wave parameterizations in spectral wave models // *Ocean Modelling*. 2016. V. 103. P. 2-17.
 209. Studholme J.H.P. and Gulev S.K. Concurrent Changes to Hadley Circulation and the Meridional Distribution of Tropical Cyclones // *Journal of Climate*. 2018. V. 31. No. 11. P. 4367-4389.
 210. Sullivan P. P. and McWilliams J. C. Dynamics of Winds and Currents Coupled to Surface Waves // *Annual Review of Fluid Mechanics*. 2010. V. 42. P. 19-42.
 211. Sullivan P. P., McWilliams J. C., and Melville W. K. Surface gravity wave effects in

- the oceanic boundary layer: large-eddy simulation with vortex force and stochastic breakers // *Journal of Fluid Mechanics*. 2007. V. 593. P. 405-452.
212. Suzuki N., Fox-Kemper B., Hamlington P.E., Van Roekel L.P. Surface waves affect frontogenesis // *Journal of Geophysical Research. Oceans*. 2016. V. 121. No. 5. P. 3597-3624.
 213. Tamarin-Brodsky T. and Kaspi Y. Enhanced poleward propagation of storms under climate change // *Nature Geoscience*. 2017. V. 10. P. 908-913.
 214. Tang J., Wang S., Niu X., Hui P., Zong P., and Wang X. Impact of spectral nudging on regional climate simulation over CORDEX East Asia using WRF // *Climate Dynamics*. 2017. V. 48. Is. 7-8. P. 2339-2357.
 215. Teague W. J., Jarosz E., Wang D. W., and Mitchell D. A. Observed Oceanic Response over the Upper Continental Slope and Outer Shelf during Hurricane Ivan // *Journal of Physical Oceanography*. 2007. V. 37. No. 9. P. 2181-2206.
 216. Teixeira M. A. C. and Belcher S. E. On the distortion of turbulence by a progressive surface wave // *Journal of Fluid Mechanics*. 2002. V. 458. P. 229-267.
 217. Terray E., Donelan M., Agrawal Y., Drennan W., Kahma K., Williams A., Hwang P., and Kitaigorodskii S. Estimates of kinetic energy dissipation under breaking waves // *Journal of Physical Oceanography*. 1996. V. 26. No. 5. P. 792-807.
 218. The WASA Group. Changing Waves and Storms in the Northeast Atlantic? // *Bulletin of the American Meteorological Society*. 1998. V. 79. No. 5. P. 741-760.
 219. The WAVEWATCH III Development Group (WW3DG) User manual and system documentation of WAVEWATCH III version 5.16. Tech. Note 329, NOAA/NWS/NCEP/MMAB, College Park, MD, USA // Technical note, MMAB Contribution. 2016. 361 p.
 220. Thompson D. W. J. and Solomon S. Interpretation of Recent Southern Hemisphere Climate Change // *Science*. 2002. V. 296. Is. 5569. P. 895-899.
 221. Thomson S. I. and Vallis G. K. Atmospheric Response to SST Anomalies. Part I: Background-State Dependence, Teleconnections, and Local Effects in Winter // *Journal of the Atmospheric Sciences*. 2018. V. 75. No. 12. P. 4107-4124.

222. Thomson S. I. and Vallis G. K. Atmospheric Response to SST Anomalies. Part II: Background-State Dependence, Teleconnections, and Local Effects in Summer // Journal of the Atmospheric Sciences. 2018. V. 75. No. 12. P. 4125-4138.
223. Tilinina N., Gulev S. K., and Bromwich D. H. New view of Arctic cyclone activity from the Arctic system reanalysis // Geophysical Research Letters. 2014. V. 41. No. 5. P. 1766-1772.
224. Tilinina N., Gulev S. K., Rudeva I., and Koltermann P. Comparing cyclone life cycle characteristics and their interannual variability in different reanalyses // Journal of Climate. 2013. V. 26. No. 17. P. 6419-6438.
225. Tolman H.L. Treatment of unresolved islands and ice in wind wave models // Ocean Modelling. 2003. V. 5. P. 219-231.
226. Tolman H.L. Inverse modeling of discrete interaction approximations for nonlinear interactions in wind waves // Ocean Modelling. 2004. V. 6. P. 405-422.
227. Tolman H. WAVEWATCH III development best practises // Technical Note, NOAA/NWS/NCEP/MMAB. 2010. 19 p.
228. Tolman H.L. A Generalized Multiple Discrete Interaction Approximation for resonant four-wave interactions in wind wave models // Ocean Modelling. 2013. V. 70. P. 11-24.
229. Tracy B., Devaliere E.-M., Nicolini T., Tolman H. L., and Hanson J. L. Wind Sea and Swell Delineation for Numerical Wave modeling // 10th international workshop on wave hindcasting and forecasting coastal hazards symposium, JCOMM Tech. Rep. 41, WMO/TD-No. 1442. 2007. 12 p.
230. Ulbrich U., Leckebusch G. C., Grieger J., Schuster M., Akperov M., Bardin M. Y., Feng Y., Gulev S., Inatsu M., Keay K., Kew S. F., Liberato M. L. R., Lionello P., Mokhov I. I., Neu U., Pinto J. G., Raible C. C., Reale M., Rudeva I., Simmonds I., Tilinina N. D., Trigo I. F., Ulbrich S., Wang X.L., Wernli H., and the IMILAST team Are Greenhouse Gas Signals of Northern Hemisphere winter extra-tropical cyclone activity dependent on the identification and tracking algorithm? // Meteorologische Zeitschrift. 2013. V. 22. No. 1. P. 61-68.

