
СОДЕРЖАНИЕ

Том 58, номер 1, 2022

Изменения частот фазовых переходов разных типов явлений Эль-Ниньо в последние десятилетия <i>И. И. Мохов</i>	3
О когерентных и стохастических структурах в гидродинамических течениях со сдвигом скорости <i>И. Г. Якушкин</i>	10
Стратифицированные течения, обусловленные пространственными неоднородностями коэффициентов обмена <i>Л. Х. Ингель</i>	22
Моделирование остаточной меридиональной циркуляции в разные фазы квазидвухлетнего колебания <i>А. В. Коваль, Н. М. Гаврилов, А. И. Погорельцев, М. М. Ефимов</i>	27
Исследование особенностей распространения атмосферных волн, генерируемых тропосферными источниками и вариациями приземного давления <i>С. П. Кшевцецкий, Ю. А. Курдяева, С. Н. Куличков</i>	37
Методические подходы и результаты анализа климатического сезонного хода параметров устойчивой стратификации димиктического озера (на примере центральной части Ладожского озера) <i>М. А. Науменко, В. В. Гузиватый</i>	52
Особенности вертикального распределения суточного хода температуры в различные сезоны в Черном море на основе данных модели NEMO <i>В. А. Рубакина, А. А. Кубряков, С. В. Станичный, А. И. Мизюк</i>	63
Моделирование сезонных изменений интенсивности внутренних гравитационных волн в нижней термосфере <i>Н. М. Гаврилов, А. А. Попов</i>	79
Пространственно-временные вариации содержания загрязняющих примесей в воздушном бассейне Москвы и их эмиссии <i>Н. Ф. Еланский, А. В. Шилкин, Н. А. Пономарев, П. В. Захарова, М. Д. Качко, Т. И. Поляков</i>	92
Взаимосвязь аномалий интенсивности формирования снежного покрова в Западной Сибири с динамическим состоянием атмосферы в Северном полушарии в осенне-зимний период <i>Ю. В. Мартынова, В. Н. Крупчатников, А. В. Гочаков, О. Ю. Антохина</i>	109

Contents

Vol. 58, No. 1, 2022

Changes in the Frequency of Phase Transitions of Different Types of El Niño Phenomena in Recent Decades <i>I. I. Mokhov</i>	3
On Coherent and Stochastic Structures in Hydrodynamic Flows with a Velocity Shift <i>I. G. Yakushkin</i>	10
Stratified Flows Due to Spatial Inhomogeneities of Exchange Coefficients <i>L. Kh. Ingel</i>	22
Modeling of Residual Meridional Circulation at Different Phases of a Quasi-Biennial Oscillation <i>A. V. Koval, N. M. Gavrilov, A. I. Pogoreltsev, and M. M. Efimov</i>	27
Study of Features of the Propagation of Atmospheric Waves Generated by Tropospheric Sources and Variations of the Near-Surface Pressure <i>S. P. Kshevetskii, Y. A. Kurdyayeva, and S. N. Kulichkov</i>	37
Methodological Approaches and Results of the Analysis of Climatic Seasonal Course of Stable Stratification Parameters of a Dimictic Lake (the Central Part of Lake Ladoga Case Study) <i>M. A. Naumenko, and V. V. Guzivaty</i>	52
Features of the Vertical Distribution of the Diurnal Temperature Range in Various Seasons in the Black Sea Based on the NEMO Model Data <i>V. A. Rubakina, A. A. Kubryakov, S. V. Stanichny, and A. I. Mizyuk</i>	63
Modeling of Seasonal Variations in the Intensity of Internal Gravity Waves in the Lower Thermosphere <i>N. M. Gavrilov and A. A. Popov</i>	79
Spatio-Temporal Variations in Pollution of the Moscow Air Basin and Pollutant Emissions <i>N. F. Elansky, A. V. Shilkin, N. A. Ponomarev, P. V. Zakharova, M. D. Kachko, and T. I. Poliakov</i>	92
Relationship between Anomalies of the Snow Cover Formation Rate in Western Siberia and the Atmospheric Dynamics in the Northern Hemisphere for the Fall-Winter Season <i>Yu. V. Martynova, V. N. Krupchatnikov, A. V. Gochakov, and O. Yu. Antokhina</i>	109

УДК 551.583

ИЗМЕНЕНИЯ ЧАСТОТ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ РАЗНЫХ ТИПОВ ЯВЛЕНИЙ ЭЛЬ-НИНЬО В ПОСЛЕДНИЕ ДЕСЯТИЛЕТИЯ

© 2022 г. И. И. Мохов^{a, b, *}

^aИнститут физики атмосферы им. А.М. Обухова РАН, Пыжевский пер., 3, Москва, 119017 Россия

^bМосковский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
Ленинские горы, 1, с. 2, ГСП-1, Москва, 119991 Россия

*e-mail: mokhov@ifaran.ru

Поступила в редакцию 15.07.2021 г.

После доработки 30.09.2021 г.

Принята к публикации 07.10.2021 г.

Получены оценки изменений в течение последних семи десятилетий (1950–2019 гг.) частот переходов между разными фазами процессов Эль-Ниньо. С положительными (фаза Эль-Ниньо) и отрицательными (фаза Ла-Нинья) аномалиями температуры поверхности в экваториальных широтах Тихого океана связаны сильнейшие межгодовые вариации глобальной приповерхностной температуры. Выявлены существенные различия тенденций для явлений Эль-Ниньо и Ла-Нинья разного типа, характеризующихся аномалиями температуры поверхности в экваториальных широтах восточной (Niño3) и центральной (Niño4) областей Тихого океана. В том числе, отмечены тенденции увеличения повторяемости фаз Эль-Ниньо с использованием индекса Niño4 и повторяемости нейтральных фаз с использованием индекса Niño3. При этом для обоих типов Эль-Ниньо проявляется тенденция уменьшения повторяемости фаз Ла-Нинья. Существенный вклад в отмеченные тенденции связан с режимами продолжительного, не менее года, проявления соответствующих фаз.

Ключевые слова: изменения климата, разные типы явлений Эль-Ниньо, повторяемость фазовых переходов

DOI: 10.31857/S0002351522010084

ВВЕДЕНИЕ

С процессами Эль-Ниньо, характеризующимися сильными аномалиями температуры поверхности в экваториальных широтах Тихого океана, связаны сильнейшие межгодовые вариации глобальной приповерхностной температуры. Влияние этих квазициклических процессов (со средней периодичностью около 4–5 лет) значительно проявляется в разных регионах Земли. В многочисленных исследованиях процессов, связанных с явлениями Эль-Ниньо, проведен разносторонний анализ их особенностей и механизмов формирования с использованием различных данных и модельных расчетов. Эффекты квазирегулярных процессов Эль-Ниньо значительно проявляются в особенностях атмосферной циркуляции, температурного и гидрологического режимов не только в тропических, но и в средних широтах, и даже в полярных. В том числе выявлено значимое влияние Эль-Ниньо для режимов центров действия атмосферы, блокингов, тропических циклонов, региональных режимов наводнений, летних засух и зимних морозов [1–42]. Связь событий Эль-Ниньо с Южным колебанием и их влияние на

внетропические широты выявлены Я. Бьеркнесом [2, 3]. Первые результаты были представлены им в докладе “Взаимодействие атмосферы и океана” в Москве в Институте физики атмосферы в июне 1963 г.

Проявляются разные типы явлений Эль-Ниньо и для их детектирования предложен целый ряд индексов. Каноническое явление Эль-Ниньо характеризуется достаточно сильными положительными аномалиями температуры поверхности в экваториальных широтах восточной части Тихого океана. Противоположная фаза с соответствующими достаточно сильными отрицательными температурными аномалиями называется Ла-Нинья. Наряду с этим выделяется другой тип проявлений процессов Эль-Ниньо с достаточно сильными аномалиями температуры поверхности не в восточной, а в центральной части Тихого океана в экваториальных широтах – так называемые Эль-Ниньо Модоки [14].

Особое значение имеют оценки изменений процессов, связанных процессами Эль-Ниньо, при глобальных изменениях. Цель данной работы – оценить тенденции изменений в послед-

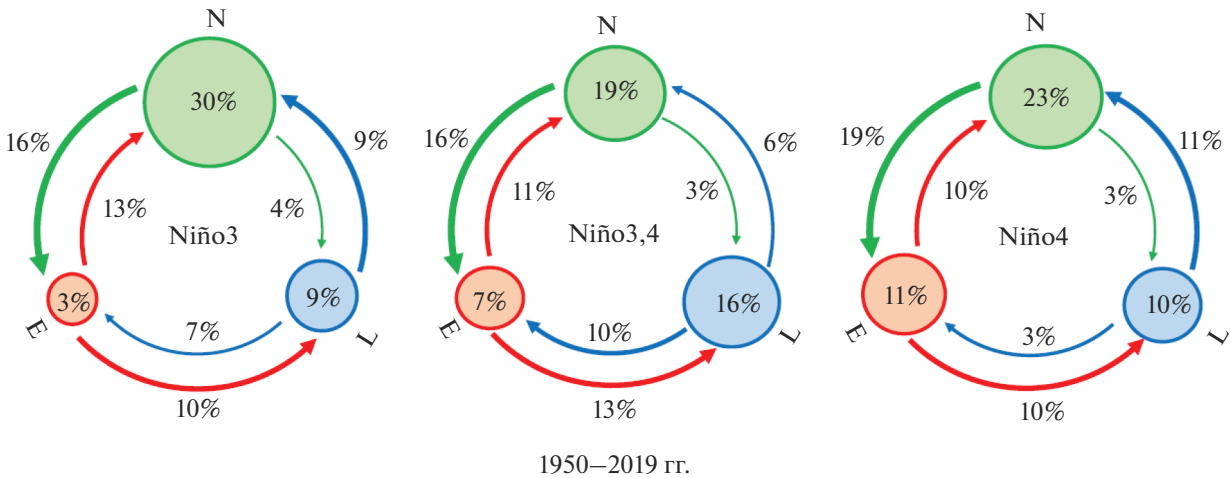


Рис. 1. Оценки вероятности (в %) различных фазовых переходов Эль-Ниньо, характеризующихся различными индексами (Niño3, Niño3.4, Niño4) для 70-летнего периода 1950–2019 гг. в целом.

ние десятилетия частоты различных фазовых переходов для процессов Эль-Ниньо разного типа.

ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ ДАННЫЕ

При анализе использовались традиционные индексы Эль-Ниньо/Ла-Нинья, характеризующие температуру поверхности океана (ТПО) в областях Niño3 (150–90° W), Niño3.4 (170–120° W) и Niño4 (160° E–150° W) в экваториальных широтах Тихого океана для 70-летнего периода 1950–2019 гг. (<ftp://www.coaps.fsu.edu/>). Теплая фаза Эль-Ниньо (E) и холодная фаза Ла-Нинья (L) определялись значениями индекса не менее 0.5 K и не более –0.5 K, соответственно, в течение нескольких (шести) последовательных месяцев. Все остальные случаи характеризовались как нейтральные фазы (N). Аномалии ТПО в области Niño3 использовались при анализе канонических явлений Эль-Ниньо, а индексы Niño4 – для проявлений Эль-Ниньо в центральной части Тихого океана в экваториальных широтах.

Анализировались девять возможных фазовых переходов для явлений Эль-Ниньо, в том числе: $N \rightarrow E$ – от нейтральной фазы в начале года к фазе Эль-Ниньо в начале следующего года, $N \rightarrow L$ – от нейтральной фазы к фазе Ла-Нинья, $N \rightarrow N$ – при нейтральной фазе в течение года и, соответственно, $E \rightarrow L$ – от фазы Эль-Ниньо к фазе Ла-Нинья, $E \rightarrow N$ – от фазы Эль-Ниньо к нейтральной фазе, $E \rightarrow E$ – при фазе Эль-Ниньо в течение года, $L \rightarrow E$ – от фазы Ла-Нинья к фазе Эль-Ниньо, $L \rightarrow L$ – при фазе Ла-Нинья в течение года аналогично [31] (см. также [25, 29]).

РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 1 представлены оценки вероятности различных фазовых переходов Эль-Ниньо, характеризующихся различными индексами (Niño3, Niño3.4, Niño4) для 70-летнего периода 1950–2019 гг. Согласно рис. 1 статистика фазовых переходов для Эль-Ниньо существенно различается при использовании разных индексов.

Для 70-летнего периода 1950–2019 гг. в целом повторяемость сравнительно редкого режима $E \rightarrow E$ с продолжением фазы Эль-Ниньо в течение года для событий Эль-Ниньо (типа Модокки), проявляющихся в центральной части экваториальных широт Тихого океана, если их характеризовать индексом Niño4, была в 4 раза больше (8 событий), чем для канонических явлений Эль-Ниньо, проявляющихся в восточной части экваториальных широт Тихого океана и характеризующихся индексом Niño3 (2 события).

При использовании индекса Niño3.4, характеризующего аномалии ТПО в приэкваториальной области, объединяющей части областей Niño3 и Niño4, статистика фазовых переходов существенно отличается от полученной при использовании индексов Niño3 и Niño4. В частности, при использовании индекса Niño3.4 повторяемость режимов $N \rightarrow N$ с нейтральной фазой в течение года получена меньшей, чем при использовании индексов Niño3 и Niño4, а для повторяемости режимов $L \rightarrow L$ с фазой Ла-Нинья в течение года – наоборот. Это свидетельствует о том, что при существенных различиях динамики явлений Эль-Ниньо разного типа использовании одного общего индекса может приводить к неадекватным выводам, в частности при оценке тенденций возможных изменений при глобальных изменениях климата.

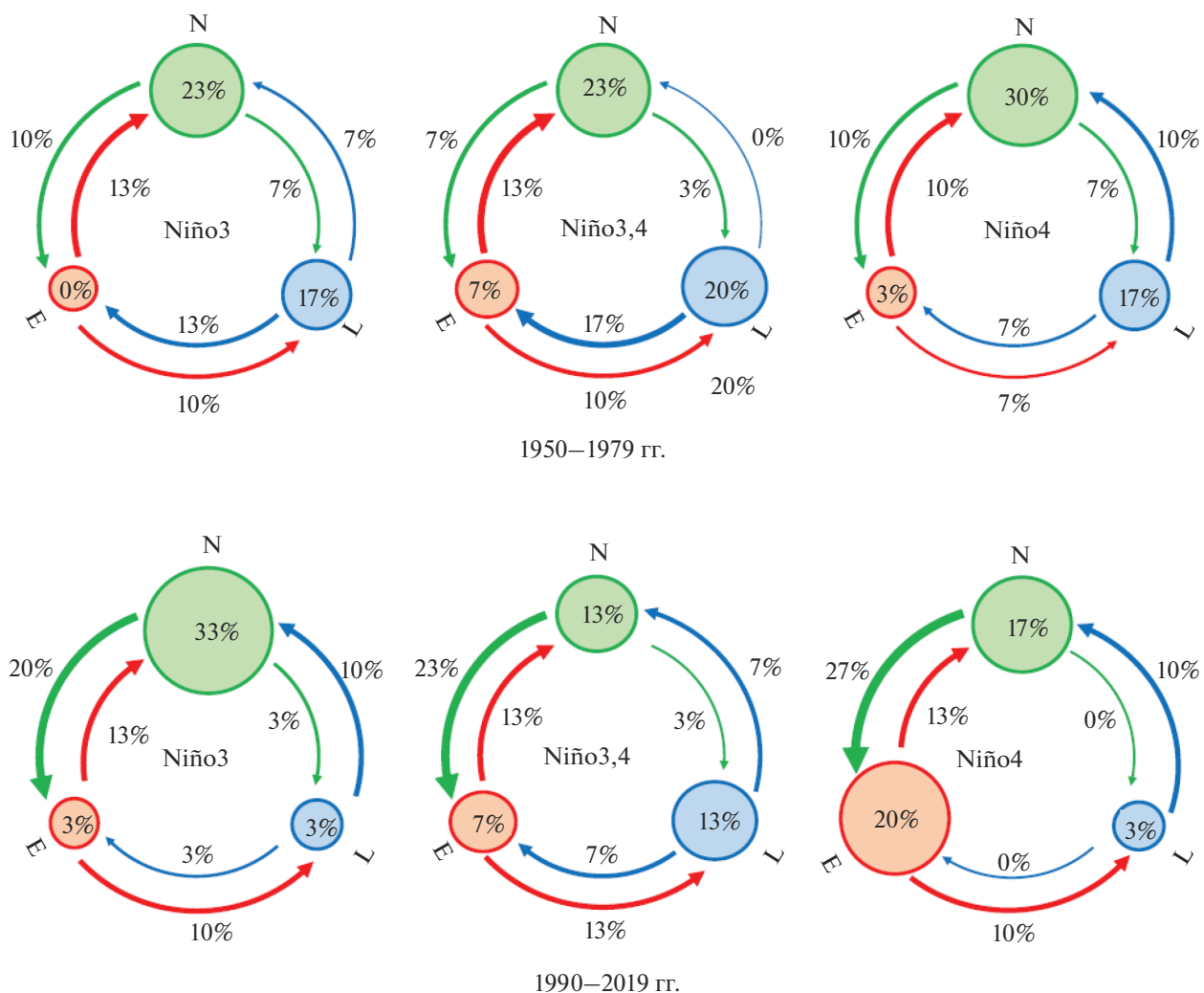


Рис. 2. Оценки вероятности различных фазовых переходов Эль-Ниньо, характеризующихся различными индексами (Niño3, Niño3.4, Niño4) для двух 30-летних периодов 1950–1979 гг. (а) и 1990–2019 гг. (б)

На рис. 2 приведены соответствующие оценки вероятности (в %) различных фазовых переходов Эль-Ниньо, характеризующихся различными индексами (Niño3, Niño3.4, Niño4) для двух 30-летних периодов 1950–1979 и 1990–2019 гг. – в начале и конце анализируемого 70-летнего периода. Согласно рис. 2 статистика фазовых переходов для Эль-Ниньо различается существенно не только при использовании разных индексов, но и для разных периодов.

Согласно рис. 2 для периода 1990–2019 гг. значительно возросла (6 событий) повторяемость режима $E \rightarrow E$, характеризующего индексом Niño4, по сравнению с периодом 1950–1979 гг. (1 событие). При этом повторяемость режима $E \rightarrow E$ для канонического Эль-Ниньо, характеризующего индексом Niño3, относительно 1950–1979 гг. (с отсутствием таких событий) возросла минималь-

но (1 событие). Следует отметить, что для режима $L \rightarrow L$ с использованием индексов Niño3 и Niño4 получено одинаковое соответствующее значительное уменьшение повторяемости для 1990–2019 гг. (1 событие) по сравнению с 1950–1979 гг. (5 событий).

Оценки изменений частоты фазовых переходов явлений Эль-Ниньо, характеризующихся индексом Niño3.4, (представленные на рис. 2) подтверждают существенность проблемы использования одного общего индекса при анализе тенденций возможных изменений, отмеченную при анализе рис. 1.

Более детальные оценки вероятности разных фазовых переходов для разных типов Эль-Ниньо для различных 30-летних периодов с систематизацией по фазе начала перехода представлены в табл. 1. Согласно табл. 1 при использовании ин-

Таблица 1. Оценки вероятности (%) разных фазовых переходов для явлений Эль-Ниньо, определяемых индексами Niño4 и Niño3, для различных 30-летних периодов с систематизацией по фазе начала перехода

Niño4 (Niño3)		Оценки вероятности фазовых переходов из разных фаз Эль-Ниньо (%)									
		1950–1979 гг.		1960–1989 гг.		1970–1999 гг.		1980–2009 гг.		1990–2019 гг.	
$E \rightarrow$	$E \rightarrow E$	3 (0)		7 (3)		10 (3)		17 (3)		20 (3)	
	$E \rightarrow N$	10 (13)	20 (23)	7 (10)	27 (26)	10 (10)	37 (26)	10 (10)	40 (23)	13 (13)	43 (26)
	$E \rightarrow L$	7 (10)		13 (13)		17 (13)		13 (10)		10 (10)	
$N \rightarrow$	$N \rightarrow E$	10 (10)		17 (13)		23 (13)		27 (23)		27 (20)	
	$N \rightarrow N$	30 (23)	47 (40)	27 (30)	47 (46)	13 (37)	39 (50)	13 (40)	40 (63)	17 (33)	44 (56)
	$N \rightarrow L$	7 (7)		3 (3)		0 (0)		0 (0)		0 (3)	
$L \rightarrow$	$L \rightarrow E$	7 (13)		3 (10)		0 (7)		0 (0)		0 (3)	
	$L \rightarrow N$	10 (7)	34 (37)	13 (7)	26 (27)	13 (3)	26 (23)	13 (10)	20 (13)	10 (10)	13 (16)
	$L \rightarrow L$	17 (17)		10 (10)		13 (13)		7 (3)		3 (3)	

декса Niño4 в течение последних десятилетий проявляется тенденция увеличения повторяемости лет с началом в фазе Эль-Ниньо ($E \rightarrow$). Это связано с увеличением повторяемости режимов $E \rightarrow E$. При этом отмечена тенденция уменьшения повторяемости лет с началом в фазе Ла-Нинья ($L \rightarrow$). Это связано с уменьшением повторяемости режимов $L \rightarrow L$, а также перехода $L \rightarrow E$.

При использовании индекса Niño3 отмечена тенденция увеличения повторяемости лет с началом в нейтральной фазе ($N \rightarrow$). Это существенно связано с увеличением повторяемости с переходами $N \rightarrow E$. При этом, как и при использовании индекса Niño4, отмечена тенденция уменьшения повторяемости лет с началом в фазе Ла-Нинья ($L \rightarrow$), что также связано с уменьшением повторяемости режимов $L \rightarrow L$ и перехода $L \rightarrow E$.

В табл. 2 представлены соответствующие оценки вероятности разных фазовых переходов для разных типов Эль-Ниньо для различных 30-летних периодов с систематизацией по фазе конца перехода. Согласно табл. 2 при использовании индекса Niño4 в течение последних десятилетий проявляется тенденция увеличения повторяемости лет с концом в фазе Эль-Ниньо ($\rightarrow E$). Это связано с увеличением повторяемости режимов $E \rightarrow E$ и переходов $N \rightarrow E$, несмотря на уменьшение повторяемости переходов $L \rightarrow E$. При этом отмечена тенденция уменьшения повторяемости лет с концом в фазе Ла-Нинья ($\rightarrow L$). Это связано

с уменьшением повторяемости режимов $L \rightarrow L$, а также переходов $N \rightarrow L$.

При использовании индекса Niño3 отмечена тенденция увеличения повторяемости лет с концом в нейтральной фазе ($\rightarrow N$). При этом, как и при использовании индекса Niño4, отмечена тенденция уменьшения повторяемости лет с концом в фазе Ла-Нинья ($\rightarrow L$), что существенно связано с уменьшением повторяемости режимов $L \rightarrow L$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Полученные оценки с использованием традиционных индексов, характеризующих процессы Эль-Ниньо, свидетельствуют не только о различии повторяемости фазовых переходов для явлений Эль-Ниньо разного типа, но и о существенных различиях тенденций их изменения в течение последних семи десятилетий (1950–2019 гг.).

Для последних десятилетий с использованием индекса Niño4 отмечены тенденции увеличения повторяемости лет с началом ($E \rightarrow$) и концом ($\rightarrow E$) в фазе Эль-Ниньо. В значительной степени это связано с увеличением повторяемости режимов $E \rightarrow E$. Наряду с этим выявлены тенденции уменьшения повторяемости лет с началом ($L \rightarrow$) и концом ($\rightarrow L$) в фазе Ла-Нинья. Это существенно связано с уменьшением повторяемости режимов $L \rightarrow L$.

Таблица 2. Оценки вероятности (%) разных фазовых переходов для явлений Эль-Ниньо, определяемых индексами Niño4 и Niño3, для различных 30-летних периодов с систематизацией по фазе конца перехода

Nino4 (Nino3)		Оценки вероятности фазовых переходов в разные фазы Эль-Ниньо (%)									
		1950–1979 гг.		1960–1989 гг.		1970–1999 гг.		1980–2009 гг.		1990–2019 гг.	
→E	$E \rightarrow E$	3 (0)	20 (23)	7 (3)	27 (26)	10 (3)	33 (23)	17 (3)	44 (26)	20 (3)	47 (26)
	$N \rightarrow E$	10 (10)		17 (13)		23 (13)		27 (23)		27 (20)	
	$L \rightarrow E$	7 (13)		3 (10)		0 (7)		0 (0)		0 (3)	
→N	$E \rightarrow N$	10 (13)	50 (43)	7 (10)	47 (47)	10 (10)	36 (50)	10 (10)	36 (60)	13 (13)	40 (56)
	$N \rightarrow N$	30 (23)		27 (30)		13 (37)		13 (40)		17 (33)	
	$L \rightarrow N$	10 (7)		13 (7)		13 (3)		13 (10)		10 (10)	
→L	$E \rightarrow L$	7 (10)	31 (34)	13 (13)	26 (26)	17 (13)	30 (26)	13 (10)	20 (13)	10 (10)	13 (16)
	$N \rightarrow L$	7 (7)		3 (3)		0 (0)		0 (0)		0 (3)	
	$L \rightarrow L$	17 (17)		10 (10)		13 (13)		7 (3)		3 (3)	

С использованием индекса Niño3 в последние десятилетия проявляется тенденция увеличения повторяемости лет с началом ($N \rightarrow$) и концом ($\rightarrow N$) в нейтральной фазе. Это существенно связано с увеличением повторяемости с переходами $N \rightarrow E$. При этом, как и при использовании индекса Niño4, отмечена тенденция уменьшения повторяемости лет с началом ($L \rightarrow$) и концом ($\rightarrow L$) в фазе Ла-Нинья, что также существенно связано с уменьшением повторяемости режимов $L \rightarrow L$.

Для разностороннего анализа оценок, полученных с использованием традиционных индексов Niño3 и Niño4, целесообразно использовать разные методы выделения явлений Эль-Ниньо (см., напр., [21, 41]). Стоит отметить, что согласно полученным оценкам особенности изменений фазовых переходов явлений Эль-Ниньо, характеризующихся часто используемым индексом Niño3.4, могут существенно отличаться и отличаются от соответствующих особенностей изменений двух разных проявлений процессов, характеризующихся индексами Niño4 и Niño3. Для исследования физических механизмов, с которыми связаны отмеченные изменения, и оценки возможных тенденций в будущем необходимы модельные расчеты. При этом следует учитывать, в частности, возможное существенное смещение в годовом ходе интерва-

лов экстремальных проявлений процессов Эль-Ниньо в случае значительных глобальных изменений [41].

ИСТОЧНИКИ ФИНАНСИРОВАНИЯ

Данная работа выполнена в рамках проекта РФФ (19-17-00240). Особенности последних лет анализировались в рамках проекта, поддержанного Минобрнауки России (соглашение № 075-15-2020-776).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Climate Change 2013: The Physical Science Basis. Contribution of Working Group I to the Fifth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change. / T.F. Stocker, D. Qin, G.-K. Plattner et al. (eds.). Cambridge, Cambridge University Press, 2013, 1535 p.
2. Bjerknes J. A possible response of the atmospheric Hadley circulation to equatorial anomalies of ocean temperature // Tellus. 1966. V. 18. P. 820–829.
3. Bjerknes J. Atmospheric teleconnections from the equatorial Pacific // Mon. Wea. Rev. 1969. V. 97. P. 163–172.
4. Trenberth K.E. The definition of El Nino // BAMS. 1997. V. 78. P. 2771–2777.

5. Neelin J.D., Battisti D.S., Hirst A.C., Jin F.-F., Wakata Y., Yamagata T., Zebiak S.E. ENSO theory // *J. Geophys. Res.* 1998. V. 103. P. 14261–14290.
6. Арне К., Бенетссон Л., Голицын Г.С. и др. Анализ и моделирование изменений гидрологического режима в бассейне Каспийского моря // Доклады АН. 1999. Т. 366. № 2. С. 248–252.
7. Груза Г.В., Ранькова Э.Я., Клещенко Л.К., Аристова Л.Н. О связи климатических аномалий на территории России с явлением Эль-Ниньо – Южное колебание // *Метеорология и гидрология*. 1999. № 5. С. 32–51.
8. Мохов И.И., Елисеев А.В., Хворостьянов Д.В. Эволюция характеристик климатической изменчивости, связанной с явлениями Эль-Ниньо/Ла-Нинья // *Изв. РАН. Физика атмосферы и океана*. 2000. Т. 36. № 6. С. 741–751.
9. Latif M., Sperber K., Arblaster J., Braconnot P., Chen D., Colman A., Cubasch U., Cooper C., Delecluse P., DeWitt D., Fairhead L., Flato G., Hogan T., Ji M., Kimoto M., Kitoh A., Knutson T., LeTreut H., Li T., Manabe S., Marti O., Mechozo C., Meehl G., Power S., Roeckner E., Sirven J., Terray L., Vintzileos A., Voß R., Wang B., Washington W., Yoshikawa I., Yu J., Zebiak S. ENSIP: the El Nino simulation intercomparison project // *Clim. Dyn.* 2001. V. 18. P. 255–276.
10. Петросяни М.А., Гущина Д.Ю. Об определении явлений Эль-Ниньо и Ла-Нинья // *Метеорология и гидрология*. 2002. № 8. С. 24–35.
11. Mokhov I.I., Khvorostyanov D.V., Eliseev A.V. Decadal and longer term changes in El Nino - Southern Oscillation characteristics // *Intern. J. Climatol.* 2004. V. 24. P. 401–414.
12. Larkin N.K., Harrison D.E. On the definition of El Niño and associated seasonal average U.S. weather anomalies // *Geophys. Res. Lett.* 2005. V. 32. P. L13705.
13. McPhaden M.J., Zebiak S.E., Glantz M.H. ENSO as an integrating concept in earth science // *Science*. 2006. V. 314. P. 1740–1745.
14. Мохов И.И., Смирнов Д.А. Исследование взаимного влияния процессов Эль-Ниньо - Южное колебание и Северо-Атлантического и Арктического колебаний нелинейными методами // *Известия РАН. Физика атмосферы и океана*. 2006. Т. 42. № 5. С. 650–667.
15. Bronnimann S. Impact of El Nino – Southern Oscillation on European climate // *Rev. Geophys.* 2007. V. 45. RG3003.
16. Ashok K., Yamagata T. The El Nino with a difference // *Nature*. 2009. V. 461. P. 481–484.
17. Kug J.S., Jin F.F., An S.I. Two types of El Nino events: Cold tongue El Nino and warm pool El Nino // *J. Climate*. 2009. V. 22. P. 1499–1515.
18. Yeh S.-W. et al. El Niño in a changing climate // *Nature*. 2009. V. 461. P. 511–514.
19. Collins M. et al. The impact of global warming on the tropical Pacific Ocean and El Niño // *Nat. Geosci.* 2010. V. 3. P. 391–397.
20. Мохов И.И. Особенности формирования летней жары 2010 г. на Европейской территории России в контексте общих изменений климата и его аномалий // *Изв. РАН. Физика атмосферы и океана*. 2011. Т. 47. № 6. С. 709–716.
21. Takahashi K., Montecinos A., Goubanova K., Dewitte B. ENSO regimes: Reinterpreting the canonical and Modoki El Niño // *Geophys. Res. Lett.* 2011. V. 38. L10704.
22. Ham Y.-G., Kug J.-S. How well do current climate models simulate two types of El Niño? // *Clim. Dyn.* 2012. V. 39. P. 383–398.
23. Watanabe M. et al. Uncertainty in the ENSO amplitude change from the past to the future // *Geophys. Res. Lett.* 2012. V. 39. L20703.
24. Bellenger H., Guilyardi E., Leloup J., Lengaigne M., Vialard J. ENSO representation in climate models: From CMIP3 to CMIP5 // *Clim. Dyn.* 2014. V. 42. P. 1999–2018.
25. Kim S.T., Cai W., Jin F.F., Santoso A., Wu L., Guilyardi E., An S.-I. Response of El Nino sea surface temperature variability to greenhouse warming // *Nat. Clim. Change*. 2014. V. 4. P. 786–790.
26. Железнова И.В., Гущина Д.Ю. Отклик глобальной циркуляции атмосферы на два типа Эль-Ниньо // *Метеорология и гидрология*. 2015. № 3. С. 36–50.
27. Мохов И.И., Тимажев А.В. Оценки предсказуемости климатических аномалий в российских регионах в связи с явлениями Эль-Ниньо // Доклады АН. 2015. Т. 464. № 6. С. 722–726.
28. Latif M., Semenov V.A., Wonsun P. Super El Niños in response to global warming in a climate model // *Climatic Change*. 2015. V. 132. P. 489–500.
29. Мохов И.И., Семенов В.А. Погодно-климатические аномалии в российских регионах в связи с глобальными изменениями климата // *Метеорология и гидрология*. 2016. № 2. С. 16–28.
30. Мохов И.И., Смирнов Д.А. Взаимосвязь вариаций глобальной приповерхностной температуры с процессами Эль-Ниньо/Ла-Нинья и Атлантическим долгопериодным колебанием // Доклады АН. 2016. Т. 467. № 5. С. 580–584.
31. Мохов И.И., Тимажев А.В. Оценки риска погодно-климатических аномалий в российских регионах в связи с явлениями Эль-Ниньо // *Метеорология и гидрология*. 2017. № 10. С. 22–33.
32. Cai W. et al. Increased variability of eastern Pacific El Niño under greenhouse warming // *Nature*. 2018. V. 564. P. 201–206.
33. Mokhov I.I., Timazhev A.V. Phase transitions for different El Niño types and periods // *Research Activities in Atmospheric and Oceanic Modelling*. E. Astakhova (ed.). 2019. Rep. No. 49. WCRP Rep. No. 12/2019. S. 6. P. 07–08.
34. Ren H.-L., Zuo J., Deng Y. Statistical predictability of Niño indices for two types of ENSO // *Clim. Dyn.* 2019. V. 52. P. 5361–5382.
35. Wang B., Xiao Luo X., Yang Y.-M., Sun W., Cane M.A., Cai W., Yeh S.-W., Liu J. Historical change of El Niño properties sheds light on future changes of extreme El Niño // *PNAS*. 2019. V. 116. P. 22512–22517.
36. Wang Y., Luo Y., Lu J., Liu F. Changes in ENSO amplitude under climate warming and cooling // *Clim. Dyn.* 2019. V. 52. P. 1871–1882.
37. Zhang Z., Ren B., Zheng J. A unified complex index to characterize two types of ENSO simultaneously // *Sci.*

- Реп. 2019. V. 9. 8373.
<https://doi.org/10.1038/s41598-019-44617-1>
38. Марчукова О.В., Лубков А.С., Воскресенская Е.Н. Качество воспроизведения событий Эль-Ниньо и Ла-Нинья по разным массивам реконструированных данных температуры поверхности океана // Вестник СПбГУ. Науки о Земле. 2020. Т. 65. Вып. 1. С. 96–120.
39. Мохов И.И. Аномальные зимы в регионах Северной Евразии в разных фазах явлений Эль-Ниньо // Доклады АН. 2020. Т. 493. № 2. С. 93–98.
40. Мохов И.И., Чернокульский А.В., Осипов А.М. Центры действия атмосферы Северного и Южного полушарий: особенности и изменчивость // Метеорология и гидрология. 2020. № 11. С. 5–23.
41. Carreric A., Dewitte B., Cai W. et al. Change in strong Eastern Pacific El Niño events dynamics in the warming climate // *Clim. Dyn.* 2020. V. 54. P. 901–918.
42. Beobide-Arsuaga G., Bayr T., Reintges A., Latif M. Uncertainty of ENSO-amplitude projections in CMIP5 and CMIP6 models // *Clim. Dyn.* 2021. V. 56. P. 3875–3888.

Changes in the Frequency of Phase Transitions of Different Types of El Niño Phenomena in Recent Decades

I. I. Mokhov^{1, 2, *}

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

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

*e-mail: mokhov@ifaran.ru

Estimates of changes in the frequency of transitions between different phases of El Niño processes over the past seven decades (1950–2019) have been obtained. Positive (El Niño phase) and negative (La Niña phase) surface temperature anomalies in the equatorial latitudes of the Pacific Ocean are associated with the strongest interannual variations in global surface temperature. Significant differences in trends were revealed for different types of El Niño and La Niña phenomena, characterized by surface temperature anomalies in the equatorial latitudes of the eastern (Niño3) and central (Niño4) regions of the Pacific Ocean. The tendencies of an increase in the frequency of occurrence of El Niño phases using the Niño4 index and neutral phases using the Niño3 index are noted. At the same time, for both types of El Niño, there is a tendency towards a decrease in the frequency of occurrence of La Niña phases. A significant contribution to the noted trends is associated with the regimes of a long, at least one year, manifestation of the corresponding phases.

Keywords: climate change, different types of El Niño phenomena, frequency of phase transitions

УДК 551.513

О КОГЕРЕНТНЫХ И СТОХАСТИЧЕСКИХ СТРУКТУРАХ В ГИДРОДИНАМИЧЕСКИХ ТЕЧЕНИЯХ СО СДВИГОМ СКОРОСТИ

© 2022 г. И. Г. Якушкин*, **

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

**e-mail: aakhapaev@gmail.com*

***e-mail: lgg@ifaran*

Поступила в редакцию 01.03.2021 г.

После доработки 30.06.2021 г.

Принята к публикации 11.08.2021 г.

В статье дается описание различных структур, образующихся при стабилизации неустойчивости в волновых и вихревых течениях идеальной жидкости. Подробно рассмотрена задача о волновых структурах в стратифицированном по плотности и скорости течении несжимаемой жидкости. Стабилизация неустойчивости происходит в результате взаимодействия неустойчивой волны с волнами, образующими с нею резонансный триплет. При этом возникают структуры регулярного и стохастического характера. В работе проанализирован и описан сценарий перехода системы в стохастический режим. Постановка соответствует атмосферным течениям при сдвиге ветра, но полученные результаты могут быть использованы и в других задачах теории нелинейных волн и вихрей. В статье показано, что структуры сходного характера возникают также в вихревых течениях, как идеальной, так и вязкой жидкости.

Ключевые слова: когерентные и стохастические структуры, сдвиговые течения, неустойчивость течений

DOI: 10.31857/S0002351521060110

1. ВВЕДЕНИЕ

Многочисленные наблюдения явлений в океане и атмосфере указывают на существование различных когерентных и стохастических пространственно-временных структур. Они могут рассматриваться как полностью или частично детерминированные образования.

Разнообразные структуры возникают при развитии и последующей стабилизации различного рода неустойчивостей в равновесных течениях [1, 2]. Подобные структуры оказывают влияние на процессы разных масштабов, от циркуляции атмосферы как целого до турбулентности. Разнообразные неустойчивости и структуры имеют сходное значение для механики, оптики, физики плазмы и астрофизики, где квадратичная нелинейность играет существенную роль [3, 4].

В настоящей работе мы ограничимся рассмотрением простейших структур, связанных с квадратичной нелинейностью уравнений гидродинамики. Для течений идеальной жидкости это соответствует учету кубических членов. Такая процедура была последовательно проведена в работах Н.Н. Романовой. Подобные структуры имеют форму триплета. При одновременном развитии неустойчивости в такой системе возникают раз-

личные колебательные режимы. К числу механизмов, ведущих к полной или частичной стабилизации, относится нелинейное взаимодействие неустойчивых мод, при котором их энергия передается вторичному течению [5–8]. Подобный механизм образования структур первоначально был исследован в работах М.И. Рабиновича и его соавторов [9, 10]. В этих работах для трехволновой модели с форсингом и линейным трением была показана возможность осуществления различных режимов, включающих стабилизацию неустойчивости и появление периодических или хаотических колебаний. Близкое экспериментальное исследование было представлено в работах Ф.В. Должанского и его соавторов [11]. В частности, рассматривались различные режимы колебаний четырех и более вихрей в прямоугольной кювете. Численное исследование было проведено для трехмодовой модели с внешней силой и линейным трением при небольших числах Рейнольдса.

Образование стабилизирующего неустойчивость резонансного триплета в сдвиговом течении идеальной жидкости происходит при определенном типе дисперсионных соотношений в линейной граничной задаче. Такая ситуация была исследована в [12, 13], где неустойчивость описы-

валась двумя уравнениями для близких по частоте волн Россби. В этих работах было показано, что трехволновые взаимодействия ведут к стабилизации неустойчивости и возникновению периодических колебаний.

Особый интерес для атмосферных приложений имеет анализ развития неустойчивости типа Релея–Тэйлора или Кельвина–Гельмгольца, характерный для течений со сдвигом скорости [14–16]. В атмосферных приложениях область сдвига ветра размыта и должна быть учтена конечная ширина этой области. В системе с двумя или несколькими границами с разрывами завихренности при определенных значениях волнового числа присутствуют неустойчивые “гибридные” моды, которые являются результатом взаимодействия волн на разных границах. Стабилизация неустойчивости происходит за счет нелинейного взаимодействия между компонентами течения. Для описания этого процесса используются различные подходы. Подход, развитый в работах [17, 18], рассматривает ограничение роста возмущений на границах слоев как своего рода “соударения” границ. Ограничение роста неустойчивой моды происходит также за счет взаимодействия с устойчивыми модами. Это было исследовано в работах Н.Н. Романовой с соавторами [19–21] для течения несжимаемой жидкости со сдвигом скорости и стратификацией по плотности. В этих работах было дано описание режимов периодических и стохастических колебаний, возникающих при стабилизации неустойчивости. Работы основывались на оригинальном варианте метода Гамильтона в пространстве полулагранжевых координат [22, 23].

Из результатов работ [19–21] следовало, что течения с разрывами скорости или завихренности, сходные в целом, имеют между собой важные различия. В задаче с разрывом скорости трехволновые взаимодействия ведут к временной стабилизации неустойчивости. Устойчивые волны в этом случае связаны законом сохранения энергии и поэтому передача энергии каждой из них ограничена. В задаче с разрывами завихренности устойчивые волны связаны условием сохранения “числа фотонов” (на языке оптики). Соответственно, их суммарная энергия может расти неограниченно. Это ведет к полной стабилизации неустойчивости и возникновению стационарных или квазистационарных структур, в которых может быть сильно выражена длинноволновая компонента. В зависимости от фазовых соотношений между взаимодействующими модами образующиеся структуры имеют периодический, двоякопериодический или хаотический характер.

Структуры близкого типа возникают и в других, достаточно отличающихся ситуациях. Неожиданное сходство открывается при обращении к трехмерной вихревой системе (волчок Должан-

ского) [24, 25]. Описанные Ф.В. Должанским вихревые системы демонстрируют сходное с волновым триплетом регулярное и стохастическое поведение. Похожие структуры присутствуют также в течениях вязкой жидкости, как это следует из анализа системы с линейным трением (системы Лоренца) [24, 5].

В общем сценарии развития неустойчивости особое место занимает механизм перехода к хаосу. Хаос в простых динамических системах представляет большой интерес для многих областей науки, включая не только физику. Хаотические режимы возникают как в гамильтоновых, так и в диссипативных системах, даже при небольшом числе степеней свободы. Между этими системами существуют важные различия. В диссипативных системах траектории имеют особый характер (типа странных аттракторов) [26–28]. Тем не менее общее поведение хаотизированных структур в идеальной и вязкой жидкости оказывается сходным. Взаимодействие, ограничивающее рост неустойчивости, описывается или системой из трех уравнений, или системой шести уравнений с тремя инвариантами. Такая система, описывающая взаимодействие возмущения, отклика и фона, подобна нелинейному осциллятору. Параметры такого осциллятора могут иметь характер квазиинвариантов. Хаос возникает как результат взаимодействия более быстрых и более медленных движений.

Затронутые выше вопросы освещались в различных работах, но многие детали образования структур и особенно их перехода к хаосу остаются не проясненными. Недостаточно обращалось внимание на сходство структур, образующихся в разных физических ситуациях. Обсуждению этих проблем посвящена настоящая статья. На основе работ своих коллег по Институту физики атмосферы автор рассматривает наиболее характерные черты сценария образования и хаотизации структур типа триплета в различных физических ситуациях. Рассмотренные задачи носят модельный характер и возможность обобщения результатов должна рассматриваться особо.

В разделе 2 содержится общая постановка задачи о развитии неустойчивости в сдвиговых течениях идеальной жидкости и ее конкретизация для модели трехслойного течения. В разделе 3 дается общее описание стабилизации неустойчивости для трехслойной модели и рассматриваются свойства периодического режима. В разделе 4 рассмотрен механизм перехода системы к хаотическому режиму. В разделе 5 рассматривается развитие неустойчивости, образование и хаотизация структур в трехмерных вихревых течениях идеальной жидкости. Там же дано описание аналогичных процессов в вязких течениях. В заключении обобщаются результаты работы.

2. НЕУСТОЙЧИВОСТЬ В ТЕЧЕНИЯХ СО СДВИГОМ СКОРОСТИ

Рассмотрим течение идеальной несжимаемой жидкости, стратифицированной в поле силы тяжести по плотности ρ и со сдвигом скорости V . Вихревой характер течения позволяет для его описания вместо скорости использовать завихренность $\Omega = \text{rot}V$. В приближении Буссинеска, т.е. при $|\rho - \rho_0| \ll \rho_0 = \text{const}$, уравнения для завихренности и плотности имеют вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Omega}{\partial t} - \text{rot}[V_x \times \Omega] &= [g_x \times \nabla \rho], \\ \frac{\partial \rho}{\partial t} + (V \cdot \nabla \rho) &= 0. \end{aligned} \quad (1)$$

Уравнения (1) описывают два процесса – колебания поверхности постоянной плотности, являющейся лагранжевым инвариантом, и колебания завихренности относительно этой поверхности. Из анализа линеаризованных уравнений для простейших систем следует, что при достаточно больших скоростях течения эти типы колебаний соответствуют двум ветвям дисперсионного уравнения. Эти ветви описывают медленные и быстрые колебания и связаны с волновыми и вихревыми движениями в направлении основного течения и против него. Для медленного движения из первого уравнения системы (1) следует условие квазигеострофического равновесия:

$$-\text{rot}[V_x \times \Omega] = [g_x \times \nabla \rho]. \quad (2)$$

Подставляя (2) во второе уравнение системы, мы получаем описание медленных движений лагранжевых поверхностей, приводящих к образованию структур колебательного типа. Структуры образуются вблизи точки равновесия:

$$(V \cdot \nabla \rho) = 0, \quad (3)$$

за счет обмена энергией между образующими триплет модами. Влияние быстрых колебаний на медленные при больших скоростях течения относительно невелико, хотя исключить его нельзя, особенно при возникновении больших градиентов возмущений плотности. Этот вопрос подробно рассматривался в работе [29], а мы вернемся к нему в разделе 5. Следует также отметить существование двух типов простейших структур. Это вихревые структуры с фиксированной границей и волновые структуры, образующиеся непосредственно на границе. Обратимся к описанию структур в двумерных течениях несжимаемой жидкости. Введем обозначения:

$$\rho = \rho(h), \quad \Omega = v(h) + \Phi(h, x),$$

$N^2 = -\frac{g}{\rho_0} \frac{\partial \rho}{\partial h}$ – квадрат частоты Брента–Вяйсяля,

$Ri = N^2 \left(\frac{dU}{dh} \right)^2$ – число Ричардсона, основной физической параметр задачи, характеризующий степень неустойчивости течения.

Следуя [19, 21], перейдем к анализу трехслойной модели течения с постоянными значениями плотности и завихренности в отдельных слоях. Верхний и нижний слои простираются до бесконечности, а средний слой имеет конечную толщину $2H$. В каждом слое плотность имеет постоянные значения: $\rho_0 + \Delta\rho$, ρ_0 , $\rho_0 - \Delta\rho$. В нижнем ($z < h_1$) и верхнем ($z > h_2$) слоях равновесное течение имеет постоянные значения скорости U_0 и $-U_0$, а в среднем слое меняется по линейному закону, что соответствует постоянной завихренности.