231. Ulbrich U., Pinto J., Kupfer H., Leckebusch G. C., Spangehl T., and Reyers M. Changing Northern Hemisphere Storm Tracks in an Ensemble of IPCC Climate Change Simulations // *Journal of Climate*. 2008. V. 21. No. 8. P. 1669-1679.
232. Våge K., Spengler T., Davies H. C., and Pickart R. S. Multi-event analysis of the westerly Greenland tip jet based upon 45 winters in ERA-40 // *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*. 2009. V. 135. No. 645. P. 1999-2011.
233. Vallis G. K., Colyer G., Geen R., Gerber E., Jucker M., Maher P., Paterson A., Pietschnig M., Penn J., and Thomson S. I. Isca, v1.0: a framework for the global modelling of the atmospheres of Earth and other planets at varying levels of complexity // *Geoscientific Model Development*. 2018. V. 11. P. 843-859.
234. Vancoppenolle M., Fichefet T., Goosse H., Bouillon S., Madec G., and Maqueda M. A. M. Simulating the mass balance and salinity of Arctic and Antarctic sea ice. 1. Model description and validation // *Ocean Modelling*. 2009. V. 27. Is. 1-2. P. 33-53.
235. Van Roekel L.P., Fox-Kemper B., Sullivan P.P., Hamlington P.E., Haney S.R. The form and orientation of Langmuir cells for misaligned winds and waves // *Journal of Geophysical Research. Oceans*. 2012. V. 117. No. C05001.
236. von Storch H. and Zwiers F. W. Statistical Analysis in Climate Research // Cambridge University Press. 1999. 484 p.
237. von Storch H., Langenberg H., and Feser F. A Spectral Nudging Technique for Dynamical Downscaling Purposes // *Monthly Weather Review*. 2000. V. 128. P. 3664-3673.
238. Walsh K., Govekar P., Babanin A. V., Ghantous M., Spence P., and Scoccimarro E. The effect on simulated ocean climate of a parameterization of unbroken wave-induced mixing incorporated into the k-epsilon mixing scheme // *Journal of Advances in Modeling Earth Systems*. 2017. V. 9. No. 2. P. 735-758.
239. Wang R. and Shen H. H. Gravity waves propagating into an ice-covered ocean: A viscoelastic model // *Journal of Geophysical Research. Oceans*. 2010. V. 115. No. C06024.

240. Wang X. L., Zwiers F. W., and Swail V. R. North Atlantic Ocean Wave Climate Change Scenarios for the Twenty-First Century // Journal of Climate. 2004. V. 17. No. 12. P. 2368-2383.
241. Wang X. L., Feng Y., and Swail V. R. Changes in Global Ocean Wave Heights as Projected Using Multimodel CMIP5 Simulations // Geophysical Research Letters. 2014. V. 41. No. 3. P. 1026-1034.
242. Wang X. L. and Swail V. R. Changes of extreme wave heights in northern hemisphere oceans and related atmospheric circulation regimes // Journal of Climate. 2001. V. 14. No. 10. P. 2204-2221.
243. Waseda T., Webb A., Sato K., Inoue J., Kohout A., Penrose B., and Penrose S. Correlated Increase of High Ocean Waves and Winds in the Ice-Free Waters of the Arctic Ocean // Scientific Reports. 2018. V. 8. Is. 1.
244. Willebrand J. Energy transport in a nonlinear and inhomogeneous random gravity wave field // Journal of Fluid Mechanics. 1975. V. 70. Is. 1. P. 113-126.
245. Woolf D. K., Challenor P. G., and Cotton P. D. Variability and predictability of the North Atlantic wave climate // Journal of Geophysical Research. Oceans. 2002. V. 107. No. C103145.
246. Woollings T. and Blackburn M. The North Atlantic Jet Stream under Climate Change and Its Relation to the NAO and EA Patterns // Journal of Climate. 2012. V. 25. No. 3. P. 886-902.
247. Woollings T., Gregory J. M., Pinto J. G., Reyers M., and Brayshaw D. J. Response of the North Atlantic storm track to climate change shaped by ocean-atmosphere coupling. Nature Geoscience. 2012. V. 5. P. 313-317.
248. Woollings T., Papritz L., Mbengue C., and Spengler T. Diabatic heating and jet stream shifts: A case study of the 2010 negative North Atlantic Oscillation winter // Geophysical Research Letters. 2016. V. 43. No. 18. P. 9994-10002.
249. Wu L., Rutgersson A., and Sahlée E. Upper-ocean mixing due to surface gravity waves // Journal of Geophysical Research. Oceans. 2015. V. 120. No. 12. P. 8210-8228.

250. Wunch C. and Ferrari R. Vertical Mixing, Energy and the General Circulation of the Oceans // Annual Review of Fluid Mechanics. 2004. V. 36. P. 281-314.
251. Yin J. H. A consistent poleward shift of the storm tracks in simulations of 21st century climate // Geophysical Research Letters. 2005. V. 32. No. L18701.
252. Young I., Zieger S., and Babanin A. Global Trends in Wind Speed and Wave Height // Science. 2011. V. 332. Is. 6028. P. 451-455.
253. Young I. R. and Ribal A. Multiplatform evaluation of global trends in wind speed and wave height // Science. 2019. V. 364. Is. 6440. P. 548-552.
254. Young I. R., Sanina E., and Babanin A. V. Calibration and Cross Validation of a Global Wind and Wave Database of Altimeter, Radiometer, and Scatterometer Measurements // Journal of Atmospheric and Oceanic Technology. 2017. V. 34. No 6. P. 1285-1306.
255. Zakharov V. Statistical theory of gravity and capillary waves on the surface of a finite-depth fluid // European Journal of Mechanics - B/Fluids. 1999. V. 18. Is. 3. P. 327-344.
256. Zakharov V., L'vov V., and Falkovich G. Kolmogorov spectra of turbulence: Wave turbulence. Springer. 1992. 275 p.
257. Zambon J. B., He R., and Warner J. C. Investigation of hurricane Ivan using the coupled ocean-atmosphere-wave-sediment transport (COAWST) model // Ocean Dynamics. 2014. V. 64. Is. 11. P. 1535-1554.
258. Zappa G., Shaffrey L., and Hodges K. Can Polar Lows be Objectively Identified and Tracked in the ECMWF Operational Analysis and the ERA-Interim Reanalysis? // Monthly Weather Review. 2014. V. 142. No. 8. P. 2596-2608.
259. Zappa G., Shaffrey L. C., and Hodges K. I. The Ability of CMIP5 Models to Simulate North Atlantic Extratropical Cyclones // Journal of Climate. 2013. V. 26. No. 15. P. 5379-5396.
260. Zheng F., Li J., Clark R. T., and Nnamchi H. C. Simulation and Projection of the Southern Hemisphere Annular Mode in CMIP5 Models // Journal of Climate. 2013. V. 26. No. 24. P. 9860-9879.

261. Zieger S., Babanin A. V., Rogers W. E., and Young I. R. Observation-based source terms in the third-generation wave model WAVEWATCH // Ocean Modelling. 2015. V. 96. P. 2-25.
262. Zieger S., Vinoth J., and Young I. R. Joint Calibration of Multiplatform Altimeter Measurements of Wind Speed and Wave Height Over the Past 20 Years // Journal of Atmospheric and Oceanic Technology. 2009. V. 26. No. 12. P. 2549-2564.
263. Zou L., Zhou T., Qiao F., and Zhao W. Development of a regional ocean-atmosphere-wave coupled model and its preliminary evaluation over the CORDEX East Asia domain // International Journal of Climatology. 2017. V. 37. P. 4478-4485.
264. Zuo H., Alonso-Balmaseda M., and Mogensen K. The ECMWF-MyOcean2 eddy-permitting ocean and sea-ice reanalysis orap5. part 1: Implementation // ECMWF Technical Memorandum No 736. 2014. 42 p.
265. Zuo H., Alonso-Balmaseda M., de Boisseson E., Hirahara S., Chrust M., and de Rosnay P. A generic ensemble generation scheme for data assimilation and ocean analysis // ECMWF Technical Memorandum No 795. 2017. 44 p.
266. Zuo H., Balmaseda M. A., Tietsche S., Mogensen K., and Mayer M. The ECMWF operational ensemble reanalysis-analysis system for ocean and sea ice: a description of the system and assessment // Ocean Science. 2019. V. 15. No. 3. P. 779-808.