Основные параметры и переменные представимы в форме:

$$\begin{aligned} N^2(h) &= \sum N_j^2 \delta(h - h_j), \quad \frac{dv}{dh} = \sum v_j \delta(h - h_j), \\ \Phi &= \sum \Phi_j \delta(h - h_j), \quad \eta = \sum \eta_j \delta(h - h_j), \\ N^2 &= g \frac{\Delta\rho}{\rho}, \quad v_1 = -v_2 = -v = -\frac{U_0}{h}, \\ Ri &= R = \frac{N^2 H^2}{U_0^2}. \end{aligned} \quad (4)$$

Индексы $j = 1, 2$ соответствуют границам слоев. Используя выражения (4), получаем уравнения в полулагранжевых координатах h, x относительно переменных $\Phi_j, z_j(h, x)$:

$$\frac{\partial \Phi_j}{\partial t} + \frac{\partial(u\Phi_j)}{\partial x} = N_j^2 \frac{\partial z_j}{\partial x}, \quad \frac{\partial z_j}{\partial t} + u \frac{\partial z_j}{\partial x} = w. \quad (5)$$

где u, w – горизонтальная и вертикальная компоненты скорости течения, которые определяются обычным образом через функцию тока. Для медленных колебаний из первого уравнения системы (5) получаем условие квазиравновесия:

$$U(h_j) \frac{\partial \Phi_j}{\partial x} = N_j^2 \frac{\partial z_j}{\partial x}.$$

С учетом этого условия, переходя к Фурье представлению, из линеаризованной системы (4) получаем дисперсионное уравнение:

$$\begin{aligned} D &= D_1 D_2 - \mu = 0 \\ D_1 &= \frac{R|k'| + k' + 2k'(\omega' - k')}{R|k'|k'}, \\ D_2 &= \frac{R|k'| + k' - 2k'(\omega' + k')}{R|k'|k'}, \end{aligned} \quad (6)$$

$$\mu = \exp[-4|k'|] \omega' = \frac{\omega h}{U_0}, \quad k' = kh,$$

$$D_1(\omega, k) = D_1(-\omega, -k) = D_2(\omega, -k) = D_2(-\omega, k).$$

Выражения $D_i = 0$ описывают дисперсионные уравнения для колебаний каждой из границ, а коэффициент μ учитывает связь между границами, которая становится существенной при близости корней $D_i(\omega)$. В точке $\omega = 0$, $k = k_0 \sim (1 + \text{Ri})/2$ дисперсионные кривые пересекаются, и при $(k - k_0) < \mu(k_0)/2k_0$ возникает интервал неустойчивости, ширина которого зависит от числа Ричардсона [16].

Когда амплитуда пакета волн, генерируемых неустойчивой областью, растет, на нее начинает оказывать влияние взаимодействие с волнами, удовлетворяющими соотношениям синхронизма:

$$k_1 + k_2 + k_3 = 0, \quad \omega(k_1) + \omega(k_2) + \omega(k_3) = 0. \quad (7)$$

В рассматриваемом случае дисперсионные кривые имеют падающие участки, обеспечивающие резонансы. Если точка $k_{02} > 0$ соответствует неустойчивой моде, то точки k_{01} и k_{03} имеют разные знаки и принадлежат разным ветвям полного дисперсионного уравнения. При этом удобно выбрать:

$$k_1 = k_{01} < 0, \quad k_2 = k_{02} < 0, \quad k_3 = k_{03} > 0.$$

Волновые пакеты с частотами, близкими к резонансным, описывают колебания границ внутреннего слоя. Суммарное колебание представим в виде:

$$d(k) = \sum \left(Z_j(k) a_j(k, t) + Z_j^*(-k) a_j^*(-k, t) \right), \quad (8)$$

где $Z_j(k)$ – нормализованные собственные векторы, соответствующие значениям частоты $\omega_j(k)$. Коэффициенты a_j задаем в виде суммы взаимодействующих волновых мод:

$$\begin{aligned} a_1(k, t) &= A_1(t, k_1 + k_{01}) \times \\ &\times \exp[-i\omega_1(k_1 + k_{01})t] + A_4^*(t, k_2 - k_{02}), \\ a_2(k, t) &= A_3(t, k_3 + k_{03}) \times \\ &\times \exp[-i\omega_3(k_3 + k_{03})t] + A_2^*(t, k_2 + k_{02}), \end{aligned} \quad (9)$$

где $|k_i| \ll |k_{0i}|$

$$\begin{aligned} \omega_1(k_1 + k_{01}) - \omega_1(k_{01}) &= v_1 k_1, \\ \omega_3(k_3 - k_{03}) - \omega_3(k_{03} - k_3) &= v_3 k_3, \\ \omega_2(k_2 + k_{02}) &= v_2 k_2. \end{aligned}$$

Уравнения взаимодействующих пакетов, следуя [19–21], получаем в виде:

$$\begin{aligned} \frac{dA_1}{dt} + i v_1 k_1 A_1 &= -i \frac{1}{2\pi} \int A_3^*(k_3) A_2(k_1 - k_3) \times \\ &\times \exp[i(v_1 k_1 + v_3 k_3)t] dk_3, \\ \frac{dA_3}{dt} + i v_3 k_3 A_3 &= -i \frac{1}{2\pi} \int A_1^*(k_1) A_2(k_3 - k_1) \times \\ &\times \exp[i(v_1 k_1 + v_3 k_3)t] dk_1, \\ \frac{dA_2}{dt} + i v_2 k_2 A_2 &= -i S A_4^* - i \frac{1}{2\pi} \int A_1(k_1) A_3(k_2 - k_1) \times \\ &\times \exp[-i(v_1 k_1 + v_3 k_2 - v_2 k_1)t] dk_1, \\ \frac{dA_4}{dt} - i v_2 k_2 A_4 &= i S A_2^*(k_2), \\ S &= \mu F, \quad F(k) = \mu(k) |k| \frac{2}{(D_{1\omega}(k) D_{2\omega}(-k))^{1/2}}. \end{aligned} \quad (10)$$

Выражения (8–10) описывают согласующее граничные условия взаимодействие волн на двух границах.

3. СДВИГОВАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ В ТРЕХСЛОЙНОЙ СРЕДЕ

Особое значение для исследования различных типов структур имеет задача о взаимодействии волн на строго резонансных частотах. Переходя к такой постановке задачи, зададим искомые величины в системе уравнений (10) в виде резонансного триплета:

$$\begin{aligned} A_i &= B_i \delta(k - k_i), \quad B_{2,4} = \frac{b_{2,4} S}{(v_1 v_3)^{1/2}}, \\ B_{1,3} &= \frac{b_{1,3} S^2}{(v_{1,3} |v_1 - v_3|)^{1/2}}, \quad t' = S t. \end{aligned}$$

Для переменных b_i из системы (10) получаем уравнения:

$$\begin{aligned} \frac{db_1}{dt} + i b_2 b_3^* &= 0, \quad \frac{db_3}{dt} + i b_2 b_1^* = 0, \\ \frac{db_2}{dt} + i b_1 b_3 + i b_4 &= 0, \quad \frac{db_4}{dt} - i b_2 = 0. \end{aligned} \quad (11)$$

Эта система обладает следующими инвариантами:

$$\begin{aligned} I_1 = a^2 &= b_1 b_1^* - b_3 b_3^*, \quad I_2 = b_2 b_2^* + b_1 b_1^* - b_4 b_4^*, \\ I_3 = c &= \text{Re} \left(b_2 [b_1^* b_3^* + b_4^*] \right). \end{aligned} \quad (12)$$

Заметим, что последний инвариант есть гамильтониан системы:

$$H = b_2 [b_1^* b_3^* + b_4^*] + b_2^* [b_1 b_3 + b_4], \quad (13)$$

а система уравнений представима в виде:

$$\frac{db_i}{dt} = -I \frac{\delta H}{\delta b_i^*}.$$

Структура гамильтониана $H = I_3$ показывает, что динамика системы определяется относительным изменением комплексных величин (векторов) ib_2 и $b_4 + b_1b_3$, а также b_4 и b_1b_3 . При этом вектор $b_4 + b_1b_3$ представляет собой сумму компонент параллельной и ортогональной вектору b_2 . При ортогональности векторов мы имеем $H = 0$. Если это условие нарушается, то начинает меняться фазовый сдвиг между компонентами b_4 и b_1b_3 , и b_3 . Выделение этих типов взаимодействия способствует решению задачи.

Используя первый инвариант, перейдем к более удобным переменным:

$$\begin{aligned} ib_2 &= R_2 = R_{21} + iR_{22} = r_{2j} \exp[-i\varphi], \\ b_1b_3R_{13} &= \frac{1}{2}a^2 \text{sh}(2\mu_j) \exp[i\theta_{13}], \\ b_1R_4 &= r_4 \exp[i\theta_4]. \end{aligned}$$

Система уравнений принимает вид:

$$\begin{aligned} \frac{dR_2}{dt} + R_{15} + R_4 &= 0, \quad \frac{dR_{13}}{dt} - a^2 \text{ch}(2\mu) R_2 = 0, \\ \frac{dR_4}{dt} + R_2 &= 0, \quad \frac{d\text{ch}(\mu)}{dt} = \frac{2}{a^2} \text{Re}(R_2 R_{13}^*), \\ \frac{d\varphi}{dt} &= \frac{c}{r^2}, \end{aligned} \quad (14)$$

с инвариантами:

$$\begin{aligned} r_2 - r_4^2 + a^2 \text{ch}(2\mu) &= I_2, \\ \text{Im}[R_2(R_{13} + R_4)] &= c. \end{aligned} \quad (15)$$

При $c = 0$ из третьего инварианта следует:

$$\begin{aligned} \text{Im} R_2 = R_{22} = 0, \quad a^2 C_1 + C_2 &= 0, \\ \frac{1}{2}a^2 C_1 = \text{Im} R_{13}, \quad C_2 = \text{Im} R_4. \end{aligned} \quad (16)$$

Из уравнений, при $c = 0$, также следует $\frac{1}{2}a^2 C_1 = -C_{12} = \text{const}$, т.е. эти величины представляют собой дополнительные инварианты. При малых c их можно рассматривать как квазиинварианты.

Таким образом, мы получаем три уравнения относительно переменных. Чтобы найти еще один квазиинвариант, сделаем замену переменных:

$$\begin{aligned} \text{ch}(2\mu) &= \text{ch}x \text{ch}(2\mu_{01}), \quad r_4 = (y^2 + y_0^2)^{1/2}, \\ \text{Re} R_{21} &= \frac{1}{2}a^2 \text{sh}x \text{ch}(2\mu_{01}), \quad \text{Re} R_4 = -y, \\ C_1 &= \text{sh}x \text{ch}(2\mu_{01}), \quad C_2 = y_0. \end{aligned} \quad (17)$$

Тогда имеем уравнения:

$$\frac{dx}{dt} = 2R_{21} - 2\text{sh}x \text{sh}(2\mu_{01}) R_{22}, \quad \frac{dy}{dt} = -2R_{21}, \quad (18)$$

откуда следует:

$$\begin{aligned} x = -2y + S, \quad \frac{dS}{dt} &= -2\text{sh}(2\mu_0) \text{sh}x R_{22}, \\ \frac{d\mu_0}{dt} = \text{ch}x R_{22}, \quad \frac{dy}{dt} &= R_{22}. \end{aligned} \quad (19)$$

При $c = 0$ величина S является инвариантом, а при малых $c \neq 0$, как и C_1, C_2 , может рассматриваться как квазиинвариант.

С учетом двух инвариантов система (18, 19) дает описание динамики течения через эволюцию переменных y, y_0, μ_0, S . Переходя к угловым переменным и исключая зависимость от фазы φ , мы можем получить систему трех уравнений менее удобную, однако, для вычислений.

Рассмотрим сначала поведение системы при $c = 0$. В этом случае движение происходит при постоянном значении инвариантов y_0, μ_0 и S , а траектории определяются уравнением:

$$\frac{Dy}{dt} = -R_2, \quad (20)$$

и инвариантом

$$I_2 = R_2^2 + a^2 \text{ch}(2\mu_0) \text{ch}(S - 2y) - y^2 y_0^2. \quad (21)$$

Период колебаний определяется как

$$T = \int \left[I_2 + y^2 + y_0^2 - \frac{a^2}{2} \text{ch}(2\mu_0) \text{ch}(S - 2y) \right] dy. \quad (22)$$

Интеграл берется по полпериоду колебаний между значениями y , следующими из (21) при $R_2 = 0$.

Инвариант (21) позволяет построить фазовые кривые на плоскости R_2, y . Движение в системе происходит между точками $R_2 = 0$, для которых чередуются большие и меньшие значения y , удовлетворяющие условию:

$$a^2 \text{ch}(2\mu_0) \text{ch}(S - 2y) - (y)^2 = I_3 + y_0^2, \quad (23)$$

и точкой $dR_{21}/dt = 0$, положение которой определяется из

$$y - \frac{1}{2}a^2 \text{ch}(2\mu_0) \text{sh}(S - 2y) = 0. \quad (24)$$

Система представляет собой нелинейный осциллятор, который обладает двумя особенностями. Во-первых, при $S \neq 0$ колебания несимметричны относительно средней точки. Во-вторых, определяющий колебания потенциал имеет немонотонный профиль и в центральной части может иметь барьер. Положение барьера определяется уравнением (24), которое имеет одно или три вещественных решения. Зависимость $R_2(t)$ вблизи экстремальных точек следует из уравнения:

$$\frac{D^2 R_2}{dt^2} + (a^2 \operatorname{ch}(2\mu_0) \operatorname{ch} x - 1) R_2 = 0, \quad x = S - 2y. \quad (25)$$

Квадрат мгновенной частоты $P^2 = a^2 \operatorname{ch}(2\mu_0) \operatorname{ch} x - 1$ минимален при $x = 0$:

$$P^2(0) = a^2 \operatorname{ch}(2\mu_0) - 1. \quad (26)$$

Если $P^2(0) > 0$, мы имеем одну точку максимума R_2 . Это означает, что устойчивая компонента подавляет развитие неустойчивости. Если $P^2(0) < 0$, то возникают три экстремальные точки, две из которых, центральные соответствуют минимуму R_2 . Таким образом, траектория системы на фазовой плоскости распадается на три интервала – центральный и прилегающие к точкам $R_2 = 0$. Движение на центральном участке соответствует области развития неустойчивости, а на соседних участках, имеющих характер пограничных слоев, ее стабилизации. Параметры μ_0 и S определяют высоту барьера и степень асимметрии колебаний. Обозначая $x_{2,1} = x_0 \pm \Delta x$, где $x_2, -x_1$ – корни уравнения (24) при $x = S - 2y$, имеем:

$$(2a^2 \operatorname{ch}(2\mu_0) \operatorname{sh} x_0 - x_0) \Delta x = S.$$

В зависимости от параметров μ_0 S режимы колебаний разделяются на фазовой плоскости сепаратрисами, которым соответствуют значения $a^2 \operatorname{ch}(2\mu_0) \operatorname{ch} x = 1, S = 0$. Как мы видим, неустойчивость развивается на некотором интервале времени, после чего энергия передается более длинным волнам, играющим главную роль в этом процессе.

4. СТОХАСТИЧЕСКИЕ РЕЖИМЫ СТАБИЛИЗАЦИИ НЕУСТОЙЧИВОСТИ

В более общем случае при конечном значении третьего инварианта движение на фазовой плоскости R_{21}, y по-прежнему происходит между точками минимальных и максимальных значений этих переменных и в целом имеет тот же характер. Однако, колебания перестают быть периодическими и циклы становятся квазициклами. При переходе от одного квазицикла к другому происходит изменение параметров μ_0, S , что вызывает изменение не только амплитуды, но и фазы основных переменных и ведет к смещению траекторий на фазовой плоскости. Можно сказать, что наряду с движением по циклу происходит блуждание системы по этим циклам, которое может быть отражено на плоскости квазиинвариантов. Интенсивность смещений возрастает с увеличением c , что приводит к хаотизации поведения системы.

Рассмотрим подробнее механизм возникновения хаоса при малом c . Полная система уравнений разделяется на две подсистемы относительно переменных R_2, y и переменных S, μ_0, y_0 . Уравнения полной системы записываются как:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 R_2}{dt^2} + (a^2 \operatorname{ch}(2\mu_0) \operatorname{ch} x - 1) R_2 &= 0, & \frac{d\mu_0}{dt} &= \operatorname{ch} x R_{22}, \\ \frac{dS}{dt} &= -2 \operatorname{sh}(2\mu_0) \operatorname{sh} x R_{22}, & \frac{dy_0}{dt} &= -R_{22}. \end{aligned} \quad (27)$$

Если известно решение задачи при $c = 0$, то при малых значениях c оно вместе с выражением для третьего инварианта, которое записывается в виде

$$R_{21} \frac{dR_{22}}{dt} + R_{22} \frac{dR_{21}}{dt} = c,$$

определяет компоненты R_{22} . На интервале основных периодических колебаний параметры μ_0, y_0, S можно считать постоянными. Их изменение за период следует из уравнений с известной правой частью. Эти уравнения принимают вид отображения за период основных колебаний (отображение Пуанкаре) и записываются в виде:

$$\begin{aligned} \Delta S &= 2 \operatorname{sh}(2\mu_0) \langle K_1 \rangle T, & K_1 &= \operatorname{sh} x R_{22}, \\ \Delta \mu_0 &= \langle K_2 \rangle T, & K_2 &= \operatorname{ch} x R_{22}, \\ \frac{d\mu_0}{dt} &= -\langle R_{22} \rangle T. \end{aligned} \quad (28)$$

Для вычисления правых частей в (28) важна их зависимость от S_0, μ_0 , указывающая на степень асимметрии относительно центральной точки области. Учитывая свойства симметрии K_1, K_2 , представим

$$\begin{aligned} K_1 &= K_{1a} + SK_{1s}, & K_2 &= K_{2s} + SK_{2a}, \\ \langle K_1 \rangle &= S \langle K_{1s} \rangle, & \langle K_2 \rangle &= \langle K_{2s} \rangle, \\ \langle R_{22} \rangle &= S \langle R_{22s} \rangle. \end{aligned} \quad (29)$$

Отсюда следует система уравнений для переменных μ_0, S, y_0 , малые изменения которых отнесены к интервалу T

$$\begin{aligned} \frac{dS}{dT} &= 2 \operatorname{sh}(2\mu_0) \langle K_{1s} \rangle, & \frac{d\mu_0}{dt} &= S \langle K_{2s} \rangle, \\ \frac{dy_0}{dt} &= S \langle R_{22s} \rangle. \end{aligned} \quad (30)$$

При малых амплитудах система описывается линейными уравнениями, а с ростом амплитуды проявляется их нелинейность. Медленные колебания S, μ_0, y_0 приводят к смещению фазовой кривой быстро колеблющегося осциллятора. При малых значениях медленных переменных, когда они колеблются с фиксированной частотой, колебания полной системы переходят в двоякопериодический режим. При увеличении амплитуды

колебаний система переходит в состояние хаоса. При этом можно, как и в (28), рассматривать отображение точки на фазовой плоскости за один период.

Как известно, свойства такого отображения определяются спектром корреляционной функции. Переходу к хаосу соответствует переход от дискретного спектра к непрерывному. Более простой способ оценки степени хаотичности состоит в вычислении матрицей Якоби, которая в данном случае имеет вид:

$$J = \frac{d\Delta R_{21}}{dx} \frac{d\Delta y}{dy} - \frac{d\Delta R_{21}}{dy} \frac{d\Delta y}{dx}. \quad (31)$$

Отрицательные значения J указывают на области, где сжатие траекторий в одном направлении сопровождается растяжением в другом. Локальная неустойчивость такого рода при $J > J_0$ приводит к полной стохастичности. Это происходит при нелинейной зависимости отображения от переменных. Появление на фазовой плоскости области неустойчивости отображения связано в первую очередь с пересечением системой сепаратрисы. Это сопровождается образованием стохастического сепаратрисного слоя. С увеличением размаха колебаний нелинейность отображений ведет к нарастанию хаоса и превращению слоя в "стохастическое море". Такая эволюция в основном соответствует сценарию картины, описанному для простейших гамильтоновых систем в работах Г.М. Заславского и его соавторов [26, 27]. Вместе с тем фазовые кривые на плоскости переменных $S\mu_0$ показывают более упорядоченное поведение, сохраняющее основные черты структуры. Как показывают последние исследования, турбулентность также сохраняет подобные структурные особенности [5, 6]

Обобщение полученных выше результатов следует из анализа задачи о взаимодействии пакетов неустойчивой и устойчивых волн. Рассматривая взаимодействие волновых пакетов на основе уравнений (10), можно выделить два характерных режима, зависящих от соотношения между временем развития неустойчивости $1/s$ и временем взаимодействия пакета при данной ширине пространственного спектра. При широком спектре $\Delta K > s/(v_3 - v_1)$, каждая его компонента входит в свой резонансный триплет. За короткое время интервала взаимодействия компоненты спектра меняются слабо. Полная стабилизация происходит только при взаимодействии с последовательностью пакетов. В противоположном случае неустойчивый пакет взаимодействует с устойчивыми модами, как единое целое, и процесс близок к процессу взаимодействия отдельных мод.

Предположим, что длинноволновая компонента имеет фиксированное волновое число k_1 .

Тогда система уравнений для близких к резонансу пакетов следует из (10):

$$\begin{aligned} \frac{dA_1}{dt} &= -i \int A_3^*(k_3) A_2(k_1 - k_3) dk_3, \\ \frac{dA_3}{dt} + iv_3 k_3 A_3 &= -i \int A_1^*(k_1) A_2(k_3 - k_1) dk_1, \\ \frac{dA_2}{dt} + iv_2 k_2 A_2 &= \\ &= -i S A_4^* - i \int A_1(k_1) A_3(k_2 - k_1) dk_1, \\ \frac{dA_4}{dt} - iv_2 k_2 A_4 &= i S A_2^*(k_2). \end{aligned} \quad (32)$$

При постоянном A_1 уравнения (32) описывают эволюцию отдельных компонент волнового спектра. Дисперсионное уравнение для линейной системы имеет вид:

$$\begin{aligned} (P^2 - S^2 k + v_2^2 k^2 + A_1^2)(P - v_2 k) + \\ + iv k (P^2 - S^2 + v_2^2 k^2) = 0, \end{aligned} \quad (33)$$

$$v = v_3 + v_2, \quad k = k_2 - k_{20}.$$

Уравнение имеет три корня, зависящие от амплитуды A_1 и других параметров. Если корни мнимые, то все компоненты устойчивы и движутся относительно друг друга. Параметрическое изменение компоненты A_1 меняет взаимное положение корней уравнения, а следовательно форму и фазовую скорость пакетов, но пока не приводит к слиянию двух корней. Точка слияния корней указывает на переход к неустойчивости. При малых $v k$ дисперсионное уравнение имеет вид:

$$P^2 - S^2 + v_2^2 k^2 + A_1^2 = 0. \quad (34)$$

Из условия слияния корней $S^2 = v_2^2 k^2 + A_1^2$ следует выражение для амплитуды $A_1(k)$, которое определяет границу областей устойчивости и неустойчивости. Таким образом, в области волновых чисел пакет разделяется на центральную часть, где развивается неустойчивость и устойчивые крылья, более коротковолновое и более длинноволновое. Максимальное развитие неустойчивой области соответствует минимальной амплитуде компоненты A_1 . Устойчивые части пакета меняются по спектру, пространственному положению и амплитуде колебаний.

Вместе с тем, как следует из полной системы (33), длинноволновая компонента также приобретает пространственную модуляцию. Область неустойчивости в свою очередь смещается в сторону минимумов длинноволновой компоненты. В результате возникают структуры большого масштаба, совершающие колебания не только во времени, но и в пространстве. При этом происходит обмен энер-

гией между устойчивыми и неустойчивыми компонентами системы.

5. ВИХРЕВЫЕ СТРУКТУРЫ В ИДЕАЛЬНОЙ И ВЯЗКОЙ ЖИДКОСТИ

Особый тип вихревых течений, реализуемых в лабораторных условиях, представляет собой течение с заданной границей. К таким системам относится “волчок Должанского”, дающий описание колебания жидкости во вращающемся в поле сил тяжести эллипсоиде [30, 24]. Название системы указывает на аналогию с вращающимся в поле сил тяжести твердым телом. При учете диссипации и нагрева автор видит в такой системе “игрушечную” модель атмосферы. Нашей целью является дополнительный анализ этой системы.

При описании трехмерных вихревых структур в идеальной несжимаемой жидкости уравнения приобретают вид [24]:

$$\frac{\partial \mathbf{\Omega}}{\partial t} = \left(\mathbf{\Omega} \frac{\partial}{\partial r} \right) \mathbf{V} + [\mathbf{g} \times \boldsymbol{\eta}], \quad \frac{d\boldsymbol{\eta}}{dt} + \nabla(\mathbf{V}, \boldsymbol{\eta}) = 0, \quad (35)$$

где $\mathbf{\Omega}(t)$ – вектор завихренности, $\nabla \rho = \boldsymbol{\eta}(t)$ – градиент плотности, dV/dr – тензор с матрицей производных компонент скорости – V_{ji} . Антисимметричная часть матрицы выражается через завихренность, а симметричная безвихревая часть обеспечивает выполнение условий для нормальной компоненты скорости на границе.

Стратифицированное по плотности течение внутри эллипсоида описывается шестью обыкновенными дифференциальными уравнениями первого порядка для компонент векторов завихренности $\mathbf{\Omega}$ и нормированного градиента плотности $\boldsymbol{\eta}$. Три инварианта фактически понижают порядок системы. Матрица производных скорости имеет симметричную компоненту, заданную условием равенства нулю нормальной компоненты скорости на границе. Таким образом:

$$V_{ij} = A_{ij} \Omega_k, \quad A_{ij} = -1/2 + b_k, \quad A_{ji} = 1/2 + b_k, \quad k \neq i, j.$$

Линеаризуя систему при постоянных значениях вертикальных компонент завихренности и градиента плотности, получаем четыре уравнения для горизонтальных компонент этих векторов. Дисперсионное уравнение описывает две ветви – быстрых и медленных колебаний. Это соответствует разделению горизонтальной завихренности на две компоненты по отношению к поверхностям постоянной плотности. Для медленных колебаний справедливы условия квазигеострофического равновесия:

$$\mathbf{\Omega} \frac{D}{dr} V + (\mathbf{g} \cdot \boldsymbol{\eta}) = 0. \quad (36)$$

Эти условия являются вариантом условий (2) и выделяют горизонтальную компоненту завихрен-

ности, соответствующую более медленным колебаниям. Следующая отсюда линейная система имеет область неустойчивости при отрицательных значениях вертикальной компоненты градиента плотности. К стабилизации неустойчивости ведет учет изменения компонент Ω_3 и η_3 . Для перехода к приближению квадратичной нелинейности представляем:

$$\Omega_3 = \Omega_{30} + \Omega_{31}, \quad \eta_3 = \eta_{30} + \eta_{31},$$

$$\theta = \eta_{30} + \eta_{31} - \eta_{30} \frac{\Omega_{31}}{\Omega_{30}}.$$

Для переменных Ω_{31} , η_3 получаем:

$$\Omega_{31} = C_1 \eta_{31} + C_0, \quad \frac{d\theta}{dt} = C_2 \eta_{11} \eta_2,$$

$$C_1 = \frac{\Omega_{30} (b_2 + b_1)}{\frac{A_{31}}{(b_1 + b_3)} + A_{32} (b_2 + b_{13})}, \quad (37)$$

$$C_2 = \frac{g}{\Omega_{30}} \left[\frac{A_{31}}{(b_1 + b_3)} + A_{32} (b_2 + b_{13}) \right].$$

С учетом квадратичной нелинейности уравнения квазигеострофического приближения для горизонтальных компонент градиента плотности имеют вид:

$$\frac{d\eta_1}{dt} = (A_{21} - B_1 \theta) \eta_2, \quad \frac{d\eta_2}{dt} = (A_{12} + B_2 \theta) \eta_1,$$

$$B_1 = \frac{g}{\Omega_{30}} \frac{A_{31}}{b_3} + b_2, \quad B_2 = \frac{g}{\Omega_{30}} \frac{A_{32}}{b_3} + b_1, \quad (38)$$

Система (37), (38) подобно системе (11) для волнового триплета исключает быстрые колебания, но оказывается более простой по своей структуре, что в (11) соответствует равенству нулю третьего инварианта. Переходя к переменным X, Y, Z

$$B_1^{1/2} X = \eta_1, \quad B_2^{1/2} Y = \eta_2,$$

$$(B_1 B_2)^{-1/2} Z = \frac{A_{12}}{B_2} + \theta,$$

получаем уравнения:

$$\frac{dX}{dt} = -Y(Z - Z_1), \quad Z_1 = (B_1 B_2)^{-1/2} (A_{12} + A_{21}),$$

$$\frac{dY}{dt} = XZ, \quad \frac{dZ}{dt} = RXY, \quad R = B_1 B_2 C_2 > 0. \quad (39)$$

Линеаризация уравнений триплета при $Z = Z_0$ указывает на существование области неустойчивости при $Z_0 (Z_0 - Z_1) < 0$. Для анализа нелинейной системы переходим к переменным: $U = Y + R^{-1/2} Z$, $V = Y - R^{-1/2} Z$. Из уравнений для переменных Y, Z получаем:

$$U = U_0 \exp(S),$$

$$V = V_0 \exp(-S) R^{1/2}, \quad X = \frac{dS}{dt}.$$

Для S получаем уравнение нелинейного осциллятора:

$$\frac{d^2 S}{dt^2} + R^{1/2} [U_0^2 \exp(2S) - V_0^2 \exp(-2S)] - Z_1 [U_0 \exp(S) + V_0 \exp(-S)] = 0 \quad (40)$$

Это уравнение соответствует уравнению, полученному ранее для периодических колебаний волнового триплета. Следующее из (40) выражение для энергии колебаний позволяет построить фазовый портрет системы, совершающей периодические колебания. Фазовые траектории при достаточно больших Z_1 включают области развития и стабилизации неустойчивости. Траектории разных типов разделены на фазовой плоскости сепаратрисой, положение которой зависит от параметров U_0, V_0 , которые в квазигеострофическом приближении являются инвариантами. Эта инвариантность нарушается при учете быстрых, агеострофических колебаний исходной системы с частотой Ω_{30} . Под воздействием агеострофической компоненты возникают быстрые колебания квазиинвариантов U_0, V_0 , вклады от которых суммируются в течение периода квазигеострофических колебаний. Это приводит к смещению фазовых кривых основной системы, которые включают изменение симметрии движения и переходу через сепаратрису. Рост амплитуды и изменение относительной фазы быстрых и медленных колебаний делает их поведение хаотическим. Результатом оказывается случайное блуждание траекторий квазигеострофических колебаний на фазовой плоскости. Сначала в сепаратрисном слое, а затем во всей области движения. Таким образом, полная картина динамики системы складывается из трех компонент – основные квазигеострофические колебания, быстрые изменения траекторий за счет агеострофической компоненты, медленные блуждания системы за счет суммирования быстрых колебаний. Медленное изменение переменных Ω_3, η_3 оказывается значимым для возникновения крупномасштабных структур в атмосфере.

Такое поведение системы вполне соответствует сценарию, описанному в предшествующем параграфе. Подобные особенности поведения триплета, образующегося при стабилизации неустойчивости, возникающей в линейной системе, наблюдаются и в других физических ситуациях. Сходные структуры образуются и в течениях вязкой жидкости.

Диссипативные структуры образуются в течениях жидкости с большими градиентами плотности и скорости. Особенно важную роль играют структуры, образующиеся в пограничном слое

около твердой стенки. Согласно современным воззрениям именно структуры среднего масштаба служат посредниками между крупномасштабным течением и мелкомасштабной турбулентностью. В нелинейной акустике такие структуры образуются при формировании фронтов ударных волн, что сопровождается частично неупругими соударениями соседних участков течения [31]. В других простейших течениях вязкой жидкости трехмодовые взаимодействия также создают периодические и стохастические структуры.

Для учета диссипации в разных ситуациях используется введение линейного трения [9]. Приближение линейного трения понижает порядок системы уравнений, исключая описывающий диссипацию член со второй производной. Такой подход был использован для описания модифицированного волчка Должанского, представляющего в данном случае игрушечную модель атмосферы [24]. Описание этой системы следует из уравнений квазигеострофического приближения с учетом сторонней температурной накачки и линейного трения и имеет вид:

$$\frac{dX}{dt} = -YZ - X + D, \quad \frac{dY}{dt} = XZ - Y, \quad (41)$$

$$\frac{dZ}{dt} = RXY - Z.$$

Переменная X описывает движение по горизонтали (широте), а Y, Z – движение в вертикальной (меридиональной) плоскости. Как указано в [24], система имеет два стационарных состояния – режимы Хедли и режим Россби:

$$X = D, \quad Y = Z = 0 \quad (\text{Хедли})$$

$$X = D_0 = \left(\frac{C}{R}\right)^{1/2}, \quad (42)$$

$$Y = Z = \pm D_0 (|D| - D_0)^{1/2} \quad (\text{Россби}).$$

В окрестности режима Хедли в линеаризованной системе для переменных Y, Z при $RX^2 > 1$ развивается неустойчивость. Это ведет к убыванию компоненты X и переходу в окрестность одного из режимов Россби. Эти режимы имеют характер пограничных слоев, где система колеблется в плоскости X, Y при медленно меняющемся Z . Система представляет собой триплет, который совершает периодические колебания с обменом энергией между компонентами.

В системе (41), как и при анализе системы (38), перейдем к переменным:

$$U = Z + R^{1/2} Y, \quad V = Z - R^{1/2} Y$$

после чего получаем

$$U = U_0 \exp(S), \quad V = V_0 \exp(-S),$$

где $R^{1/2} X + 1 = \frac{dS}{dt}$.

Уравнение для переменной S , аналогичное (40), имеет вид:

$$\frac{d^2S}{dt^2} + \left(\frac{dS}{dt} - 1\right) + R^{1/2} [U_0^2 \exp(2S) - V_0^2 \exp(-2S)] - D = 0. \quad (43)$$

Это уравнение нелинейного осциллятора с затуханием и накачкой. Оно описывает колебания между двумя указанными выше режимами. При малой амплитуде начального возмущения колебания затухают и система переходит в стационарный режим. При большой амплитуде решение содержит растущую компоненту и система колеблется между режимами.

Ситуация усложняется при учете β -эффекта, т.е. асимметрии системы относительно вертикального направления, что приводит уравнения к виду:

$$\begin{aligned} \frac{dX}{dt} &= -YZ - X - D, & \frac{dY}{dt} &= XZ - Y, \\ \frac{dZ}{dt} &= RXY - \beta Y - CZ. \end{aligned} \quad (44)$$

При $R = 0$ система эквивалентна известной системе Лоренца, по-новому интерпретированной в работе [5]. В этой системе трех уравнений нарушается симметрия колебаний по переменной Y , что становится причиной ее стохастизации. При $\beta = 0$, $C = 1$ система обладает двумя инвариантами U_0, V_0 , которые теперь становятся квазиинвариантами. Асимметрия колебаний приводит к изменению этих величин, что особенно сказывается при переходе системы через сепаратрису, разделяющую колебания разных типов. Изменения квазиинвариантов описываются уравнениями:

$$\begin{aligned} \frac{dU_0}{dt} &= -\beta(U_0 + V_0 \exp(-2S)) - \\ &- R(C - 1)(U_0 - V_0 \exp(-2S)), \\ \frac{dV_0}{dt} &= \beta(U_0 \exp(2S) + V_0) + \\ &+ R(C - 1)(U_0 \exp(2S) + V_0). \end{aligned} \quad (45)$$

Эти уравнения, как и в ранее рассмотренных ситуациях, описывают взаимодействие двух типов колебаний, приводящих к образованию структур, переходящих в стохастический режим. Аналогичным образом может быть проанализирована и система Лоренца ($R = 0$). Обе системы совершают колебания между двумя режимами. Эти колебания носят квазислучайный характер и приводят к блужданию системы по фазовым траекториям основного колебания и переходу в режим хаоса. Однако, хаотические колебания на фазовой плоскости происходят между медленно смещающимися центральными точками. Из изложенного видно значительное сходство между структурами в идеаль-

ной жидкости. В одном случае хаотизация течения происходит в результате обмена энергией с агеострофической компонентой, а в другом этот процесс учтен введением $\beta = 0$ -эффекта.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Из проведенного анализа следует, что структуры, возникающие при стабилизации неустойчивости в слабо нелинейных течениях со сдвигом скорости могут существовать в разных колебательных режимах. Структуры возникают за счет передачи энергии от неустойчивой моды компонентам фона. Вместе с тем компоненты, принадлежащие фону, образуют другую колебательную систему. Возникающую структуру можно трактовать как нелинейный осциллятор с параметрами, зависящими от другой колебательной системы. Задача упрощается, если компоненты триплета меняются только по амплитуде. Изменение по фазе и возникающая временная асимметрия приводят к нарушению периодичности в поведении траекторий системы. Наличие двух типов колебаний с разными временными масштабами обеспечивает разнообразие режимов, как когерентных, так и стохастических. При переходе к хаосу структура все же сохраняет основные черты своего положения в фазовом пространстве.

Структуры со сходным поведением образуются как в результате взаимодействия завихренности и градиента плотности внутри области с твердой границы, так и при эволюции границы области с однородным течением. Таковы волновые резонансные структуры, исследованию которых были посвящены работы Н.Н. Романовой, и вихревые структуры, аналогичные вращающемуся твердому телу (волчку), описанные в работах Ф.В. Должанского. Несмотря на некоторые различия, оба процесса, как показано выше, сходны между собой. Это сходство сохраняется и при переходе к простейшим течениям вязкой жидкости при учете трения и накачки.

Во всех рассмотренных ситуациях к разнообразию режимов приводит взаимодействие движений с разными временными масштабами. Основные колебания сочетаются с более быстрыми и более медленными движениями. Рост амплитуды взаимодействующих компонент ведет к появлению в фазовом пространстве дополнительных областей с локальной неустойчивостью, результатом чего является внутренний по отношению ко всей структуре хаос. Вместе с тем взаимодействие между случайно расположенными структурами создает более медленный внешний хаос. Тем самым структуры представляют собой среднее звено между мелкомасштабным хаосом, ведущим к турбулентности и случайными крупномасштабными движениями.

В настоящей статье отмечено определенное сходство структур в идеальной и вязкой жидкостях. Модели подобных систем сводятся к трем уравнениями первого порядка без дополнительных инвариантов, хотя и с квазиинвариантами. Описание поведения структур здесь должно основываться исходно на выделении основных процессов, происходящих на разных масштабах, а уже потом переходить к исследованию их взаимного влияния.

Автор рад выразить свою благодарность Н.Н. Романовой и О.Г. Чхетиани за интерес к работе и конструктивные обсуждения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Drazin P.G.* Introduction to Hydrodynamic Stability // Cambridge, England: Cambridge Univ. Press, 2002. P. 261.
2. *Vallis G.K.* Atmospheric and Oceanic Fluid Dynamics: Fundamentals and Large-Scale Circulation // Cambridge University Press. 2017. P. 174.
3. *Заславский Г.М., Сагдеев Р.З.* Введение в нелинейную физику // М. Наука. 1988. С. 368.
4. *Гледзер Е.Б., Должанский Ф.В., Обухов А.М.* Системы гидродинамического типа и их применение // М.: Наука, 1987. С. 366.
5. *Jimenez J.* Coherent structures in wall-bounded turbulence // J. Fluid Mech. 2018. V. 842. P. 1–100.
6. *Drazin P.G., Reid W.H.* Hydrodynamic Stability 2nd edn. // Cambridge University Press. 2004. P. 605.
7. *Blackwelder R.F.* Coherent structures associated with turbulent transport // Proc. 2nd Int. Sump. On Transport Phenomena in Turbulent Flows. Tokyo. 1987. P. 1–20.
8. *Fantini M.* Instability of finite-amplitude lower-neutral Eady waves // Q. J. R. Meteorol. Soc. 2006. V. 132. P. 2157–2169.
9. *Рабинович М.И., Фабрикант А.Л.* Нелинейные волны в неоднородной среде // Известия ВУЗов. Радиофизика. 1976. Т. 19(5–6). С. 721–724.
10. *Рабинович М.И., Фабрикант А.Л., Цимринг Л.Ш.* Конечномерный пространственный беспорядок // УФН. 1992. Т. 162. Вып. 8. С.1–42.
11. *Должанский Ф.В., Крымов В.А., Манин Д.Ю.* Устойчивость и вихревые структуры в квазидвумерных сдвиговых течениях // УФН. 1990. Т. 160. Вып. 7. С. 1–47. 1990.
12. *Loesch A.Z.* Resonant interactions between unstable and neutral baroclinic waves: Part I // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 1974. V. 31. P. 1177–1201.
13. *Pedlosky J.* The amplitude of baroclinic wave triads and mesoscale motion in the ocean // J. Phys. Oceanography. 1975. V. 5. P. 608–614.
14. *Caulrnd C.P.* Multiple linear instability of layered stratified shear flow // J. Fluid Mech. 1994. V. 258. P. 255–285.
15. *Carpenter R., Tetford E.W., Heretz E., Lawrence G.A.* Instability in stratified shear flow: review of a physical interpretation based on interacting waves // Appl. Mech. Rev. 2013. V. 64(6). 060801.
16. *Сазонов И.А., Якушкин И.Г.* Об эволюции возмущений в трехслойной модели атмосферы со сдвиговой неустойчивостью // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 1999. Т. 35. № 4. С. 372–380.
17. *Guha A.A., Lawawrences G.A* A wave interaction approach to studying non-modal homogeneous and stratified shear instabilities // J. Fluid Mech. 2014. V. 755. P. 336–364.
18. *Heifetz E., Mak J., Nycander J., Umurhan O.M.* Interacting vorticity waves as an instability mechanism for magnetohydrodynamic shear instabilities // J. Fluid Mech. 2015. V. 767. P. 199–225.
19. *Romanova N.N., Annenkov S.Y.* Three-wave resonant interactions in unstable media // J. Fluid Mech. 2005. V. 539. P. 57–91.
20. *Kostykin S.V., Romanova N.N., Yakushkin I.G.* On stochastic stabilization of the Kelvin-Helmholtz instability by three-wave resonant interaction // Chaos. 2011. Dec. V. 21(4). 043117. <https://doi.org/10.1063/1.3656800>
21. *Романова Н.Н., Чхетиани О.Г., Якушкин И.Г.* Влияние нелинейных взаимодействий на развитие неустойчивости в волновых гидродинамических системах // ЖЭТФ. 2016. Т. 149. № 5. С. 1043–1056.
22. *Romanova N.N.* Hamiltonian approach to the derivation of evolution equations for wave trains in weakly unstable media // Nonlinear Proc. Geophys. 1998. V. 5. P. 241–253.
23. *Романова Н.Н., Якушкин И.Г.* Гамильтоново описание движений в идеальной расслоенной жидкости // ДАН. 2001. Т. 380. № 5. С. 630–634.
24. *Должанский Ф.В.* О механических прообразах фундаментальных гидродинамических инвариантов и медленных многообразий // УФН. 1995. Т. 175. Вып. 12. С. 1258–1288.
25. *Должанский Ф.В.* Основы геофизической гидродинамики. М.: Физматлит, 2011. С. 264.
26. *Заславский Г.М.* Стохастичность динамических систем. М.: Наука, 1984. С. 272.
27. *Заславский Г.М.* Физика хаоса в гамильтоновых системах. Москва–Ижевск: Ин-т компьютерных исследований, 2004. С. 294.
28. *Рабинович М.И., Трубецков Д.И.* Введение в теорию колебаний и волн. НИЦ “Регулярная и хаотическая динамика”, 2000. С. 560.
29. *Van Groesen E.* Deformation of coherent structures // Rep. Prog. Phys. 1996. V. 59. P. 511–600. Printed in the UK. 1996.
30. *Должанский Ф.В., Пономарев В.М.* Простейшие медленные многообразия баротропных и бароклинных движений вращающейся жидкости // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2002. Т. 38. С. 316–325.
31. *Гурбатов С.Н., Саичев А.И., Якушкин И.Г.* Нелинейные волны и одномерная турбулентность в средах без дисперсии // УФН. 1984. Т. 141. Вып. 2. С. 221–253.

On Coherent and Stochastic Structures in Hydrodynamic Flows with a Velocity Shift

I. G. Yakushkin*, **

Oboukhov Institute of Atmospheric Physics, Russian Academy of Sciences, Pyzhevskii per., 3, Moscow, 119017 Russia

**e-mail: lgg@ifaran.ru*

***e-mail: aakhapaev@gmail.com*

The article describes various structures formed during the stabilization of instability in wave and vortex flows of an ideal liquid. The problem of wave structures in an incompressible fluid flow stratified by density and velocity is considered in detail. Instability stabilization occurs as a result of the interaction of an unstable wave with waves forming a resonant triplet with it. In this case, structures of a regular and stochastic nature arise. The paper analyzes and describes the scenario of the transition of the system to the stochastic mode. The formulation corresponds to atmospheric currents under wind shear, but the results obtained can be used in other problems of the theory of nonlinear waves and vortices. The article shows that structures of a similar nature also arise in vortex flows, both ideal and viscous liquids.

Keywords: coherent and stochastic structures, shear flows, instability of flows

УДК 532.5: 551.51: 551.55

СТРАТИФИЦИРОВАННЫЕ ТЕЧЕНИЯ, ОБУСЛОВЛЕННЫЕ ПРОСТРАНСТВЕННЫМИ НЕОДНОРОДНОСТЯМИ КОЭФФИЦИЕНТОВ ОБМЕНА

© 2022 г. Л. Х. Ингель^{a, b, *}

^aФГБУ “НПО “Тайфун”, ул. Победы, 4, г. Обнинск, 249038 Россия

^bИнститут физики атмосферы им. А.М. Обухова РАН, Пыжевский пер., 3, Москва, 119017 Россия

*e-mail: lev.ingel@gmail.com

Поступила в редакцию 23.03.2021 г.

После доработки 12.06.2021 г.

Принята к публикации 11.08.2021 г.

Обращается внимание на неисследованный механизм генерации плотностных течений в стратифицированных средах. Горизонтальные неоднородности коэффициентов обмена в стратифицированной среде приводят к неоднородностям вертикального диффузионного потока плавучести и ее горизонтального распределения, следовательно, к возникновению горизонтальных неоднородностей гидростатического давления и генерации течений. В качестве примера рассмотрено возникновение упорядоченных течений в стратифицированной по температуре (плотности) турбулентной среде в поле силы тяжести у наклонной поверхности. Это связано с существованием вблизи твердой поверхности области ослабленного турбулентного обмена. У наклонной поверхности при этом возникают горизонтальные составляющие градиентов температуры, плотности и, следовательно, давления. Это, в свою очередь, приводит к возникновению среднего (нетурбулентного) склонового течения даже при отсутствии источников/стоков тепла и количества движения.

Ключевые слова: стратифицированные среды, плотностные течения, неоднородности коэффициентов обмена, склоновые течения, турбулентный обмен, атмосферные течения, отсутствие статических состояний

DOI: 10.31857/S0002351522010047

ВВЕДЕНИЕ

Стратифицированные по плотности геофизические среды, прежде всего, атмосфера, представляют собой неравновесные системы, которые могут находиться в состоянии покоя только когда градиенты плотности параллельны (антипараллельны) направлению силы тяжести. Статическое состояние невозможно, например, при горизонтально-неоднородном нагреве (охлаждении), с чем связаны многие классы течений в таких средах. В настоящей заметке обращается внимание на то, что горизонтальные плотностные неоднородности в стратифицированной среде могут возникать и без неоднородных источников (стоков) плавучести. Они могут быть обусловлены горизонтальными неоднородностями эффективных коэффициентов переноса. Сильная вертикальная изменчивость интенсивности турбулентного обмена в атмосфере общеизвестна и не требует комментариев, но для рассматриваемых ниже эффектов существенны, прежде всего, горизонтальные вариации коэффициентов переноса.

Можно указать ряд факторов, вследствие которых эффективные коэффициенты турбулентного обмена могут заметно меняться по горизонтали. Простейший пример – случай наклонной подстилающей поверхности, когда турбулентный обмен существенно зависит от нормальной к поверхности координаты, т.е. меняется не только в вертикальном, но и в горизонтальном направлении. Неоднородная по горизонтали турбулентность может быть также связана, например, со струйными течениями, проявлениями внутренних гравитационных волн, с высокой неоднородной растительностью или застройкой [1], с интенсивным движением на автостраде. Еще один пример относится к искусственному перемешиванию приземного слоя воздуха (динамические методы борьбы с заморозками – искусственное перемешивание воздуха на защищаемых территориях с помощью мощных вентиляторов или вертолетов). В последнее время активно изучается модификация пограничного слоя атмосферы большими массивами ветроэнергетических установок [2].

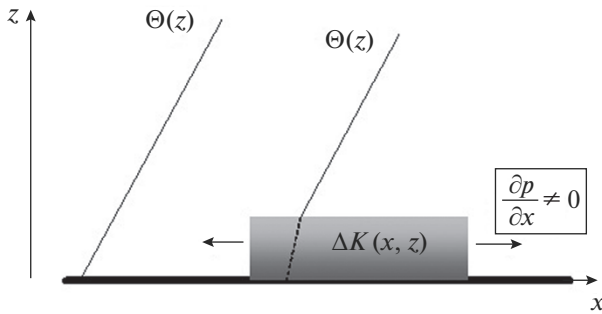


Рис. 1. Схема возникновения течений при горизонтальной неоднородности коэффициента теплопроводности. Горизонтальные стрелки – возможные направления сил градиента давления, возникающих вследствие появления термических неоднородностей.

Физический механизм течений, о которых идет речь, пояснен на рис. 1, где затушевана область, в которой коэффициенты обмена отличаются от “фона”. Неоднородности этих коэффициентов в стратифицированной среде, очевидно, приводят к возникновению горизонтальных неоднородностей в распределениях плавучести, давления и, следовательно, к возникновению горизонтальных течений.

2. Склоновые течения, обусловленные неоднородностью коэффициентов обмена. В качестве простейшего примера рассмотрим стратифицированную среду, ограниченную снизу твердой наклонной поверхностью. Если поверхность, например, холоднее среды, то охлажденный у поверхности более плотный слой среды стекает по склону под собственной тяжестью. Подобные склоновые течения весьма распространены в атмосфере и интенсивно изучаются (см., например, [3–10] и библиографию в этих источниках). Геометрия задачи схематически изображена на рис. 2, где пунктирные линии изображают вертикальные профили потенциальной температуры Θ , возрастание которой с высотой z соответствует устойчивой стратификации среды. Потенциальная температура, с точностью до постоянного отсчетного значения, может быть представлена в виде

$$\Theta = \gamma z + \theta(n). \quad (1)$$

Здесь n – координата, нормальная к наклонной границе, $\gamma > 0$ – фоновый вертикальный градиент потенциальной температуры (предполагается постоянным), θ – отклонение температуры от фона, вызванное влиянием нижней границы.

В сороковые годы была предложена одномерная стационарная модель Прандтля [3–5, 9], которая, будучи весьма прозрачной, и в настоящее время нередко рассматривается как базовая при описании геофизических склоновых течений:

$$0 = K \frac{d^2 u}{dn^2} + \alpha g \theta \sin \varphi, \quad \gamma u \sin \varphi = K \frac{d^2 \theta}{dn^2}. \quad (2)$$

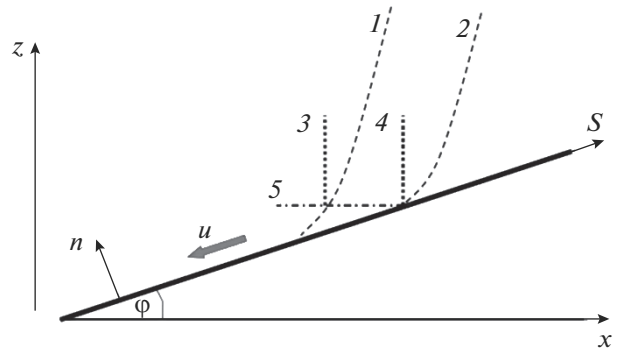


Рис. 2. Схема возникновения течения (обозначено стрелкой) у наклонной поверхности. Вблизи этой поверхности турбулентный обмен ослаблен, поэтому возникают горизонтальные неоднородности температуры и давления. Различие гидростатического давления на вертикалях 3 и 4 пояснено в тексте. В отличие от классической модели Прандтля, течение может возникать при отсутствии источников/стоков на нижней границе – вследствие лишь пространственной неоднородности $K(n)$.

Здесь u – искомая скорость склонового течения, φ – угол склона к горизонту; α – термический коэффициент расширения среды, g – ускорение свободного падения. Коэффициент турбулентного обмена K для простоты предполагаем одинаковым для всех субстанций (обобщение на случай различия значений коэффициентов вязкости и температуропроводности не представляет трудности). Используется приближение Буссинеска.

На наклонной границе $n = 0$, задается отклонение потенциальной температуры θ_0 (отрицательное, если склон охлаждается) и условие прилипания:

$$\theta = \theta_0, \quad u = 0 \quad \text{при} \quad n = 0. \quad (3)$$

Вдали от поверхности ($n \rightarrow \infty$) предполагается затухание возмущений. Система уравнений (2) однородна, и в случае однородности краевых условий ($\theta_0 = 0$) задача, очевидно, имеет нулевое статическое решение.

Модель Прандтля предполагает постоянство коэффициентов обмена. Но эффективные коэффициенты турбулентного обмена в атмосфере существенно зависят от нормальной к поверхности координаты n (обычно уменьшаются при $n \rightarrow 0$). Поэтому многие работы претендуют на соответствующие обобщения этой модели (см., например, [4–7, 9]). Обычно рассматривают обобщенную систему уравнений

$$0 = \frac{d}{dn} \left(K(n) \frac{du}{dn} \right) + \alpha g \theta \sin \varphi, \quad \gamma u \sin \varphi = \frac{d}{dn} \left(K(n) \frac{d\theta}{dn} \right). \quad (4)$$

Эта система с переменными коэффициентами значительно сложнее для анализа, чем (2). В литературе имеется большой опыт численных и приближенных аналитических решений системы (4) (библиографию можно найти, например, в [5, 9]).

Система (4) однородна, как и (2), и также имеет нулевое статическое решение. Термин “статическое решение” в данном контексте подразумевает отсутствие регулярных течений в плоскости (x, z) . Но при этом возможно фоновое горизонтальное течение вдоль другой горизонтальной оси y (в направлении, поперечном склону). Более того, наличие такого фонового течения необходимо для корректной постановки физической задачи, так как обмен предполагается турбулентным, а при полном отсутствии регулярных течений источник турбулентности отсутствует.

Но возможность упомянутого статического решения противоречит простым физическим соображениям, приведенным ниже.

В статическом состоянии из непрерывности диффузионного потока тепла следует постоянство (независимость от высоты) произведения коэффициента обмена и градиента потенциальной температуры. При $n \rightarrow 0$ коэффициент обмена убывает, следовательно, вертикальный градиент в статическом состоянии должен увеличиваться. Это схематически показано на рис. 2.

Если сравнить вес столбов среды на вертикалях 3 и 4, то на одной и той же горизонтальной поверхности 5 этот вес будет различаться: вертикаль 4 включает более холодный (более плотный) участок около наклонной границы. Таким образом, гидростатическое давление на упомянутой горизонтали 5 не будет однородным – в рассматриваемом случае оно уменьшается влево от вертикали 4. Уже из этих качественных соображений видно, что зависимость K и вертикального градиента потенциальной температуры от n приводит к наличию в среде горизонтального градиента температуры и давления и, следовательно, к наличию горизонтальной составляющей силы градиента давления и возникновению склонового течения. Иными словами, статического решения в стратифицированной среде над наклонной поверхностью не существует, так как вес столбов по вертикалям 3 и 4 всегда будет разным; этот факт не зависит от заданной температуры наклонной поверхности. Таким образом, в обычно рассматриваемой системе уравнений (4) теряется фундаментальный факт отсутствия статического решения.

Ошибка в использовании системы (4), насколько мы понимаем, заключается в следующем. В действительности, во второе уравнение (4) должна входить потенциальная температура $\Theta = \gamma z + \theta(n)$, а не только ее отклонение $\theta(n)$. Долгое время на это не обращалось внимания,

поскольку при $K = \text{const}$ указанная ошибка не сказывается на результате, так что модель Прандтля дает правильный результат. Отметим, что в [6] первоначально было рассмотрено правильное уравнение с правой частью

$$\frac{d}{dn} \left[K(n) \left(\gamma \cos \varphi + \frac{d\theta}{dn} \right) \right]. \quad (5)$$

Но затем автор высказал мнение, что слагаемое $\gamma \cos \varphi$ в круглых скобках относительно мало и пренебрег им. Во многих последующих работах это слагаемое не рассматривается без каких-либо комментариев.

Связанная с этим количественная ошибка во многих случаях действительно бывает относительно небольшой, поскольку в приземном слое обычно $\gamma \ll d\theta/dz$. Но при малых отклонениях температуры поверхности возникает не только заметная количественная, но и качественная ошибка: теряется факт отсутствия статического состояния. При $K = K(n)$ второе уравнение (4) после исправления, о котором идет речь, становится неоднородным:

$$-\gamma \sin \varphi + K(n) \frac{d^2 \theta}{dn^2} + \frac{dK(n)}{dn} \frac{d\theta}{dn} = -\gamma \frac{dK(n)}{dn} \cos \varphi. \quad (6)$$

Поэтому статическое решение $\theta = 0$, $u = 0$ становится невозможным, и снимается противоречие с приведенными выше физическими соображениями.

В правой части (6) появился неучтенный ранее эффективный источник/сток тепла. Оценим его интенсивность. Полное эффективное “тепловыделение” на единицу площади наклонной поверхности между уровнями n_1 и n_2 ($n_2 > n_1$), очевидно,

$$c_p \bar{\rho} \gamma [K(n_2) - K(n_1)] \cos \varphi, \quad (7)$$

где c_p – теплоемкость, $\bar{\rho}$ – средняя плотность среды соответственно. Если $c_p = 10^3$ Дж/(кгК), $\bar{\rho} = 1$ кг/м³, $\gamma = 3 \times 10^{-3}$ К/м, $K(n_2) - K(n_1) = 5$ м²/с, $\cos \varphi \approx 1$, то выражение (7) дает эффективный источник тепла около 15 Вт/м². Такой источник может вносить заметный вклад в баланс тепла при относительно слабых кататических ветрах [10].

3. Пример численного решения. В качестве конкретного примера рассмотрим решение для модельного профиля турбулентного обмена, рассмотренного в книге [4] (стр. 268–269) – “соотношение Дородницына”:

$$K(n) = K_0 + (K_1 - K_0) \left[1 - \exp \left(-\frac{n}{h_*} \right) \right]. \quad (8)$$

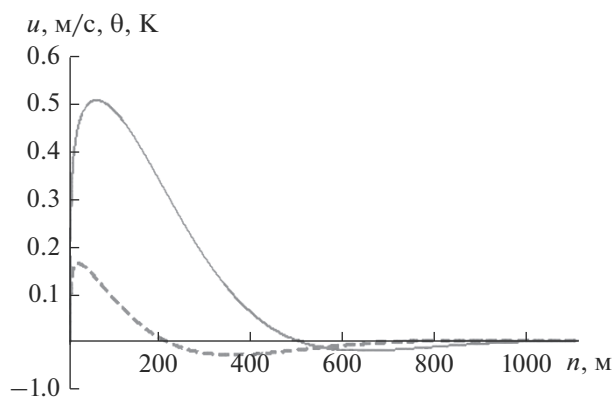


Рис. 3. Профили отклонения потенциальной температуры (штриховая линия) и скорости (сплошная линия) для рассмотренного численного примера.

Примем значения параметров, близкие к [4]: $\varphi = 3 \times 10^{-2}$, $\gamma = 3 \times 10^{-3}$ К/м, $K_1 = 5$ м²/с, $K_0 = 10^{-2}$ м²/с, $\alpha = 3.4 \times 10^{-3}$ К⁻¹, $h_* = 50$ м. Соотношение (8) описывает монотонное возрастание коэффициента турбулентного обмена от малого значения K_0 вблизи нижней границы до характерного для пограничного слоя атмосферы значения K_1 на вертикальных масштабах порядка толщины приземного слоя h_* . На наклонной нижней границе предполагаем однородные краевые условия: $\theta = 0$, $u = 0$. На рис. 3 представлены результаты численного решения системы, состоящей из первого уравнения (4) и уравнения (6). Обычно рассматриваемая система (4) приводит в этом случае к тождественно нулевому решению (не согласующемуся с приведенными выше физическими соображениями); при настоящей уточненной постановке задачи возникает течение, хотя и довольно слабое. Отметим, что при уменьшении угла наклона φ течение может существенно усиливаться и возрастает толщина охваченного им слоя, но при этом возрастает и время выхода на стационарный режим.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе обращается внимание на то, что течения в стратифицированной среде могут возникать в отсутствие источников плавучести и количества движения — вследствие перераспределения диффундирующего через среду тепла из-за пространственной неоднородности коэффициентов переноса. Например, наличие области пониженной интенсивности турбулентного обмена вблизи твердой поверхности (и, следовательно, области пониженной теплопроводности) может приводить к накоплению тепла, приходящего за счет диффузии или (в зависимости от краевых

условий), наоборот, к замедлению диффузионного “прогрева”. Если упомянутая область горизонтально-неоднородна, то указанные термические эффекты приводят к появлению горизонтальных градиентов давления и возникновению плотностных течений. Это означает, в частности, возникновение упорядоченного течения в турбулентной стратифицированной среде у наклонной поверхности.

Горизонтальная неоднородность коэффициентов переноса приводит к отсутствию статических состояний в стратифицированной среде над наклонной поверхностью — склоновое течение возникает при любых краевых условиях на этой поверхности. В литературе по склоновым течениям эта качественная особенность задачи долгое время оставалась незамеченной, тем более, что количественные поправки к расчетным течениям во многих случаях относительно малы.

Турбулентные склоновые течения — лишь простейший пример течений, обусловленных горизонтальными вариациями эффективных коэффициентов турбулентного обмена. Пусть, например, происходит интенсивное перемешивание устойчиво стратифицированного приземного слоя в некоторой области над горизонтальной подстилающей поверхностью (некоторые относящиеся сюда ситуации упомянуты во Введении). Отклонения температуры ΔT , возникающие при таком перемешивании, могут быть порядка γh , где h — толщина перемешанного слоя; амплитуда отклонений гидростатического давления порядка $\alpha \bar{\rho} g \Delta T h$. Приравняв горизонтальную силу градиента давления турбулентной вязкости $\sim Ku/h^2$, получаем оценку скорости горизонтального течения возникающего из-за пространственной неоднородности коэффициентов обмена: $u \sim \alpha g \gamma h^4 / KL$, где L — горизонтальный масштаб перемешанной области. Если, например, $K = 10$ м²/с, $h = 20$ м, $L = 50$ м, $\gamma = 0.1$ К/м, то $u \sim 1$ м/с. Вероятно, эта ориентировочная оценка завышена, поскольку возникающие течения приводят к уменьшению градиентов температуры и давления. Но представляется, что полезно иметь в виду возможность и даже неизбежность возникновения течений такой неисследованной ранее природы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Климат Москвы в условиях глобального потепления. Под ред. А.В. Кислова. М.: Изд. МГУ, 2017. 288 с.
2. *Emeis S.* Wind Energy Meteorology. Atmospheric Physics for Wind Power Generation Wind Energy. Berlin: Springer, 2018. 255 p.
3. *Прандтль Л.* Гидроаэромеханика. НИЦ “Регулярная и хаотическая динамика”: Москва-Ижевск, 2000. 573 с.

4. Гутман Л.Н. Введение в нелинейную теорию мезо-метеорологических процессов. Ленинград: Гидрометеоздат, 1969. 295 с.
5. *Mountain Weather Research and Forecasting. Recent Progress and Current Challenges*, Springer Atmospheric Sciences, F.K. Chow, S.F.J. DeWekker, B. Snyder (eds.). Berlin: Springer, 2013, 750 p.
6. Gutman L.N. On the theory of the katabatic slope wind // *Tellus*. 1983. V. 35A. P. 213–218.
7. Grisogono B., Oerlemans J. Katabatic flow: Analytic solution for gradually varying eddy diffusivities // *J. Atmos. Sci.* 2001. V. 58. № 21. P. 3349–3354.
8. Ингель Л.Х. К нелинейной теории кататических ветров // *Изв. РАН. Механика жидкости и газа*. 2011. № 4. С. 3–12.
9. Giometto M.G., Grandi R., Fang J., Monkewitz P.A., Parlange M.B. Katabatic flow: A closed-form solution with spatially-varying eddy diffusivities // *Boundary-Layer Meteorol.* 2017. V. 162. P. 307–317.
10. Oerlemans J., Grisogono B. Glacier winds and parameterisation of the related surface heat fluxes // *Tellus A*. 2002. V. 54A. P. 440–452.

Stratified Flows Due to Spatial Inhomogeneities of Exchange Coefficients

L. Kh. Ingel^{1, 2, *}

¹ *Research and Production Association “Typhoon”, ul. Pobedy 4, Obninsk, 249038 Russia*

² *Obukhov Institute of Atmospheric Physics, Russian Academy of Sciences, Pyzhevskii per. 3, Moscow, 119017 Russia*

*e-mail: lev.ingel@gmail.com,

Attention is drawn to the unexplored mechanism of generation of density currents in stratified media. Horizontal inhomogeneities of the exchange coefficients in a stratified medium lead to inhomogeneities of the vertical diffusion flow of buoyancy and its horizontal distribution. Consequently – to the emergence of horizontal inhomogeneities of hydrostatic pressure and the generation of currents. The appearance of ordered flows in a temperature (density) stratified turbulent medium in a gravity field near an inclined surface is considered as an example. This is due to the existence of a region of weakened turbulent exchange near the solid surface. In this case, horizontal components of the temperature, density and, consequently, pressure gradients appear near the inclined surface. This, in turn, leads to the emergence of an average (non-turbulent) slope current even in the absence of heat and momentum sources/sinks.

Keywords: stratified media, density currents, inhomogeneities of exchange coefficients, slope currents, turbulent exchange, atmospheric currents, absence of static states

УДК 551.511.3;551.511.31;551.558.21;551.513.27

МОДЕЛИРОВАНИЕ ОСТАТОЧНОЙ МЕРИДИОНАЛЬНОЙ ЦИРКУЛЯЦИИ В РАЗНЫЕ ФАЗЫ КВАЗИДВУХЛЕТНЕГО КОЛЕБАНИЯ

© 2022 г. А. В. Коваль^{a, b, *}, Н. М. Гаврилов^{a, **}, А. И. Погорельцев^{a, b, ***}, М. М. Ефимов^a

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

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

*e-mail: a.v.koval@spbu.ru

**e-mail: n.gavrilov@spbu.ru

***e-mail: apogor@rshu.ru

Поступила в редакцию 23.06.2021 г.

После доработки 17.09.2021 г.

Принята к публикации 07.10.2021 г.

Изучена чувствительность остаточной меридиональной циркуляции (ОМЦ) в средней и верхней атмосфере к изменению фазы квазидвухлетнего колебания (КДК) низкоширотного зонального ветра в стратосфере. Для расчета ОМЦ используются поля ветра и температуры, полученные с использованием нелинейной модели общей циркуляции средней и верхней атмосферы МСВА. Впервые показаны статистически значимые результаты, иллюстрирующие изменение индуцированных волнами вихревых потоков во внетропической страто-мезосфере в разные фазы КДК. В частности, продемонстрировано общее ослабление вихревой циркуляции в северном полушарии при западной фазе КДК, за исключением области, расположенной в средних широтах, в интервале высот 50–60 км. Исследование чувствительности ОМЦ к изменению фаз КДК помогает лучше понять особенности динамического взаимодействия между тропическими и внетропическими широтами, а также различными слоями атмосферы, влияющими на циркуляционный перенос и перемешивание долгоживущих атмосферных компонент.

Ключевые слова: численное моделирование, остаточная меридиональная циркуляция, квазидвухлетнее колебание

DOI: 10.31857/S0002351522010059

1. ВВЕДЕНИЕ

Циркуляционный перенос газовых примесей между средней атмосферой и тропосферой оказывает влияние на общее распределение климатически активных атмосферных газовых составляющих. Основным механизмом глобального переноса консервативных примесей (см., например, [1]) между стратосферной и тропосферой является меридиональная циркуляция Брюера–Добсона (ЦБД) [2, 3], связанная с глобальным переносом массы, при котором тропосферный воздух входит в стратосферу в тропиках, затем перемещается к полюсам и опускается вниз в средних и высоких широтах. На высотах мезосферы принято рассматривать мезосферную меридиональную циркуляцию, подразумевающую перенос массы из летнего полушария в зимнее [4].

Известно, что при рассмотрении “эйлеровой” средней меридиональной циркуляции, т.е. при зональном осреднении меридионального и вертикального циркуляционных потоков, при усло-

вии стационарности и горизонтальной однородности гидродинамических полей, в уравнениях динамики происходит компенсация вихревых потоков импульса и тепла адвективными потоками импульса и тепла [5]. Это свойство не позволяет выделить и диагностировать непосредственное волновое воздействие на средний поток. Компенсация волновых и средних течений при эйлеровском подходе происходит и в уравнении неразрывности для долгоживущих газовых составляющих, и, таким образом, применение эйлеровой средней меридиональной циркуляции неэффективно для вычисления их переноса [6].

С целью преодоления указанного недостатка принято использовать альтернативные подходы к анализу зонально-осредненной циркуляции, такие как неадиабатическая циркуляция (“mass (diabatic) circulation” [7]), преобразованная эйлерова средняя циркуляция (“Transformed Eulerian Mean” [8]), Лагранжева циркуляция (“Lagrangian-Mean” [9]) и др. В данном исследовании

использован подход в терминах преобразованной эйлеровой средней циркуляции, впервые введенный в исследовании [8], который обеспечивает эффективную диагностику волнового воздействия на средний поток, а также позволяет произвести оценку процессов переноса газовых примесей в меридиональной плоскости. Он основан на рассмотрении средней остаточной меридиональной циркуляции (ОМЦ), представляющей собой комбинацию вихревого и адвективного среднего переноса. Рассчитанная при помощи такого подхода остаточная циркуляция позволяет оценить ту часть среднего потока, вклад которой в адиабатическое изменение температуры воздуха не компенсируется дивергенцией индуцированного волной потока тепла [10]. Атмосферные движения в рамках ОМЦ на средних и высоких широтах имеют сильный сезонный цикл с большими межполушарными различиями. Так, для анализа структуры ОМЦ были введены такие понятия, как “тропический апвеллинг” и “внетропический даунвеллинг” (tropical upwelling/extratropical downwelling) в стратосфере, представляющие собой интегральный поток массы в нижней стратосфере и характеризующие общую силу ОМЦ (например, [11–13]). Причем границы области тропического апвеллинга в нижней стратосфере, т.е. широты, на которых вертикальная остаточная скорость меняет знак с положительного на отрицательный, определяются как “разворотные широты” (turnaround latitudes [14]). В сезоны солнцестояния область тропического апвеллинга перемещается в сторону летнего полушария (см., например, рис. 4а в [15]).

Квазидвухлетнее колебание (КДК) экваториального зонального ветра является одной из важных особенностей динамики средней атмосферы (например, [16, 17]). С периодичностью порядка двух лет направление зонального ветра меняется на противоположное. Период КДК варьируется от 22 до 34 мес. при среднем значении 28 месяцев. Наибольшие скорости зонального ветра достигаются на высотах 20–30 км — около 20 м/с для зонального ветра, направленного на восток и около –30 м/с — на запад. При этом, граница между восточным и западным ветром со временем опускается со скоростью ~1 км/мес. Хотя КДК является динамическим процессом, происходящим в стратосфере вблизи экватора, его влияние в виде квазидвухлетней периодичности наблюдается во всех гидродинамических полях на всех широтах и высотах [16, 18]. В исследовании [19] получен вывод, что эффект КДК на высоких широтах может быть связан с индуцированными изменениями в термическом сбалансированной субтропической струе и связанным с этим показателем преломления, который ограничивает распространение волн России в субтропиках, усиливая волновую активность и глобальную меридиональную циркуляцию.

В данной работе производится моделирование общей атмосферной циркуляции для января при восточной и западной фазах КДК. На основе полей ветра и температуры рассчитываются вертикальная и меридиональная компоненты ОМЦ, а также разности компонент ОМЦ между фазами КДК, интерпретируемые как результат динамического воздействия КДК на остаточную циркуляцию. Подробное изучение воздействия КДК на остаточную циркуляцию, в частности, на индуцированный планетарными волнами вихревой вклад в меридиональную циркуляцию, до высот нижней термосферы (до 100 км) с получением статистически достоверных результатов проводится впервые. Рассмотрение эйлеровой средней и остаточной меридиональной циркуляции позволяет оценить как общий циркуляционный перенос атмосферных газов, так и вклад в этот перенос волновых процессов в средней и верхней атмосфере.

2. МЕТОДОЛОГИЯ

С целью исследования динамического воздействия КДК в атмосфере, при моделировании общей циркуляции атмосферы в данном исследовании используется 3-мерная нелинейная механическая численная модель общей циркуляции средней и верхней атмосферы “МСВА” [20, 21], одна из наиболее активно развиваемых в последние годы в России моделей волновой атмосферной динамики (см., например, [22–26] и ссылки в них). Модель МСВА основана на стандартной системе примитивных уравнений в сферической системе координат [27]. Основные рассчитываемые моделью параметры включают зональную, меридиональную, и вертикальную компоненты скорости, геопотенциал и температуру. Шаги горизонтальной сетки модели составляют 5.625° по долготе и 5° по широте. Вертикальная сетка модели представляет собой log-изобарическую координату $z = -H \ln(p/p_0)$, где p_0 — приземное давление и $H = 7$ км. Используется версия модели с 48 уровнями по высоте, соответствующими высотному диапазону от поверхности Земли до 135 км. Шаг интегрирования по времени составляет 450 с. Модель МСВА может воспроизводить квази-стационарные и распространяющиеся на восток и запад планетарные волны с периодами 2–16 сут [28]. МСВА также включает параметризацию динамических и тепловых эффектов гравитационных волн неорографического происхождения [29, 30]. Для учета теплового и динамического воздействия мезомасштабных орографических волн в модели МСВА используется параметризация орографических волн, разработанная Гавриловым и Ковалем [31]. Распространение ОГВ в диссипативную вертикально неоднородную атмосферу приводит к обмену энергией между фоно-

вым потоком и волнами, а также, к нагреву атмосферы за счет диссипации энергии волн. Для расчета полного потока волновой энергии, F_E , волнового ускорения $a_{w\xi}$ вдоль оси ξ , направленной вдоль горизонтального волнового вектора \mathbf{m} и полной скорости теплового воздействия, ε_w , создаваемых стационарными ОГВ с наблюдаемыми частотами $\sigma = 0$, Гаврилов и Коваль [31] получили поляризационные соотношения, принимая во внимание вращение атмосферы, и получили следующие выражения:

$$\begin{aligned} F_E &= -\frac{\bar{\rho} f^2 U^2}{2mk\bar{v}_\xi}; \quad k^2 = \frac{N^2}{\bar{v}_\xi^2} \left(1 - \frac{f^2}{m^2 \bar{v}_\xi^2}\right)^{-1}, \\ a_{w\xi} &= -\frac{k^2 U^2}{2\bar{v}_\xi} (v + K_z) \left(1 + \frac{1}{(\gamma - 1) \text{Pr}}\right), \\ \varepsilon_w &= (v + K_z) \delta k^2 U^2, \quad \delta = \frac{f^2}{m^2} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial \bar{v}_\xi^2}{\partial z}\right)^{-1}, \end{aligned} \quad (1)$$

где v и K_z – коэффициенты кинематической и турбулентной вязкости; m и k – горизонтальное и вертикальное волновые числа; \bar{v}_ξ – скорость верта вдоль оси ξ ; ρ – плотность атмосферы; f – параметр Кориолиса; Pr – эффективное число Прандтля; N – частота Брента–Вяйсяля; $\gamma = c_p/c_v$ – отношение теплоемкостей, δ – коэффициент, зависящий от вертикального градиента средней горизонтальной скорости [31]. Рассчитанные притоки тепла, создаваемые ОГВ, добавляются в уравнение притока тепла МСВА, а зональная и меридиональная компоненты волнового ускорения – в уравнения МСВА для соответствующих составляющих скорости. Используемая параметризация ОГВ, позволяет наиболее точно, по сравнению с существующими аналогами, обзор которых представлен в [32], рассчитывать энергетические и динамические вклады ОГВ с учетом вращения атмосферы.

С подробным описанием учитываемых в актуальной версии модели процессов и схемой численного эксперимента можно ознакомиться в [26].

Учет различных фаз КДК в МСВА. Чтобы воспроизвести КДК в модели МСВА, Погорельцев с соавторами [28] предложили использовать дополнительное слагаемое в уравнении импульса для зонального ветра, которое пропорционально разнице между рассчитанными и наблюдаемыми зонально-осредненными величинами на широтах между 17.5° ю.ш. и 17.5° с.ш. и высотах от 0 до 50 км. На основе рассмотрения данных реанализа Метеорологической службы Великобритании (UK Met Office [33]) были выбраны отдельные годы с западными и восточными фазами КДК, и вычислены средние зонально-осредненные распределения зонального ветра и температуры для обеих

фаз КДК. В работе [34] показано, что данных за десять лет достаточно, чтобы зафиксировать достоверную климатологию метеорологических полей. Поля температуры и геопотенциала, полученные с использованием данных реанализа метеорологической информации UK Met Office и осредненные по выбранным годам, используются в МСВА при инициализации модели для воспроизведения соответствующих фаз КДК.

Ансамбли расчетов МСВА. Относительно небольшие изменения начальных условий могут оказать существенное влияние на эволюцию моделируемой стратосферы [35]. Так, малые вариации в структуре и амплитуде планетарных волн в нелинейной модели влекут за собой изменения среднего потока, влияющие на условия распространения этих волн. В результате, после достаточно длительного интегрирования по времени, стратосферная динамика проявляет существенную изменчивость и для достижения статистической значимости модельных расчетов необходимы ансамблевые расчеты общей атмосферной циркуляции.

В модели МСВА, ансамбли формируются из отдельных расчетов (прогонов) МСВА, соответствующих разным фазам вращающихся среднего ветра и ПВ в средней атмосфере [36]. Эти фазы в МСВА контролируются изменением даты включения суточных вариаций солнечного нагрева и генерации нормальных атмосферных мод [21]. Начальные и фоновые условия для всех модельных расчетов берутся идентичными.

С целью изучения изменений остаточной циркуляции в разные фазы КДК, были использованы ансамбли из 12 пар расчетов модели МСВА для условий, характерных для восточной и западной фаз КДК. Для статистической обработки данных ансамблей используется разработанный автором пакет программ [23], который использует стандартные критерии и позволяет в автоматическом режиме определить минимально необходимый объем ансамбля, при котором достигается 95% уровень значимости ненулевой разности между величинами, рассчитанными для разных фаз КДК.

Остаточная циркуляция в данном исследовании понимается в контексте преобразованной эйлеровой средней циркуляции [8]. Меридиональную и вертикальную компоненты остаточной средней циркуляции можно получить по стандартным формулам [8], которые после ряда преобразований приведены к виду, удобному для использования при обработке моделируемых полей ветра и температуры в МСВА:

$$\bar{v}^* = \bar{v} - \frac{1}{\partial \bar{\theta} / \partial z} \left(-\frac{\overline{v' \theta'}}{H} + \frac{\partial \overline{v' \theta'}}{\partial z} - \frac{\overline{v' \theta'}}{\partial \bar{\theta} / \partial z} \frac{\partial^2 \bar{\theta}}{\partial z^2} \right), \quad (2)$$

$$\bar{w}^* = \bar{w} + \frac{1}{a \cos \varphi} \frac{1}{\partial \bar{\theta} / \partial z} \times \left(-\sin \varphi \overline{v' \theta'} + \cos \varphi \left(\frac{\partial \overline{v' \theta'}}{\partial \varphi} - \frac{\overline{v' \theta'}}{\partial \bar{\theta} / \partial z} \frac{\partial^2 \bar{\theta}}{\partial z \partial \varphi} \right) \right). \quad (3)$$

Здесь черта сверху обозначает зонально осредненные величины, штрихи – отклонения величин от зонально-осредненных значений; v и w – меридиональный и вертикальный ветер; θ – потенциальная температура; φ – широта; a – радиус Земли.

В отличие от средней эйлеровой циркуляции остаточная вертикальная скорость для осредненных по времени условий пропорциональна результирующей скорости неадиабатического нагрева. Ее можно трактовать, как неадиабатическую циркуляцию в меридиональной плоскости [10], то есть циркуляцию, при которой происходит нагрев поднимающегося объема воздуха и охлаждение опускающегося, и при этом их потенциальная температура приспособляется к локальной среде. Таким образом, осредненная по времени остаточная меридиональная циркуляция аппроксимирует среднее движение воздушных масс и, следовательно, в отличие от обычной средней эйлеровой циркуляции представляет собой аппроксимацию среднего адвективного перемещения газовых составляющих. В предыдущих публикациях авторов [22, 26] показано, что рассчитанная при помощи рассмотренного подхода ОМЦ на базе ансамблей расчетов МСВА хорошо согласуется по структуре и величине с меридиональной циркуляцией, рассчитанной по данным наблюдений или ассимилированным данным.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 1а представлено широтно-высотное распределение компонент ОМЦ для восточной фазы КДК, рассчитанных по формулам (2) и (3) на основе полей ветра и температуры для января месяца, полученных из ансамблевых расчетов МСВА. В мезосфере, выше 50–60 км, различима глобальная меридиональная ячейка циркуляции с восходящим потоком в высоких и средних широтах летнего (южного) полушария и нисходящим движением воздушных масс в зимнем (северном) полушарии. В стратосфере можно видеть глубокую ветвь циркуляции Брюэра–Добсона, представляющую собой тропический апвеллинг и внетропический даунвеллинг, при этом, в северном полушарии ячейка циркуляции значительно сильнее, чем в южном [6].

В целом, распределения компонент ОМЦ, аналогичные приведенным на рис. 1а, соответствуют полученным в работе [37], рассчитанным на основе данных модели общей циркуляции

СМАМ (Canadian Middle Atmosphere Model). Помимо модельных данных, для анализа остаточной меридиональной циркуляции использовались данные наблюдений с помощью микроволнового контура (MLS) на борту спутника исследования верхней атмосферы (UARS): так, в работе [38] представлены распределения вертикальной и меридиональной компонент остаточной циркуляции, которые также согласуются с рассчитанными нами данными. Хорошее соответствие с данными, представленными на рис. 1а, также было получено в [39], где представлены поля ОМЦ для зимних месяцев в северном полушарии, рассчитанные на базе спутниковых данных LIMS (Limb Infrared Monitor of the Stratosphere на спутнике Nimbus-7).

На рис. 1б представлены разности меридиональной и вертикальной компонент ОМЦ между годами с западной и восточной фазами КДК, соответствующие распределениям на рис. 1а. На обоих рисунках видны существенные положительные и отрицательные разности в экваториальной области на высотах 30–60 км, которые соответствует значительным (до 40%) изменениям ОМЦ.

Усиление циркумполярного вихря в высокоширотной северной стратосфере, наблюдаемое при западной фазе КДК [16], в уравнении движения МСВА способствует направленным на юг (отрицательным) ускорениям меридиональной циркуляции, замедляющим положительную остаточную меридиональную скорость в соответствующих областях на левом рис. 1б, что в свою очередь взаимосвязано с ослаблением нисходящей компоненты ОМЦ в высоких северных широтах на правом рис. 1б. Сходные результаты в нижней стратосфере были получены в исследовании [16], которые проанализировали реакцию внетропической циркуляции на КДК и показали, что она особенно сильна в течение северной зимы, когда направленное на восток среднее струйное течение слабее во время восточной фазы КДК, чем во время западной. На высотах мезосферы/нижней термосферы (МНТ области) видно общее ослабление компонент ОМЦ при западной фазе КДК, кроме небольшой области на средних северных широтах, выше 80 км.

Главные изменения зональной скорости при КДК происходят в низкоширотной стратосфере [25]. В этой области КДК может модифицировать волноводы, по которым распространяются ПВ. Эти ПВ распространяются в средние и высокие широты и в верхние слои атмосферы, где могут взаимодействовать с атмосферной циркуляцией, распространяя таким образом эффект от КДК в другие слои и области атмосферы. Существенное влияние на структуру циркуляции средней атмосферы оказывают в зимний период и внезапные стратосферные потепления (ВСП) [40]: при запад-

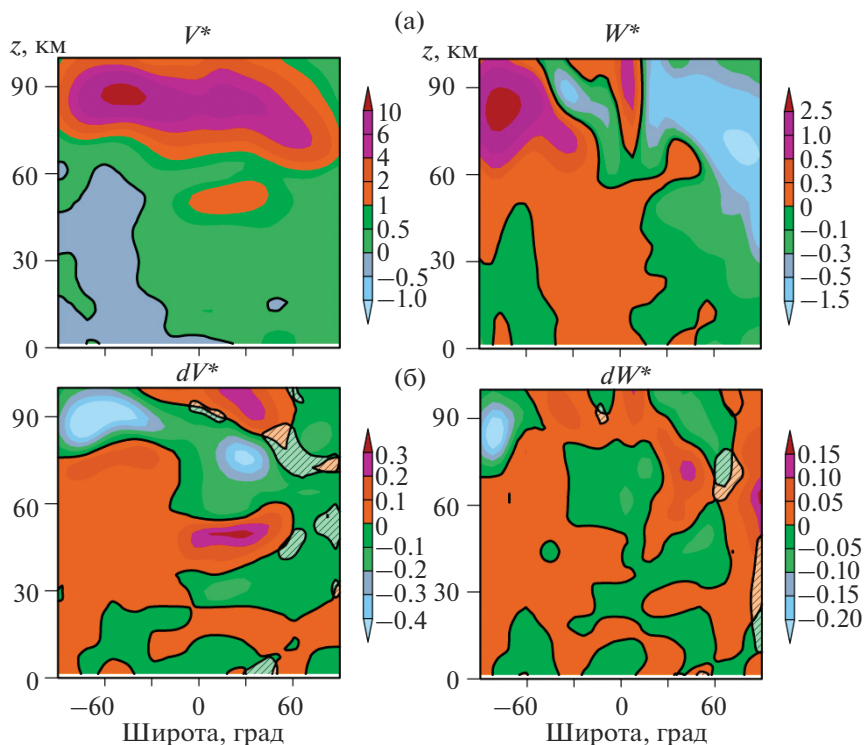


Рис. 1. Широтно-высотные распределения меридиональной (в м/с, слева) и вертикальной (в см/с, справа) компонент ОМЦ, для восточной фазы КДК в январе; б: приращения соответствующих компонент за счет перехода от восточной к западной фазе КДК. Сплошные линии показывают нулевые значения, заштрихованные области – недостоверные данные.

ной фазе КДК циркумполярный вихрь сильнее и менее возмущен, что приводит к уменьшению количества событий ВСП [18]. Такое поведение воспроизводится и в МСВА: из 12 расчетов, формирующих ансамбли, ВСП наблюдалось в течение января при восточной фазе 10 раз и 7 раз – при западной. С целью оценки статистической значимости рассчитанных приращений ОМЦ на рис. 1б, была проведена проверка гипотезы об их отличии от нуля с использованием подхода на основе парного *t*-критерия Стьюдента [23]. Среднемесячные значения приращений компонент ОМЦ на каждой широте и высоте в модели МСВА получены осреднением по $180 \times 12 = 2160$ (4-часовые данные за месяц, ансамбль из 12 прогонов МСВА) разностей пар модельных полей в каждом узле сетки. Области, со статистически недостоверными приращениями на уровне значимости 95%, обозначены штриховкой.

Ранее, изучение изменений ОМЦ в разные фазы КДК проводилось на основе обработки базы данных ассимиляции метеорологической информации УК Met Office [33]. В частности, в работе [41], рис. 5 представлены приращения ОМЦ, которые, с точностью до множителя “-1” (т.к. в работе приводятся разности “восточная – западная” фаза) имеют сходную структуру с распределения-

ми, рассчитанными в данной работе. В предыдущих работах [42] было также показано, что воздействие на ОМЦ со стороны планетарных волн усиливается при восточной фазе КДК, что способствует ускорению ОМЦ в стратосфере. Это подтверждают и наши расчеты, показавшие, в частности, существенное ослабление амплитуды стационарной планетарной волны с зональным числом 1 (СПВ1) в средне- и высокоширотной стратосфере северного полушария при западной фазе, сопровождающееся усилением циркумполярного вихря, что согласуется с теорией (например, [4]). Схожие тенденции изменений остаточной циркуляции при разных фазах КДК представлены в [43].

С целью более детального анализа изменений ОМЦ в стратосфере, мы рассмотрели меридиональные и вертикальные компоненты ОМЦ, осредненные по различным широтным интервалам (рис. 2). Весь диапазон широт был разделен на три промежутка между точками разворота: широтами, где стратосферный остаточный вертикальный ветер меняет свой знак. В классических работах (например, [14]) при исследовании меридиональной циркуляции в тропосфере и нижней стратосфере, точки разворота принято рассматривать на высоте 70 гПа. В нашем исследовании, посвященном

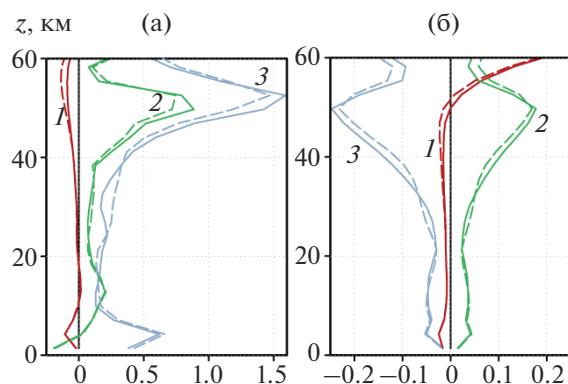


Рис. 2. Меридиональная (а, м/с) и вертикальная (б, см/с) остаточная скорость по широтным поясам 90° ю.ш.– 50° ю.ш., 50° ю.ш.– 15° с.ш. и 15° с.ш.– 90° с.ш. (линии 1–3 соответственно) за январь по данным МСВА. Пунктирные и сплошные линии соответствуют восточной и западной фазам КДК.

средней и верхней стратосфере, точки разворота рассчитываются в высотном интервале 10–50 км. Используя этот подход, мы получили область тропического стратосферного апвеллинга между 50° ю.ш. и 15° с.ш. (линии, обозначенные цифрой 2 на рис. 2б) и внетропический даунвеллинг к полюсам от этих широт (линии 1 и 3).

Указанные выше вертикальные потоки продемонстрированы на рис. 2б. Если сравнивать сплошные и пунктирные линии, соответствующие восточной и западной фазам КДК, то заметны рассмотренные нами изменения ОМЦ в интервале 20–30 км, где наблюдается ослабление циркуляции в зоне апвеллинга и даунвеллинга при западной фазе КДК по сравнению с восточной фазой. Соответствующие изменения меридиональной компоненты ОМЦ представлены на рис. 2а. В диапазоне 50–60 км наблюдается противоположный эффект – усиление ОМЦ при западной фазе.

Индукцированная волнами вихревая циркуляция. Разности между остаточными и эйлеровыми компонентами меридиональной скорости описывают так называемую вихревую циркуляцию, которая описывает вклад в незональные движения, создаваемые в основном приливами и планетарными волнами [4]. На рис. 3а показаны меридиональная и вертикальная составляющие вихревой циркуляции при восточной фазе КДК. На правой панели рисунка 3а показано, что атмосферные волны создают сильные восходящие потоки в средних широтах северного полушария, которые формируют направленный к полюсу меридиональный ветер в высоких широтах с максимумом на высотах 40–50 км на левом рис. 3а, а также нисходящие потоки вблизи северного полюса на правом рис. 3а. Это согласуется с существующей теорией [4, 6], показывающей, что области вихревых потоков создаются СПВ,

распространяющимися вверх из северной тропосферы вдоль волноводов (например, [44]). Эти волноводы расположены в северной (зимней) стратосфере, что способствует распространению СПВ на этих высотах и возникновению значительной вихревой циркуляции. Этот вихревой вклад в целом направлен навстречу средней эйлеровской циркуляции в стратосфере, и в ее сторону в области МНТ [45]. Пиковые значения вихревых компонент на рис. 3а могут существенно превышать компоненты остаточной циркуляции на соответствующих графиках на рис. 1а. Это подтверждает выводы о значительной компенсации вихревых компонент среднезональной эйлеровой циркуляцией.

Правая часть рис. 3б показывает, что при западной фазе КДК происходит увеличение скорости восходящего вихря на средних северных широтах на высотах 40–50 км. Это вызывает положительные приращения меридиональной компоненты на левом рис. 3б на широтах ниже 60° с.ш. и соответствующих высот. На высоких широтах на рис. 3б наблюдается ослабление нисходящей вихревой компоненты при западной фазе КДК, что сопровождается ослаблением и меридиональной компоненты в этой области. В целом, эти процессы способствуют ослаблению ОМЦ на рис. 1б при западной фазе КДК. В южной (летней) страто-мезосфере СПВ не распространяются (см., например, [25]), и общая структура вихревой составляющей циркуляции отражает структуру волноводов СПВ. На высотах более 50 км эти волноводы пересекают экватор и могут распространяться в южное полушарие. Это подтверждает гипотезы, что распространение СПВ из северной зимней стратосферы по волноводам, простирающимся до летнего полушария на высотах более 50–60 км, может изменять вихревую и остаточную циркуляцию в области МНТ южного полушария.

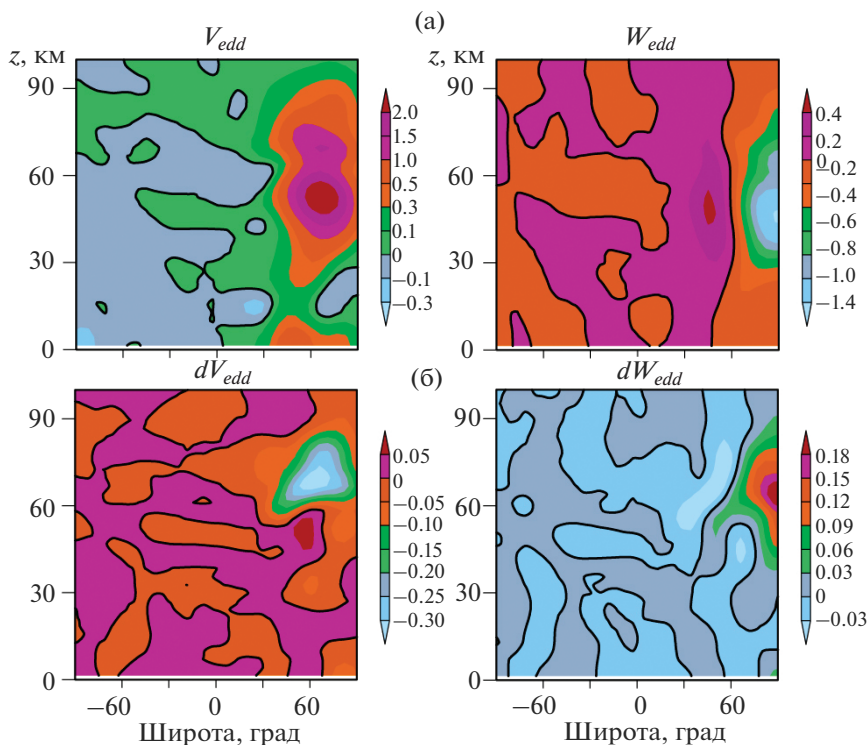


Рис. 3. То же, что на рис. 1, но для индуцированной волной вихревой циркуляции.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С целью диагностики волнового воздействия на средний поток, а также для обеспечения возможности расчета переноса газовых примесей в меридиональной плоскости, в данном исследовании используется подход в рамках расчета преобразованной эйлеровой средней циркуляции. Он основан на рассмотрении так называемой средней остаточной меридиональной циркуляции (ОМЦ), представляющей собой сумму вихревого и адвективного среднего переноса. Осредненная по времени остаточная меридиональная циркуляция аппроксимирует результирующее движение воздушных масс и, в отличие от обычной средней эйлеровой циркуляции, представляет собой удобный инструмент для оценки переноса консервативных примесей в атмосфере.

В качестве исходных полей ветра и температуры для расчета ОМЦ используются результаты ансамблевый расчетов общей атмосферной циркуляции с помощью модели МСВА для начальных и фоновых условий, соответствующих восточной и западной фазам КДК.

Результаты численных экспериментов показали существенную чувствительность ОМЦ к изменению фазы КДК как в тропической, так и во внетропической областях атмосферы. Различия в меридиональной и вертикальной остаточных скоростях могут достигать до 30–40%. При этом,

ослабление восходящей и нисходящей ветвей ОМЦ в средней стратосфере при западной фазе сопровождается их усилением в верхней стратосфере, которые связаны с локальным усилением вихревой циркуляции в этой области. В южном полушарии изменение ОМЦ наблюдается только на высотах МНТ области, что обусловлено особенностями распространения СПВ в летнем полушарии, оказывающих основное влияние на структуру вихревой циркуляции.

Общая структура вихревой составляющей циркуляции отражает структуру волноводов СПВ. При этом пиковые значения вихревых компонент меридиональной циркуляции могут существенно превышать компоненты остаточной циркуляции в соответствующих областях атмосферы, что свидетельствует о значительной компенсации вихревых течений среднезональной эйлеровой циркуляцией. При западной фазе КДК происходит усиление вихревой циркуляции на средних северных широтах в диапазоне 40–50 км и общее ее ослабление в других областях северного полушария, что объясняется ослаблением волновой активности СПВ в средних и высоких северных широтах и усилением циркумполярного вихря.

Благодарности. Моделирование общей циркуляции, статистическая обработка данных ансамблей и расчет остаточной меридиональной циркуляции выполнен при поддержке Российского научного фонда (грант № 20-77-10006). Модер-

низация параметризации ОГВ в модели МСВА сделана в Лаборатории исследований озонового слоя и верхней атмосферы СПбГУ при поддержке Министерства образования и науки РФ (соглашение № 075-15-2021-583).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Fishman J., Crutzen P. J.* The origin of ozone in the troposphere // *Nature*. 1978. V. 274. P. 855–857.
2. *Dobson G.M.B., Harrison D.N., Lawrence J.* Measurements of the amount of ozone in the Earth's atmosphere and its relation to other geophysical conditions // *Proc. R. Soc.*, 1929. A122. 456–486.
3. *Brewer A.W.* Evidence for a world circulation provided by measurements of helium and water vapour distribution in the stratosphere // *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 1949. V. 75. 351–363.
<https://doi.org/10.1002/qj.49707532603>
4. *Holton J.R.* The dynamic meteorology of the stratosphere and mesosphere // *Meteorol. Monogr.* 1975. V. 15(37). P. 1–218.
5. *Charney J.G., Drazin P.G.* Propagation of planetary-scale disturbances from the lower into the upper atmosphere // *J. Geophys. Res.* 1961. V. 66. P. 83–109.
6. *Butchart N.* The Brewer-Dobson circulation // *Rev. Geophys.* 2014. V. 52. P. 157–184.
<https://doi.org/10.1002/2013RG000448>
7. *Murgatroyd R.J., Singleton F.* Possible meridional circulations in the stratosphere and mesosphere // *Q. J. R. Meteorol. Soc.* 1961. V. 87. P. 125–135.
<https://doi.org/10.1002/qj.49708737202>
8. *Andrews D.G., McIntyre M.E.* Planetary waves in horizontal and vertical shear: The generalized Eliassen-Palm relation and the mean zonal acceleration // *J. Atmos. Sci.* 1976. V. 33. P. 2031–2048.
9. *Andrews D.G., McIntyre M.E.* An exact theory of non-linear waves on a Lagrangian mean flow // *J. Fluid Mech.* 1978. V. 89. P. 609–646.
10. *Shepherd T.G.* Transport in the middle atmosphere // *J. Meteor. Soc. Japan*. 2007. 85B. P. 165–191.
11. *Butchart N., Scaife A. A.* Removal of chlorofluorocarbons by increased mass exchange between stratosphere and troposphere in a changing climate // *Nature*. 2001. V. 410. P. 799–802.
<https://doi.org/10.1038/35071047>
12. *McLandress C., Shepherd T.G.* Simulated anthropogenic changes in the Brewer-Dobson circulation, including its extension to high latitudes // *J. Clim.* 2009. V. 22. P. 1516–1540.
<https://doi.org/10.1175/2008JCLI2679.1>
13. *Oberländer S., Langematz U., Meul S.* Unraveling impact factors for future changes in the Brewer-Dobson circulation // *J. Geophys. Res. Atmos.* 2013. V. 118. P. 10296–10312.
<https://doi.org/10.1002/jgrd.50775>
14. *Rosenlof K.H.* Seasonal cycle of the residual mean meridional circulation in the stratosphere // *J. Geophys. Res.* 1995. V. 100(D3). P. 5173–5191.
<https://doi.org/10.1029/94JD03122>
15. *Seviour W.J.M., Butchart N., Hardiman S.C.* The Brewer-Dobson circulation inferred from ERA-Interim // *Q. J. R. Meteorol. Soc.* 2012. V. 138. P. 878–888.
<https://doi.org/10.1002/qj.966>
16. *Holton J.R., Tan H.* The influence of the equatorial quasi-biennial oscillation on the global circulation at 50 mb // *J. Atmos. Sci.* 1980. V. 37. P. 2200–2208.
17. *Baldwin M.P., Gray L.J., Dunkerton T.J., Hamilton K., Haynes P.H., Randel W.J., Holton J.R., Alexander M.J., Hirota I., Horinouchi T., Jones D.B.A., Kinnerson J.S., Marquardt C., Sato K., Takahashi M.* The quasi-biennial oscillation // *Rev. Geophys.* 2001. V. 39(2). P. 179–229.
18. *Hansen F., Matthes K., Petrick C., Wang W.* The influence of natural and anthropogenic factors on major stratospheric sudden warmings // *J. Geophys. Res. Atmos.* 2014. V. 119. P. 8117–8136.
<https://doi.org/10.1002/2013JD021397>
19. *Garfinkel C.I., Butler A.H., Waugh D.W., Hurwitz M.M., Polvani L.M.* Why might stratospheric sudden warmings occur with similar frequency in El Niño and La Niña winters? *J. Geophys. Res.* 2012. V. 117. D19106.
<https://doi.org/10.1029/2012JD017777>
20. *Pogoreltsev A.I., Vlasov A.A., Fröhlich K., Jacobi Ch.* Planetary waves in coupling the lower and upper atmosphere // *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* 2007. V. 69. P. 2083–2101.
<https://doi.org/10.1016/j.jastp.2007.05.014>
21. *Погорельцев А.И.* Генерация нормальных атмосферных мод стратосферными васциляциями // *Изв. РАН. Физика атмосферы и океана*. 2007. Т. 43. № 4. С. 463–475.
22. *Коваль А.В.* Расчет остаточной меридиональной циркуляции по данным модели средней и верхней атмосферы // *Ученые записки РГГМУ*. 2019а. Т. 55. С. 25–32.
<https://doi.org/10.33933/2074-2762-2019-55-25-32>
23. *Коваль А.В.* Статистически значимые оценки влияния солнечной активности на планетарные волны в средней атмосфере Северного полушария по данным модели МСВА // *Солнечно-земная физика*. 2019б. Т. 5. № 4. С. 64–72.
<https://doi.org/10.12737/szf-54201907>
24. *Ermakova T.S., Aniskina O.G., Statnaya I.A., Motsakov M.A., Pogoreltsev A.I.* Simulation of the ENSO influence on the extra-tropical middle atmosphere // *Earth, Planets and Space*. 2019. V. 71: 8.
<https://doi.org/10.1186/s40623-019-0987-9>
25. *Gavrilov N.M., Koval A.V., Pogoreltsev A.I., Savenkova E.N.* Simulating influences of QBO phases and orographic gravity wave forcing on planetary waves in the middle atmosphere // *Earth Planets and Space*. 2015. V. 67:86.
<https://doi.org/10.1186/s40623-015-0259-2>
26. *Koval A.V., Chen W., Didenko K.A., Ermakova T.S., Gavrilov N.M., Pogoreltsev A.I., Toptunova O.N., Wei K., Yarusova A.N., Zarubin A.S.* Modelling the residual

- mean meridional circulation at different stages of sudden stratospheric warming events // *Ann. Geophys.* 2021. V. 39. P. 357–368.
<https://doi.org/10.5194/angeo-39-357-2021>
27. Гаврилов Н.М., Погорельцев А.И., Якоби К. Численное моделирование влияния широтно-неоднородных гравитационных волн на циркуляцию средней атмосферы // *Изв. РАН. Физика атмосферы и океана.* 2005. Т. 41. № 1. С. 14–24.
 28. Погорельцев А.И., Савенкова Е.Н., Перцев Н.Н. Внезапные стратосферные потепления: роль нормальных атмосферных мод. // *Геоматизм и аэрономия.* 2014. Т. 52. № 2. С. 357–372.
 29. Lindzen R.S. Turbulence and stress owing to gravity wave and tidal breakdown // *J. Geophys. Res.* 1981. V. 86. P. 9707–9714.
 30. Yiğit E., Medvedev A.S. Heating and cooling of the thermosphere by internal gravity waves // *Geophys. Res. Lett.* 2009. V. 36. L14807.
<https://doi.org/10.1029/2009GL038507>
 31. Гаврилов Н.М., Коваль А.В. Параметризация воздействия мезомасштабных стационарных орографических волн для использования в численных моделях динамики атмосферы // *Изв. РАН. Физика атмосферы и океана.* 2013. Т. 49. № 3. С. 271–278.
 32. van Niekerk A., Sandu I., Zadra A., Bazile E., Kanehama T., Köhler M., Koo M.-S., Choi H.-J., Kuroki Y., Toy M.D., Vosper S.B., Yudin V. Constraining Orographic Drag Effects (COORDE): A Model Comparison of Resolved and Parametrized Orographic Drag // *Journal of Advances in Modeling Earth Systems.* 2020. V. 12(11). e2020MS002160.
 33. Swinbank R., O'Neill A. Stratosphere-troposphere assimilation system // *Month. Weather Rev.* 1994. V. 122. P. 686–702.
 34. Scaife A.A., Austin J., Butchart N., Pawson S., Keil M., Nash J., James I. N. Seasonal and interannual variability of the stratosphere diagnosed from UKMO TOVS analysis // *Q. J. R. Met. Soc.* 2000. V. 126. P. 2585–2604.
 35. Yoden S. An illustrative model of seasonal and interannual variations of the stratospheric circulation // *J. Atmos. Sci.* 1990. V. 47. P. 1845–1853.
 36. Holton J.R., Mass C. Stratospheric vacillation cycles // *J. Atmos. Sci.* 1976. V. 33. P. 2218 – 2215.
 37. Birner T., Bönisch H. Residual circulation trajectories and transit times into the extratropical lowermost stratosphere // *Atmos. Chem. Phys.* 2011. V. 11. P. 817–827.
<https://doi.org/10.5194/acp-11-817-2011>
 38. Eluszkiewicz J., Crisp D., Zurek R., Elson L., Fishbein E., Froidevaux L., Waters J., Grainger R.G., Lambert A., Harwood R., Peckham G. Residual circulation in the Stratosphere and lower Mesosphere as diagnosed from Microwave Limb Sounder Data // *J. Atmos. Sci.* 1996. V. 53. I. 2. P. 217–240.
 39. Gille J.C., Lyjak L.V., Smith A. The Global Residual Mean Circulation in the Middle Atmosphere for the Northern Winter Period // *J. Atmos. Sci.* 1987. V. 44. I. 10. P. 1437–1452.
 40. Гаврилов Н.М., Коваль А.В., Погорельцев А.И., Савенкова Е.Н. Численное моделирование волновых взаимодействий во время внезапного стратосферного потепления // *Известия РАН. Физика атмосферы и океана.* 2017. Т. 53. № 6. С. 674–685.
<https://doi.org/10.7868/S0003351517060022>
 41. Gray L.J. A model study of the influence of the quasi-biennial oscillation on trace gas distributions in the middle and upper stratosphere // *J. Geophys. Res. Atmos.* 2000. 105. 4539–4551.
<https://doi.org/10.1029/1999JD900320>
 42. Tung K.K., Yang H. Global QBO in circulation and ozone, II, A simple mechanistic model // *J. Atmos. Sci.* 1994. V. 51. P. 2708–2721.
 43. Hansen F., Matthes K., Gray L.J. Sensitivity of stratospheric dynamics and chemistry to QBO nudging width in the chemistry-climate model WACCM // *J. Geophys. Res. Atmos.* 2013. V. 118(18). P. 10464–10474.
 44. Dickinson R.E. Planetary Rossby waves propagating vertically through weak westerly wave guides // *J. Atmos. Sci.* 1968. V. 25. P. 984–1002.
 45. Коваль А.В., Гаврилов Н.М., Погорельцев А.И. Чувствительность средней меридиональной циркуляции к воздействию орографических волн при различных фазах квазидвухлетних колебаний в численной модели средней атмосферы // *Хим. Физ.* 2019. Т. 38. № 7. С. 37–43.
<https://doi.org/10.1134/S0207401X19070094>

Modeling of Residual Meridional Circulation at Different Phases of a Quasi-Biennial Oscillation

A. V. Koval^{1, 2, *}, N. M. Gavrilov^{1, **}, A. I. Pogoreltsev^{1, 2, ***}, and M. M. Efimov¹

¹ Saint Petersburg State University, Universitetskaya nab., 7–9, St. Petersburg, 190034 Russia

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

*e-mail: a.v.koval@spbu.ru

**e-mail: n.gavrilov@spbu.ru

***e-mail: apogor@rshu.ru

Sensitivity of the residual meridional circulation (RMC) in the middle and upper atmosphere to the phase change of the quasi-biennial oscillation (QBO) of the low-latitude zonal wind in the stratosphere has been

studied. Wind and temperature fields obtained using a nonlinear numerical model of general circulation of the middle and upper atmosphere “MUAM” have been used to calculate the RMC. Statistically significant results are shown for the first time, illustrating the change in wave-induced eddy flows in the extratropical strato-mesosphere under different QBO phases. In particular, a general weakening of the eddy circulation in the Northern Hemisphere during the westerly QBO phase is demonstrated, with the exception of the region located in the middle latitudes, in the altitude interval of 50–60 km. Investigation of the sensitivity of RMC to changes in QBO phases helps to better understand the features of the dynamic interaction between tropical and extratropical latitudes, as well as different layers of the atmosphere that affect the circulation transport and mixing of long-lived atmospheric components.

Keywords: numerical modeling, residual meridional circulation, quasi-biennial oscillation

УДК 551.511.3;551.511.31;551.511.61

ИССЛЕДОВАНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ РАСПРОСТРАНЕНИЯ АТМОСФЕРНЫХ ВОЛН, ГЕНЕРИРУЕМЫХ ТРОПОСФЕРНЫМИ ИСТОЧНИКАМИ И ВАРИАЦИЯМИ ПРИЗЕМНОГО ДАВЛЕНИЯ

© 2022 г. С. П. Кшевецкий^а, Ю. А. Курдяева^б*, С. Н. Куличков^с

^аБалтийский государственный университет им. И. Канта, Ал. Невского 14, Калининград, 236041 Россия

^бКалининградский филиал Института земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн РАН, Пионерская 61, Калининград, 236010 Россия

^сИнститут физики атмосферы им. А.М. Обухова РАН, Пыжевский пер., 3, Москва, 119017 Россия

*e-mail: yakurdyeva@gmail.com

Поступила в редакцию 23.06.2021 г.

После доработки 24.09.2021 г.

Принята к публикации 07.10.2021 г.

В работе теоретически изучается генерация и распространение волн от модельных тропосферных тепловых метеорологических источников. Предполагается, что источником волн являются процессы нагрева/охлаждение газа при фазовых переходах воды на тропосферных высотах. В аналитической части исследования выведены уравнения, описывающие генерацию и распространение акустических и внутренних гравитационных волн по отдельности. Показано, что мощности парциальных источников акустических и внутренних гравитационных волн всегда примерно совпадают, независимо от частоты волн, и генерация внутренних гравитационных волн не может происходить без генерации акустических, и наоборот. Получены явные аналитические выражения для генерируемых волн. Вследствие резонансных свойств атмосферы, высокочастотные источники генерируют преимущественно акустические волны. Низкочастотные источники генерируют преимущественно внутренние гравитационные волны, если они работают достаточное время для проявления резонансных свойств атмосферы. С помощью численных экспериментов исследован вопрос об ошибке, которая вносится, если тропосферный источник заменен поверхностным, в котором колебания давления на поверхности – зарегистрированные колебания давления, вызванные тропосферным источником. Показано, что если тропосферный источник работает на частотах инфразвуковых волн, то создаваемые в верхней атмосфере волновые картины от тропосферного источника и от поверхностных колебаний давления практически идентичны. В случае тропосферного источника на частотах внутренних гравитационных волн, амплитуда волн от поверхностного давления может быть завышена не более чем вдвое. Показано, что по колебаниям давления на поверхности Земли можно построить скорректированный поверхностный источник давления, учитывающий сдвиг фаз у интерферирующих волн, распространяющихся в верхнюю атмосферу. Это дает существенное уточнение расчета волн от метеорологических источников на основе данных о колебаниях атмосферного давления.

Ключевые слова: моделирование, акустико-гравитационные волны, внутренние гравитационные волны, акустические волны, верхняя атмосфера, тропосфера, термосфера, метеорология

DOI: 10.31857/S0002351522010060

1. ВВЕДЕНИЕ

Многочисленные исследования [1–6] пространственно-временных вариаций атмосферных и ионосферных параметров указывают на связь между возмущениями в верхних слоях атмосферы и вертикальным распространением акустико-гравитационных волн (АГВ) из нижней атмосферы. Атмосферные волны, генерируемые различными источниками в тропосфере, достигая высот термосферы, отдают свой импульс и энергию и влияют на общую циркуляцию в атмосфере и на

распределение температуры газа с высотой [7, 8]. Диссипирующие волны могут быть источником различных неустойчивых процессов, создавать струйные течения и изменять тепловой баланс в верхних слоях атмосферы [1, 9–11], а также влиять на движение плазмы и, как следствие, на распространение радиоволн [12, 13].

Физические механизмы генерации акустико-гравитационных волн на тропосферных высотах различны [3, 14–17]. Одним из мощных энергетических источников АГВ являются процессы вы-

деления/поглощения тепла при фазовых переходах воды в атмосфере при образовании и эволюции облаков [18, 19] и формировании других метеорологических явлений. Нагрев атмосферы этим тепловыделением может приводить атмосферный газ в движение, и может вызывать различные последствия, в том числе нарушение статической устойчивости атмосферы с последующим развитием неустойчивых процессов. Это обуславливает большое разнообразие, сложную эволюцию, и, как следствие, трудность описания детальной структуры этих явлений.

При численном исследовании распространения АГВ от метеорологических явлений часто возникает проблема задания реалистичных источников волн, связанная с существенным недостатком детальной экспериментальной информацией о них вследствие сложной трехмерной структуры многих метеорологических явлений и их большого разнообразия. Генерация волн при протекании метеорологических процессов приводит к изменению приземного давления. В работах [20–22] впервые было предложено использовать экспериментальные данные о колебаниях давления на поверхности Земли, записанные на сети микробарографов, для расчета волн, распространяющихся от метеорологических явлений в верхнюю атмосферу. Поскольку задача о распространении волн от колебания давления на границе необычна для гидродинамики, в [23, 24] была сформулирована математическая постановка гидродинамической задачи о распространении волн от колебаний давления на границе. Была доказана корректность предложенной постановки задачи, а также был предложен и протестирован численный метод для решения этой задачи. В [20, 21] впервые была решена задача о распространении волн от экспериментально наблюдаемых колебаний давления на поверхности Земли во время прихода атмосферного фронта.

Данная работа посвящена математическому изучению вопроса о связи задачи о генерации волн тропосферными метеорологическими источниками с задачей о генерации волн волнообразными изменениями давления у поверхности Земли. Вначале аналитически рассматривается общая задача о генерации АГВ в изотермической атмосфере локальным тепловым источником на тропосферных высотах и исследуются типы волн, которые может генерировать такой тепловой тропосферный источник. Теоретически показано, что генерация внутренних гравитационных волн тепловым источником не может происходить без генерации этим же источником инфразвуковых волн, и наоборот. Вычислены парциальные источники инфразвуковых волн и внутренних гравитационных волн по тепловому источнику. Показано, что мощности этих парциальных источников примерно равны друг другу.

В работе численно исследовано распространение инфразвуковых и внутренних гравитационных волн, генерируемых модельным локальным тепловым тропосферным источником сравнительно небольшого размера. Небольшие размеры модельного источника связаны с тем, что практически любой произвольный тепловой источник сложной формы можно представить в виде суммы локальных небольших источников. Таким образом, достаточно произвольная задача о нагреве источником тепла математически сводится к изучаемой задаче о нагреве небольшим источником. Колебания давления на поверхности Земли от рассматриваемого модельного источника записываются для дальнейшего использования. Они применяются далее при расчете распространения волн от колебаний давления на нижней границе и являются аналогом экспериментально наблюдаемых волноподобных вариаций давления на поверхности Земли. Будет проведено сравнение результатов расчетов волн непосредственно от тропосферного источника и от записанных колебаний давления на поверхности Земли. Далее будет предложено, как скорректировать поверхностный источник давления, чтобы он точнее описывал волны, возникающие от тропосферного источника.

2. АНАЛИТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАДАЧИ О РАСПРОСТРАНЕНИИ ВОЛН ОТ ТРОПОСФЕРНОГО ТЕПЛООВОГО ИСТОЧНИКА

Тропосферные метеорологические события разнообразны по морфологии, времени существования и высоте локализации [25, 26]. Тропосферный тепловой источник находится в узком приземном слое толщиной 12 км у поверхности Земли. Рассмотрим двумерную задачу о распространении волн от тропосферного теплового источника. Упрощение задачи до двумерной не вносит принципиальных изменений в проводимый анализ, но значительно облегчает её исследование. Вблизи поверхности Земли амплитуда волн обычно мала из-за большой плотности газа и ветер у поверхности Земли обычно слабый. Поэтому при аналитическом анализе генерации волн тропосферным источником можно воспользоваться уравнениями линейной теории волн [27] и не учитывать ветер:

$$\begin{aligned}(\rho_0\Psi)_t + (\rho_0U)_x + (\rho_0W)_z &= 0, \\ (\rho_0U)_t + \rho_0gH(\Psi + \Phi)_x &= 0, \\ (\rho_0W)_t + (\rho_0gH(\Psi + \Phi))_z + \rho_0g\Psi &= 0, \\ (\rho_0\Phi)_t + (\gamma - 1)((\rho_0U)_x + (\rho_0W)_z) + \\ + \frac{\alpha}{H}\rho_0W &= \rho_0f(x, z, t).\end{aligned}\quad (1)$$

Здесь $\Psi = \frac{\rho(x, z, t) - \rho_0(z)}{\rho_0(z)}$ – волновая добавка к

фоновой температуре, $\Phi = \frac{T(x, z, t) - T_0(z)}{T_0(z)}$ – волновая добавка к фоновому распределению плотности атмосферного газа $\rho_0(z)$, $H(z)$ – высота однородной атмосферы, $\alpha = \left(\gamma - 1 + \gamma \frac{dH(z)}{dz} \right)$, γ – показатель адиабаты, $-$ ускорение свободного падения, U, W – компоненты массовой скорости газа вдоль горизонтальной оси x и вертикальной оси z . Остальные обозначения традиционны. В правой части системы уравнений записан тепловой источник $f(x, z, t)$. Мы предполагаем, что источник учитывает нагрев/охлаждение газа при фазовых переходах воды в атмосфере. Очевидно, изменение температуры газа приводит газ в сложное движение.

Дополним систему уравнений (1) естественным нижним граничным условием

$$W(x, z = 0, t) = 0. \quad (2)$$

Рассматривается случай, когда атмосферы изотермическая: фоновое распределение температуры газа с высотой $T_0(z)$ не зависит от высоты z и фоновая плотность изменяется с высотой экспоненциально $\rho_0(z) = \rho_{00} \exp\left(-\frac{z}{H}\right)$. Общее решение рассматриваемой задачи можно записать в виде разложения по системе собственных базисных функций задачи. Для удобства, запишем систему уравнений (1) в виде одного матричного уравнения

$$\rho_0 \frac{\partial \lambda}{\partial t} + \hat{L} \lambda = \rho_0(z) F(x, z, t). \quad (3)$$

Здесь

$$\hat{L} \lambda = \begin{pmatrix} (\rho_0 U)_x + (\rho_0 W)_z \\ \rho_0 g H (\Psi + \Phi)_x \\ (\rho_0 g H (\Psi + \Phi))_z + \rho_0 g \Psi \\ (\gamma - 1) ((\rho_0 U)_x + (\rho_0 W)_z) + \frac{\alpha}{H} \rho_0 W \end{pmatrix}, \quad (4)$$

$$F(x, z, t) = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ f(x, z, t) \end{pmatrix}, \quad \lambda(x, z, t) = \begin{pmatrix} \Psi(x, z, t) \\ U(x, z, t) \\ W(x, z, t) \\ \Phi(x, z, t) \end{pmatrix}. \quad (5)$$

В случае, когда тепловой источник не работает и $F(x, z, t) = 0$, система уравнений (1) при нижнем граничном условии (2) имеет систему собственных частных решений вида

$$\chi(x, z, t, k, m, \omega) = \tilde{\chi}(x, z, t, k, m, \omega) \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-i\omega t}, \quad (6)$$

где

$$\tilde{\chi}(x, z, t, k, m, \omega) = \begin{pmatrix} \tilde{\Psi} \\ \tilde{U} \\ \tilde{W} \\ \tilde{\Phi} \end{pmatrix} = \varepsilon \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{\frac{z}{2H}} e^{ikx} \times \begin{pmatrix} (A \sin(mz) + B \cos(mz)) \\ \frac{gHk}{\omega} ((A + C) \sin(mz) + (B + D) \cos(mz)) \\ \sin(mz) \\ (C \sin(mz) + D \cos(mz)) \end{pmatrix}, \quad (7)$$

$$A = -\frac{1}{2} i \left(\frac{2\gamma g H k^2 - 2g H k^2 - \omega^2}{\omega h(-\omega^2 + \gamma g H k^2)} \right),$$

$$B = \frac{i\omega m}{-\omega^2 + g H k^2},$$

$$C = -\frac{1}{2} i \frac{(-\omega^2 + 2g H k^2)(\gamma - 1)}{\omega h(-\omega^2 + \gamma g H k^2)},$$

$$D = \frac{i\omega m(\gamma - 1)}{-\omega^2 + \gamma g H k^2}. \quad (8)$$

Нормировочный множитель ε в (7) будет определен позже. Частота ω определяется дисперсионным соотношением:

$$\omega_{A,G}^2 = \frac{\gamma g H}{2} \left(k^2 + m^2 + \frac{1}{4H^2} \right) \times \left(1 \pm \sqrt{1 - \frac{4(\gamma - 1)k^2}{\gamma^2 H^2 (k^2 + m^2 + 1/(4H^2))^2}} \right). \quad (9)$$

Дисперсионное соотношение имеет четыре ветви, две из которых соответствуют акустическим волнам и две внутренним гравитационным волнам. То есть, при фиксированных компонентах k и m волнового вектора имеется четыре частных решения, два из которых соответствует акустическим волнам и два внутренним гравитационным волнам, распространяющимся в противоположные стороны.

Столбцы-функции $\tilde{\chi}(z, k, m, \omega)$ образуют базис, и решение задачи (1) можно записать в виде разложения по этому базису:

$$\lambda(x, z, t) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} [A^+(k, m, t) \tilde{\chi}(z, k, m, \omega_A(k, m)) + A^-(k, m, t) \tilde{\chi}(z, k, m, -\omega_A(k, m)) + G^+(k, m, t) \tilde{\chi}(z, k, m, \omega_G(k, m)) + G^-(k, m, t) \tilde{\chi}(z, k, m, -\omega_G(k, m))] dk dm, \quad (10)$$

где функции $A^+(k, m, t)$, $A^-(k, m, t)$, $G^+(k, m, t)$, $G^-(k, m, t)$, удовлетворяют системе незацепляющихся обыкновенных дифференциальных уравнений, которые с учетом источника волн ($F(x, z, t) \neq 0$) выглядят следующим образом:

$$\begin{aligned} \frac{dA^\pm(k, m, t)}{dt} \pm i\omega_A A^\pm(k, m, t) &= F_A^\pm(k, m, t), \\ \frac{dG^\pm(k, m, t)}{dt} \pm i\omega_G G^\pm(k, m, t) &= F_G^\pm(k, m, t). \end{aligned} \quad (11)$$

Уравнения (11) описывают генерацию и распространение акустических и внутренних гравитационных волн в спектральном представлении. Для источников этих волн $F_A^\pm(k, m, t)$, $F_G^\pm(k, m, t)$ выводятся выражения

$$\begin{aligned} F_A^\pm(k, m, t) &= \tilde{\chi}(x, z, t, k, m, \pm\omega_A(k, m)), F(x, z, t), \\ F_G^\pm(k, m, t) &= \tilde{\chi}(x, z, t, k, m, \pm\omega_G(k, m)), F(x, z, t). \end{aligned} \quad (12)$$

Здесь скалярное произведение двух произвольных столбцов λ_1, λ_2 , представляющих два решения системы (3), определяется формулой

$$\begin{aligned} \langle \lambda_1, \lambda_2 \rangle &= \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} \rho_0(z) \times \\ &\times \left(U_1 U_2 + W_1 W_2 + gH(z) \frac{(\Psi_1 + \Phi_1)(\Psi_2 + \Phi_2)}{\gamma} + \right. \\ &\left. + gH(z) \frac{(\Phi_1 - (\gamma - 1)\Psi_1)(\Phi_2 - (\gamma - 1)\Psi_2)}{\gamma\alpha(z)} \right) dz dx. \end{aligned} \quad (13)$$

Нормировочный множитель в (7) равен

$$\varepsilon = \sqrt{\frac{1}{\rho_{00} \tilde{\chi}(x, z, t, k, m, \omega), \tilde{\chi}(x, z, t, k, m, \omega)}}$$

Решение уравнений (11) имеет вид

$$\begin{aligned} A^\pm(k, m, t) &= \\ &= \exp(\mp i\omega_A t) \int_0^t \exp(\pm i\omega_A t') F_A^\pm(k, m, t') dt', \\ G^\pm(k, m, t) &= \\ &= \exp(\mp i\omega_G t) \int_0^t \exp(\pm i\omega_G t') F_G^\pm(k, m, t') dt'. \end{aligned} \quad (14)$$

Из представленных формул видно, что базисные функции изменяются с высотой для акустических и гравитационных волн примерно одинаково. Поэтому мощности источников F_A , F_G всегда примерно совпадают, независимо от частоты источника F . Однако это важное наблюдение не означает, что амплитуды генерируемых акустических и гравитационных волн будут одинаковыми. Если тепловой источник ассоциируется с метеорологическими процессами, то он имеет характерное время изменения большее обратной частоты

Вяйсяля-Брента $N = \sqrt{\frac{\gamma - 1}{\gamma}} gH$ [28]. В этом случае значение интеграла в (14) для акустических волн

зарезается быстроосциллирующей экспонентой $\exp(\pm i\omega_A t')$ в подинтегральном выражении. Зарезание не сильное, поэтому амплитуда генерируемых акустических волн может быть оценена как амплитуда источника $F_A^\pm(k, m, t')$, умноженная на $\frac{1}{|\omega_A - \sigma|}$, где σ – характерная частота источника: $\frac{\max |F_A^\pm(k, m, t')|}{\omega_A - \sigma}$.

Если частота источника попадает в спектр частот внутренних гравитационных волн, то амплитуда внутренних гравитационных волн может линейно нарастать со временем, пока источник работает. В реальности метеорологические источники обычно непериодические и амплитуда гравитационных волн оценивается как произведение амплитуды источника на время работы источника.

Таким образом, тепловые метеорологические источники, работающие на частотах меньших частоты Вяйсяля-Брента, генерируют преимущественно внутренние гравитационные волны. При этом инфразвуковые волны тоже обязательно генерируются. Они имеют амплитуду меньшую, чем амплитуда гравитационных волн, но достаточную, чтобы эти волны было нельзя игнорировать.

Возбуждение инфразвуковых волн низкочастотным тепловым источником происходит потому, что у гравитационных волн колебания температуры и плотности согласованы, что определено поляризационными соотношениями (7). Тепловой источник локально изменяет лишь температуру. Чтобы возникла гравитационная волна, необходимо обеспечить согласованное колебание плотности. Генерация сопутствующих акустических волн во время возникновения гравитационных волн позволяет достичь согласования колебаний температуры и плотности. Генерация внутренних гравитационных волн тепловым источником всегда сопровождается генерацией акустических волн, и наоборот.

Если тепловой источник работает на частотах акустических волн, то такой источник, кроме акустических волн также генерирует внутренние гравитационные волны. Амплитуда таких дополнительно генерируемых гравитационных волн меньше амплитуды акустических волн, но достаточна, чтобы такую генерацию гравитационных волн нельзя было игнорировать.



Рис. 1. Схематическая картина распространения волн от тропосферного источника тепла.

3. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ О РАСПРОСТРАНЕНИИ ВОЛН ОТ ЛОКАЛЬНОГО ТРОПОСФЕРНОГО ИСТОЧНИКА ТЕПЛА

Аналитическое исследование спектра волн, генерируемых локальным тропосферным источником тепла, выполнено для изотермической атмосферы. Для исследования волн в неизотермической атмосфере будет применена численная модель “AtmoSym” [27, 29], которая позволяет решать задачи распространения волн от различных начальных возмущений и источников волн в диапазоне высот 0–500 км над территорией с горизонтальным масштабом до нескольких тысяч километров.

Общая идея предлагаемых численных экспериментов иллюстрируется на рис. 1. На рис. 1 схематически показано распространение волн от тропосферного источника тепла. Амплитуда волн на этих высотах обычно мала из-за большой плотности газа на тропосферных высотах. Поэтому для анализа генерируемых волн можно использовать понятия линейной теории волн. Источник излучает волну $\Delta P_{downward}(x, z, t)$ вниз с такой же амплитудой, как и у волны $\Delta P_{upward}(x, z, t)$, которая распространяется вверх. Волна $\Delta P_{downward}(x, z, t)$, распространяющаяся вниз от тропосферного источника, достигает поверхности Земли, и отражается от нее. Амплитуда отраженной волны $\Delta P_{reflected}(x, z, t)$ равна амплитуде падающей волны, и поэтому регистрируемое на поверхности Земли волнообразное колебание

давления $\Delta P(x, z = 0, t)$ равно удвоенному по амплитуде колебанию давления, создаваемому падающей волной:

$$\begin{aligned} \Delta P(x, z = 0, t) &= \Delta P_{downward}(x, z = 0, t) + \\ &+ \Delta P_{reflected}(x, z = 0, t), \\ \Delta P_{downward}(x, z = 0, t) &= \Delta P_{reflected}(x, z = 0, t) = \\ &= \frac{1}{2} \Delta P(x, z = 0, t). \end{aligned} \quad (15)$$

Верхней атмосферы достигает сумма волн, представляющая собою результат интерференции волны $\Delta P_{upward}(x, z, t)$, распространяющейся непосредственно от источника, и волны $\Delta P_{reflected}(x, z, t)$, отраженной от поверхности Земли. Когда рассчитываются волны от вариаций давления $\Delta P(x, z = 0, t)$ на поверхности Земли, то происходит замена волны $\Delta P_{upward}(x, z, t)$, идущей непосредственно от тропосферного источника, на еще одну отраженную волну $\Delta P_{reflected}(x, z, t)$. При этом, очевидно, вносится некоторая ошибка, которая требует изучения.

Волны $\Delta P_{upward}(x, z, t)$ и $\Delta P_{reflected}(x, z, t)$ проходят различные пути до верхней атмосферы. Поэтому можно предположить, что основное отличие волны $\Delta P_{upward}(x, z, t)$ от $\Delta P_{reflected}(x, z, t)$ сводится к тому, что эти волны имеют различные фазы. Это различие в фазах, если оно существенно, может быть учтено. Тогда функция $\varphi_p(x, t)$, описывающая вариации давления во вводимом граничном

источнике, не равна $\Delta P(x, z = 0, t)$, но в то же время не сильно от нее отличается и строится по $\Delta P(x, z = 0, t)$ для учета различия фаз у интерферирующих волн.

$$f(x, z, t) = \begin{cases} S \exp\left(-\left(\frac{x-x_0}{D_x}\right)^2 - \left(\frac{z-z_0}{D_z}\right)^2\right) \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}}\right) \sin(\omega t) & 0 \leq t \leq 1 \text{ ч.} \\ 0 & t > 1 \text{ ч} \end{cases} \quad (16)$$

Здесь параметр x_0 определяет расположение источника в расчетной области, $z_0 = 6$ км, $D_x = 2$ км, $D_z = 1.5$ км, $\tau = 300$ сек. Параметры z_0 , D_x , D_z задают расположение и размеры модельного источника тепла. Предполагается, что эти параметры примерно соответствуют размеру и расположению типичного небольшого облака, поскольку конденсация паров воды не только влечет выделение тепла, но и сопровождается образованием облаков. Параметр $\tau = 300$ секунд введен для медленного включения источника, чтобы подавить возможные переходные процессы. S — амплитуда источника.

Действие тепловых источников со сложной конфигурацией или больших размеров можно понимать как одновременное действие нескольких тепловых источников вида (16). Поэтому изучение решения задачи о волнах от одного простого источника вида (16) представляется достаточным для понимания общего случая.

При исследовании генерации и распространения инфразвука будет использован модельный источник, работающий на частоте $\omega = 2\pi/3$ минуты. В исследовании генерации и распространения внутренних гравитационных волн будет задан источник (16) с частотой $\omega = 2\pi/30$ минут. Данные частоты взяты из предположения, что возможные другие источники, работающие на других частотах и потенциально интересные для данного исследования, качественно действуют так же. Кроме этого, небольшие размеры источника позволяют записывать другие, более сложные источники, как суперпозицию источников, рассмотренных выше. Таким образом, задача о волнах от сложного источника сводится к задаче о волнах от рассматриваемых простых источников.

3.1. Уравнения численной модели, начальные и граничные условия

Используемая численная модель атмосферы высокого разрешения "AtmoSym" основана на решении системы нелинейных двумерных гидродинамических уравнений для атмосферного газа в поле тяжести и детально описана в работе [24].

Предложенный выше модельный тропосферный источник тепла, имитирующий нагрев/охлаждение атмосферного газа при фазовых переходах воды в атмосфере, можно записать в виде

Зависимость параметров среды (вязкости, теплопроводности, фоновой плотности, фоновой температуры) от вертикальной координаты z в численной модели берется из эмпирической модели атмосферы [30]. Оптимальная вычислительная сетка неоднородная по вертикали и строится программой автоматически на основе реальной стратификации среды.

Верхние граничные условия типичны для моделей термосферы, и задаются на высоте $h = 500$ км:

$$\left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_{z=h} = 0, \quad \left. \frac{\partial U}{\partial z} \right|_{z=h} = 0, \quad \left. \frac{\partial V}{\partial z} \right|_{z=h} = 0, \quad W|_{z=h} = 0. \quad (17)$$

Граничные условия по горизонтали в численной модели задаются в следующем виде

$$\begin{aligned} T(x=0, z, t) &= T(x=L, z, t), \\ \rho(x=0, z, t) &= \rho(x=L, z, t), \\ W(x=0, z, t) &= W(x=L, z, t), \\ U(x=0, z, t) &= -U(x=L, z, t). \end{aligned} \quad (18)$$

Такие граничные условия предложены в [22]. Эти условия позволяют имитировать убежание волн за горизонтальные границы области в случае симметрии задачи. В любом случае, ширина L расчетной области выбирается достаточно большой, чтобы граничные условия (18) по горизонтали не влияли на решение задачи.

При численном моделировании распространения волн от локального теплового источника будут решены две близкие задачи. В первой задаче в численных расчетах будет задаваться модельный тропосферный источник тепла $f(x, z, t)$, аппроксимированный формулой (16). Нижние граничные условия для задачи распространения волн от тропосферного источника $f(x, z, t)$ стандартны для задач диссипативной модели атмосферы и имеют вид

$$\begin{aligned} U(x, z=0, t) &= 0, \quad W(x, z=0, t) = 0, \\ T(x, z=0, t) &= T_0(0). \end{aligned} \quad (19)$$

Поскольку исследуется распространение волн от тропосферного источника тепла, то начальные условия соответствуют отсутствию волн в начальный момент времени:

$$\begin{aligned}
 U(x, y, z, t = 0) &= 0, \quad W(x, y, z, t = 0) = 0, \\
 \rho(x, y, z, t = 0) &= \rho_0(z), \quad T(x, y, z, t = 0) = T_0(z).
 \end{aligned}
 \tag{20}$$

Вторая задача использует данные о колебаниях давления на поверхности Земли, полученные из решения первой задачи и имеющие смысл аналога экспериментальных наблюдений. Далее будет произведено сравнение результатов решения обеих задач друг с другом.

Во второй постановке задачи тропосферный источник тепла отсутствует и $f(x, y, t) = 0$. Но вместо него имеется граничный источник $\varphi_p(x, t)$, определяющий вариации давления на поверхности Земли. Таким образом, нижние граничные условия для второй задачи имеют вид:

$$\begin{aligned}
 U(x, z = 0, t) &= 0, \quad \frac{\partial W(x, z = 0, t)}{\partial z} = 0, \\
 T(x, z = 0, t) &= T_0(0), \\
 P(x, z = 0, t) &= P_0(0) + \varphi_p(x, t).
 \end{aligned}
 \tag{21}$$

Здесь $\varphi_p(x, t)$ – функция, описывающая волноподобные колебания давления на нижней границе и $P_0(0)$ – фоновое давление на поверхности Земли. Доказательство корректности такой постановки задачи дано в [23, 24]. В статьях [21, 22] решалась задача о распространении волн от вариаций давления, экспериментально наблюдаемых на сети микробарографов.

Предлагаемые задачи связаны через функцию $\varphi_p(x, t)$ в (21). В простейшем случае $\varphi_p(x, t)$ – это записанные вариации давления $\Delta P(x, z = 0, t)$ на нижней границе, полученные из решения первой задачи, где $f(x, y, t) \neq 0$. Такая постановка задач позволяет выяснить, возможно ли по записанным вариациям давления $\Delta P(x, z = 0, t)$ вычислить те же волны, которые распространяются от тропосферного источника $f(x, y, t)$. В более сложном случае, функция $\varphi_p(x, t)$ не совпадает с записанными вариациями давления $\Delta P(x, z = 0, t)$, но вычисляется по этим вариациям давления и учитывает фазовые поправки.

4. ВОЛНЫ ОТ ТРОПОСФЕРНОГО ИСТОЧНИКА ТЕПЛА НА ЧАСТОТАХ ИНФРАЗВУКОВЫХ ВОЛН

Теоретическое исследование показало, что любой источник тепла генерирует инфразвуковые волны. Поэтому в первую очередь рассмотрим генерацию волн тропосферным источником тепла, работающим на частотах инфразвуковых волн.

На рис. 2а, 2в показано возмущение поля температуры, возникающее вследствие работы тропосферного источника тепла $f(x, z, t)$ (16) с пери-

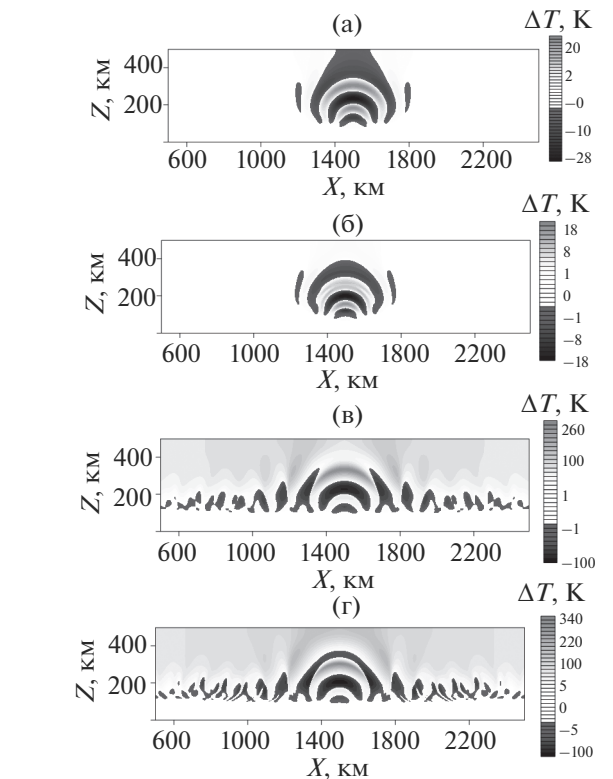


Рис. 2. Поля возмущений температуры для $t = 0.5$ ч (а, б) и для $t = 1$ ч (в, г). Волновая картина (а, в) от источника $f(x, z, t)$, период колебаний источника $T = 3$ мин. Волновая картина (б, г) от записанных вариаций давления на нижней границе.

одом $T = 3$ минуты для моментов времени $t = 0.25$ ч и $t = 1$ ч. Источник с таким периодом излучает в основном инфразвуковые волны. В нижнем ряду на рис. 2б, 2г показаны результаты аналогичных расчетов, выполненных с $f(x, z, t) = 0$, где в качестве граничного источника волновых колебаний $\varphi_p(x, t)$ в (19) берется $\varphi_p(x, t) = \Delta P(x, z = 0, t)$. Функция $\Delta P(x, z = 0, t)$ будет получена в ходе решения задачи с тропосферным источником $f(x, z, t)$ и является аналогом экспериментально наблюдаемых вариаций давления на поверхности Земли. В данном случае эти вариации приземного давления вычислены с помощью численного решения задачи распространения волн от тропосферного источника тепла.

Видно, что волновая картина, возникающая от граничного источника $\varphi_p(x, t) = \Delta P(x, z = 0, t)$, похожа на волновую картину от тропосферного источника. На небольших временах амплитуда волн от тропосферного источника превышает амплитуду волн от поверхностного источника, на временах около часа соотношение амплитуд противоположное. Различие в амплитудах волн от тропосферного

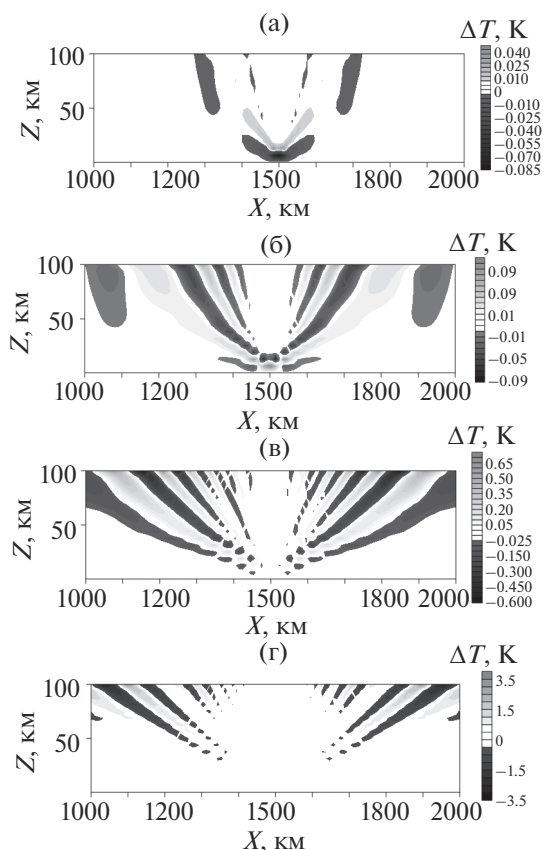


Рис. 3. Поле возмущений температуры в интервале высот $0 \leq z < 100$ км, создаваемое тропосферным тепловым низкочастотным источником $f(x, z, t)$ с периодом $T = 30$ мин в моменты времени $t = 0.23$ ч (а), $t = 0.5$ ч (б), $t = 1$ ч (в), $t = 1.6$ ч (г).

и поверхностного источников во время работы источника иногда достигает 30%. После выключения источника, амплитуда волн довольно быстро падает, и быстрее спадает от поверхностного источника.

Основное отличие волновых картин от тропосферного и поверхностного источников, вероятно, объясняется так же, как и в случае генерации внутренних гравитационных волн. Генерация волн источником, работающим на частотах внутренних гравитационных волн, обсуждается ниже.

Обращает на себя внимание значительная амплитуда сгенерированных инфразвуковых волн на рис. 2б, 2г. Такая амплитуда объясняется тем, что время работы источника значительно больше периода колебаний источника. Это позволяет резонансным свойствам атмосферы проявиться в полной мере. В обсуждаемом далее случае генерации волн на частотах внутренних гравитационных волн отношение частоты осцилляций источника ко времени его работы значительно больше, что, соответственно, приводит к меньшей результирующей амплитуде.

Хорошее совпадение волновых картин от тропосферного и от граничного источников показывает, что задачу о волнах от тропосферного источника над поверхностью Земли, работающего на частотах инфразвуковых волн, можно успешно заменить задачей о распространении волн от поверхностного источника, в которой на границе заданы экспериментально наблюдаемые волновые колебания давления.

Тропосферные источники тепла обычно находятся на высоте несколько километров над поверхностью Земли и имеют сложную пространственно-временную структуру. Это делает затруднительным получение детальной экспериментальной информации об этих источниках. Использование граничного источника волн вместо прямого задания тропосферного источника имеет преимущество при численных исследованиях генерируемых волн. Давление на поверхности Земли экспериментально регистрируется сетями микробарографов или его можно получить другими способами. Это позволяет при выполнении численных исследований волн, генерируемых метеорологическими источниками, использовать экспериментальную наблюдательную информацию о колебаниях давления на поверхности Земли.

5. ГЕНЕРАЦИЯ И РАСПРОСТРАНЕНИЕ ВОЛН ОТ ТРОПОСФЕРНОГО НИЗКОЧАСТОТНОГО ИСТОЧНИКА ТЕПЛА

Рассмотрим генерацию волн тропосферным источником тепла, работающим на частотах внутренних гравитационных волн с последующим распространением в верхнюю атмосферу. На рис. 3 показан результат численного расчета возникновения и распространения волнового возмущения температуры в области высот $0 \leq z < 100$ км, полученный вследствие работы тропосферного источника тепла (16) с периодом $T = 30$ минут для моментов времени $t = 0.23$ ч, $t = 0.5$ ч, $t = 1$ ч, $t = 1.6$ ч.

Период рассматриваемого модельного источника больше частоты Вайсяля–Брента, то есть источник работает на частотах внутренних гравитационных волн. Известно, что скорость вертикального распространения внутренних гравитационных волн значительно меньше скорости звука. Однако на рис. 3 наблюдается довольно быстрое появление внутренних гравитационных волн на больших высотах. Механизм этого явления будет рассмотрен ниже.

Достигается такой эффект за счет парного появления акустических и внутренних гравитационных волн при работе монохроматического источника внутренних гравитационных волн, что будет показано ниже. Рассмотрим уравнения (11), описывающую генерацию акустических и внутренних гравитационных волн. Эти уравнения на-

писаны для коэффициентов при волновых гармониках, определяющих пространственную структуру волн: волновые гармоники определены при $0 \leq z < \infty$. Волновые гармоники – это решение системы уравнений в виде функций $\tilde{\Psi}, \tilde{U}, \tilde{W}, \tilde{\Phi}$, которые зависят от пространственных координат согласно формулам (7), (8). Эти уравнения (11) показывают, что волна может генерироваться источником $f(x, z, t)$ не только строго в районе источника, но и за его пределами.

В уравнениях (11) присутствуют источники акустических и гравитационных волн $F_A^\pm(k, m, t)$, $F_G^\pm(k, m, t)$, записанные в k -представлении в виде разложения по волновым модам $\tilde{\chi}(z, k, m, \omega(k, m))$, зависящим от координат и являющимся столбцами из компонент $\tilde{\Psi}, \tilde{U}, \tilde{W}, \tilde{\Phi}$. Если перейти в обычное координатное представление, то мы получим те же источники в виде $F_A^\pm(x, z, t)$, $F_G^\pm(x, z, t)$ в зависимости от координат. Эти источники определены для всех четырех функций, фигурирующих в задаче, то есть, являются столбцами. Очевидно, для компонент столбцов справедливо:

$$\begin{aligned} & F_{A,\Psi}^+(x, z, t) + F_{A,\Psi}^-(x, z, t) + \\ & + F_{G,\Psi}^+(x, z, t) + F_{G,\Psi}^-(x, z, t) = 0, \\ & F_{A,U}^+(x, z, t) + F_{A,U}^-(x, z, t) + \\ & + F_{G,U}^+(x, z, t) + F_{G,U}^-(x, z, t) = 0, \\ & F_{A,W}^+(x, z, t) + F_{A,W}^-(x, z, t) + F_{G,W}^+(x, z, t) + \\ & + F_{G,W}^-(x, z, t) = 0, \\ & F_{A,\Phi}^+(x, z, t) + F_{A,\Phi}^-(x, z, t) + F_{G,\Phi}^+(x, z, t) + \\ & + F_{G,\Phi}^-(x, z, t) = f(x, z, t). \end{aligned} \quad (22)$$

Здесь в левой части уравнений (20) записаны компоненты столбцов $F_A^\pm(x, z, t)$, $F_G^\pm(x, z, t)$. Уравнения для скоростей в (22) удовлетворяют $F_{A,U}^\pm(x, z, t) = F_{G,U}^\pm(x, z, t) = F_{A,W}^\pm(x, z, t) = F_{G,W}^\pm(x, z, t) = 0$.

Функции-источники $F_{A,\Psi}^\pm(x, z, t)$, $F_{G,\Psi}^\pm(x, z, t)$, $F_{A,\Phi}^\pm(x, z, t)$, $F_{G,\Phi}^\pm(x, z, t)$ выражаются через источник тепла $f(x, z, t)$ довольно сложными интегральными формулами, но в ряде случаев эти выражения упрощаются. Для иллюстрации рассмотрим случай, когда эти выражения имеют довольно простой вид. А именно, в приближении длинных волн, когда $k^2 \ll m^2 + \frac{1}{4H^2}$, имеем

$$\begin{aligned} F_{A,\Phi}^+(x, z, t) &= F_{A,\Phi}^-(x, z, t) = \frac{\gamma-1}{2\gamma} f(x, z, t), \\ F_{G,\Phi}^+(x, z, t) &= F_{G,\Phi}^-(x, z, t) = \frac{1}{2\gamma} f(x, z, t), \\ F_{A,\Psi}^\pm(x, z, t) &= -F_{G,\Psi}^\pm(x, z, t) = \\ &= \frac{1}{2} \left(f(x, z, t) - \int_{-\infty}^z f(x, z', t) dz' \frac{1}{H} \right). \end{aligned} \quad (23)$$

Соотношения (23) представлены в [31, 32]. Эти соотношения были выведены для решения задачи с начальным температурным возмущением, но задача с начальным возмущением и задача с источником математически связаны [31, 32]. Соотношения (23) записаны в том же виде, как были выведены, для бесконечной атмосферы. Для данной задачи естественно считать, что $f(x, z, t) = 0$ при $z < 0$, и тогда соотношения (23) справедливы и для полу-бесконечной атмосферы.

Формулы (23) показывают, что волны генерируются не только в районе источника тепла, но и выше источника тепла. Важно, что источники плотности $F_{A,\Psi}^\pm(x, z, t)$ и $F_{G,\Psi}^\pm(x, z, t)$ имеют противоположные знаки для акустических и внутренних гравитационных волн. Это объясняется тем, что суммарный источник массы отсутствует.

Акустическая и гравитационная волны от источника тепла всегда генерируются в паре. Этот эффект парного образования волн связан с тем, что у гравитационной волны температура и плотность связаны поляризационными соотношениями, что аналитически было показано выше. Тропосферный источник тепла изменяет только температуру газа. Поэтому, чтобы гравитационная волна возникла, одновременно должна возникнуть акустическая волна, компенсирующая изменение плотности среды, производимое гравитационной волной. Причем это изменение плотности, как показывает формула (23), имеет место не только в районе локализации источника, но и выше его. Это и обуславливает эффект довольно быстрого проникновения внутренних гравитационных волн от источника тепла на большие высоты.

На рис. 4 показаны волновые возмущения температуры, создаваемые тропосферным тепловым источником $f(x, z, t)$ с периодом $T = 30$ мин, в моменты времени $t = 0.5$ ч, $t = 1$ ч, $t = 1.5$ ч, $t = 2.16$ ч. Наклоны фазового фронта говорят о том, что на рисунках преобладают гравитационные волны, за исключением первых двух рисунков (рис. 4а, 4б), на которых в центральных частях рисунков заметный вклад принадлежит также инфразвуковым волнам.

На рис. 5а показана зависимость колебаний возмущения температуры от времени на нижней границе. Колебания плотности на нижней грани-

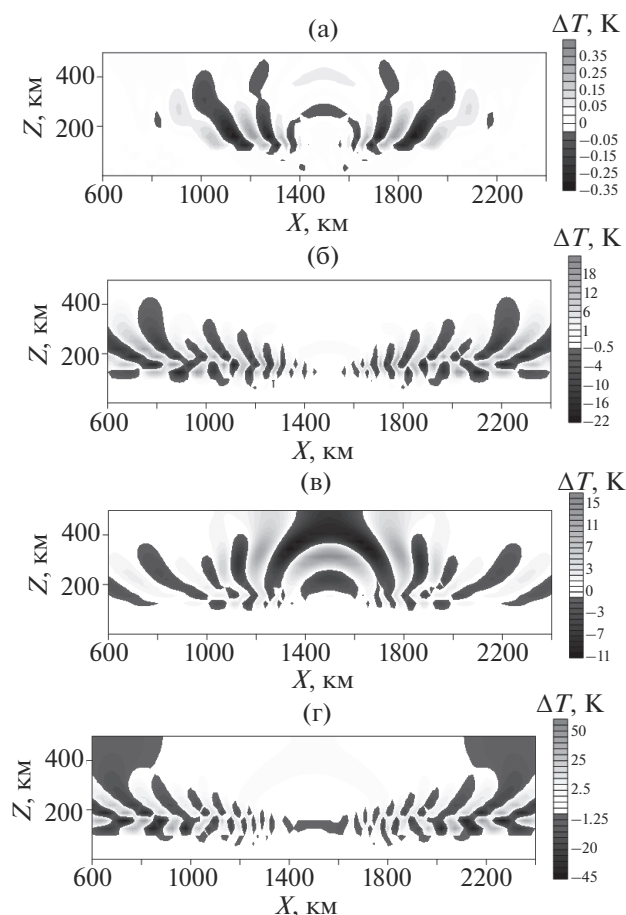


Рис. 4. Поле волновых возмущений температуры атмосферы, создаваемое тропосферным тепловым низкочастотным источником $f(x, z, t)$ с периодом $T = 30$ мин в моменты времени $t = 0.5$ ч (а), $t = 1$ ч (б), $t = 1.5$ ч (в), $t = 2.16$ ч (г).

це ведут себя со временем аналогично. Вместе колебания температуры и колебания плотности создают колебания давления на нижней границе, которые будут использованы далее в качестве граничного условия при решении задачи о распространении волн от колебаний давления на нижней границе.

Из рис. 5а видно, что возмущение на границе состоит из двух расходящихся волнообразных возмущений, исключая центральную часть области. Скорость горизонтального распространения этих волнообразных возмущений примерно 250 м/с. Примерно через 1.6 ч эти расходящиеся волнообразные возмущения достигают горизонтальных границ расчетной области.

Постоянная горизонтальная скорость и неизменная форма двух расходящихся волн, говорят о возможных проявлениях волноводных свойств атмосферы у поверхности Земли. Действительно, в [33] изучались атмосферные квазиволноводы,

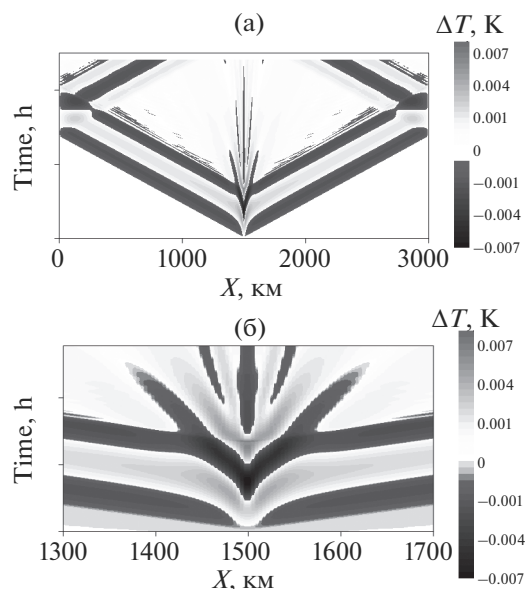


Рис. 5. Зависимость возмущения температуры на нижней границе от времени (а) и на нижней границе вблизи источника (б).

где волна захватывается стратификацией, и распространяется горизонтально, где у поверхности Земли и был обнаружен квазиволновод с похожими параметрами. Скорость распространения вычисленной в [33] первой квазиволноводной моды была примерно = 271 м/с, что близко к 250 м/с. Различия могут объясняться различиями в деталях стратификации в данной работе и в [32]. На рис. 5б показана центральная часть графика 5а. Волна на рис. 5б является суммой падающей и отраженных волн, равных по амплитуде.

5.1. Распространение внутренних гравитационных волн от вариаций приземного давления

Сравнение распространения инфразвуковых волн от тропосферного и граничного источников показало хорошее совпадение волновых картин. Известно, что неизотермической атмосфере с реалистичной стратификацией высот верхней атмосферы достигают только инфразвуковые волны, распространяющиеся под небольшими углами к вертикали. Эти волны распространяются быстро. Инфразвуковые волны, излученные под большими углами к вертикали, меняют постепенно направление распространения вследствие роста температуры с высотой выше 100 км, либо даже отражаются к поверхности Земли [34]. На распространение внутренних гравитационных волн значительно сильнее влияют особенности стратификации, что усложняет волновую картину.

На рис. 6 последовательно показаны волновые возмущение поля температуры, полученные

путем расчета волн от поля вариаций давления на поверхности Земли. Используемые в качестве граничного источника вариации давления на поверхности Земли вычислены при решении предыдущей задачи о распространении волн от тропосферного низкочастотного теплового источника с периодом $T = 30$ мин.

Отчетливо видно, что волны, рассчитанные от вариаций поля давления на поверхности Земли, отличаются примерно вдвое завышенной амплитудой. Многие авторы отмечали [11, 35–37], что трудно определить порядок амплитуды волн, достигающих верхнюю атмосферу, при моделировании распространения волн от тропосферных источников в верхнюю атмосферу. В то же время многие другие параметры волн (частота, скорость распространения, масштабы) уверенно определяются по информации о тропосферных источниках. Поэтому ошибка в амплитуде волн в два раза приемлема и её можно оценить, а результат уточнить. Важно, что можно использовать экспериментальные данные о вариациях давления у поверхности Земли для расчета параметров волн, генерируемых метеорологическими источниками.

5.1.1. Конструирование улучшенного поверхностного источника по данным о вариациях давления на поверхности Земли и расчет волн от источника

Рассмотрим возможные причины полученного расхождения результатов расчета волн от низкочастотного тропосферного источника и от вариаций давления на поверхности Земли. Схематический рис. 1 показывает, что верхнюю атмосферу достигают волны как непосредственно от источника, так и отраженные от поверхности Земли. Эти волны интерферируют. При интерференции амплитуда результирующей волны обычно примерно равна максимальной амплитуде интерферирующих волн, исключая случай, когда интерферирующие волны когерентны. В представленных расчетах волн от вариаций давления волна, распространяющаяся вверх непосредственно от источника, заменяется еще одной волной, отраженной от поверхности Земли. Это тот особый случай, когда интерферирующие волны когерентные, и в этом исключительном случае амплитуда результирующей волны удваивается по отношению к интерферирующим волнам. Поэтому, чтобы скорректировать амплитуду волн, нужно, прежде всего, постараться учесть разницу в фазах интерферирующих волн, достигающих верхнюю атмосферу. Это разница в фазах примерно равна удвоенному времени распространения волн от источника до поверхности Земли.

Попробуем оценить сдвиг фазы $\Delta\phi_G$ между гравитационной волной, распространяющейся вверх

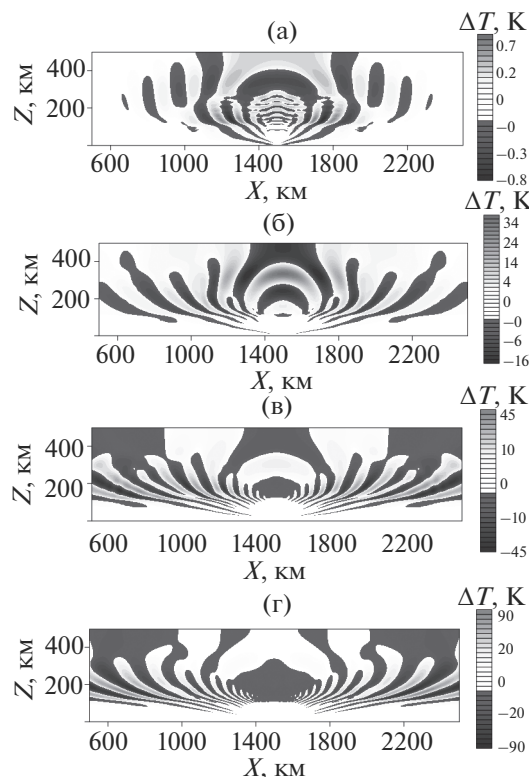


Рис. 6. Поле волновых возмущений температуры атмосферы, создаваемых низкочастотными вариациями поля давления в моменты времени $t = 0.5$ ч (а), $t = 1$ ч (б), $t = 1.5$ ч (в), $t = 2.16$ ч (г).

непосредственно от источника, и отраженной волной. Очевидно, что $\Delta\phi_G = \frac{2H}{c_{vert}}$, где H – высота центра источника, а c_{vert} – скорость вертикального распространения волн. Скорость c_{vert} можно примерно определить как $c_{vert} \approx 20$ м/с, и поэтому функцию $\phi_p(x, t)$ можно в этом случае записать как

$$\begin{aligned} \phi_p(x, t) = & 0.5\Delta P(x, z = 0, t) + \\ & + 0.5\eta\left(x, t + \Delta\phi_G\left(1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right)\right)\right) + \\ & + 0.5(\Delta P(x, z = 0, t + \Delta\phi_A) - \eta(x, t + \Delta\phi_A)), \quad (24) \\ \eta(x, t) = & \frac{1}{2T_A} \int_{t-T_A}^{t+T_A} \Delta P(x, z = 0, t') dt'. \end{aligned}$$

В формуле (24) во второй из интерферирующих волн приблизительно выделен вклад внутренних гравитационных волн и вклад акустических волн. Введенная функция $\eta(x, t)$ представляет гравитационную составляющую волны, которая получена с помощью локального усреднения по времени функции $\Delta P(x, z = 0, t)$. Интервал усреднения $2T_A = 300$ с, что примерно соответствует максимальному периоду акустических

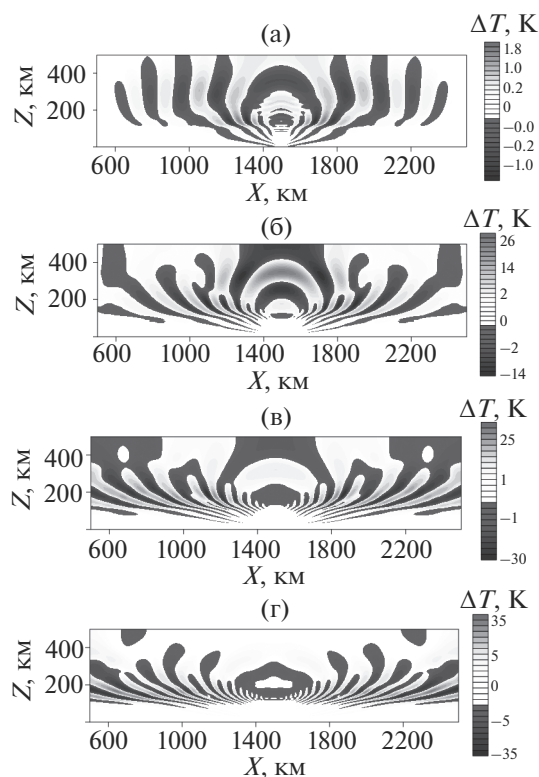


Рис. 7. Поле волновых возмущений температуры атмосферы, создаваемых низкочастотными модифицированными вариациями поля давления (22) в моменты времени $t = 0.5$ ч (а), $t = 1$ ч (б), $t = 1.5$ ч (в), $t = 2.16$ ч (г).

волн. Множитель $\left(1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right)\right)$ в (24) введен в сдвиге фазы гравитационной волны $\eta(x, t)$, чтобы подавить возможные переходные процессы, $\tau = 300$ с. Функция $(\Delta P(x, z = 0, t) - \eta(x, t))$ представляет вклад акустической волны во второй из интерферирующих волн. По аналогии с гравитационными волнами, в эту функцию тоже введен сдвиг фазы $\Delta\phi_A = \frac{2H}{c_{vert}} \approx 36$ с, учитывающий, что реальный тропосферный источник находится выше поверхности Земли на высоте $H = 6$ километров.

На рис. 7 показаны волновые вариации давления, соответствующие такому поверхностному источнику (24). Сравнение рис. 4 и рис. 7 показывает, что совпадение волновых картин неплохое. За исключением первых результатов рис. 4 и на рис. 7, построенных для моментов времени, не превышающих два периода волны. Несмотря на это, на этих рисунках различие в амплитудах не превышает 25% и форма волн схожая. На рис. 7а амплитуда волны еще маленькая, волна в верхней атмосфере только формируется. Очевидно, погрешности сказываются на волне малой амплиту-

ды ощутимее. Введенный в численных расчетах распространения волн от граничного источника сдвиг по времени $\Delta\phi_G = 10$ мин оправдан на больших временах и учитывает сдвиг фаз между интерферирующими в верхней атмосфере волнами, но на малых временах он может приводить к тому, что одна из волн прибудет на большие высоты несколько преждевременно. На небольших временах значительный вклад вносят акустические волны, которые также присутствуют в спектре.

Анализ волновой картины показал, что даже грубый учет сдвига фаз между интерферирующими волнами существенно улучшил совпадение результатов расчетов волн от колебаний давления на границе с прямыми расчетами волн от тропосферного источника. Очевидно, можно точнее учесть сдвиг фаз между интерферирующими волнами. Скорость вертикального распространения волн зависит от волновых чисел и, соответственно, сдвиг фаз реально тоже от них зависит. Это не учтено в предложенной простой модели граничного источника. Можно также более точно учесть структуру тропосферного источника, и не ограничиваться только введением высоты H источника. Однако усложнение модели граничного источника должно оправдываться какими-то конкретными соображениями. Для оценки амплитуды волн, генерируемых метеорологическими событиями и достигающих верхней атмосферы, использование простой модели граничного источника оправдано. Важно, что оценка параметров волн, достигающих верхнюю атмосферу, может быть получена на основе экспериментальных данных о вариациях давления на поверхности Земли.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Практический интерес к вопросу о генерации волн граничным источником обусловлен важностью исследования распространения атмосферных волн в верхнюю атмосферу от реалистичных тропосферных источников. Часто экспериментальной информации о тропосферных источниках недостаточно для определения параметров генерируемых, в особенности для вычисления амплитуды генерируемых волн. Экспериментальная информация о колебаниях давления на поверхности Земли нередко имеется, или может быть получена, и ее можно использовать для анализа волн от метеорологических источников. Поэтому вопрос о возможности замены одной задачи на другую представляется практически оправданным.

В работе аналитически рассмотрена общая задача о генерации АГВ в изотермической атмосфере локальным источником тепла на тропосферных высотах. Источник моделирует нагрев атмосферы фазовыми переходами воды. Изучен спектр гене-

рируемых источником волн. Показано, что генерация внутренних гравитационных волн этим источником не может происходить без генерации инфразвуковых волн, и наоборот. Получены оценки амплитуд генерируемых волн.

Выполнено численное моделирование распространения инфразвуковых и внутренних гравитационных волн от локального источника тепла в неизотермической атмосфере. Численное решение задачи о волнах от тропосферного источника тепла дало данные о колебаниях давления на поверхности Земли. Записанные колебания давления использованы как граничные источники в задаче о генерации волн вариациями давления на поверхности Земли. Проведено сравнение решений обеих решенных задач.

Результаты численного исследования распространения инфразвуковых и внутренних гравитационных волн от локального тропосферного источника тепла и от граничного источника показали:

– если тропосферный источник работает на частотах инфразвуковых волн, то решения задач о волнах от тропосферного источника и от регистрируемых колебаний поверхностного давления совпадают с достаточной точностью для многих практических приложений;

– если источник работает на частотах внутренних гравитационных волн, то амплитуда волн от поверхностного источника обычно превышает амплитуду волн от тропосферного источника. Если источник находится высоко, то амплитуда может быть превышена вдвое. Расхождение амплитуд меньше, если тропосферный источник находится недалеко от поверхности Земли. Форма волн в решениях обеих задач в любом случае схожа.

Это расхождение амплитуд волн в сравниваемых задачах объясняется тем, что в случае с тропосферным источником верхней атмосферы достигают как волны, распространяющиеся непосредственно от источника, так и волны отраженные от поверхности Земли. Эти волны интерферируют и амплитуда результирующей волны определяется этой интерференцией. Волны, отраженные от поверхности Земли, имеют амплитуду равную половине экспериментально измеряемого давления. Замена задачи о волнах от тропосферного источника на задачу о волнах от регистрируемых колебаний давления эквивалентна тому, что одна из интерферирующих волн (распространяющаяся вверх от тропосферного источника) заменяется на волну, отраженную от поверхности Земли. В этом случае обе интерферирующие волны имеют одинаковые фазы, интерферирующие волны когерентны, и амплитуда результирующей волны в два раза больше амплитуды интерферирующих волн. В случае же реального тропосферного источника интерференция волн может давать амплитуду примерно равную амплитуде интерферирующих

волн, поскольку фазы интерферирующих волн различны. Различие фаз интерферирующих волн зависит от высоты, на которой расположен тропосферный источник. Чем выше источник, тем больше проявляется различие рассматриваемых задач.

Проведенный анализ позволил построить по данным колебаний давления на поверхности Земли скорректированный граничный источник, который примерно учитывает сдвиг фаз между интерферирующими волнами. Сдвиг фаз оценен по высоте тропосферного источника. Такая модификация формулы для задаваемого приповерхностного давления дает существенное улучшение точности волновой картины и точности расчета амплитуды волн.

Полученной точности достаточно для оценки переноса энергии и импульса волн в верхнюю атмосферу и для параметризации влияния акустико-гравитационных волн в моделях общей циркуляции атмосферы. Развитый подход позволяет привлечь для выполнения расчетов волн от метеорологических источников экспериментальные данные о вариациях давления на поверхности Земли.

Работа была выполнена при финансовой поддержке грантом Российского научного фонда № 21-17-00208 (Ю.А. Курдяева: разделы 2, 3, 4) и № 21-17-00021 (С.Н. Куличков раздел 1, 5). Разделы 1-6 выполнены С.П. Кшевецким.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Fritts D.C., Vadas S.L. et al.* Wan and variable forcing of the middle atmosphere by gravity waves // *J. Atmos. Sol.-Terr. Phys.* 2006. V.68. P. 247–265.
2. *Ploogonven R., Snyder Ch.*, Inertial Gravity Waves Spontaneously Generated by Jets and Fronts. Part I: Different Baroclinic Life Cycles // *J. Atmospheric Sciences*. 2007. V. 64. P. 2502–2520.
3. *Ploogonven R., Zhang F.* Internal gravity waves from atmospheric jets and fronts // *Rev. Geophys.* 2014. V. 52. P. 1–37.
4. *Черниговская М.А., Сутырина Е.Н., Ратовский К.Г.* Метеорологические эффекты ионосферной возмущенности над Иркутском по данным вертикального радиозондирования // *Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса*. 2014. Т. 11(2). С. 264–274.
5. *Borchevkina O., Karpov I., Karpov M.* Meteorological Storm Influence on the Ionosphere Parameters // *Atmosphere*. 2020 V. 11. № 9. 1017. <https://doi.org/10.3390/atmos11091017>
6. *Boška J., Šauli P. et al.* Diurnal variation of the gravity wave activity at midlatitudes of the ionospheric F region // *Studia Geophysica et Geodaetica*. 2003. V. 47. № 3. P. 579–586. <https://doi.org/10.1023/A:1024763618505>
7. *Ebel A.* Contributions of gravity waves to the momentum, heat and turbulent energy budget of the upper mesosphere and lower thermosphere // *J. Atmospheric and Terrestrial Physics*. 1984. V. 46. P. 727–737. [https://doi.org/10.1016/0021-9169\(84\)90054-0](https://doi.org/10.1016/0021-9169(84)90054-0)

8. *Alexander M.J., Pfister L.* Gravity wave momentum flux in the lower stratosphere over convection // *Geophysical Research Letter.* 1995. V. 22. № 15. P. 2029–2032.
9. *Kshevetskii S.P., Gavrilov N.M.* Vertical propagation, breaking, and effects of nonlinear gravity waves in the atmosphere // *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* 2005. V. 67. P. 10141030.
10. *Karpov I., Kshevetskii S.* Numerical study of heating the upper atmosphere by acoustic-gravity waves from a local source on the Earth's surface and influence of this heating on the wave propagation conditions // *J. Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics.* 2017. V. 164. <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2017.07.019>
11. *Snively J.B., Pasko V.B.* Breaking of thunderstorm-generated gravity waves as a source of short-period ducted waves at mesopause altitudes // *Geophys. Res. Lett.* 2003. V. 30(24). P. 2254. <https://doi.org/10.1029/2003GL018436>
12. *Klimenko M. et al.* Ionospheric Effects of the Sudden Stratospheric Warming in 2009: Results of Simulation with the First Version. 2018. V. 12. P. 760–770. <https://doi.org/10.1134/S1990793118040103>
13. *Григорьев Г.И.* Акустико-гравитационные волны в атмосфере Земли (обзор) // *Изв. вузов. Радиофизика.* 1999. Т. 42(1). С. 3–24.
14. *Коваль А.В., Гаврилов Н.М.* Параметризация воздействия орографических волн на общую циркуляцию средней и верхней атмосферы // *Ученые записки Российского государственного гидрометеорологического университета.* 2011. Т. 20. С. 71–75.
15. *Artru J. et al.* Ionospheric detection of gravity waves induced by tsunamis // *Geophys. J. Int.* 2005. V. 160. P. 840–848. <https://doi.org/10.1111/j.1365-246X.2005.02552.x>
16. *Bourdillon A. et al.* HF radar detection of infrasonic waves generated in the ionosphere by the 28 March 2005 Sumatra earthquake // *J. Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics.* 2014. V. 109. P. 75–79. <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2014.01.008>
17. *Chum J., Skripnikova K., Base J.* Atmospheric infrasound observed during intense convective storms on 9–10 July 2011, J. *Atmospheric and Solar Terrestrial Physics.* 2015. V. 122. P. 66–74. <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2014.10.014>
18. *Blanc E., Farges T., Le Pichon A. et al.* Ten year observations of gravity waves from thunderstorms in western Africa // *J. Geophysical Research: Atmospheres.* 2014. V. 119. P. 6409–6418.
19. *Pierce A.D., Coroniti S.C.* A mechanism for the generation of acoustic-gravity waves during thunder-storm formation // *Nature.* 1966. V. 210. P. 1209–1210.
20. *Kurdyayeva Y., Kulichkov S., Kshevetskii S. et al.* Propagation to the upper atmosphere of acoustic-gravity waves from atmospheric fronts in the Moscow region // *Annales Geophysicae.* 2019. V. 37(3). P. 447–454. <https://doi.org/10.5194/angeo-37-447-2019>
21. *Курдяева Ю.А., Куличков С.Н., Кшевецкий С.П. и др.* Вертикальное распространение акустико-гравитационных волн от атмосферных фронтов в верхнюю атмосферу // *Изв. РАН. Физика атмосферы и океана.* 2019. Т. 55(4). С. 3–12. <https://doi.org/10.31857/S0002-35155543-12>
22. *Kshevetskii S., Kurdyayeva Y., Kulichkov S. et al.* Simulation of Propagation of Acoustic-Gravity Waves Generated by Tropospheric Front Instabilities into the Upper Atmosphere // *Pure Appl. Geophys.* 2020. V. 177. P. 5567–5584. <https://doi.org/10.1007/s00024-020-02569-y>
23. *Курдяева Ю.А., Кшевецкий С.П., Гаврилов Н.М. и др.* Исследование корректности задачи о распространении нелинейных акустико-гравитационных волн в атмосфере от переменного давления на нижней границе // *Сибирский журн. вычислительной математики.* 2017. Т. 20(4). С. 393–412.
24. *Kurdyayeva Y.A., Kshevetskii S.P., Gavrilov N.M. et al.* Correct Boundary Conditions for the High-Resolution Model of Nonlinear Acoustic-Gravity Waves Forced by Atmospheric Pressure Variations // *Pure Appl. Geophys.* 2018. V. 175. P. 3639–3652. <https://doi.org/10.1007/s00024-018-1906-x>
25. *Погосян Х.П.* Циклоны. Л.: Гидрометеиздат, 1976, 148 с.
26. *Wallace J.M., Hobbs P.V.* Atmospheric science: An introductory survey, 92, Academic Press, New York, 2006, p. 483.
27. *Kshevetskii S.P.* Modeling of propagation of internal gravity waves in gases // *Comput. Math. Math. Phys.* 2001. V. 41(2). P. 273–288.
28. *Госсад Э., Хук У.* Волны в атмосфере. Москва: Мир, 1978, 531 с.
29. *AtmoSym Model of Atmospheric Processes,* 2016. <http://atmos.kantiana.ru/> (accessed on 14 March, 2021).
30. *Picone J.M., Hedin A.E., Drob D.P. et al.* NRLMSISE-00 Empirical model of the atmosphere: statistical comparisons and scientific Issues // *J. Geophys. Res.* 2002. V. 107(A12). P. 1468, <https://doi.org/10.1029/2002JA009430>
31. *Кшевецкий С.П.* О длинных акустико-гравитационных волнах в атмосфере с произвольной стратификацией по плотности // *Известия РАН. Физ. атмосферы и океана.* 1992. Т. 28(5). С. 558–559.
32. *Брежнев Ю.В., Кшевецкий С.П., Лебле С.Б.* Линейная инициализация линейных полей // *Известия АН. Физика атмосферы и океана.* 1994. Е. 30(1). С. 86–90.
33. *Кшевецкий С.П.* Квазиволноводные моды внутренних гравитационных волн в атмосфере // *Изв. РАН. Физика атмосферы и океана.* 2003. Т. 39(2). С. 244–253.
34. *Drobzheva Ya., Krasnov V.* The acoustic field in the atmosphere and ionosphere caused by a point explosion on the ground // *J. Atmos. and Solar-Terr. Phys.* 2003. V. 65(3). P. 369–377.
35. *Miller D.V.* Thunderstorm induced gravity waves as a potential hazard to commercial aircraft // Presented at the American Meteorological Society 79th Annual conference, American Meteorological Society. 1999.
36. *Fovell R., Durran D., Holton J.R.* Numerical simulation of convectively generated stratospheric gravity waves // *J. Atmospheric Sciences.* 1992. V. 49(16). P. 1427–1442.
37. *Кшевецкий С.П., Куличков С.Н.* Влияние внутренних гравитационных волн от конвективных облаков на атмосферное давление и пространственное распределение возмущений температуры // *Изв. РАН. Физика атмосферы и океана.* 2015. Т. 51(1). С. 52–59.

Study of Features of the Propagation of Atmospheric Waves Generated by Tropospheric Sources and Variations of the Near-Surface Pressure

S. P. Kshevetskii^{1, 3, *}, Y. A. Kurdyeva², and S. N. Kulichkov³

¹ *Immanuel Kant Baltic Federal University, A. Nevskogo, 14, Kaliningrad, 236041 Russia*

² *Kaliningrad Branch of Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation, Russian Academy of Sciences, Pionerskaya, 61, Kaliningrad, 236010 Russia*

³ *Obukhov Institute of Atmospheric Physics, Russian Academy of Science, Pyzhevsky, 3, Moscow, 119017 Russia*

**e-mail: yakurdyeva@gmail.com*

The work theoretically studies the generation and propagation of waves from model heat tropospheric sources. It is assumed that processes of heating/cooling of the atmospheric gas during phase transitions of water at tropospheric heights are wave sources. In an analytical part of the study, equations that describe the generation and propagation of acoustic and internal gravity waves separately are derived. It is shown that the powers of partial sources of acoustic and internal gravity waves always approximately coincide, regardless of the wave frequencies, and the internal gravity wave generation cannot occur without the acoustic wave generation, and vice versa. Explicit analytical expressions are obtained for the generated waves. Due to the resonant properties of the atmosphere, high-frequency sources generate predominantly acoustic waves and low-frequency sources generate predominantly internal gravity waves if the sources work long enough for the manifestation of resonance properties of the atmosphere. Using numerical experiments, the error introduced if a tropospheric source is replaced by a surface pressure fluctuation source whose pressure fluctuations coincide with pressure fluctuations caused by the tropospheric source, is investigated. It is shown that if a tropospheric source acts at the infrasonic wave frequencies, then the wave patterns generated in the upper atmosphere from the tropospheric source and from the surface pressure fluctuations are practically identical. In the case of a tropospheric source at internal gravity wave frequencies, the amplitude of waves from the corresponding surface pressure fluctuations may be overestimated but no more than twice. Based on pressure fluctuations on the Earth's surface, some corrected surface pressure source that takes into account the phase shifts of interfering waves propagating into the upper atmosphere is constructed. This provides a significant improvement in the simulation of waves from meteorological sources based on data on atmospheric pressure fluctuations.

Keywords: modeling, acoustic-gravity waves, internal gravity waves, acoustic waves, upper atmosphere, troposphere, thermosphere, meteorology

УДК 556.555.4

МЕТОДИЧЕСКИЕ ПОДХОДЫ И РЕЗУЛЬТАТЫ АНАЛИЗА КЛИМАТИЧЕСКОГО СЕЗОННОГО ХОДА ПАРАМЕТРОВ УСТОЙЧИВОЙ СТРАТИФИКАЦИИ ДИМИКТИЧЕСКОГО ОЗЕРА (НА ПРИМЕРЕ ЦЕНТРАЛЬНОЙ ЧАСТИ ЛАДОЖСКОГО ОЗЕРА)

© 2022 г. М. А. Науменко^а, *, В. В. Гузиватый^а, **

^а Санкт-Петербургский Федеральный исследовательский центр Российской академии наук (СПб ФИЦ РАН),
Институт озераедения РАН, ул. Севастьянова, 9, г. Санкт-Петербург, 196105 Россия

*e-mail: m.a.naumenko@mail.ru

**e-mail: guzivaty@gmail.com

Поступила в редакцию 12.08.2021 г.

После доработки 27.09.2021 г.

Принята к публикации 07.10.2021 г.

На основе общих физических представлений о термике димиктического озера и предложенных методических разработок воспроизведен среднелиматический ход параметров слоя скачка в период устойчивой стратификации для центральной части Ладожского озера. Рассматривается совместное распределение сезонного хода температуры поверхности воды, температуры верхнего квазиоднородного слоя (ВКС), отличающейся не более 0.5°C , и заглубления верхней границы слоя скачка, глубины максимального градиента плотности, глубины нижней границы слоя скачка, характеризующие их климатический ход. Статистический анализ вертикальных профилей температуры, измеренной за длительный период времени с 1897 по 2017 гг., позволил впервые разработать эмпирические количественные соотношения между параметрами стратификации с высокими коэффициентами детерминации. Исходя из различия физических особенностей процессов нагривания и охлаждения поверхности озера, для каждого из периодов найдены полезные регрессионные зависимости, которые описывают сезонный ход термических параметров Ладожского озера. Оценены скорости изменения температуры воды и изменения параметров слоя скачка. Формы предложенных аппроксимационных зависимостей могут быть применены для изучения термики других димиктических озер.

Ключевые слова: температура поверхности воды, параметры слоя скачка, климатические соотношения, димиктическое Ладожское озеро

DOI: 10.31857/S0002351522010102

ВВЕДЕНИЕ

Современные наблюдаемые изменения климата оказывают воздействие на термогидродинамическую структуру крупных озер. Одним из важных аспектов этого воздействия является взаимодействие поверхности воды и приводного слоя воздуха, приводящее к изменениям в вертикальном распределении температуры воды и устойчивости водной толщи. Термическая структура крупного озера характеризуется значительной пространственно-временной изменчивостью, которая определяется сезонными изменениями прихода тепла на поверхность озера и его распространением вглубь, синоптической изменчивостью процессов, распределением глубин в озере и удаленностью от берегов. Знания параметров вертикальной устойчивости водной толщи такого крупного димиктического озера, как Ладожское, представ-

ляет значительный интерес для понимания процессов, связанных с распространением солнечного тепла вглубь озера, возникновения стратификации, процессов обмена теплом между районами с различным распределением глубин [1, 2]. Формирование, эволюция и диссипация слоя скачка являются неотъемлемыми элементами изучения ежегодной изменчивости вертикальной структуры вод в крупных озерах и морях [3–5] и предпосылками оценивания воздействия климата на их термический режим. Климатические изменения могут привести к непосредственному изменению в вертикальной термической структуре озера, параметров слоя скачка, величин вертикальных градиентов температуры, глубины термоклина, различиям между температурами эпи- и гипolimниона [6, 7]. Вместе с этим, озера или районы озера с

различными глубинами по-разному реагируют на климатические вариации [8].

В настоящее время внимание к определению параметров вертикальной структуры вод озер и слоя скачка в частности, резко возросло в связи с возможностью проведения длительных (до нескольких месяцев) непрерывных измерений с малой (несколько минут) дискретностью в определенных точках озера и необходимостью их объективного анализа. Однако все еще не существуют количественные оценки среднеклиматического хода параметров слоя скачка в Ладожском озере, позволяющие судить о климатических вариациях относительно этого хода. Для единообразного определения параметров слоя скачка в крупном озере необходимо создание методики и программного обеспечения, позволяющего обрабатывать большие массивы данных о вертикальном распределении температуры воды, однозначно указывающего на искомую величину. Наиболее популярен для этих целей вычислительный комплекс "Lake Analyzer", который направлен на вычисление некоторых термических и энергетических характеристик озера на основе длительных температурных измерений [9].

В лимнологической литературе для периода устойчивой стратификации обычно различают трехслойную структуру водной толщи озера [1, 3]. С точки зрения океанологической терминологии: 1) эпилимнион это верхний квазиоднородный слой (ВКС), 2) металимнион – слой скачка, имеющий определенную толщину, с наибольшими вертикальными градиентами температуры (плотности), 3) гипolimнион – нижний слой с незначительным увеличением плотности с глубиной и наиболее низкими температурами воды. Нижняя граница эпилимниона является верхней границей металимниона. Нижняя граница металимниона является верхней границей гипolimниона.

По сравнению с [9] комплекс необходимых параметров для описания вертикальной структуры Ладожского озера был расширен. Мы предполагаем, что в определенный момент времени вертикальный профиль распределения температуры воды от поверхности до дна Н может быть достаточно полно охарактеризован следующими восьмью основными характерными параметрами:

1) температура поверхности воды T_w (температура верхнего квазиоднородного слоя T_s отличается от T_w не более, чем 0.5°C);

2) толщина верхнего квазиоднородного слоя h_s (верхняя граница слоя скачка);

3) максимальное значение градиента плотности в слое скачка G_{\max} ;

4) глубина максимального значения градиента плотности в слое скачка $h_{G_{\max}}$;

5) температура на глубине максимума градиента плотности в слое скачка $T_{G_{\max}}$;

6) глубина нижней границы термоклина (верхняя граница слоя гипolimниона) h_1 ;

7) температура на нижней границе термоклина T_{h_1} ;

8) температура у дна T_b .

Некоторые указанные параметры уже успешно использовались [4, 10] для изучения временных вариаций вертикального распределения температуры в морях и океанах. Обстоятельные методические разработки и исследования стратификации океана предприняты И.М. Белкиным на основе разработанного им морфолого-статистического анализа [11].

Цель настоящей статьи заключается в разработке методики и анализе особенностей климатического распределения параметров слоя скачка в центральной части димиктического Ладожского озера в течение периода развитой стратификации с начала возникновения до ее диссипации на основе анализа большого объема информации, которая хранится в специализированной базе данных Института озероведения РАН [12], существенно дополненной за последние годы. Под климатическим распределением мы понимаем регрессионные зависимости, полученные на основе всех имеющихся в базе данных измерений параметров развитой стратификации, которые могут служить базовыми распределениями для оценки отклика термических особенностей озера на вариации климата.

ФИЗИЧЕСКОЕ ОБОСНОВАНИЕ И ПРИНЦИПЫ АНАЛИЗА ИЗМЕНЧИВОСТИ ПАРАМЕТРОВ УСТОЙЧИВОЙ СТРАТИФИКАЦИИ В ЦЕНТРАЛЬНОЙ ЧАСТИ ЛАДОЖСКОГО ОЗЕРА

Глубокое замерзающее Ладожское озеро (площадь акватории 17785 км^2 , средняя глубина 48.3 м , максимальная глубина 230 м), самое большое озеро Европы, расположено в умеренной климатической зоне, что определяет его ледовый режим и четко выраженную ежегодно повторяющуюся последовательность термических структур в течение года [2]. Димиктический статус Ладожского озера заключается в том, что каждый год оно претерпевает два периода полного вертикального перемешивания (в английской терминологии *overtun*): 1) осенью перед образованием льда и 2) весной после начала таяния льда, что связано с аномалией плотности пресной воды при температуре максимальной плотности 3.98°C [3]. В эти периоды в результате конвективного перемешивания происходит обмен различными субстанциями (кислородом, биогенами) от поверхности до дна. После этого весной возникает первичная устой-

чивая плотностная стратификация в прибрежных районах (с температурами выше 4°C) и весенняя термическая фронтальная зона (термический бар), осенью – аналогичная ситуация, но прибрежные районы имеют температуру ниже 4°C. В Ладожском озере в весенний период стратификация на определенной вертикали возникает после прохождения весенней термической фронтальной зоны, когда температура поверхности начинает превышать температуру наибольшей плотности.

Для анализа среднеклиматической изменчивости параметров стратификации была выбрана центральная часть Ладожского озера, которая имеет глубины от 50 до 70 м, и в силу летней циклонической циркуляции слой скачка расположен ближе к поверхности, чем в прибрежных районах [2]. Из термической базы данных Института озераведения РАН, для более чем 10000 станций с глубинами дна указанного диапазона, были выбраны вертикальные профили температуры за период с 1897 до 2017 г.

На первом этапе анализа изменчивости термической структуры центральной части Ладожского озера было проведено построение среднего распределения определяющих параметров, по всем данным не зависимо от года наблюдений. На рис. 1. показано распределение температуры воды, дисперсии температуры, частоты Вьяйсяля–Брента, осредненных по декадам со сдвигом в 5 суток и шагом по вертикали 5 м для периода стратификации, который для центральной части Ладожского озера начинается в середине июня и заканчивается полным осенним перемешиванием в первой декаде ноября. Между вертикальными распределениями указанных параметров существует заметное подобие, и, поэтому, эти довольно схематичные распределения позволяют выявить основные характерные черты изменений в стратификации и эволюции слоя скачка в исследуемом районе. Глубина верхней границы слоя скачка (толщина ВКС или эпилимниона) h_s была определена по максимальной температуре за период стратификации на каждом горизонте [13] (рис. 1б), этот подход полезен для анализа температурных данных, приведенных на этом рисунке. На рис. 1в показана дисперсия температуры воды, характеризующая степень ее изменчивости. Максимальные значения дисперсии имеют место на поверхности и связаны с межгодовыми вариациями температуры воды, на нижележащих горизонтах дисперсия указывает на флуктуации температуры в слое скачка, связанные с внутренними волнами, амплитуды которых могут достигать 10–15 м. Глубина поверхности слоя скачка h_{Gmax} определялась по максимальной величине вертикального градиента плотности или (что, то же самое) частоты Вьяйсяля–Брента $N = \sqrt{-\frac{g}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial z}}$, где $\frac{\partial \rho}{\partial z}$ – вертикальный

градиент плотности воды (рис. 1г). Ось z направлена вверх. В качестве уравнения состояния пресной воды использовалось уравнение Чена–Миллера [14].

На рис. 1 показаны точками временной ход заглужения верхней границы слоя скачка (б), максимума дисперсии (в) и поверхности максимума $N(z)$. Наблюдается соответствие между этими параметрами, очевидно, что их заглужение со временем идет нелинейно, ускоряясь к октябрю–ноябрю.

Характеризуя последовательность изменений термической структуры Ладожского озера, можно выделить две стадии формирования верхнего квазиоднородного слоя (ВКС) и эволюции слоя скачка вплоть до полного перемешивания на определенной вертикали.

Во время первой стадии ВКС начинает формироваться после прохождения весенней термической зоны. Обычно его толщина не превышает 1–2 м при температуре поверхности воды около 5° и небольших скоростях ветра. В этот период увеличение толщины ВКС может осуществляться только за счет ветрового перемешивания (вынужденной конвекции), на малых глубинах образуется летний слой скачка. В этот период вертикальный градиент температуры в слое скачка увеличивается, достигая своего максимума. В связи с этим большая часть тепла, поступающая на поверхность озера, перераспределяется в верхнем квазиоднородном слое и приводит к повышению его температуры. В ночное время может формироваться суточный слой скачка с характерной свободной конвекцией.

В августе, после того, как температура поверхности воды достигает максимума, начинается процесс охлаждения (вторая стадия формирования ВКС), определяющий возникновение и развитие свободного конвективного перемешивания. Вместе с вынужденной конвекцией это приводит к увеличению толщины квазиоднородного слоя и заглужению слоя скачка. В свою очередь это приводит к понижению температуры поверхности и к повышению температуры на нижележащих горизонтах в результате турбулентной диффузии тепла через нижнюю границу квазиоднородного слоя.

Далее в первой половине ноября свободная конвекция достигает дна, что приводит к разрушению слоя скачка, полному перемешиванию и, следовательно, выравниванию температуры воды по вертикали. Толщина эпилимниона сравнивается с глубиной дна на рассматриваемой вертикали. Температура придонной воды становится максимальной за весь годовой цикл и равна температуре эпилимниона $T_w = T_b = 5.5^\circ\text{C}$ (рис. 1). Это означает, что именно в это время вертикальная устойчивость водной толщи (частота Вьяйсяля–

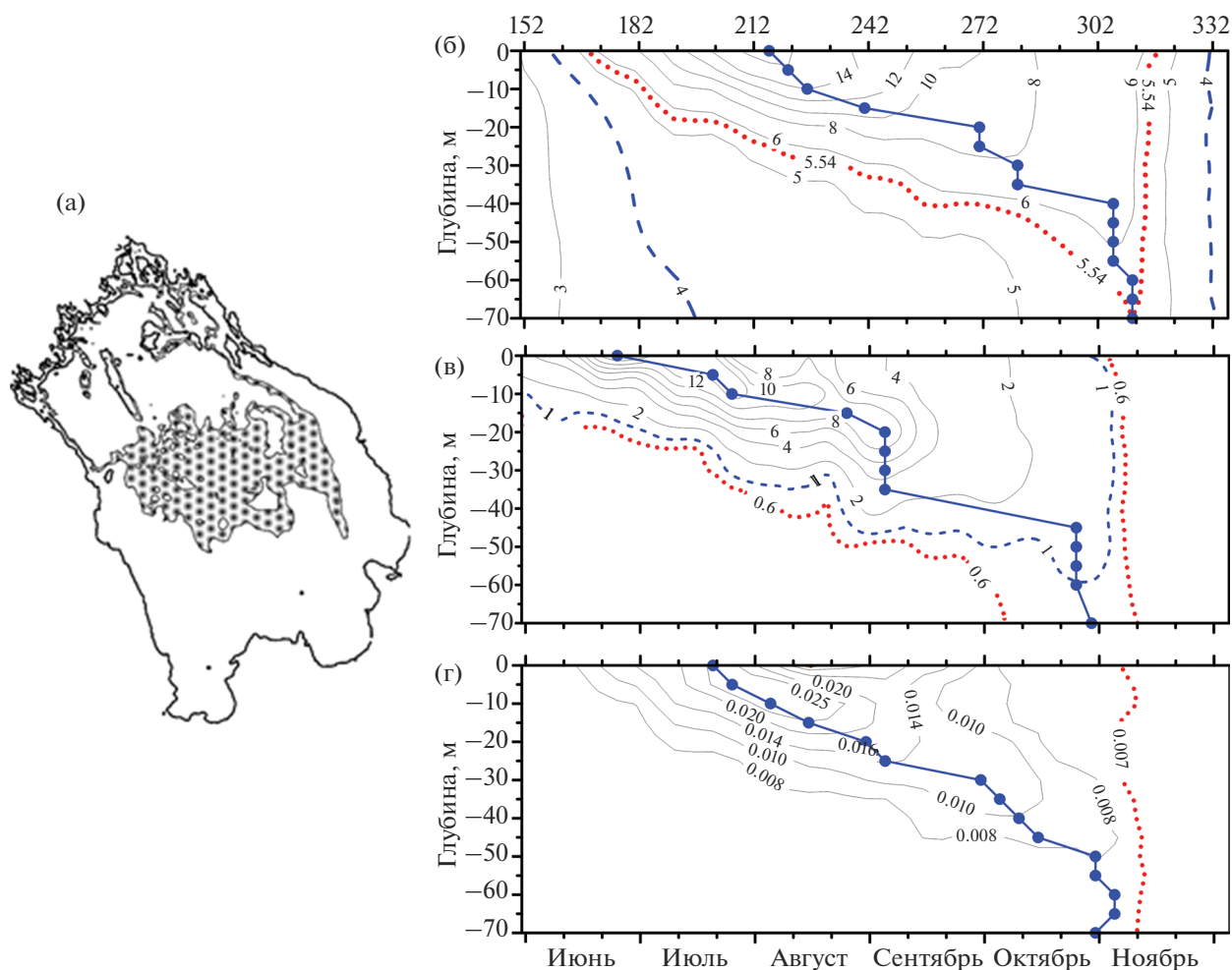


Рис. 1. Распределение температуры воды (б) и ее дисперсии(в), частоты Вьяйсяля–Брента (г) для периода стратификации для центральной части Ладожского озера(а). Точки, соединенные сплошными линиями, указывают максимальные значения параметров. На горизонтальной оси обозначены сутки от начала года.

Брента N) позволяет быстро опуститься водам с поверхности до придонных горизонтов. Сочетание минимальной частоты Вьяйсяля–Брента, равной 0.007 c^{-1} , и максимальной за год температуры придонных вод соответствует дате начала периода полного вертикального перемешивания, которое продолжается до того, как температура придонной воды сравняется с температурой наибольшей плотности 3.98°C в условиях вертикальной изотермии. После этого дальнейшее непрерывное охлаждение поверхностного слоя приводит к возникновению устойчивой обратной стратификации. Следует заметить, что максимальная придонная температура в разных частях озера различна и наступает в разные сроки, что связано с различием глубины дна и ветровой вынужденной конвекцией.

Общая закономерность, заключающаяся в ежегодной характерной последовательности возникновения термических структур в димиктиче-

ском озере и сочетание двух выше указанных стадий поступления тепла вглубь в период устойчивой стратификации, указывают на нелинейную зависимость заглубления ВКС от момента его возникновения до достижения дна.

Таким образом, феноменологическое описание физических процессов в период стратификации облегчает поставленную задачу, позволяет сделать общие выводы и дать рекомендации для оценивания количественных параметров вертикального распределения температуры воды.

ИСХОДНЫЕ ДАННЫЕ И ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ВЕРТИКАЛЬНОЙ СТРАТИФИКАЦИИ

Параметры, характеризующие вертикальное распределение температуры в период стратификации, характеристики ВКС, а именно его температура и глубина, должны быть четко опреде-

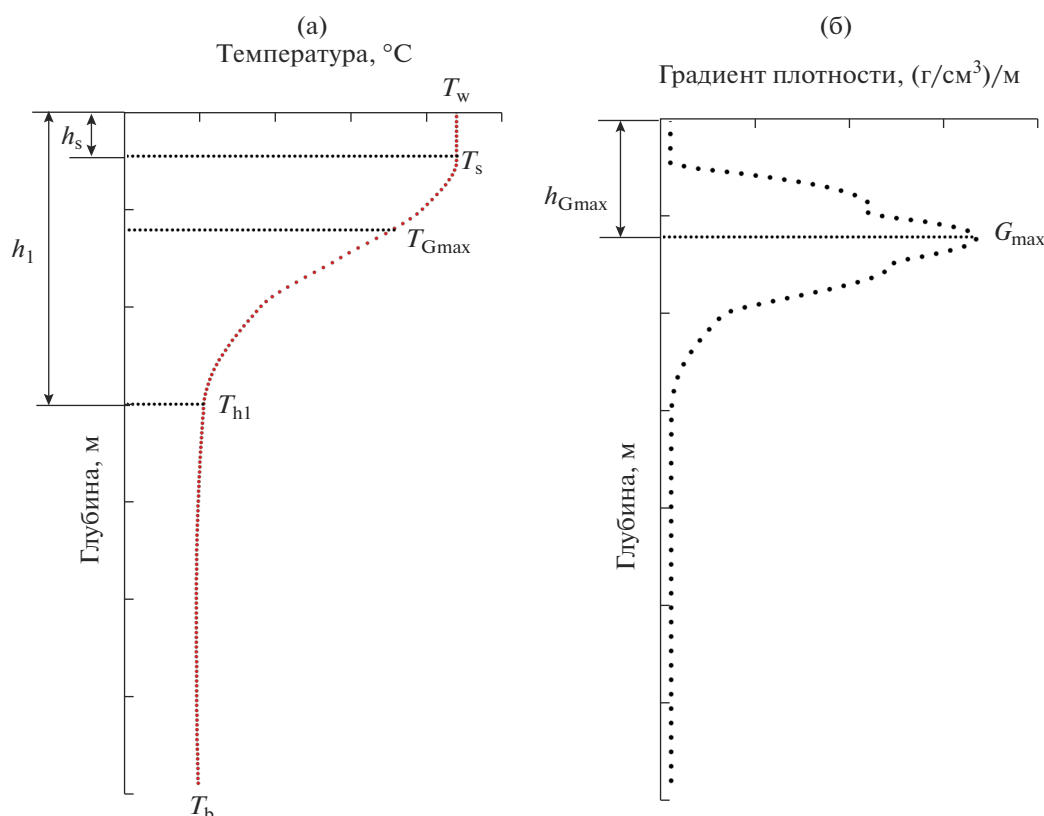


Рис. 2. Схема определения параметров слоя скачка на основе вертикального профиля температуры воды. Обозначения в тексте.

лены для выявления воздействия климатических изменений. Для того, чтобы рассчитать осредненные глубины залегания различных элементов вертикальной структуры и получить достаточно надежный климатический сезонный ход исследуемых характеристик, был выбран центральный район с мало изменяющимися глубинами дна и более, чем 10 000 вертикальных профилей температуры воды от поверхности до дна для периода устойчивой стратификации с мая по ноябрь с 1897 г. по настоящее время.

Важным и необходимым условием нахождения параметров слоя скачка является равномерное распределение значений температуры (плотности) воды на исследуемом вертикальном профиле. База данных [12] содержит нерегулярные и неравномерные по акватории озера измерения на гидрологических станциях температуры воды. Как правило, измерения проводились на стандартных горизонтах, с различной точностью: в двадцатом веке — опрокидывающимися термометрами, а в последние годы STD-зондами. Поэтому, для единообразного использования разновременных измерений температуры воды в Ладожском озере, на первом этапе опытным путем было найдено, что вертикальная дискретность

должна быть не более 0.5 м. Интерполирование значений температуры было выполнено с помощью кусочно-кубического полинома Эрмита, так как он не дает ложных максимумов и ложных перегибов и более корректно сглаживает данные вблизи локальных экстремумов [15]. Для корректного интерполирования минимальное количество измерений должно быть не менее семи на вертикали.

Второй этап обработки заключался в расчете параметров стратификации. На рис. 2 показано схематичное вертикальное распределение температуры на станции с указанием характерных точек для нахождения выбранных параметров слоя скачка.

Для определения верхней границу слоя скачка (или, что одно и то же, толщины верхнего квази-однородного слоя) были протестированы три критерия [16, 17]. Первый и наиболее часто используемый заключается в задании разности температуры между верхней и нижней границей ВКС, обычно эта разность не должна превышать 0.5°C. Второй критерий основан на априорном задании предельного значения градиента температуры или плотности на нижней границе ВКС, третий — в вычислении параметра кривизны, ха-

рактизирующего переход от квазиизотермии к резкому увеличению градиентов плотности или температуры, для этого используется вычисление второй производной по глубине. В качестве оптимального варианта был выбран первый критерий для определения толщины ВКС, учитывая точность разновременных измерений температуры воды в Ладожском озере (с конца девятнадцатого века до первого десятилетия двадцать первого века), проведенных с использованием глубоководных термометров в двадцатом веке и STD зондов в 21 в. В монографии И.В. Молчанова “Ладожское озеро” [18] приведены данные, характеризующие осеннее перемешивание от поверхности до дна при разности между поверхностными и придонными температурами воды, которые не превышают 0.5°C в ноябре, что подтверждает адекватность сделанного выбора.

Глубина максимума градиента плотности $h_{G_{\max}}$ принята за глубину термоклина (рис. 2). Величина вертикального градиента плотности воды в слое скачка должна быть не менее $0.5 \times 10^{-4} \text{ г/см}^3/\text{м}$ [18].

Нижняя граница слоя скачка h_1 определялась по характерной глубине второй производной, максимуму кривизны вертикального профиля температуры. Эта глубина является верхней границей гипolimниона, и разность между глубиной станции Н и нижней границей слоя скачка h_1 составляет толщину гипolimниона.

Предлагаемый подход позволяет оценить все требуемые параметры, получить среднеклиматическое положение характеристик слоя скачка с начала возникновения до его диссипации в течение периода развитой стратификации на основе ансамбля профилей в данном районе.

Исходя из поставленной задачи, для получения климатического сезонного хода выбранных характеристик из анализа были исключены вертикальные профили температуры воды, выполненные в присутствии суточного слоя скачка, а также во время штормов, апвеллингов и фронтальных зон, которые значительно отличаются от трехслойной структуры озера. Вообще говоря, детальный анализ вертикальных профилей температуры, выполненных малоинерционными измерителями, демонстрирует “тонкую” термическую структуру, связанную с внутриволновыми процессами, горизонтальной адвекцией, интрузиями, что в свою очередь затрудняет получить обобщенную климатическую картину. Мы также старались исключить из анализа вертикальные профили температуры, связанных с синоптическими динамическими образованиями типа вихрей.

Для необходимых вычислений параметров слоя скачка в Ладожском озере было создано программное обеспечение в пакете MATLAB в соответствии с предложенной схемой и критериями.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Климатический ход различных параметров стратификации полезно представить в виде гладкой непрерывной функции. Сезонный ход температуры поверхности воды изначально представлялся в виде синусоиды (задача Фурье—Шмидта), например, [19]. Позже было показано, что для димиктических озер продолжительность периода нагревания меньше периода охлаждения, что было отражено в разработанных формулах аппроксимационных кривых [20–22]. На рис. 3а приведен сезонный ход стратификации климатический сезонный ход температуры поверхности воды T_w , температуры слоя скачка $T_{G_{\max}}$ и температуры на нижней границе слоя скачка T_{hl} . Используются все данные, независимо от года наблюдений.

Первые две аппроксимирующие кривые представляют собой композицию степенной и экспоненциальной функции

$$T_w(x) = a_1 t^d e^{ct}, \quad (1)$$

где $t = x/100$, x — количество суток от начала года.

Исходя из различия указанных ранее физических особенностей процессов нагревания и охлаждения, мы определили для каждого из этих периодов аппроксимационные кривые: 1) до даты максимума температуры поверхности в выбранном районе и 2) после нее до полного вертикального перемешивания. За дату климатического максимума температуры поверхности воды центрального района Ладожского озера принято 6 августа, вертикальная прямая на рис. 3 и 4.

Для временной зависимости изменения глубины границ слоя скачка используется показательная функция

$$h(x) = a_2^{t+r}, \quad (2)$$

соответствующая быстрому увеличению глубины на заключительных этапах. На рис. 3б приведены климатические кривые, характеризующие заглубливание ВКС (верхней границы слоя скачка h_s), максимального градиента плотности воды $h_{G_{\max}}$ и нижней границы слоя скачка h_1 с конца июня до начала ноября, построенные на основе (2). Точки, характеризующие среднедекадные глубины ВКС с рис. 1б, подтверждают адекватность аппроксимации его заглубливания.

Всего было получено десять аппроксимационных кривых: две — для температуры воды (кривые 2 и 6 на рис. 3а) для периода нагревания и две для периода охлаждения (кривые 4 и 8 на рис. 3а). Для глубин слоя скачка было получено три кривые для периода нагревания (кривые 2, 6 и 10 на рис. 3б) и охлаждения (кривые 4, 8 и 12 на рис. 3б) соответственно. Этим кривым соответствуют регрессионные зависимости, приведены в табл. 1. Переход от одного периода к другому на рис. 3 показан цен-

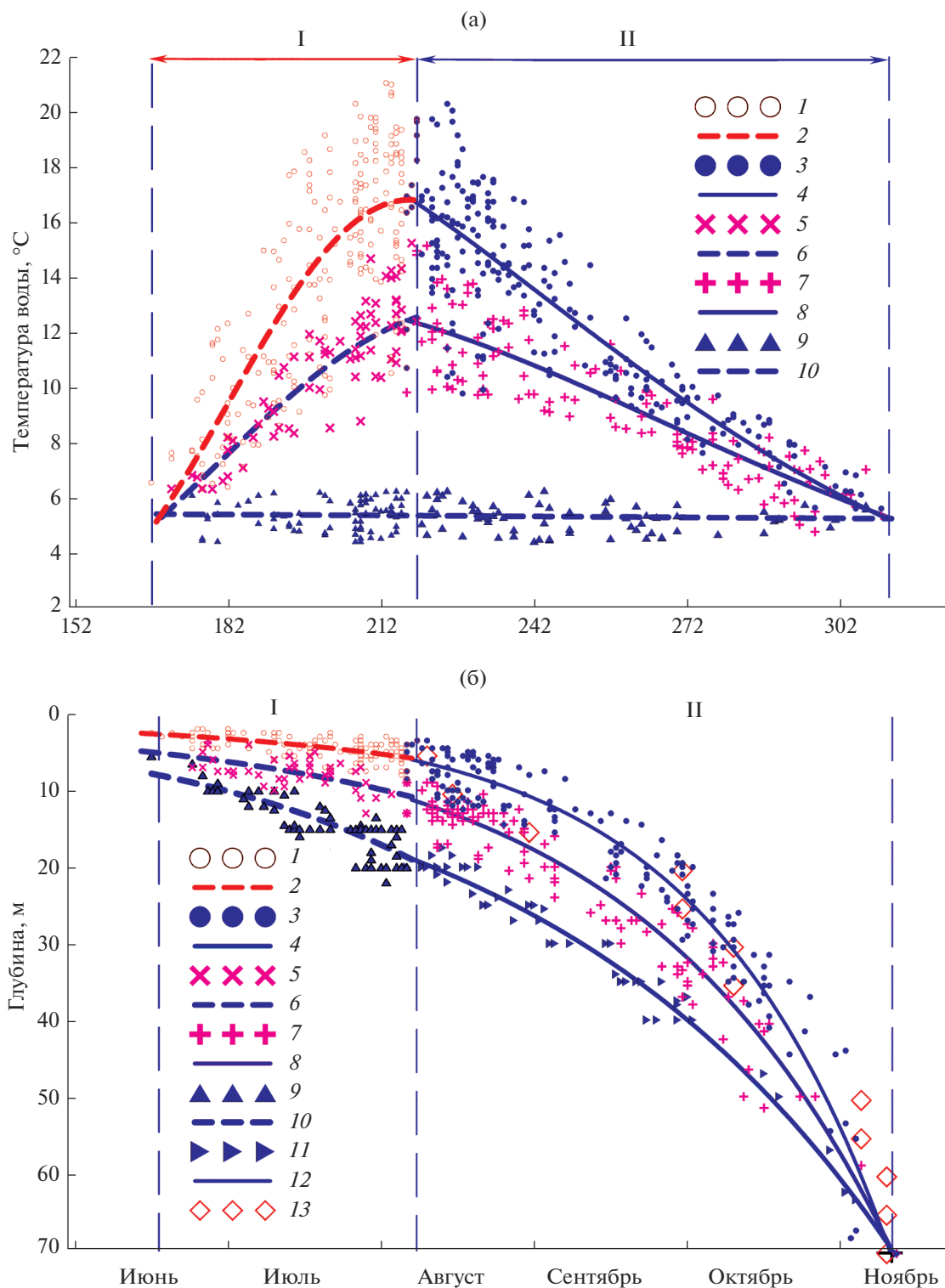


Рис. 3. Сезонный ход параметров устойчивой стратификации для периодов нагрева (I) и охлаждения (II): а) температуры поверхности (1, 3) и ее аппроксимация (2, 4), температуры в слое скачка (5, 7) и ее аппроксимация (6, 8), температуры на нижней границе (9) и ее аппроксимация (10); б) заглублиения верхнего квазигомогенного слоя (1, 3) и его аппроксимация (2, 4), заглублиения максимального градиента плотности воды (5, 7) и его аппроксимация (6, 8), заглублиения нижней границы слоя скачка (9, 11) и его аппроксимация (10, 12), среднедекадные глубины ВКС с рис. 16 (13).

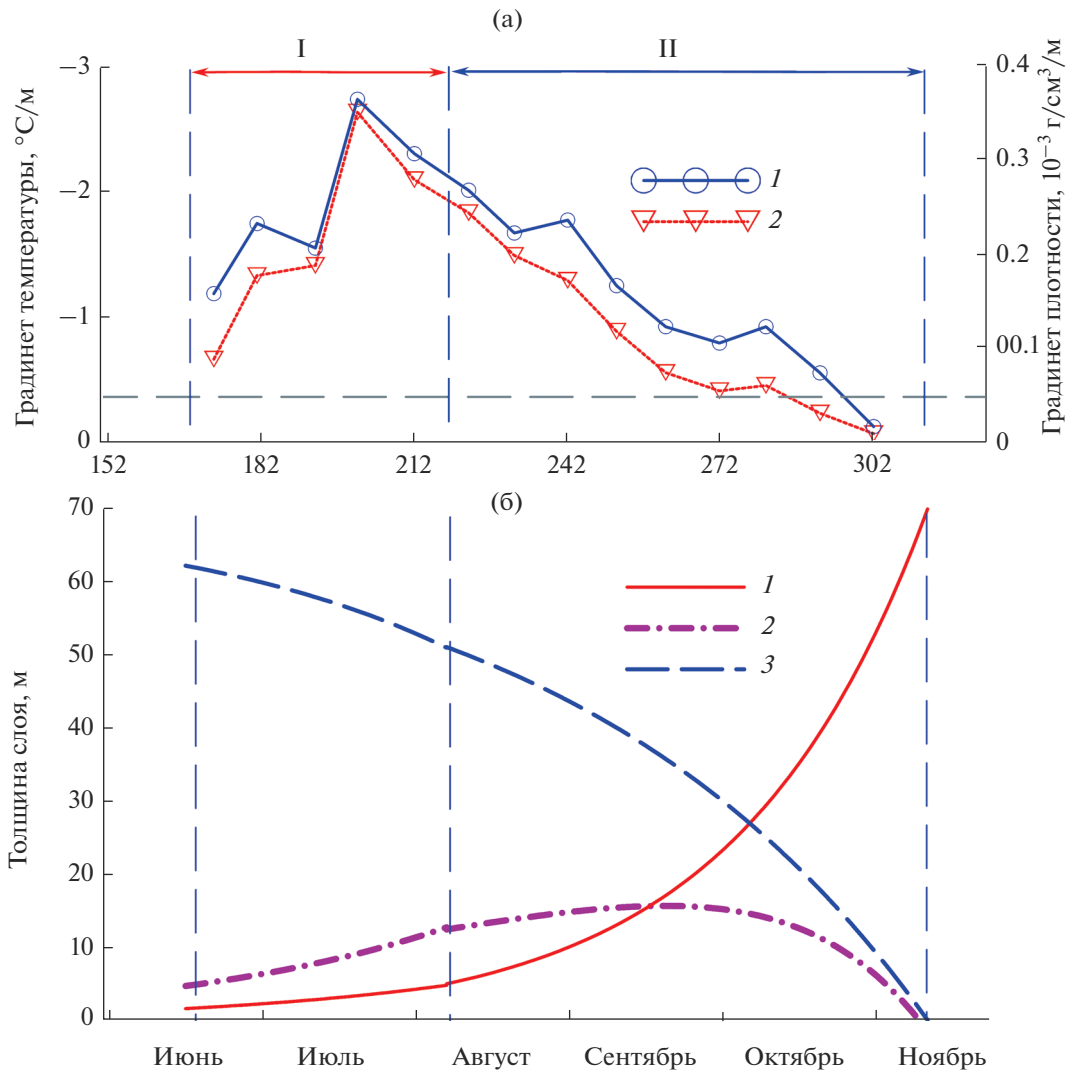


Рис. 4. Сезонный ход: а) максимальных градиентов температуры (1) и плотности воды (2); б) толщины верхнего квази-однородного слоя (ВКС) (1), толщины слоя скачка (2), толщины гипolimниона (3) для периода нагревания (I) и охлаждения (II) поверхности Ладожского озера. Горизонтальная штриховая прямая показывает критерий слоя скачка [18].

тральной вертикальной пунктирной прямой. Эмпирические коэффициенты a_1, d, c, a_2, r , количество точек n , коэффициенты детерминации k_d приведены в табл. 1.

Все коэффициенты детерминации значимы при $\alpha = 0.05$. В нашем случае период нагревания от начала возникновения устойчивой стратификации (17 июня) до макс T_w равен 49 сут тогда, как продолжительность периода охлаждения до полного вертикального перемешивания в первой декаде ноября (9 ноября) составляет 93 сут. Рис. 3 демонстрирует медленное увеличение толщины ВКС с июня по начало августа и затем ее дальнейшее резкое увеличение, что подчеркивает физическую сущность процесса заглубления ВКС (верхней границы термоклина) в осенний период, когда наступает полное вертикальное перемешивание. Ис-

пользуемые регрессионные зависимости, как для температуры воды, так и для глубины ВКС, слоя скачка и нижней границы термоклина пересекаются в одной точке, соответствующей дате полного вертикального перемешивания.

Анализ таблицы свидетельствует, что регрессионные кривые имеют высокие коэффициенты детерминации во время периода охлаждения. Для периода нагревания коэффициенты детерминации гораздо ниже. Физически ясно, что во время периода нагревания главным образом на температуру ВКС и термоклина оказывает влияние нерегулярная ветровая вынужденная конвекция, что и объясняет более низкие коэффициенты детерминации по сравнению с периодом охлаждения, когда свободно конвективное перемешивание преобладает.

Таблица 1. Статистические характеристики и эмпирические коэффициенты регрессии для параметров стратификации центральной части Ладожского озера

Параметры		Период нагревания						Период охлаждения					
		№	n	k_d	a_1	d	c	№	n	k_d	a_1	d	c
Температура, °С (рис. 3а)	T_w	2	425	0.61	77245.49	38.00	-17.45	4	470	0.76	356.35	6.52	-3.73
	T_{Gmax}	6	142	0.67	320.81	19.84	-8.58	8	256	0.80	123.62	6.23	-3.28
Параметры		№	n	k_d	a_2	r	№	n	k_d	a_2	r		
Глубина, м (рис. 3б)	ВКС	2	225	0.33	6.05	-1.25	4	175	0.94	15.04	-1.55		
	h_{Gmax}	6	95	0.36	5.06	-0.74	8	135	0.93	7.29	-0.98		
	h_l	10	138	0.68	6.17	-0.58	12	103	0.98	4.10	-0.11		

Примечание. № – номер кривой на рис. 3а и 3б.

В период стратификации температура воды нижней границы слоя скачка (верхней границы гиполимниона) имеет незначительные колебания между 4°С и максимальной придонной температурой, которая достигается в период полного вертикального перемешивания в первой декаде ноября. Средняя температура гиполимниона в период прямой устойчивой стратификации квазипостоянна и не превышает $t_b = 5.5^\circ\text{C}$.

Ниже верхней границы гиполимниона значения гидрофизических параметров сравнительно устойчивы и непосредственно не подвержены сезонной изменчивости. Гиполимнион практически изолирован от поступления тепла с поверхности в период стратификации и лишь в период полного осеннего перемешивания тепло с поверхности достигает дна. Причем, как показали длительные наблюдения в димиктическом озере Мичиган в осенние сезоны придонная температура повышается не постепенно в период прогрева, а быстро (в течение нескольких дней) в результате интенсивной конвекции [23].

Дифференцирование регрессионных зависимостей (1) и (2) (рис. 3 и табл. 1) позволило определить климатические (средние) скорости изменения температуры поверхности воды и температуры в термоклине. На стадии нагревания максимальные скорости имеют место в конце июня-начале июля и равны 0.32°С/сутки и 0.18°С/сутки соответственно на поверхности и в слое скачка, на стадии охлаждения максимальные скорости имеют место в конце августа-начале сентября 0.14°С/сутки на поверхности и в сентябре-начале октября 0.08°С/сутки в слое скачка. Во время полного осеннего перемешивания скорости изменения, как температуры поверхности, так и температуры термоклина становятся минимальными.

На основе дифференцирования эмпирических функций, описывающих заглубливание параметров слоя скачка, впервые были оценены скорости заглубливания трех поверхностей h_s , h_{Gmax} и h_l , кото-

рые увеличиваются со временем, достигая максимума в период полного осеннего перемешивания (рис. 3б). Если в период нагревания скорости колеблются в пределах 0.03–0.3 м/сутки, то максимальные скорости заглубливания ВКС в период полного осеннего перемешивания достигают 1.8 м/сутки, а нижней границы термоклина – 0.95 м/сутки. Это согласуется с результатами долговременных измерений придонной температуры воды в димиктическом озере Мичиган [23].

Временной ход среднедекадных максимальных вертикальных градиентов температуры и плотности воды G_{max} представлен на рис. 4а.

Наблюдается четкое соответствие между ними. Наибольшие вертикальные градиенты плотности (температуры) наблюдаются до наступления максимума температуры поверхности воды и составляют $\sim 0.4 \times 10^{-3}$ г/см³/м (при вертикальном градиенте температуры воды около 2.5°С/м) на глубине около 10 м. Толщина ВКС в это время составляет 3–4 м. Пунктирная прямая на рис. 4, а указывает плотностной критерий слоя скачка, приведенный в [18]. В период охлаждения градиенты уменьшаются от своего максимума практически до нулевых значений в период полного осеннего перемешивания. Следует заметить, что вертикальные градиенты как температуры, так и плотности на конкретные даты могут превышать среднедекадные величины в несколько раз.

На основе полученных эмпирических формул (табл. 1) были впервые вычислены толщины эпилимниона (ВКС), металимниона (слоя скачка) и гиполимниона, что позволило построить их временной ход для периода развитой стратификации (рис. 4б). Как указывал К. Роджерс [24], после прохождения термобара на определенной вертикали гиполимнион занимает практически всю водную толщу от поверхности до дна. Толщина ВКС (эпилимниона) в период нагревания не велика и изменяется незначительно. После начала периода охлаждения в результате свободной кон-

векции идет значительное увеличение как толщины ВКС, так и толщины слоя скачка (рис. 4). В период максимального теплосодержания озера во второй половине сентября толщина ВКС и слоя скачка сравниваются и составляют ~16.2 м. при глубине максимального градиента плотности около 25 м. Максимальная толщина слоя скачка в это время достигает 23% от глубины места.

При полном осеннем перемешивании все пространство от поверхности до дна занимает ВКС (эпилимнион) при температуре поверхности воды 5–6°C. Использование дистанционных методов позволяет определить начало полного перемешивания по известной температуре поверхности [25].

ОБСУЖДЕНИЕ И ВЫВОДЫ

В работах [19, 26] на основе одномерной модели турбулентного обмена теплом без учета адвективных факторов были построены изменения глубины слоя скачка со временем с начала стратификации до полного осеннего перемешивания для некоторых американских озер. Как указывается в [27], при трехмерном моделировании термогидродинамических процессов в крупном димиктическом озере слой скачка получается слишком диффузным с меньшими вертикальными градиентами, чем в природе. Мы на основе общих физических представлений о термике димиктического озера и статистическом анализе вертикальных профилей температуры, измеренной за длительный период времени, для центральной части Ладожского озера впервые получили аналогичные изменения, как в [19], и разработали эмпирические количественные соотношения между параметрами стратификации, согласующимися с измерениями.

Проанализировано совместное распределение сезонного хода температуры поверхности (ВКС) центральной части Ладожского озера и заглужения верхней границы слоя скачка, глубины максимального градиента плотности, характеризующие их климатический ход. Оценены скорости изменения температуры и изменения параметров слоя скачка. Для периода нагревания и периода охлаждения найдены полезные аналитические зависимости, которые достаточно хорошо описывают сезонный ход термических параметров Ладожского озера, а формы зависимостей могут быть применены для изучения термики других димиктических озер.

Фактически полученные результаты являются климатическими нормами для центральной части Ладожского озера и отклонения от них могут характеризовать межгодовые изменения стратификации и параметров слоя скачка.

Предложенные методические разработки позволили получить новые надежные количествен-

ные оценки эволюции слоя скачка в центральной части Ладожского озера и представляются весьма перспективными при изучении других димиктических озер или районов озера с другими глубинами, в том числе для построения карт параметров слоя скачка.

Полученные результаты могут быть использованы в качестве начальных и граничных условий при гидродинамическом моделировании Ладожского озера, а также при верификации модельных расчетов.

БЛАГОДАРНОСТИ

Проведенные исследования выполнены по госзаданию № 0154-2019-0001 “Комплексная оценка динамики экосистем Ладожского озера и водоемов его бассейна под воздействием природных и антропогенных факторов”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Бояринов П.М., Петров М.П.* Процессы формирования термического режима глубоких пресноводных водоемов. Л.: Наука, 1991. 178 с.
2. *Тихомиров А.И.* Термика крупных озер. Л.: Наука, 1982. 232 с.
3. *Hutchinson G.E.* A treatise on limnology. V. I. Part 1. Geography and physics of lakes. New York: Wiley-Interscience, 1957. 1015 p.
4. *Калацкий В.И.* Моделирование вертикальной термической структуры деятельного слоя океана. Л.: Гидрометеиздат, 1978. 216 с.
5. *Линейкин П.С., Мадерич В.С.* Теория океанического термоклина. Л.: Гидрометеиздат, 1982. 270 с.
6. *Carpenter S.R., Fisher S.G., Grimm N.B., Kitchell J.F.* Global change and fresh-water ecosystems // *Annu. Rev. Ecol. Syst.* 1992. V. 23. P. 119–139.
7. *King J., Shuter B., Zimmerman A.* The response of the thermal stratification of South Bay (Lake Huron) to climatic variability // *Can. J. Fish. Aquat. Sci.* 1997. V. 54. P. 1873–1882.
8. *Kraemer B., Anneville O., Chandra S., Dix M., Kuusisto E., Livingstone D. M., Rimmer A., Schladow S.G., Silow E., Sitoki L.M., Tamatamah R., Vadeboncoeur Y., McIntyre P.B.* Morphometry and Average Temperature Affect Lake Stratification Responses to Climate Change // *Geophys. Res. Lett.* 2015. V. 42(12). P. 4981–4988. <https://doi.org/10.1002/2015GL064097>
9. *Read J., Hamilton D., Jones I., Muraoka K., Winslow L., Kroiss R., Wu C., Gaiser E.* Derivation of lake mixing and stratification indices from high-resolution lake buoy data // *Environ. Modell. Software.* 2011. V. 26(11). P. 1325–1336. <https://doi.org/10.1016/j.envsoft.2011.05.006>
10. *Бондаренко Н.Н., Полежаев Е.К.* Изменчивость термической структуры деятельного слоя океана по данным наблюдений на тропическом энергетическом полигоне // Труды ГОИН. 1983. Вып. 170. С. 17–26.

11. *Белкин И.М.* Морфолого–статистический анализ стратификации океана. Л.: Гидрометеиздат, 1991. 134 с.
12. *Гузиватый В.В., Каретников С.Г., Науменко М.А.* Опыт создания и использования банка термических данных Ладожского озера // География и природные ресурсы. 1998. № 3. С. 89–96.
13. *Джеймс Р.* Прогноз термической структуры океана. Л.: Гидрометеиздат, 1971. 160 с.
14. *Chen C., Millero F.* Precise thermodynamic properties for natural waters covering only the limnological range // *Limnol. Oceanogr.* 1986. V. 31. № 3. P. 657–662.
15. *Степанов, М.Е.* Некоторые вопросы, связанные с интерполяционным многочленом Эрмита // Моделирование и анализ данных. 2014. № 1. С. 139–161.
16. *Fiedler P.C.* Comparison of objective descriptions of the thermocline // *Limnol. Oceanogr. Methods.* 2010. V. 8. P. 313–325.
<https://doi.org/10.4319/lom.2010.8.313>
17. *Wilson H.L., Ayala A.I., Jones I.D., Rolston A., Pierson D., de Eyto E., Grossart H.-P., Perga M.-E., Woolway R.I., Jennings E.* Variability in epilimnion depth estimations in lakes // *Hydrol. Earth Syst. Sci.* 2020. V. 24. P. 5559–5577.
<https://doi.org/10.5194/hess-24-5559-2020>
18. *Молчанов И.В.* Ладожское озеро. М. -Л.: Гидрометеиздат, 1945. 558 с.
19. *Sundaram T.R., Rehm R.G.* The seasonal thermal structure of deep temperate lakes // *Tellus.* 1973. V. XXV. № 2. P. 157–167.
20. *Lesht B.M., Brandner D.J.* Functional representation of Great Lakes surface temperatures // *J. Great Lakes Res.* 1992. V. 18. P. 98–107.
21. *Naumenko M.A., Karetnikov S.G.* Seasonal evolution of the spatial distribution of water surface temperature in Lake Ladoga related to its morphometry // *Doklady Earth Sciences.* 2002. V. 386. № 7. P. 818–820.
22. *Пальшин Н.И., Ефремова Т.В.* Стохастическая модель годового хода температуры поверхности воды в озерах // Метеорология и гидрология. 2005. № 3. С. 85–94.
23. *Anderson, E.J., Stow, C.A., Gronewold, A.D., Mason L.A., McCormick M.J., Qian S.S., Ruberg S.A., Beadle K., Constant S.A., Hawley N.* Seasonal overturn and stratification changes drive deep-water warming in one of Earth's largest lakes // *Nat Commun.* 2021. V. 12. 1688.
<https://doi.org/10.1038/s41467-021-21971-1>
24. *Rodgers G.K.* A note on thermocline development and the thermal bar in Lake Ontario // *Proc. the IASH symposium on Garda.* 1965. № 70. P. 401–405.
25. *Fichot C., Matsumoto K., Holt B., Gierach M., Tokos K.* Assessing change in the overturning behavior of the Laurentian Great Lakes using remotely sensed lake surface water temperatures // *Remote Sensing of Environment.* 2019. V. 235.
<https://doi.org/10.1016/j.rse.2019.111427>
26. *Zhong, Y.F., Notaro M., Vavrus S.J., Foster M.J.* Recent accelerated warming of the Laurentian Great Lakes: Physical drivers // *Limnol. Oceanogr.* 2016. V. 61. P. 1762–1786.
<https://doi.org/10.1002/lno.10331>
27. *Beletsky D., Schwab D.* Modeling circulation and thermal structure in Lake Michigan: Annual cycle and interannual variability // *J. Geoph. Res.* 2001. V. 106. № C9. P. 19745–19771.

Methodological Approaches and Results of the Analysis of Climatic Seasonal Course of Stable Stratification Parameters of a Dimictic Lake (the Central Part of Lake Ladoga Case Study)

M. A. Naumenko^{1, *}, and V. V. Guzivaty^{1, **}

¹ *St. Petersburg Federal Research Center of the Russian Academy of Sciences (SPC RAS), Institute of Limnology of the Russian Academy of Sciences, 9, Sevastyanova st., St. Petersburg, 196105 Russia*

*e-mail: m.a.naumenko@mail.ru

**e-mail: guzivaty@gmail.com

On the basis of general physical concepts of the thermic of a dimictic lake and the proposed methodological developments, the average climatic course of the parameters of the thermocline during the period of stable stratification for the central part of Lake Ladoga is reproduced. We consider the joint distribution of the seasonal variation of the water surface temperature, the temperature of the upper quasi-uniform layer (UQL), which differs by no more than 0.5°C, and the deepening of the upper boundary of the thermocline, the depth of the maximum density gradient, and the depth of the lower boundary of the thermocline, which characterize their climatic course. Statistical analysis of vertical temperature profiles measured over a long period of time from 1897 to 2017 made it possible for the first time to develop empirical quantitative relationships between stratification parameters with high determination coefficients. Based on the difference in the physical characteristics of the processes of heating and cooling of the lake surface, useful regression relationships were found for each of the periods, which describe the seasonal variation of the thermal parameters of Lake Ladoga. The rates of change in water temperature and change in the parameters of the thermocline are estimated. The forms of the proposed approximation dependences can be used to study the thermic of other dimictic lakes.

Keywords: water surface temperature, parameters of the thermocline, climatic relationships, dimictic lake

УДК 551.465

ОСОБЕННОСТИ ВЕРТИКАЛЬНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ СУТОЧНОГО ХОДА ТЕМПЕРАТУРЫ В РАЗЛИЧНЫЕ СЕЗОНЫ В ЧЕРНОМ МОРЕ НА ОСНОВЕ ДАННЫХ МОДЕЛИ NEMO

© 2022 г. В. А. Рубакина^а, *, А. А. Кубряков^а, С. В. Станичный^а, А. И. Мизюк^а

^аМорской гидрофизический институт РАН, ул. Капитанская, 2, Севастополь, 299011 Россия

*e-mail: valenru93@mail.ru

Поступила в редакцию 04.06.2021 г.

После доработки 24.09.2021 г.

Принята к публикации 07.10.2021 г.

В работе для бассейна Черного моря выполнено исследование особенностей вертикального распределения суточного хода температуры в различные сезоны 2015 г. и их связи со стратификацией на основе результатов расчета NEMO. Показано, что сезонный ход и пространственные особенности суточного хода температуры по результатам расчета модели достаточно хорошо совпадают с измерениями сканера SEVIRI. Результаты расчета и спутниковые измерения демонстрируют наличие выраженной линейной связи между амплитудой суточных колебаний и скоростью ветра. По результатам моделирования исследованы особенности сезонного хода суточных колебаний. Спектральный анализ вертикального распределения температуры показал, что в теплый период года наблюдаются максимальные по величине энергии суточные колебания, которые локализованы в верхнем 0–10 м слое вод. В холодный период года интенсивность суточных колебаний значительно ниже, однако, глубина проникновения суточного хода температуры достигает 35–40 м. В марте наблюдается скачкообразный прогрев достаточно глубоких слоев, который формируется в условиях, когда ночной конвекции, способствующей опусканию теплых вод, предшествуют штилевые условия и значительный дневной прогрев. Летом при наличии устойчивой стратификации прогретые за день воды остаются в поверхностном тонком слое. В холодный период года суточные колебания температуры проникают глубже в зонах даунвеллинга на периферии бассейна, чем в центре моря. Эти пространственные особенности качественно совпадают с положением верхнего квазиоднородного слоя, где стратификация слабо выражена и не препятствует событиям ночной конвекции.

Ключевые слова: суточный ход температуры, Черное море, NEMO, SEVIRI, спектральный анализ, дневной прогрев

DOI: 10.31857/S0002351522010114

ВВЕДЕНИЕ

Суточный ход температуры вносит значительный вклад в турбулентный обмен теплом и импульсом между атмосферой и океаном, а также непосредственно влияет на формирование приводного ветра [1–5]. Связанные с суточными колебаниями потоков тепла изменения стратификации вод могут существенно влиять на режим перемешивания в верхнем слое и связанные с ним биогеохимические процессы [2, 6]. Следует отметить, что резкий халоклин является важной причиной изменения вертикального перемешивания, в частности, ночной конвекции, в зимний период, когда градиенты температуры отрицательны. В то же время в теплый период стратификация верхнего слоя, в первую очередь определяется сезонным термоклином.

Суточный ход температуры поверхностного слоя моря/океана (далее ТПМ/ТПО) непосредственно зависит от совместного действия трех факторов – динамики теплообмена между океаном и атмосферой, солнечной радиации, а также от турбулентного перемешивания. В дневные часы, в условиях безоблачного неба и слабого ветра температура приповерхностных вод увеличивается за счет поглощения поступающего коротковолнового солнечного излучения, из-за чего может возникать существенный вертикальный температурный градиент. Ночью происходит разрушение суточного термоклина посредством конвективного перемешивания [7]. Поскольку поглощение солнечного излучения максимально на поверхности, наибольшее увеличение температуры наблюдается в границах тонкого приповерхностного слоя (на глубине ~0.5–1 м). Тем не менее турбулентное пе-

ремешивание, связанное во многом с действием ветра может распространять поглощенное тепло в более глубокие слои. Таким образом, слой прогрева может увеличиваться в глубину до 10–20 м [7].

Величина амплитуды суточного хода ТПМ зависит от облачного покрова, определяющего количество падающего солнечного излучения, и от турбулентного перемешивания. При незначительном облачном покрове и слабом ветре в отдельных областях при наблюдениях *in situ* был зафиксирован перепад ТПМ на 5°C на глубине от 0.3–0.6 [7] до 7 м [8]. В работе [9] описано одно из таких событий значительного дневного прогрева, зафиксированное термодрифтреом в Черном море, амплитуда суточного хода температуры на горизонте 0.2 м составила 4.5°C.

Отдельный интерес представляет суточный ход температуры для моделирования системы “океан–атмосфера”, долгосрочных климатических трендов температуры и различных процессов в океане. В работах [10] и [11] показано, как замена суточного цикла ТПО на их среднесуточные значения влияет на масштабы изменчивости внутрисезонных величин ТПО в совместных моделях океана и атмосферы. Суточная изменчивость также оказывает важное влияние на динамику перемешанного слоя, увеличивая силу перемешивания через термоклин [12, 13].

Данные дистанционного зондирования со спутников на геостационарной орбите, позволяют получать информацию о параметрах океана и атмосферы на планетарных масштабах с высоким временным разрешением (до 5 мин). Такие измерения эффективно используются для изучения высокочастотных изменений ТПО в частности, процессов дневного прогрева в Черном море [14, 15] и в Мировом океане [8, 16–18], а также, в моделировании для ассимиляции и валидации полученных результатов [19–21].

Для исследования вертикального распределения температуры на суточных масштабах используются заякоренные термоксы и дрейфующие термопрофилирующие буи [9, 22, 23]. Так, в работе [9] исследованы особенности суточного хода температуры в верхнем слое Черного моря в различные сезоны по данным термопрофилирующих дрейфующих буюв и данных дистанционного зондирования. Однако контактные измерения имеют ряд недостатков. Прежде всего, данные о температуре получают для определенной точки, что не дает возможность полноценно проанализировать ее пространственное распределение. Кроме того, временной ряд, полученный по таким измерениям, чаще всего, неоднороден по времени и пространству.

Численные модели дают возможность исследовать суточный ход, его пространственное распределение и временную динамику на основе не-

прерывных по времени и пространству массивов данных. Модели суточной изменчивости ТПО в целом можно разделить на три категории: простые параметризации, объемные и турбулентные или диффузионные модели. Первое подробное моделирование суточного цикла температуры было выполнено в работе [24], в которой разработана одномерная модель, описывающая дневной ход температуры с учетом изменений турбулентности и коротковолновой радиации. Эта модель также использована в работах [11, 13] для моделирования суточной изменчивости в западной экваториальной части Тихого океана.

Для моделирования суточного хода температуры наиболее популярным и часто используемым является одномерное моделирование. Оно широко применяется при разработке параметризации турбулентности и потоков атмосфера–океан. Такие модели также подходят для моделирования суточной изменчивости ТПО, поскольку они могут иметь гораздо большее приповерхностное вертикальное разрешение [19]. В ряде работ используется ансамбль одномерных моделей, чтобы воспроизвести пространственную изменчивость суточного хода и события значительного дневного прогрева [19–21, 25]. Одномерные модели не учитывают влияния горизонтального перемешивания и адвекции, которые могут существенно влиять на структуру и стратификацию верхнего слоя. Кроме того, существуют ограничения для использования одномерных моделей при прогнозировании различных процессов в системе океан–атмосфера, например, ураганов [26], поскольку одномерная модель не учитывает такое явление, как апвеллинги. Большинство работ, посвященных моделированию суточного хода температуры, упомянутых выше, рассматривают суточный ход ТПО/ТПМ и температуры в тонком приповерхностном слое (в зависимости от задач, поставленных в конкретном исследовании, это слой от нескольких сантиметров до 2–5 м).

В настоящей работе впервые для района Черного моря проведено исследование суточных колебаний температуры вод приповерхностного слоя на основе данных сканера SEVIRI (Spinning Enhanced Visible and InfraRed Imager) и модели NEMO (Nucleus for European Modelling of the Ocean) для 2015 года, а также рассмотрены особенности вертикального распределения суточного хода температуры в различные сезоны года и их связь со стратификацией на основе результатов моделирования. В работе, также представлено описание изменчивости интенсивности суточных колебаний в различные сезоны на основе расчета трехмерной численной модели NEMO, проведена валидация суточных колебаний температуры, полученных по результатам расчета модели со спутниковыми геостационарными измерениями. Впервые для Черного моря исследованы

пространственно-временные особенности вертикальной структуры суточных колебаний, продемонстрировано наличие пространственной неоднородности суточных колебаний в разные сезоны года, а также предложено физическое описание наблюдаемой связи между интенсивностью суточных колебаний на различных глубинах и характеристиками стратификации (толщина ВКС).

ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ДАННЫЕ

В работе проводится анализ результатов долгопериодных расчетов общей циркуляции вод Черного моря, полученных на основе комплекса численного моделирования NEMO, представленных в работе [27], гидродинамический блок фреймворка основан на системе примитивных уравнений гидротермодинамики океана. В настоящей работе используются результаты моделирования температуры и солёности за 2015 год.

Поля получены на квазирегулярной сетке, с шагами $1/24^\circ$ и $1/17^\circ$ в меридиональном и зональном направлениях соответственно. В работе анализ выполнялся только для горизонтов верхнего слоя (в м): 1.3; 3.8; 6.5; 9.4; 12.4; 15.7; 19.4; 23.7; 28.8; 34.8; 42.4; 51.9; 64.1; 79.8. Временная дискретность 1 ч.

Из особенностей конфигурации можно отметить параметризацию вертикального турбулентного перемешивания посредством уравнений к-ε гипотезы замыкания [28]. При этом коэффициенты турбулентной диффузии и вязкости рассчитываются с использованием функции устойчивости, предложенной в [29].

В качестве атмосферного воздействия для модели использовались данные реанализа ERA5 с пространственным разрешением 0.25° и временной дискретностью 1 час [30]. Потоки тепла на поверхности моря считаются посредством балк-формулы протокола CORE [31]. Для их расчета используются данные реанализа ERA5 с дискретностью 1 ч: скорость ветра на высоте 10 м, температура и удельная влажность воздуха на высоте 2 м, нисходящие потоки коротковолновой и длинноволновой радиации. Коротковолновая радиация корректируется величиной альbedo морской поверхности; длинноволновая радиация — величиной излучения абсолютно черного тела; скрытый поток тепла определяется на основе разницы температуры воздуха и воды и отклонением скорости течений от ветра; явный поток тепла определяется на основе разницы влажностей воздуха и насыщения водяного пара при температуре поверхности и отклонением скорости течений от ветра. Источник данных: <https://climate.copernicus.eu/>. В работе также использовались данные дистанционного зондирования — данные сканера SEVIRI за 2015 год о ТПМ Черного моря с дискретностью

1 ч и пространственным разрешением 5 км. Поскольку температура, измеряемая в ИК-диапазоне, формируется в слое ~ 0.1 мм, то ТПМ, измеряемая сканером — это температура скин-слоя [32, 33]. Данные получены из архива <http://www.osi-saf.org/>. На основе сравнения данных, полученных сенсором SEVIRI, и измерений *in situ* свободно дрейфующими буями (дрифтерами) в работе [32] даны оценки точности измерений. Среднеквадратическое отклонение разности этих температур составило 0.45 К.

РЕЗУЛЬТАТЫ

1. Сопоставление спутниковых измерений и данных численного моделирования

На рис. 1 представлены средние за 2015 г. карты распределения ТПМ по данным спутниковых измерений и температуры в верхнем (первом) слое по результатам расчета NEMO и их разница. Пространственное распределение температуры хорошо совпадает как на качественном уровне, так и по абсолютным значениям. Модель несколько завышает значения температуры в юго-восточной части и занижает на ту же величину в центральной и западной части Черного моря. Наибольшая разница сопоставляемых температур приходится на прибрежные районы и Азовское море, при этом для основной части прибрежной зоны температура по результатам расчета модели выше спутниковых измерений SEVIRI. Однако величина разности для основной части акватории не превышает $0.5\text{--}1^\circ\text{C}$, что наглядно отображает карта рис. 1в.

Для сравнения сезонного хода температуры был выбран район в глубоководной части бассейна, границы которого очерчены на рис. 1в пунктирной линией (протяженность с 34° в.д. по 36° в.д., от 42.5° в.д. до 43.5° в.д.) (рис. 1г). Спутниковые данные и результаты расчета модели достаточно хорошо согласуются. С января по июль значения температур практически полностью совпадают, с августа по декабрь значения ТПМ несколько превышают модельные величины температуры. Наибольшая разница приходится на ноябрь и составляет 1.8°C . Такое отличие, вероятно, связано с вертикальным распределением температуры: спутниковые измерения предоставляют информацию о температуре тонкого верхнего слоя (доли мм), результаты расчета модели — о температуре — в слое 2.5 м.

Таким образом, можно заключить, что результаты расчета модели NEMO достаточно хорошо воспроизводят как пространственные особенности поля температуры, так и ее сезонный ход.

Пример временной изменчивости температуры в этом же районе в июне 2015 г изображен на рис. 2а. Летом, когда устанавливается ясная погода,

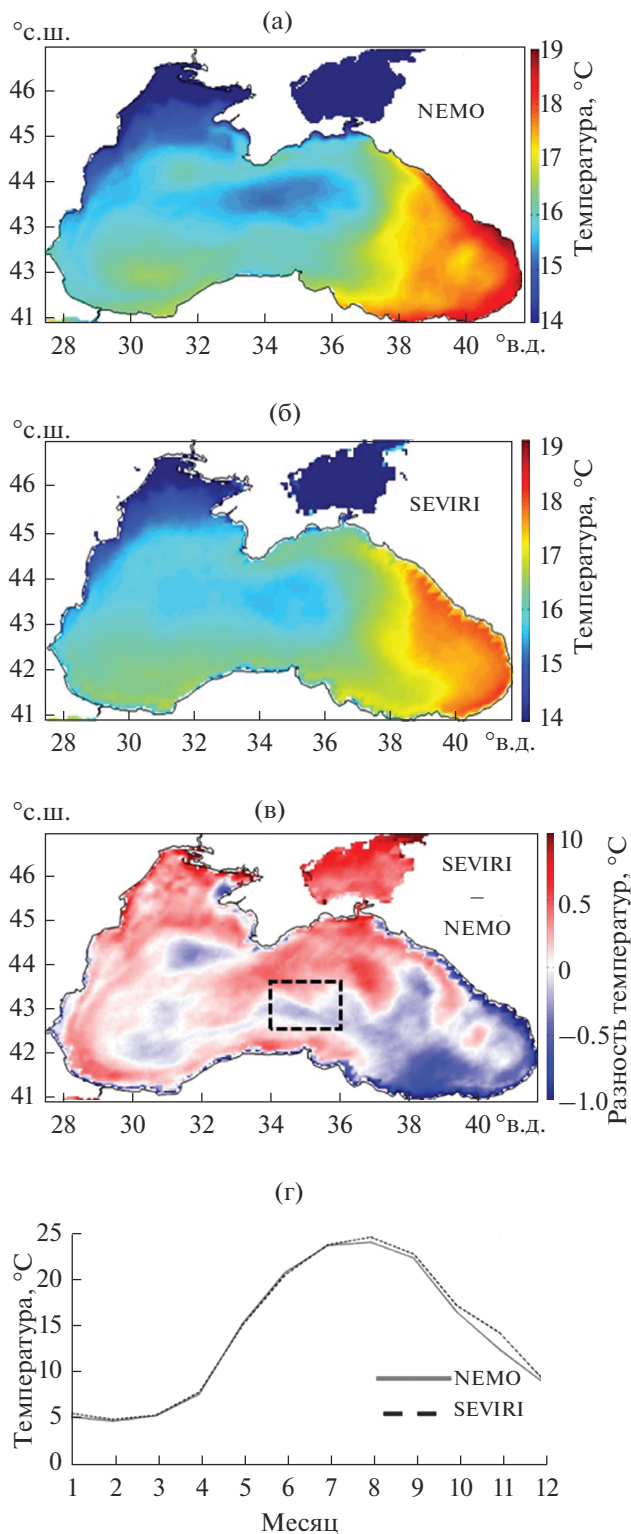


Рис. 1. Средняя за 2015 г. карта пространственного распределения температуры в верхнем слое по результатам расчета NEMO (а); средняя за 2015 г. карта пространственного распределения ТПМ по данным SEVIRI (б); карта пространственного распределения разности средней за 2015 г. ТПМ по данным SEVIRI и температуры в верхнем слое по результатам расчета NEMO, пунктирным прямоугольником обозначен выбранный для исследования район (протяженность с 34° в.д. по 36° в.д., от 42.5° в.д. до 43.5° в.д.) (в); график среднемесячных значений средней ТПМ по данным SEVIRI (пунктирная линия) по выбранному району и температуры в верхнем слое по результатам расчета NEMO (сплошная линия) (г).

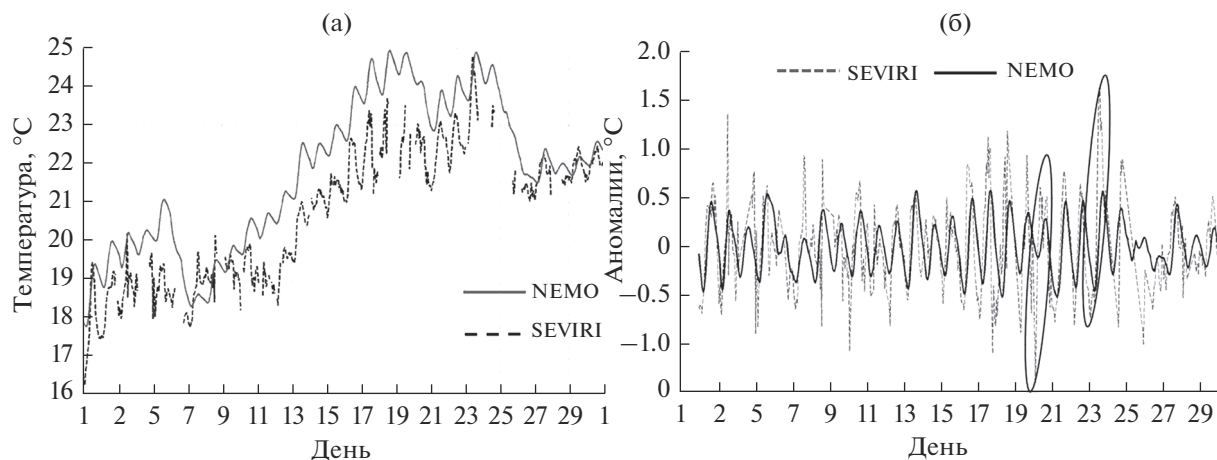


Рис. 2. Временной ход средней ТПМ по данным SEVIRI (пунктирная линия) и температуры в слое 2.5 м по результатам расчета NEMO (сплошная линия) в глубоководной части Черного моря (см. рис. 1в) в июне 2015 г. (а); аномалии суточного хода ТПМ по данным SEVIRI (пунктирная линия) и температуры в верхнем слое по результатам расчета NEMO (сплошная линия) в глубоководной части Черного моря (см. рис. 1в) в июне 2015 г., эллипсами обведены примеры максимального изменения аномалий за сутки (б).

ряд спутниковых измерений ТПМ практически непрерывен (рис. 2а). На протяжении всего месяца температура по результатам расчета NEMO была выше ТПМ. Разница составляет от 0.5 до 2.5°C. Однако оба массива отображают наличие значительных суточных колебаний температуры (повышение температуры в дневное время и понижение в ночное). На больших масштабах временной ход температур также достаточно хорошо совпадает. По обоим типам данных наблюдается рост температуры в начале месяца (1–6 июня) и некоторое снижение 7 июня, после чего наблюдается ее непрерывное увеличение до 23–24 июня, далее происходит значительное снижение температуры. В последних числах месяца значения ТПМ и модельной температуры практически совпадают.

Для анализа суточных колебаний температуры рассчитывались аномалии суточного хода температуры (рис. 2б) как разность значения температуры за конкретный час и температуры, сглаженной скользящим средним с шагом 24 ч. По представленным графикам временного хода и графикам аномалий хорошо видно, что по спутниковым измерениям величина ТПМ в течение суток изменяется более значительно, чем температура по результатам моделирования. Значения аномалий ТПМ за отдельные сутки может изменяться на ~2–2.3°C (примеры таких случаев выделены на рис. 2б эллипсами). По результатам расчета модели величина аномалий суточного хода находится в пределах 0.2–1°C. При этом на качественном уровне картина распределения аномалий хорошо согласуется (совпадение по времени максимумов и минимумов колебаний).

Таким образом, результаты этого раздела показывают, что несмотря на наличие некоторых различий, используемые результаты расчетов модели достаточно хорошо воспроизводят изменчивость температуры верхнего слоя Черного моря на масштабах от суток до года.

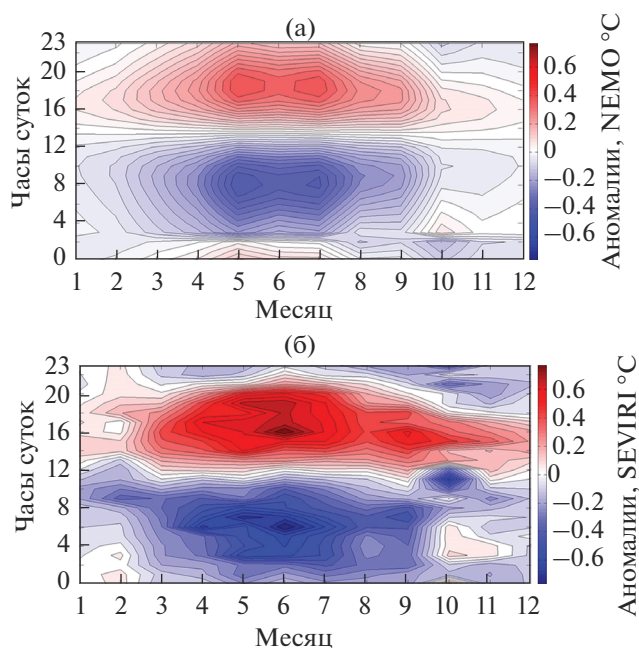


Рис. 3. Диаграммы аномалий среднего суточного хода*: температуры в верхнем слое по результатам расчета NEMO за 2015 г. (а); ТПМ по данным SEVIRI за 2015 г. (б) (диаграммы Хофмюллера); *локальное время.

2. Изменчивость суточного хода температуры в верхнем слое Черного моря

Для оценки сезонной изменчивости суточного хода температуры приповерхностного слоя для глубоководной части моря по результатам расчета NEMO была построена диаграмма, отображающая отклонения температуры в различные часы от среднемесячных значений (рис. 3а). На этой диаграмме хорошо видно, что суточный ход вносит существенный вклад в изменчивость температуры, также имеется выраженная зависимость от сезона года.

По результатам расчета NEMO в 2015 г. наиболее значительные отклонения температуры от среднемесячных значений наблюдаются в теплый период года, с апреля по август, с максимальными значениями в мае – июле ($+/-0.2...0.4^{\circ}\text{C}$). В течение суток максимальные по модулю отрицательные аномалии приходятся на утренние часы (7.00–8.00) и составляют $\sim(-0.4)^{\circ}\text{C}$, что связано, в первую очередь с периодом ночной конвекции и охлаждением вод. Наибольшие положительные величины аномалий приходятся на вечернее время (18.00–20.00) и достигают $+0.35...+0.4^{\circ}\text{C}$ – период дневного прогрева. Минимальные по модулю отклонения температуры от среднемесячных значений наблюдаются с октября по март и не превышают $\sim 0.1^{\circ}\text{C}$.

Полученная картина распределения аномалий достаточно хорошо согласуется с результатами, полученными ранее в работе [14]. В [14] более подробно рассмотрены особенности аномалий среднего суточного хода ТПМ по данным сканера SEVIRI за 2015 г. Построенная аналогичным образом диаграмма аномалий ТПМ, представленная на рис. 3б, демонстрирует схожие на качественном уровне закономерности распределения: максимальные отклонения ТПМ от среднемесячных значений наблюдаются в весенне-летний период (период прогрева) и достигают по модулю $\sim 0.8^{\circ}\text{C}$. В течение суток прогрев верхнего слоя наблюдается с 6.00 до 17.00, а охлаждение с 19 до 5 ч следующего утра. Следует отметить, что абсолютные величины аномалий по спутниковым и модельным данным несколько отличаются. Амплитуды суточных колебаний ТПМ по спутниковым измерениям несколько больше (в 1.5 раза), чем колебания температуры в слое 2.5 м по данным модели.

Тем не менее, данные модели в верхнем слое достаточно неплохо воспроизводят особенности среднего суточного хода температуры. Численные же различия могут быть связаны, в первую очередь, с различием горизонтов, на которых определяется температура – ТПМ измеряется в тонком скин-слое, а первый горизонт для результатов расчета NEMO расположен в слое 2.5 м. Особенности изменения температуры в скин-слое в зависимости от различных факторов (ветра, вре-

мени суток, сезона года и т.д.) подробно рассмотрены в работе [15].

В качестве иллюстрации на рис. 4 представлены карты распределения средней за июнь температуры в верхнем слое по результатам расчета модели в 8.00 (рис. 4а) и 20.00 (рис. 4б) локального времени, а также карта разности температур (рис. 4в). На этих картах хорошо отображено наличие пространственной изменчивости суточного хода температуры. В 8.00 температура вод на первом горизонте ниже, а в 20.00 выше средних значений за июнь. Разница между значениями температуры в 20.00 и 8.00 в отдельных районах бассейна достигает 1°C (восточная часть Черноморского бассейна, а также прибрежная часть на северо-западе, рис. 4в).

Наибольшие области прогрева расположены в юго-восточной части Черного моря, что связано в первую очередь с блокировкой воздушных масс Кавказскими горами. Это приводит к уменьшению скорости ветра в данном районе. В июне прогрев в течение суток на 0.7°C и более свойственен почти для всего Черного моря и для всего бассейна Азовского моря. Представленные результаты достаточно хорошо согласуются с результатами в работе [14] для ТПМ, полученной по данным SEVIRI – на качественном уровне совпадают зоны наиболее интенсивного прогрева.

Важнейшее влияние на суточный ход температуры Черного моря оказывает ветровое перемещение [14, 15, 32]. Для исследования влияния ветра по обоим массивам данных была определена зависимость между скоростью ветра и разницей температуры между 17:00 и 5:00, т.е. временем максимального прогрева и охлаждения (рис. 5). Следует отметить, что для большинства дней эта разность примерно совпадает с амплитудой суточного хода температуры (разности максимального и минимального значения температуры за сутки). На рис. 5 хорошо видно, что при минимальных значениях скорости ветра (1–3 м/с) разность температур принимает наибольшие значения и достигает 1.6°C . С увеличением скорости ветра величина разности температур уменьшается, и принимает минимальные значения $\sim 0.2^{\circ}\text{C}$ при скоростях ветра свыше 5–6 м/с. Такая зависимость наблюдается как для спутниковых, так и для модельных значений температуры, что хорошо видно по практически совпавшим линиям регрессии (черная – для данных NEMO, серая – для данных SEVIRI) (рис. 5). Следует отметить наличие отдельных значений разности температур, которые “не вписываются” в полученную зависимость (выделены черными пунктирными окружностями). Эти значения связаны с периодическим влиянием прибрежных апвеллингов, которые в некоторые периоды достигали зоны из рис. 1в, а также воздействием ряда штормов. Эти процессы

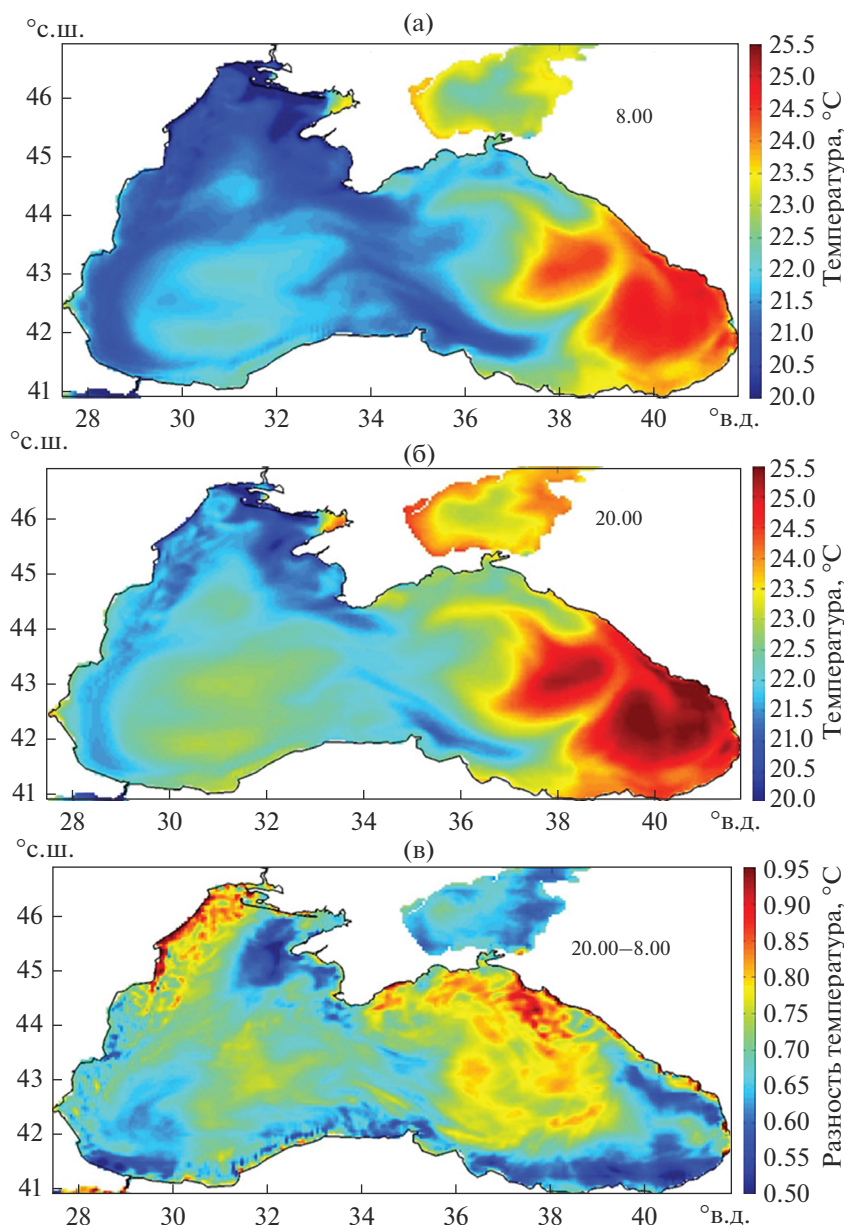


Рис. 4. Карты пространственного распределения средней за июнь 2015 г. температуры в верхнем слое в 8:00* (а); в 20:00* (б) и карта их разницы (в); *локальное время.

имели свою характерную внутрисуточную изменчивость, которая нарушала связь между ветром и амплитудой дневного хода.

3. ВЕРТИКАЛЬНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ СУТОЧНЫХ КОЛЕБАНИЙ ТЕМПЕРАТУРЫ

3.1. Суточный ход температуры на различных горизонтах в Черном море по результатам расчета NEMO.

Данные численного моделирования позволяют исследовать особенности вертикального распределения суточного хода температуры. Приме-

ры вертикальных диаграмм аномалий среднего суточного хода температуры для выбранного района представлены на (рис. ба–бг). Отмечается наличие выраженного минимума и максимума аномалий в течение суток для всех сезонов года. Наибольшее отклонение температуры в сторону ее уменьшения наблюдается в утренние часы с 04.00–5.00 до 6.00–8.00 (в зависимости от месяца) в период максимального охлаждения верхних слоев. Период прогрева (максимальных положительных аномалий температуры) приходится на послеобеденные часы, (в среднем 14.00–19.00). Величина отклонения температуры от среднесу-

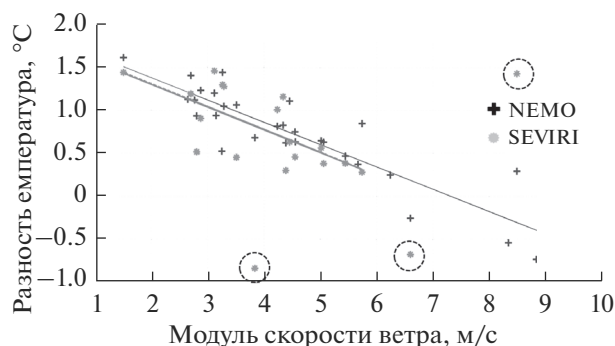


Рис. 5. Зависимость величины разности температуры верхнего слоя в 17.00 и 5.00 от модуля скорости ветра по данным SEVIRI (серые маркеры) и по результатам расчета NEMO (черные маркеры) в глубоководной части моря в июне 2015 г.; сплошные линии – линейная регрессия для данных SEVIRI (серая линия) и результатов расчета NEMO (черная линия); пунктирными окружностями выделены значения разности температур, значительно отличающиеся от средней кривой.

точных значений минимальна по модулю в холодный период года (ноябрь–март) и составляют в среднем 0.04°C , максимальные аномалии наблюдаются в весенне-летний период со средними значениями $\sim 0.4^{\circ}\text{C}$. Полученная картина хорошо согласуется с диаграммой на рис. 3.

В то же время глубина проникновения суточного хода значительно выше зимой, чем летом. Зимой и осенью (рис. 6а, 6г) отклонения от среднесуточных значений температуры наблюдаются на горизонтах до 30 м. В январе суточный ход выражен достаточно хорошо: в верхнем слое 2.5 м минимальные значения температуры наблюдаются в 7.00, максимальные – в 13.00–14.00. Амплитуда среднего суточного хода составляет $\sim 0.05^{\circ}\text{C}$ (рис. 6д). Необходимо отметить наличие следующей особенности: температура в слое 2.5 м ночные и вечерние часы оказывается ниже температуры ниже лежащего слоя, что хорошо видно по графику на рис. 6д. Лишь в период с 10.00 до 16.00 температура в верхнем слое превышает температуру более глубокого слоя. Схожие результаты были получены в работе [9], где проводился анализ данных термодрифтеров.

Для ноября (рис. 6г) суточный ход выражен слабее, минимум приходится на 23.00, максимум – на 13.00, температура в верхнем слое и в ниже лежащем слое практически одинакова и колеблется в течение суток от 12.7 до 12.8°C .

В апреле, когда начинает развиваться температурная стратификация, суточные колебания температуры проникают в слои 10–12 м (рис. 6б). Наименьшие значения температуры в слое 2.5 м приходятся на 5.00–6.00 ($\sim 7.6^{\circ}\text{C}$), наибольшие – на 15.00–16.00 ($\sim 8.1^{\circ}\text{C}$), таким образом, амплиту-

да среднего суточного хода составляет 0.5°C . При этом, в часы дневного прогрева разница температур в слое 2.5 м и в следующем слое достигает $\sim 0.2^{\circ}\text{C}$.

В летние месяцы, при наличии устойчивой стратификации, суточный ход температуры наиболее ярко выражен в поверхностном слое (до ~ 6 – 7 м), рис. 6в, особенно для слоя 2.5 м и следующего слоя, рис. 6ж. В июле температура колеблется от 23.6°C в 5.00 до 24.4°C в 16.00. В часы максимального дневного прогрева разница температур в верхнем слое и в нижележащем слое достигает $\sim 0.5^{\circ}\text{C}$.

3.2. Спектральный анализ вертикального распределения температуры

Для подробного исследования особенностей изменчивости высокочастотных колебаний температуры был выполнен спектральный анализ вертикального распределения температуры. Выполнено интерполирование температуры на равномерную по вертикали сетку с шагом 1 м. Предварительно из массивов температуры был удален линейный тренд и выполнена высокочастотная фильтрация. На рис. 7а и 7б представлены примеры спектров температуры на горизонте 2 м и 28 м в марте и июле для глубоководной части бассейна в точке с координатами 34° в.д., 43° с.ш. Хорошо видно, что в марте как для горизонта 2 м, так и на горизонте 28 м, суточный пик (обведен эллипсом) хорошо различим.

В июне интенсивность суточных колебаний в поверхностном слое значительно выше, чем в марте. Однако на горизонте 28 м картина обратная – суточный пик колебаний значительно более выражен в марте. В этом месяце его амплитуда сопоставима с инерционным пиком. В то же время для летнего периода пик на инерционной частоте значительно выше суточного (рис. 8б). Уровни значимости рассматриваемых пиков спектров превышают 90%.

Для анализа вертикального распределения спектральной энергии в различные месяцы года был проведен спектральный анализ полученных массивов в точке с координатами 34° в.д., 43° с.ш. для каждого месяца года. На рис. 8 представлены диаграммы распределения средних за месяц вертикальных профилей спектральной энергии для колебаний температуры с периодом 1 сутки (рис. 8а) и для колебаний температуры с периодом ~ 17 ч (рис. 8б). Диаграмма на рис. 8а наглядно демонстрирует различие глубины проникновения и интенсивности суточных колебаний температуры в разные сезоны. В теплый период года, с середины апреля до середины сентября, наблюдаются максимальная по величине энергия суточных колебаний, однако этот максимум лока-

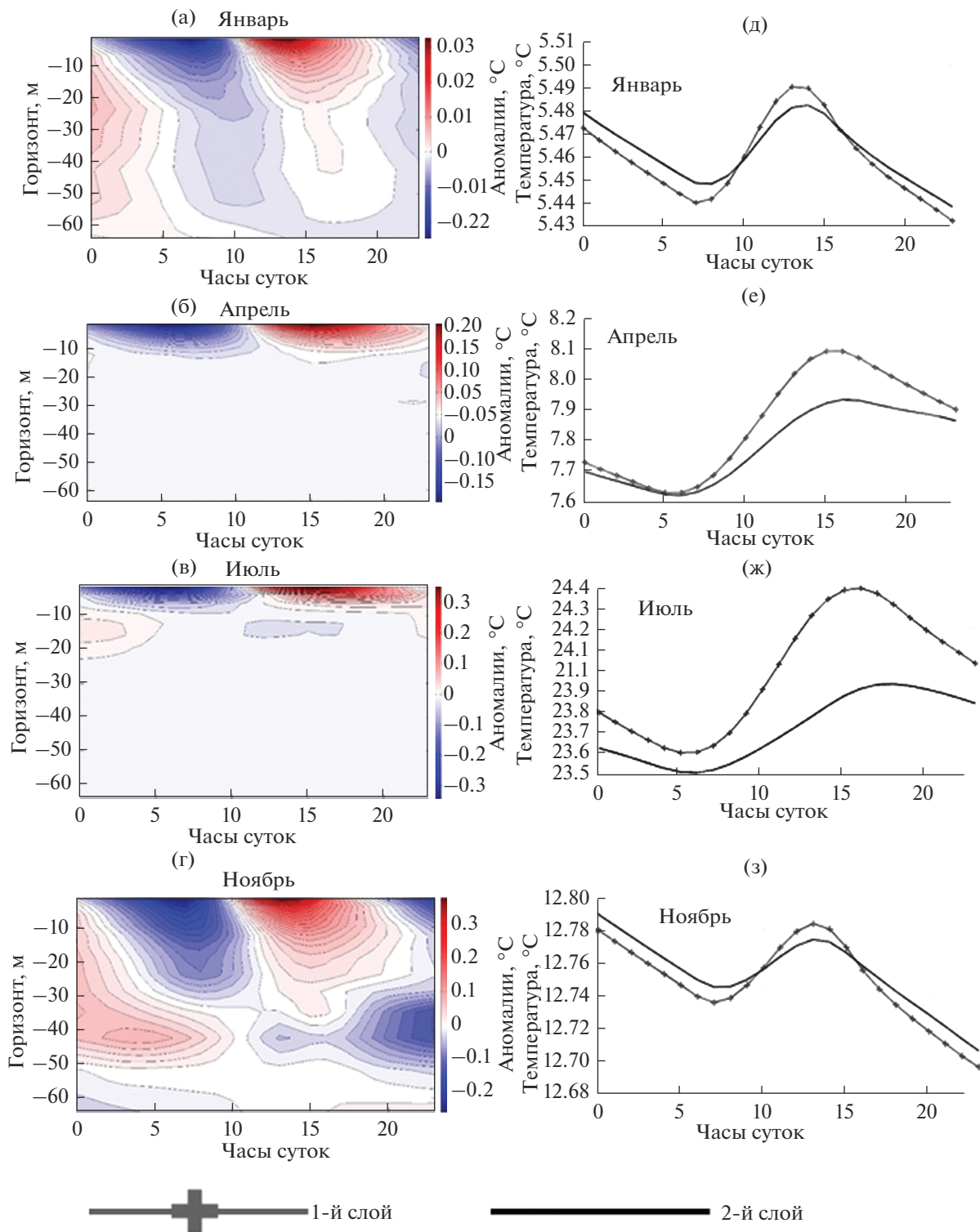


Рис. 6. Диаграммы вертикального распределения аномалий среднего суточного хода средней по району температуры для: января (а); апреля (б); июля (в); ноября (г) (диаграммы Хофмюллера); графики среднего суточного распределения средней по району температуры в первом слое (серая линия с маркером) и втором слое (черная сплошная линия) для: января (д); апреля (е); июля (ж); ноября (з).

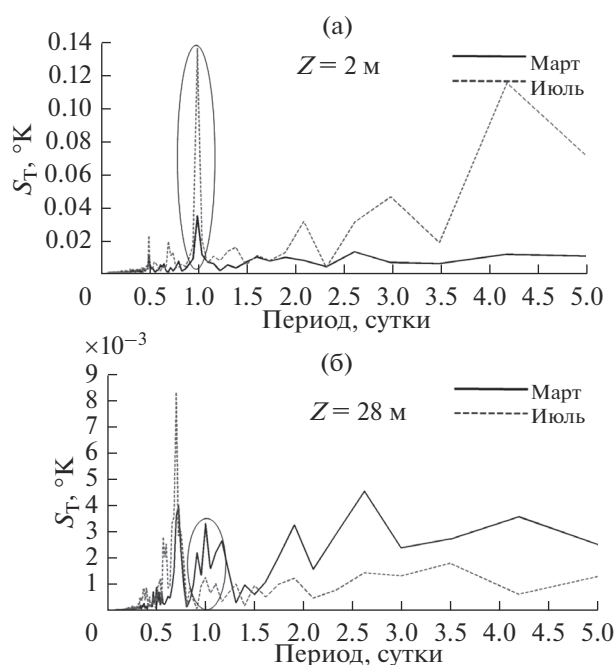


Рис. 7. Энергетический спектр температуры на горизонте 2 м в точке 34° в.д., 43° с.ш. (а); энергетический спектр температуры на горизонте 28 м в точке 34° в.д., 43° с.ш. (б); черная линия для марта, серая пунктирная линия для июня, эллипсом обведены пики, соответствующие периоду ~1 сутки.

лизирован в верхних слоях вод, на горизонтах до 6–7 м (рис. 8а). В холодный период года интенсивность суточных колебаний ниже, однако, глубина проникновения суточного хода температуры значительно увеличивается и достигает ~35 м. Фиктивной особенностью этой диаграммы является наблюдаемый в слоях 15–20 м локальный максимум спектральной энергии, который приходится на июнь–август. Проведенный анализ показал, что причиной этого фиктивного подповерхностного пика является влияние интенсивных инерционных колебаний (пунктирные контуры на рис. 8а и диаграмма рис. 8б).

3.3. Особенности вертикального распределения температуры во время событий значительного дневного прогрева

В качестве примера рассмотрим события прогрева (временное развитие) в марте и в июле (диаграммы на рис. 9а и 9б соответственно) в той же самой точке.

В марте при отсутствии устойчивой стратификации наблюдается скачкообразный прогрев достаточно глубоких слоев вод. Так, для рассматриваемых случаев прогрева с 18 по 20 марта 2015 года (рис. 9а) глубина проникновения суточного прогрева достигает ~35 м. В этот период градиенты температуры в верхнем слое малы: на поверхно-

сти максимальная температура составляет ~8.1–8.4°C, на горизонте 35 м – ~8°C. Этому ряду событий прогрева столь глубоких слоев способствовали, прежде всего, соответствующие ветровые условия. На рис. 9в представлен график изменения модуля скорости ветра в рассматриваемой точке. В период с 18 марта до середины дня 19 марта скорость ветра не превышала 5 м/с, что способствовало формированию прогрева в поверхностном слое в дневной период. Отчетливо видно, что 18 марта на глубинах 0–10 м происходит прогрев вод до величин 8.1°C. Постепенно теплые воды проникают вглубь бассейна. Ночью в результате ночной конвекции слой вод полностью перемешивается – тепло проникает в слой до 35 м, который становится однородным по температуре. 19 марта во время штилевых условий воды прогреваются до 8.4°C. Термическая стратификация усиливается, что снижает эффективность ночной конвекции. Тем не менее следующей ночью из-за усиления ветра и ночного охлаждения эти теплые воды также проникают в толщу, однако до меньших глубин ~20 м. Таким образом, такие суточные пульсации формируют в итоге постепенный прогрев вод в значительной толще вод, а не только в поверхностном слое, что приводит к сглаживанию сезонного термоклина.

Несколько иная картина наблюдается летом. Рассмотрим период с 8 по 11 июля. Максимальные температуры в приповерхностном слое составляют 24.8–26.3°C, а на горизонте 12.4 м температура уже существенно ниже и не превышает 21.5°C во всем слое (рис. 9б). При этом ветровые условия были схожи с условиями в марте: с 8 июля и практически весь день 9 июля модуль скорости ветра не превышал 5 м/с, 10 и 11 июля скорость ветра в отдельные часы достигала 8–9 м/с (рис. 9г). Тем не менее, проникновение дневного прогрева в столь глубокие слои не происходит.

Столь различное вертикальное распределение температуры в холодный и теплый период года объясняется, прежде всего, различием степени стратификации вод – летом она сильно развита, что и препятствует опусканию более теплых вод в глубинные более холодные и плотные слои даже при скоростях ветра, способных вызвать ветровое перемешивание в весенний период.

Рассмотренные события прогрева наглядно иллюстрируют результаты, полученные при спектральном анализе.

3.4. Особенности пространственного распределения спектральной энергии суточных колебаний

Спектры временной изменчивости температуры были рассчитаны для каждой расчетной точки модели в слое 0–60 м. Далее, для каждой точки

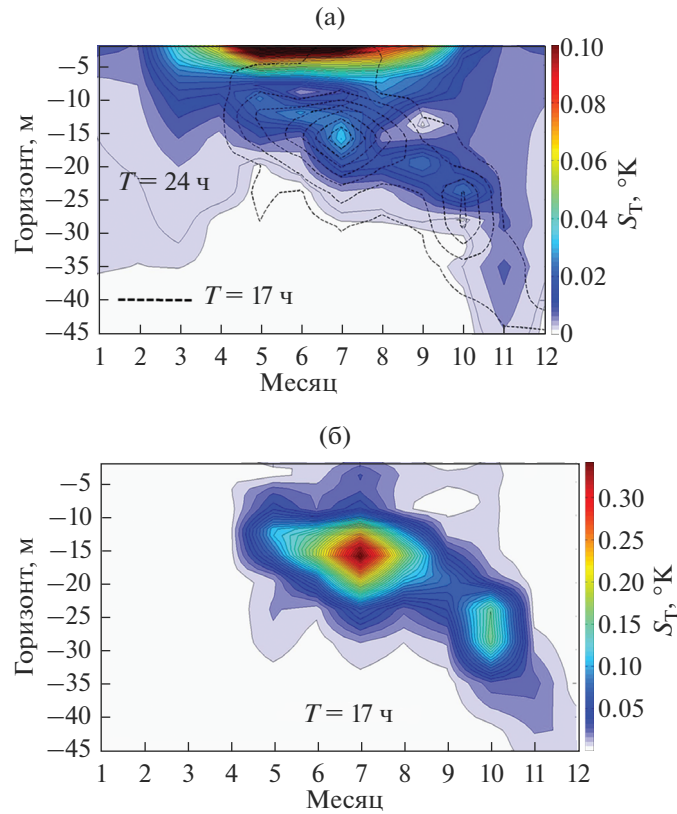


Рис. 8. Диаграмма распределения (диаграмма Хофмюллера) средних за месяц вертикальных профилей энергии в точке 34° в.д., 43° с.ш. для колебаний температуры с периодом: 24 часа (а), пунктирной линией нанесено положение максимальных значений спектральной энергии для колебаний температуры с периодом 17 ч; 17 ч (б).

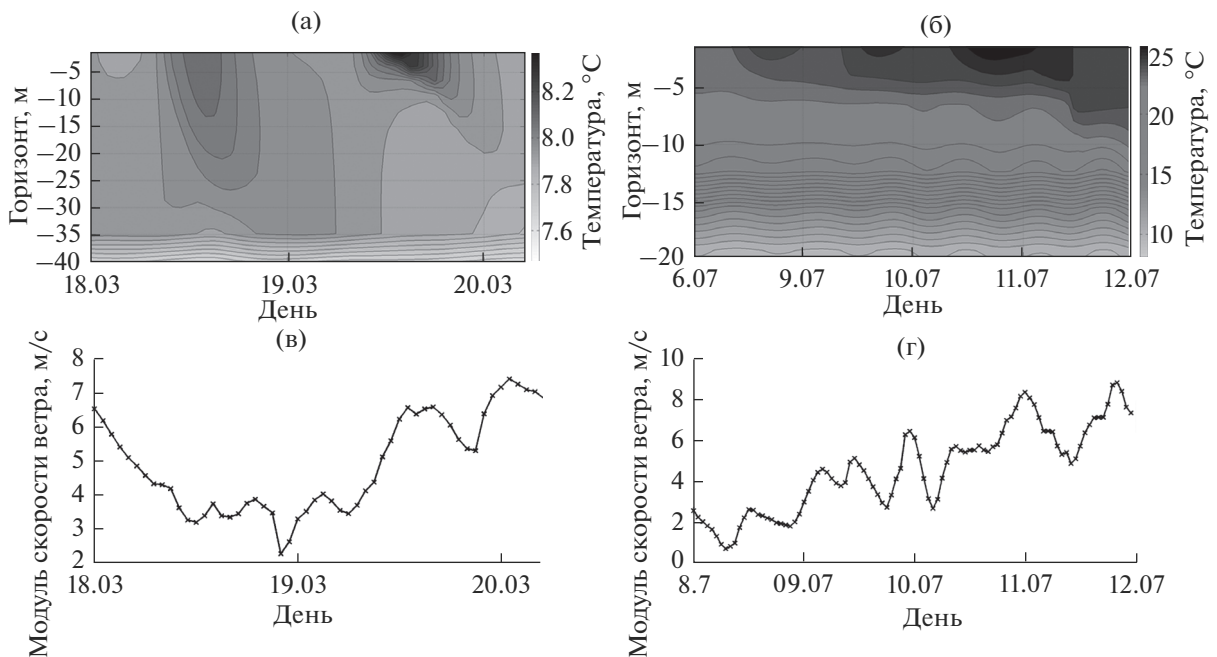


Рис. 9. Диаграмма вертикального распределения временного хода температуры (диаграмма Хофмюллера) (а, б) и изменчивость скорости ветра (в, г) в точке 34° в.д., 43° с.ш.: с 18.03.15 по 20.03.15 (а, в); с 8.07.15 по 11.07.15 (б, г).

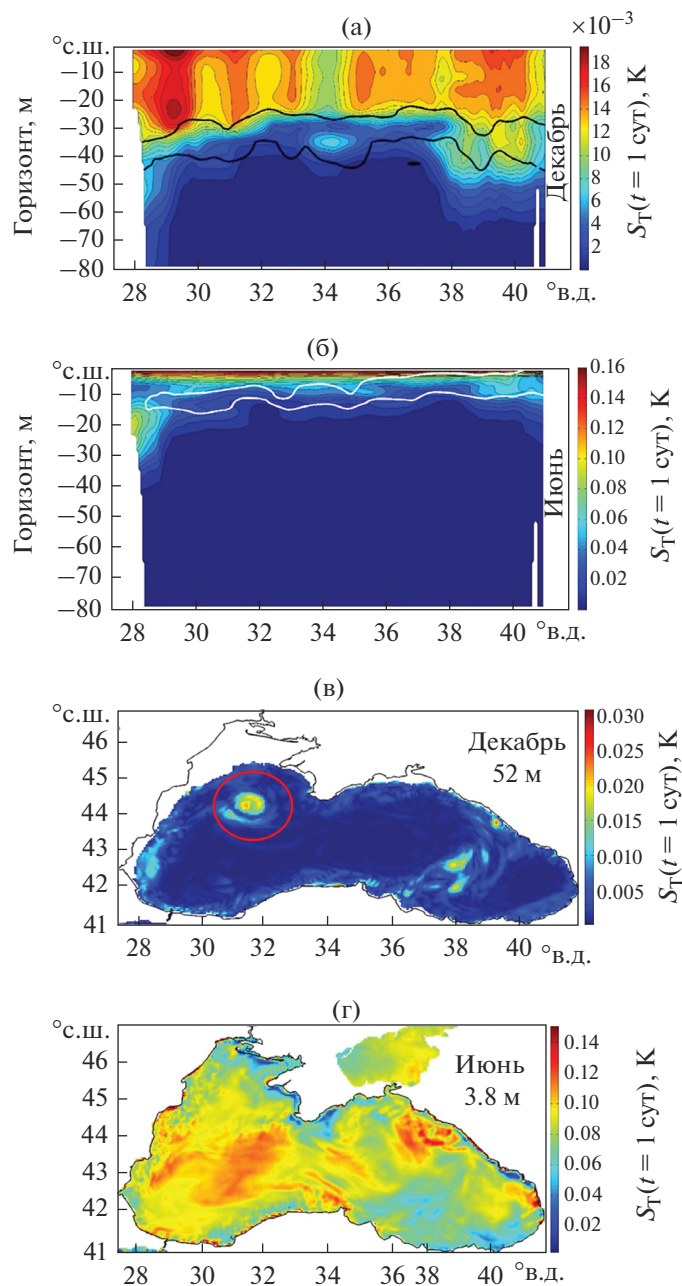


Рис. 10. Вертикальный разрез спектральной энергии суточных колебаний температуры ($T = 1$ сут) в Черном море вдоль параллели 43° с.ш.: декабрь (черная линия – примерная верхняя граница пикноклина) (а); июнь (белая линия – примерная верхняя граница пикноклина) (б); карта пространственного распределения спектральной энергии суточных колебаний температуры ($T = 1$ сут) в декабре на горизонте 52 м (красной окружностью выделена область антициклонического вихря) (в); карта пространственного распределения спектральной энергии суточных колебаний температуры ($T = 1$ сут) в июне на горизонте 3.8 м (г).

определялась спектральная энергии колебаний температуры, приходящаяся на период 1 сутки. Рассмотрим особенности вертикального распределения этого параметра вдоль параллели 43° с.ш. для зимнего и летнего периода (рис. 10а, 10б). На представленные диаграммы была нанесена при-

мерная верхняя граница залегания пикноклина (черная линия для декабря и белая линия для июня), полученная по рассчитанной для данного разреза максимальной частоте Брента-Вяйсяля. По диаграммам рис. 10а и 10б, хорошо видно, что нижняя граница, до которой обнаруживаются су-

точные колебания температуры, согласуется с изменением верхней границей пикноклина, и хорошо совпадает с толщиной ВКС. В теплый период года во время формирования термоклина они затрагивают лишь приповерхностный достаточно тонкий слой и не проникают ниже 10 м. Зимой пикноклин располагается на глубинах 30–45 м, выше которого суточный ход в той или иной мере проявляется. При этом отметим, что в центральной части бассейна глубина проникновения меньше (30–35 м), чем в районе континентального склона (35–45 м) (рис. 10а и 10б). Такие особенности также хорошо совпадают с пространственным распределением толщины ВКС в зимний период [34] и связаны с преобладающей циклонической циркуляцией Черного моря, в результате которой пикноклин подымается в центре моря, препятствуя перемешиванию. В то же время в областях даунвеллинга на континентальном склоне перемешанный слой занимает большие глубины. В результате этого и проникновение суточных колебаний также глубже на периферии бассейна.

Наибольшие величины ВКС (70–150 м) в Черном море зимой фиксируются в синоптических антициклонах, где нисходящие движения приводят к дополнительному опусканию пикноклина. Пример среднего пространственного распределения спектральной энергии суточных колебаний температуры в декабре на горизонте 52 м (рис. 10в) демонстрирует, что те же особенности характерны для суточных колебаний температуры. Основной особенностью на этой карте является район с ярко выраженным максимумом спектральной энергии (обведен на рисунке красной окружностью), где в этот период располагался интенсивный синоптический антициклон. В районе антициклона даже на таких больших глубинах фиксируются суточные колебания температуры с амплитудой до 0.03°C .

Для летнего периода, в частности для июня каких-либо ярко выраженных структур не наблюдается (рис. 10г). Имеют место локальные минимумы и максимумы энергии, их положение весьма хаотично и связано прежде всего с пространственными особенностями скорости ветра.

Таким образом проникновение суточного перемешивания в нижние слои наиболее интенсивно в слабостратифицированной жидкости. Резкие градиенты солености в зимний период и температуры в летний период препятствуют проникновению этих движения. Слой слабо стратифицированной жидкости с определенным приближением совпадает с ВКС, толщина которого в значительной степени соответствует глубине проникновения суточных колебаний температуры. Изменение толщины ВКС контролируется большим количеством процессов,

включающих турбулентное ветровое перемешивание, вертикальную адвекцию, влияющую на положение пикноклина и т.д. [34]. Проведенный анализ показывает, что эти процессы во многом влияют и на глубину проникновения суточных колебаний в толщу вод. С другой стороны, суточная динамика, связанная с совместным действием ночной конвекции и ветра, сама по себе является одним из важных процессов, которые поддерживают существование и обмен вод в ВКС.

Полученные результаты свидетельствуют, что суточная динамика, связанная с совместным действием ночной конвекции и ветра, является одним из важных процессов, которые поддерживают существование и обмен вод в ВКС.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе впервые выполнено исследование суточного хода температуры и особенностей его вертикального распределения в различные сезоны года для Черного моря на основе результатов расчета модели NEMO.

Сравнительный анализ данных моделирования и дистанционного зондирования показал, что данные NEMO достаточно хорошо воспроизводят суточный и сезонный ход температуры, а также особенности их пространственного распределения. Результаты расчета модели и спутниковые измерения показывают наличие выраженной линейной связи между амплитудой суточных колебаний и скоростью ветра. Для летних месяцев при скоростях ветра 1–3 м/с разность температур принимает максимальные значения и достигает 1.6°C . С увеличением скорости ветра величина разности температур уменьшается, и принимает наименьшие значения $\sim 0.2^{\circ}\text{C}$ при скоростях ветра более 5–6 м/с.

В работе рассмотрено вертикальное распределение суточного хода температуры для различных сезонов года. Отмечено наличие ярко выраженного минимума и максимума аномалий в течение суток для всех сезонов года. Наибольшее отклонение температуры в сторону ее уменьшения наблюдается в утренние часы с 04.00–5.00 до 6.00–8.00, период прогрева (максимальных положительных аномалий температуры) приходится на в среднем на 14.00–19.00. Величина отклонения температуры от среднесуточных значений в верхнем слое минимальна в холодный период года (ноябрь–март) – 0.04°C и максимальна в весенне-летний период со средней амплитудой $\sim 0.4^{\circ}\text{C}$. Однако, глубина проникновения суточного хода значительно выше зимой, чем летом – отклонения от среднесуточных значений температуры наблюдаются на горизонтах до 35 м. В холодный период года температура в слое 2.5 м в ночные и

вечерние часы оказывается ниже температуры следующего слоя. Летом при наличии устойчивой стратификации, суточный ход температуры наиболее ярко выражен в слое до ~6–7 м

Рассмотрены сезонные особенности событий значительного дневного прогрева. В марте наблюдается “скачкообразный” прогрев верхних слоев вод, который формируется в условиях, когда штилевые условия и значительный дневной прогрев предшествуют ночной конвекции и/или ветровому перемешиванию, которые способствуют опусканию теплых вод в более глубокие слои. В теплый период года из-за наличия устойчивой стратификации прогретые в течение суток воды остаются в приповерхностном достаточно тонком слое даже если ветровые условия схожи с теми, которые наблюдались при дневном прогреве в марте.

Анализ пространственно-временной изменчивости спектральной энергии суточных колебаний температуры показывает, что они охватывают весь ВКС. Изменение толщины ВКС определяется многими факторами: в летний период оно зависит в первую очередь от скорости ветра, а в зимний — от динамики вод, которые определяют положения плотностного барьера — пикноклина [34]. В результате этого в зимний период суточные колебания температуры в зонах даунвеллинга на периферии бассейна проникают глубже, чем в центре моря, а наибольшее их вертикальное проникновение наблюдается в районе синоптических антициклонов.

Непрерывное вертикальное движение вод в верхних слоях значительно влияет на протекание биологических процессов в океане, особенно в зимний период, определяя длительность временного интервала, в котором клетки фитопланктона находятся в слое достаточной освещенности [35, 36]. Полученные нами результаты свидетельствуют о том, что суточная изменчивость потоков тепла является важным фактором поддержки вертикального перемешивания и существования ВКС.

БЛАГОДАРНОСТИ

Оценка суточного хода температуры выполнена в рамках гранта РФФИ 20-35-70034. Валидация данных сканера SEVIRI и данных модели NEMO выполнена при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта 19-35-90084. Спектральный анализ суточных колебаний температуры выполнен в рамках государственного задания по теме № 0555-2021-0006.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Marullo S., Minnett P. J., Santoleri R. et al.* The diurnal cycle of sea-surface temperature and estimation of the heat budget of the Mediterranean Sea // *J. Geophysical*

- Research: Oceans. 2016. V. 121. Is. 11. P.8351–8367. <https://doi.org/10.1002/2016JC012192>
2. *Stuart-Menteth A.C., Robinson I.S., Challenor P.G.* A global study of diurnal warming using satellite-derived sea surface temperature // *J. Geophysical Research: Oceans*. 2003. V. 108. № C5. P. 1–16. <https://doi.org/10.1029/2002JC001534>
3. *Chelton D.B., Esbensen S.K., Schlax M.G. et al.* Observations of coupling between surface wind stress and sea surface temperature in the eastern tropical Pacific // *J. Climate*. 2001. V. 14. №. 7. P. 1479–1498. [https://doi.org/10.1175/1520-0442\(2001\)014<1479:OOCBSW>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0442(2001)014<1479:OOCBSW>2.0.CO;2)
4. *Ефимов В.В., Барабанов В.С.* Бризовая циркуляция в Черноморском регионе // *Морской гидрофизический журн.* 2009. № 5. С. 23–36.
5. *Efimov V.V., Krupin A.V.* Breeze circulation in the Black Sea region // *Russian Meteorology and Hydrology*. 2016. V. 41. Iss. 4. P. 240–246. <https://doi.org/10.3103/S1068373916040026>
6. *Mikaelyan A.S., Chasovnikov V.K., Kubryakov A.A. et al.* Phenology and drivers of the winter–spring phytoplankton bloom in the open Black Sea: The application of Sverdrup’s hypothesis and its refinements // *Progress in oceanography*. 2017. V. 151. P. 163–176. <https://doi.org/10.1016/j.pocean.2016.12.006>
7. *Castro S.L., Wick G.A., Buck J.J.H.* Comparison of diurnal warming estimates from unpumped Argo data and SEVIRI satellite observations // *Remote sensing of environment*. 2014. V. 140. P. 789–799. <https://doi.org/10.1016/j.rse.2013.08.042>
8. *Gentemann C.L., Minnett P.J., Le Borgne P., Merchant C.J.* Multi-satellite measurements of large diurnal warming events // *Geophysical Research Letters*. 2008. V. 35. Iss. 22. L22602. <https://doi.org/10.1029/2008GL035730>
9. *Рубакина В.А., Кубряков А.А., Станичный С.В.* Сезонный и суточный ход температуры вод Черного моря по данным термопрофилирующих дрейфующих буев // *Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса*. 2019. Т. 16. №. 5. С. 268–281. <https://doi.org/10.21046/2070-7401-2019-16-5-268-281>
10. *Bernie D.J., Woolnough S.J., Slingo J.M. et al.* Modeling diurnal and intraseasonal variability of the ocean mixed layer // *J. climate*. 2005. V. 18. № 8. P. 1190–1202. <https://doi.org/10.1175/JCLI3319.1>
11. *Shinoda T., Hendon H.H.* Mixed layer modeling of intraseasonal variability in the tropical western Pacific and Indian Oceans // *J. Climate*. 1998. V. 11. № 10. P. 2668–2685. [https://doi.org/10.1175/1520-0442\(1998\)011<2668:MLMOIV>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0442(1998)011<2668:MLMOIV>2.0.CO;2)
12. *McCreary Jr J.P., Kohler K.E., Hood R.R. et al.* Influences of diurnal and intraseasonal forcing on mixed-layer and biological variability in the central Arabian Sea // *J. Geophysical Research: Oceans*. 2001. V. 106. № C4. P. 7139–7155. <https://doi.org/10.1029/2000JC900156>

13. *Shinoda T.* Impact of the diurnal cycle of solar radiation on intraseasonal SST variability in the western equatorial Pacific // *J. Climate*. 2005. V. 18. № 14. P. 2628–2636. <https://doi.org/10.1175/JCLI3432.1>
14. *Rubakina V.A., Kubryakov A.A., Stanichny S.V.* Seasonal variability of the diurnal cycle of the Black Sea surface temperature from the SEVIRI satellite measurements // *Physical Oceanography*. 2019. V. 26. № 2. P. 157–169. <https://doi.org/10.22449/1573-160X-2019-2-157-169>
15. *Рубакина В.А., Кубряков А.А., Станичный С.В.* Сезонная и суточная изменчивость характеристик термического скин-слоя на основе сопоставления спутниковых измерений SEVIRI и данных термопрофилирующих буев // *Исследования Земли из космоса*. 2021. № 3. С. 30–44. <https://doi.org/10.31857/S020596142102007X>
16. *Filipiak M.J., Merchant C.J., Kettle H. et al.* An empirical model for the statistics of sea surface diurnal warming // *Ocean Science*. 2012. V. 8. Iss. 2. P. 197–209. <https://doi.org/10.5194/os-8-197-2012>
17. *Marullo S., Santoleri R., Banzon V. et al.* A diurnal-cycle resolving sea surface temperature product for the tropical Atlantic // *J. Geophysical Research: Oceans*. 2010. V. 115. Iss. 5. P. 1–18. <https://doi.org/10.1029/2009JC005466>
18. *Merchant C.J., Filipiak M.J., Le Borgne P. et al.* Diurnal warm-layer events in the western Mediterranean and European shelf seas // *Geophysical Research Letters*. 2008. V. 35. Iss. 4. P. 1–4. <https://doi.org/10.1029/2007GL033071>
19. *Pimentel S., Haines K., Nichols N.K.* Modeling the diurnal variability of sea surface temperatures // *J. Geophysical Research: Oceans*. 2008. V. 113. № C11. <https://doi.org/10.1029/2007JC004607>
20. *Karagali I., Hoyer J.L., Donlon C.J.* Using a 1-D model to reproduce the diurnal variability of SST // *J. Geophysical Research: Oceans*. 2017. V. 122. № 4. P. 2945–2959. <https://doi.org/10.1002/2016JC012542>
21. *Pimentel S., Tse W. H., Xu H. et al.* Modeling the Near-Surface Diurnal Cycle of Sea Surface Temperature in the Mediterranean Sea // *J. Geophysical Research: Oceans*. 2019. V. 124. № 1. P. 171–183. <https://doi.org/10.1029/2018JC014289>
22. *Толстошеев А.П., Лунев Е.Г., Мотыжев В.С.* Развитие средств и методов дрейфтерной технологии применительно к проблеме изучения Черного моря // *Океанология*. 2008. Т. 48. № 1. С. 149–158.
23. *Толстошеев А.П., Лунев Е.Г., Мотыжев В.С.* Анализ результатов натуральных экспериментов с термопрофилирующими дрейфующими буями в Черном море и других районах Мирового океана // *Морской гидрофизический журн.* 2014. № 5. С. 9–32.
24. *Price J.F., Weller R.A., Pinkel R.* Diurnal cycling: Observations and models of the upper ocean response to diurnal heating, cooling, and wind mixing // *J. Geophysical Research: Oceans*. 1986. V. 91. № C7. P. 8411–8427. <https://doi.org/10.1029/JC091iC07p08411>
25. *Clayson C.A., Weitlich D.* Variability of tropical diurnal sea surface temperature // *Journal of Climate*. 2007. V. 20. № 2. P. 334–352. <https://doi.org/10.1175/JCLI3999.1>
26. *Yablonsky R. M., Ginis I.* Limitation of one-dimensional ocean models for coupled hurricane–ocean model forecasts // *Monthly Weather Review*. 2009. V. 137. № 12. P. 4410–4419. <https://doi.org/10.1175/2009MWR2863.1>
27. *Mizyuk A.I., Korotaev G.K., Grigoriev A.V.* Long-Term variability of thermohaline characteristics of the Azov Sea based on the numerical eddy-resolving model // *Physical oceanography*. 2019. V. 26. № 5.
28. *Rodi W.* Examples of calculation methods for flow and mixing in stratified fluids // *Journal of Geophysical Research: Oceans*. 1987. V. 92. № C5. P. 5305–5328. <https://doi.org/10.1029/JC092iC05p05305>
29. *Canuto V. M., Howard A., Cheng Y. et al.* Ocean turbulence. Part I: One-point closure model—Momentum and heat vertical diffusivities // *J. Physical Oceanography*. 2001. V. 31. № 6. P. 1413–1426. [https://doi.org/10.1175/1520-0485\(2001\)031<1413:ОТРИОР>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0485(2001)031<1413:ОТРИОР>2.0.CO;2)
30. Copernicus Climate Change Service (C3S) ERA5: Fifth generation of ECMWF atmospheric reanalyses of the global climate, Copernicus Climate Change Service Climate Data Store (CDS) // электронный источник <https://cds.climate.copernicus.eu/> (дата последнего обращения 22.08.2018 г.
31. *Large W.G., Yeager S.G.* Diurnal to decadal global forcing for ocean and sea-ice models: The data sets and flux climatologies. 2004.
32. *Акимов Е.А., Станичный С.В., Полонский А.Б.* Использование данных сканера SEVIRI для оценки температуры поверхностного слоя Черного моря // *Морской гидрофизический журнал*. 2014. № 6. С. 37–46.
33. *Saunders P.M.* Aerial measurement of sea surface temperature in the infrared // *J. Geophysical Research*. 1967. V. 72. № 16. P. 4109–4117. <https://doi.org/10.1029/JZ072i016p04109>
34. *Kubryakov A.A., Belokopytov V.N., Zatsepin A.G. et al.* The Black Sea mixed layer depth variability and its relation to the basin dynamics and atmospheric forcing // *Physical Oceanography*. 2019. V. 26. № 5. <https://doi.org/10.22449/1573-160X-2019-5-397-413>
35. *Sverdrup H. U.* On conditions for the vernal blooming of phytoplankton // *J. Cons. Int. Explor. Mer*. 1953. V. 18. № 3. С. 287–295.
36. *Ferrari R., Merrifield S. T., Taylor J. R.* Shutdown of convection triggers increase of surface chlorophyll // *J. Marine Systems*. 2015. V. 147. P. 116–122. <https://doi.org/10.1016/j.jmarsys.2014.02.009>

Features of the Vertical Distribution of the Diurnal Temperature Range in Various Seasons in the Black Sea Based on the NEMO Model Data

V. A. Rubakina^{1, *}, A. A. Kubryakov¹, S. V. Stanichny¹, and A. I. Mizyuk¹

¹ Marine Hydrophysical Institute of RAS, 2 Kapitanskaya Str., Sevastopol, 299011 Russian Federation

*e-mail: valenru93@mail.ru

In this study, investigation of the features of the vertical distribution of the diurnal temperature variation in the Black Sea basin in 2015 year was made for different seasons of the year and their relationship with stratification based on the NEMO calculation results was studied. It is shown that the seasonal variability as well as spatial features of the temperature distribution according to the model calculation results quite well coincide with the measurements of the SEVIRI. It was determined that calculation results and satellite measurements demonstrate the presence of an apparent linear relationship between the diurnal fluctuations amplitude and wind speed. According to the modeling results, features of the seasonal variation of diurnal fluctuations were explored. Spectral analysis of the temperature vertical distribution showed that in the warm period of the year, the maximum diurnal energy fluctuations are recorded. These fluctuations are localized in the upper 0–10 m water layer. In the cold period of the year, the intensity of diurnal fluctuations are lower, however, the penetration depth of the diurnal temperature variation reaches 45–50 m. In March, there is an abrupt heating of rather deep layers, which is formed under conditions when night convection, which facilitates the sinking of warm waters, is preceded by calm conditions and significant daytime heating. In summer, in the presence of stable stratification, the waters warmed up during the day remain in the surface thin layer. In winter, diurnal temperature fluctuations in downwelling zones at the periphery of the basin penetrate deeper than in the centre of the sea. These spatial features qualitatively coincide with the position of the mixed layer, where stratification is weakly expressed and does not block night convection events.

Keywords: temperature diurnal cycle, Black Sea, NEMO, SEVIRI, spectral analysis, diurnal warming

УДК 551.511.3

МОДЕЛИРОВАНИЕ СЕЗОННЫХ ИЗМЕНЕНИЙ ИНТЕНСИВНОСТИ ВНУТРЕННИХ ГРАВИТАЦИОННЫХ ВОЛН В НИЖНЕЙ ТЕРМОСФЕРЕ

© 2022 г. Н. М. Гаврилов^а, *, А. А. Попов^а

^аСанкт-Петербургский государственный университет,
Университетская набережная, 7–9, Санкт-Петербург, 199034 Россия

*e-mail: n.gavrilov@spbu.ru

Поступила в редакцию 30.08.2021 г.

После доработки 24.09.2021 г.

Принята к публикации 07.10.2021 г.

Описана модернизированная численная модель распространения набора спектральных гармоник внутренних гравитационных волн (ВГВ) в неоднородной атмосфере от земной поверхности до нижней термосферы. Учтена диссипация ВГВ из-за турбулентной вязкости и теплопроводности, радиационного теплообмена и ионного трения в нижней ионосфере. Выполнено численное моделирование распространения спектра ВГВ в фоновых полях ветра и температуры, соответствующих координатам станций Звенигород (56° с.ш., 37° в.д.), Маймага (63° с.ш., 130° в.д.) и Торы (52° с.ш., 103° в.д.), на которых проводятся систематические наблюдения ночной эмиссии гидроксила. Рассчитаны сезонные вариации стандартных отклонений возмущений компонент горизонтальной скорости, создаваемых модельным спектром ВГВ. Обнаружено общее сходство сезонных вариаций модельных амплитуд ВГВ и наблюдаемой дисперсии мезомасштабных возмущений вращательной температуры гидроксила в Звенигороде и Торах. Это является свидетельством того, что интенсивность мезомасштабных возмущений температуры вблизи мезопаузы может зависеть от интенсивности ВГВ, распространяющихся из нижней атмосферы, и от профилей фоновых характеристик средней атмосферы на пути распространения волновых пакетов в различные сезоны и в разных географических пунктах.

Ключевые слова: мезосфера, термосфера, ночные эмиссии, внутренние гравитационные волны, сезонные вариации, численное моделирование

DOI: 10.31857/S0002351522010035

1. ВВЕДЕНИЕ

Внутренние гравитационные волны (ВГВ) играют важную роль в динамике средней и верхней атмосферы. Их основные источники расположены в нижней атмосфере. Распространяясь вверх, ВГВ могут обеспечить значительные потоки импульса и энергии и, таким образом, воздействовать на циркуляцию, тепловой режим и состав на всех атмосферных уровнях.

Одним из методов мониторинга мезомасштабной возмущенности в области мезопаузы является наблюдение вариаций параметров свечений ночного неба. В светящихся слоях ВГВ могут изменять температуру и яркость излучения [1]. Были обнаружены и многократно наблюдались волновые структуры в областях различных ночных свечений (O, O₂, Na, OH) на высотах 80–100 км [2–4]. Наблюдения [5, 6] обнаружили структуры ВГВ в области свечения гидроксила (OH), которые имели горизонтальные длины волны 5–160 км. Типичные значения параметров ВГВ, визуальнo на-

блюдаемых на видеосъемках свечения OH лежат в пределах горизонтальных длин 5–60 км, периодов 5–30 мин. и горизонтальных фазовых скоростей 0–100 м/с [7]. Статистический анализ ВГВ более крупных масштабов показал наличие спектральных составляющих с периодами 0.5–5 h и горизонтальными длинами волны 100–1700 километров в слоях излучения OH и O₂ [8].

Ряд исследователей рассматривал долговременные вариации интенсивности ВГВ вблизи мезопаузы. Перминов и др. [9] исследовали сезонную и межгодовую изменчивость температуры по данным спектральных наблюдений излучения OH в Звенигороде и Иркутске в 2000–2010 гг. В работах [10, 11] исследованы изменения характеристик области мезосферы и нижней термосферы (МНТ) во время внезапных стратосферных потеплений. Авторы [12, 13] с помощью цифровых разностных фильтров исследовали сезонные и межгодовые вариации дисперсий мезомасштабных возмущений вращательной температуры OH по данным

российских станций Звенигород (56° с.ш., 37° в.д.), Маймага (63° с.ш., 130° в.д.) и Торы (52° с.ш., 103° в.д.).

Численное моделирование показало, что сезонные вариации интенсивности ВГВ изменяются с высотой и зависят от сезонных изменений вертикальных профилей фоновых ветра и температуры в средней и верхней атмосфере. В [14] получено достаточно хорошее соответствие моделируемых сезонных вариаций интенсивности ВГВ с наблюдениями в области МНТ с помощью японского МСТ радара.

В данной работе выполнено численное моделирование сезонных вариаций средних характеристик набора волновых гармоник, соответствующих спектру ВГВ, распространяющихся из нижней атмосферы в область МНТ. Исследовано влияние изменений вертикальных профилей фоновых ветра и температуры на моделируемые амплитуды ВГВ для интерпретации сезонных вариаций дисперсий мезомасштабных возмущений вращательной температуры ОН, наблюдаемых оптическими методами на различных российских станциях.

2. ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ВГВ

При распространении ВГВ в неоднородной диссипативной атмосфере возникает обмен импульсом между средним потоком и волнами, а также нагрев атмосферы вследствие диссипации энергии ВГВ. Согласно [15], уравнение баланса волновой энергии в случае стационарности и горизонтальной однородности средних за период волны величин можно записать в следующем виде:

$$\begin{aligned} \partial F_E / \partial z &= \rho_0 Q - \rho_0 D - \rho_0 v_{0\alpha} a_{w\alpha}, \\ a_{w\alpha} &= -\rho_0^{-1} \partial F_{m\alpha} / \partial z; \end{aligned} \quad (1)$$

$$F_E = \langle p' w' \rangle + v_{0\alpha} F_{m\alpha}; \quad F_{m\alpha} = \rho_0 \langle v'_\alpha w' \rangle,$$

где p и ρ – атмосферные давление и плотность, соответственно; v_α и w – компоненты скорости вдоль горизонтальных осей x_α и вертикальной оси z , соответственно; по повторяющимся греческим индексам производится суммирование; $F_{m\alpha}$ – вертикальные волновые потоки α -компонент горизонтального импульса; F_E – суммарный вертикальный поток волновой энергии, складывающийся из потока волновой энергии в покоящейся среде и ее переноса средним движением; Q – мощность локальных волновых источников; D – скорость диссипации волновой энергии; $a_{w\alpha}$ – компоненты волнового ускорения среднего потока, входящие в уравнение для горизонтальных компонент средней скорости; угловые скобки $\langle \rangle$ обозначают усреднение по периоду волны, индексами 0 от-

мечены средние а штрихами – волновые компоненты соответствующих величин. Согласно [15], скорость диссипации волновой энергии с точностью до слагаемых второго порядка малости по амплитудам ВГВ описывается выражением

$$\begin{aligned} \rho_0 D &= \langle v'_\beta \partial (\sigma'_{\alpha\beta} + \tau'_{\alpha\beta}) / \partial x_\alpha \rangle - \langle (\rho X_\alpha)' v'_\alpha \rangle - \\ &- \langle (\epsilon'_t + \epsilon'_m + \epsilon'_r) [p' + s'(\gamma - 1)\rho_0 T_0 / B] \rangle / c_s^2, \end{aligned} \quad (2)$$

где $\sigma_{\alpha\beta}$ и $\tau_{\alpha\beta}$ – тензоры молекулярных и турбулентных вязких напряжений; X_α – плотность стокронных сил; $B = c_s^2 N^2 / g^2$ – параметр статической устойчивости атмосферы, c_s – скорость звука, N – частота Брента–Вяйсяля, g – гравитационное

ускорение, $\epsilon'_t, \epsilon'_m, \epsilon'_r$ – волновые компоненты притоков тепла за счет турбулентной и молекулярной теплопроводности и радиационного теплообмена, соответственно, $s' = (p' - c_s^2 \rho') / ((\gamma - 1)\rho_0 T_0 - \text{волновая компонента энтропии})$, $\gamma = c_p / c_v$ – отношение теплоемкостей.

Слагаемые в правой части первого уравнения в (1) описывают мощность локальных волновых источников, диссипацию волновой энергии, а также работу нелинейного взаимодействия между волной и средним потоком, которая зависит от скорости среднего потока и волнового ускорения.

3. ПЛОСКИЕ МОНОХРОМАТИЧЕСКИЕ МОДЫ ВГВ

Для стационарной и горизонтально однородной модели можно выполнить преобразования Фурье всех полей ВГВ и рассмотреть спектр монохроматических плоских спектральных волновых мод с различными частотами σ и векторами горизонтальных волновых чисел k_h . Для каждой спектральной составляющей удобно выбрать горизонтальную ось χ в направлении k_h . В [15] показано, что при наличии вертикального градиента среднего ветра можно получить следующее выражение для F_E :

$$\begin{aligned} F_E &= c F_m + (\rho_0 \partial v_{0\chi} / \partial z)^{-1} \times \\ &\times \langle [p' - \rho_0 v'_\chi c_\chi] [(\rho X_\chi)' + \partial (\sigma'_{\alpha\chi} + \tau'_{\alpha\chi}) / \partial x_\alpha] \rangle, \end{aligned} \quad (3)$$

где $c = \sigma / k_h$ – горизонтальная фазовая скорость; F_m – вертикальный волновой поток горизонтального импульса вдоль направления распространения волны χ ; $c_\chi = \omega / k_h = c - v_{0\chi}$. Поляризационные соотношения для ВГВ в невращающейся атмосфере [16] показывают, что в (3) $[p' - \rho_0 v'_\chi c_\chi] \approx 0$ и подстановка (3) в (1) дает следующее уравнение изменения вертикального потока волнового импульса:

$$\partial F_m / \partial z = \rho_0(Q - D) / c_\chi. \quad (4)$$

Подстановка (4) во второе уравнение (1) позволяет определить горизонтальное волновое ускорение вдоль направления распространения волны χ . Важной энергетической характеристикой является тепловое воздействие за счет диссипации и переноса энергии ВГВ [17]. Часто предполагается, что волновой приток тепла определяется дивергенцией вертикального волнового потока энтальпии. Это справедливо для гидростатических динамических моделей [18]. При учете негидростатичности и сжимаемости необходимо также учесть работу упругих сил сжатия и разрежения [19]. Кроме того, в уравнении притока тепла для среднего течения надо учесть скорость вязкой диссипации механической энергии волн в тепло. В [15, 20] показано, что полный волновой приток тепла, ϵ_w , описывается выражением

$$\begin{aligned} \epsilon_w = & -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial F_T}{\partial z}; \quad F_T = \rho_0 c_p \langle T' w' \rangle + \\ & + v_{0\chi} F_m - \langle (\sigma'_{z\chi} + \tau'_{z\chi}) v'_\chi \rangle, \end{aligned} \quad (5)$$

где T – температура, а F_T можно рассматривать как полный волновой поток тепла. Учитывая связи волновых потоков энтальпии, энергии, энтропии и импульса, в [15] показано, что

$$\begin{aligned} F_T = & c F_m - \langle (\sigma'_{z\chi} + \tau'_{z\chi}) v'_\chi \rangle + \\ & + \frac{(\gamma - 1) \rho_0 T_0}{g B} \langle (\epsilon'_t + \epsilon'_m + \epsilon'_r) s' \rangle. \end{aligned} \quad (6)$$

Учет (1) и (3) дает выражение

$$\begin{aligned} \epsilon_w = & c a_{w\chi} + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} \times \\ & \times \left[\langle (\sigma'_{z\chi} + \tau'_{z\chi}) v'_\chi \rangle - \frac{(\gamma - 1) \rho_0 T_0}{g B} \langle (\epsilon'_t + \epsilon'_m + \epsilon'_r) s' \rangle \right]. \end{aligned} \quad (7)$$

Формулы (2), (4) и (7) показывают, что волновые ускорения и притоки тепла отличны от нуля только при наличии диссипации и неадиабатичности ВГВ. Определить связи величин F_m , D , $a_{w\chi}$ и ϵ_w с параметрами ВГВ можно используя соотношения стандартной теории ВГВ [16]. Для стационарной и горизонтально однородной модели мы можем выполнить преобразования Фурье всех полей ВГВ и волновых источников. Для каждой монохроматической плоской гармонике ВГВ, распространяющейся вдоль оси χ дисперсионное уравнение стандартной теории атмосферных ВГВ в плоской невращающейся атмосфере (см., например, [21]) дает следующее выражение для вертикального волнового числа m :

$$m^2 = \frac{N^2 - \omega^2}{c_\chi^2} - \frac{\omega_a^2 - \omega^2}{c_s^2}, \quad (8)$$

где собственная (внутренняя) частота ВГВ, ω , частота Брента–Вяйсяля, N , и граничная акустическая частота, ω_a , в неизотермической модели с учетом среднего ветра описываются приближенными формулами [21]:

$$\begin{aligned} \omega = & \sigma - k_h v_{0\chi}; \quad N^2 = \frac{g}{T_0} \left(\frac{\partial T_0}{\partial z} + \gamma_a \right); \\ \omega_a^2 = & \frac{c_s^2}{4H^2} \left(1 + 2 \frac{\partial H}{\partial z} \right), \end{aligned} \quad (9)$$

где $\gamma_a = g/c_p$, H – высота однородной атмосферы. Для низкочастотных ВГВ с $\omega^2 \ll N^2$, согласно (8), горизонтальные длины волн обычно значительно превосходят вертикальные длины ВГВ. В этом случае в диссипативных слагаемых (2)–(4) можно ограничиться только молекулярной диффузией по вертикали и использовать выражения (см. [22])

$$\begin{aligned} \sigma'_{z\chi} + \tau'_{z\chi} = & \rho_0 v_z \frac{\partial v'_\chi}{\partial z}; \\ \epsilon'_m + \epsilon'_t = & \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} \left(\rho_0 c_p \kappa_z \frac{\partial T'}{\partial z} \right); \\ \epsilon'_r = & -c_p N_r T', \end{aligned} \quad (10)$$

где $v_z = v + K_z$, $\kappa_z = \kappa + K_{tz}$, а v , K_z и κ , K_{tz} – вертикальные кинематические коэффициенты молекулярной и турбулентной вязкости и теплопроводности, соответственно; N_r – скорость сглаживания температурных неоднородностей за счет радиационного теплообмена. В ионизированной атмосфере может стать существенным ионное трение, когда в (2)

$$(\rho X_\chi)' = -\rho_0 N_i v'_\chi; \quad \rho_0 N_i = \sigma_p B_0^2, \quad (11)$$

где σ_p – педерсеновская проводимость, B_0 – индукция геомагнитного поля [15]. Поляризационные соотношения для ВГВ дают соотношения между амплитудами волновых вариаций различных гидродинамических величин. В частности, для стандартных отклонений вариаций вертикальной скорости, $|w'|$, и температуры $|T'|$, получаем:

$$\begin{aligned} |w'| = & q_w U_w; \quad |T'| = q_T U_w; \\ q_w = & \frac{k |1 - c_\chi^2 / c_s^2|}{\sqrt{m^2 + \Gamma^2}}; \quad q_T = \frac{T_0 N}{g}, \end{aligned} \quad (12)$$

где U_w – амплитуда колебаний компоненты скорости вдоль горизонтального направления распространения ВГВ, $\Gamma = (2 - \gamma) / (2\gamma H)$. Используя (10)–(12) можно получить следующие выражения для волнового потока импульса, волнового ускорения и притока тепла:

$$\begin{aligned}
F_m &= \frac{\rho_0 q_m U_w^2}{2}; \quad q_m = \frac{k_h m}{m^2 + \Gamma^2} \left(1 - \frac{c_\chi^2}{c_s^2}\right); \\
a_{w\chi} &= \frac{D - Q}{c_\chi}; \quad D = \frac{N_d U_w^2}{2}; \\
N_k &= v_z \left(m^2 - \frac{1}{U_w} \frac{\partial^2 U_w}{\partial z^2}\right); \quad N_d = N_k + N_i + \quad (13) \\
&+ \frac{\kappa_z}{(\gamma - 1)} \left(m^2 - \frac{1}{q_T U_w} \frac{\partial^2 q_T U_w}{\partial z^2}\right) + \frac{N_r}{(\gamma - 1)}; \\
\varepsilon_w &= c a_{w\chi} + \rho_0^{-1} \partial / \partial z [\rho_0 H \delta (a_{w\chi} c_\chi + Q)]; \\
\delta &= \gamma d_T / [(\gamma - 1) d_V];
\end{aligned}$$

где N_k – скорость диссипации кинетической энергии волны, N_d – суммарная скорость диссипации ВГВ. В формулах (13) положительные значения m соответствуют восходящим волновым потокам импульса и энергии. Последнее уравнение (13) содержит множитель δ , который зависит от отношения коэффициентов диссипации неоднородностей поля температуры, d_T , и ветра, d_V , введенных в [18]. Согласно [18], в случае $d_T = d_V$ множитель $\delta = \gamma / (\gamma - 1)$. Анализ (7) и (2) приводит к значению $\delta = \gamma [1 - (N_d - N_k - N_i) / N_d]$. Источниками постоянной генерации ВГВ в атмосфере могут быть мезомасштабные неоднородности, возникающие вследствие динамической и конвективной неустойчивости. Для каждой монохроматической плоской спектральной гармонике ВГВ можно использовать параметризацию (см. [20]),

$$Q = s U_w, \quad (14)$$

где параметр s описывает активность волновых источников и имеет размерность силы, действующей на единицу массы атмосферного газа. Вводя новую переменную $\Phi = |2F_m|^{1/2}$, можно преобразовать (4) к следующему виду:

$$\begin{aligned}
\frac{\partial \Phi}{\partial z} + \frac{\Phi}{h} &= f; \quad h = \frac{2c_\chi q_m}{N_d}; \\
f &= \frac{s}{c_\chi} \sqrt{\frac{\rho_0}{q_m}} \text{sign}(F_m). \quad (15)
\end{aligned}$$

Это неоднородное уравнение учитывает генерацию ВГВ гидродинамическими источниками импульса, массы, и тепла [20]. После решения (15), амплитуду волны и вертикальный волновой поток импульса можно определить по формулам:

$$U = \frac{\Phi}{\sqrt{\rho_0 q_m}}; \quad F_m = \frac{\Phi^2}{2} \text{sign}(F_m). \quad (16)$$

При численном решении, интегрирование начинается с нижней границы модели (с поверхности Земли), причем значение S_{i+1} на высотном уровне z_{i+1} вычисляется по значениям S_i и коэф-

фициентов уравнения (15) на предыдущем высотном уровне по рекуррентной формуле

$$\Phi_{i+1} = (\Phi_i + f_i \Delta z) \exp(-\Delta z / h_i), \quad (17)$$

где Δz – шаг интегрирования по высоте. Формула (13) для N_d содержит вторые производные по высоте, для вычисления которых нужны три предыдущих высотных уровня. Поэтому предполагается, что на 3-х нижних уровнях модели отсутствует диссипация и волновые источники и нижние граничные условия для решения уравнения (13) задаются в виде

$$\Phi_0 = \Phi_1 = \Phi_2 = \sqrt{2F_{mb}}, \quad (18)$$

где F_{mb} – значение волнового потока импульса на нижней границе. Вычисления по рекуррентной формуле (17) начинаются с 4-го высотного уровня. При заданном волновом потоке импульса на нижней границе уравнение (15) можно решить методом (17) относительно Φ для заданных высотных профилей $v_{0\chi}$ и T_0 . Затем по формулам (16) находят амплитуду ВГВ и волновой поток импульса, а по формулам (13) можно определить волновое ускорение $a_{w\chi}$ вдоль оси χ и полный волновой приток тепла ε_w , которые нужны для учета динамического и теплового воздействия гравитационных волн в атмосферных динамических моделях.

Рассмотрение выражения для ε_w в (13) показывает, что первое слагаемое в правой части всегда положительно, в то время, как второе слагаемое может стать отрицательным в областях уменьшения $a_{w\chi}$ с высотой. Поэтому, волновой приток тепла ε_w может стать отрицательным, т.е. диссипирующие ВГВ могут приводить к локальному охлаждению атмосферы, что более типично для высот более 100 км [17–19]. Модель позволяет оценить эффективную скорость вертикального волнового потока массы

$$w_{wm} = \frac{\langle \rho' w' \rangle}{\rho_0} = \frac{\omega m U_w^2}{2c_s^2 (m^2 + \Gamma^2)} \left(1 - \frac{c_\chi^2}{c_s^2}\right). \quad (19)$$

4. СЛУЧАЙНЫЕ ВОЛНОВЫЕ ИСТОЧНИКИ

Мезомасштабные гидродинамические источники ВГВ можно рассматривать случайно распределенными внутри атмосферы. Можно предположить, что случайные элементарные волновые источники излучают волновые компоненты со случайными частотами σ , горизонтальными фазовыми скоростями c и азимутами ϕ . Наложение волновых гармоник, распространяющихся от различных источников создает “волновой шум”. Для выбранного статистического ансамбля ВГВ гармоник с $\sigma = \sigma_i$, $c = c_j$ и $\phi = \phi_k$ можно рассчитать набор значений любого волнового

параметра $\Psi_{ijk} = \Psi(\sigma_i, c_j, \varphi_k)$, тогда среднее значение этого параметра находится по формуле

$$\Psi_0 = \sum_{i,j,k} \Psi_{ijk} P(\sigma_i, c_j, \varphi_k), \quad (20)$$

где $P(\sigma_i, c_j, \varphi_k)$ – вероятность того, что волновая гармоника имеет $\sigma \in [\sigma_i, \sigma_{i+1})$, $c \in [c_j, c_{j+1})$ и $\varphi \in [\varphi_k, \varphi_{k+1})$, причем

$$\sum_{i,j,k} P(\sigma_i, c_j, \varphi_k) = 1. \quad (21)$$

В предположении однородности плотности вероятности распределений σ , c и φ и их статистической независимости можно получить

$$P(\sigma_i, c_j, \varphi_k) = \frac{d\sigma_i dc_j d\varphi_k}{\Delta\sigma \Delta c \Delta\varphi}, \quad (22)$$

где $d\sigma_i = \sigma_{i+1} - \sigma_i$; $dc_j = c_{j+1} - c_j$; $d\varphi_k = \varphi_{k+1} - \varphi_k$, а $\Delta\sigma$, Δc и $\Delta\varphi$ – полные диапазоны изменения соответствующих параметров. Решая уравнения (4) или (15) для набора значений рассматриваемых параметров и используя (20), можно получить средние значения волновых характеристик, которые создаются моделируемым спектром гармоник ВГВ. Сила волновых источников s в (14) также может зависеть от σ , c и φ . Наиболее простым предположением является разделение спектров ВГВ по указанным переменным, когда

$$s(\sigma, c, \varphi, v_{0\chi}, N) = S(v_{0\chi}, N) F_\sigma(\sigma) F_c(c) F_\varphi(\varphi),$$

$$F_\sigma(\sigma) = 1/[1 + (\sigma/\sigma_0)^\eta]; \quad (23)$$

$$F_c(c) = 1/[1 + (c/c_1)^\xi + (c_2/c)^\zeta],$$

где σ_0 , c_1 , c_2 и η , ξ , ζ – константы. Следует отметить, что независимое задание частоты σ и горизонтальной фазовой скорости c не противоречит дисперсионному уравнению теории ВГВ [16], которое содержит также вертикальное волновое число m . Это уравнение используется в виде (8) для определения m для каждой спектральной моды с заданными значениями σ и c . Функция F_σ убывает при больших σ , а функция F_c при малых и больших значениях c . Такое поведение типично для турбулентных [23] и волновых [24] атмосферных течений. Первая формула в (23) содержит азимутальную функцию, для которой можно использовать следующее выражение, зависящее от азимута направления горизонтальной оси χ :

$$F_\varphi(\varphi) = [1 + B_1(v_{0\chi}/V_0)^2](1 + B_2 v_{0\chi}/V_0), \quad (24)$$

где V_0 – модуль горизонтального среднего ветра, B_1 и B_2 – константы. Выражение в квадратных скобках (24) соответствует эллипсу с главной осью направленной вдоль вектора среднего ветра. Второй множитель в (24) учитывает возможную асимметрию в амплитудах ВГВ, излучаемых вдоль и навстречу среднему ветру. В соответствии

с наблюдениями можно ожидать, что сила гидродинамических волновых источников может зависеть от V_0 и от устойчивости температурного профиля, который характеризуется частотой Брента–Ваясяля N . Поэтому в (23) используется простая параметризация

$$S(V_0, N) = S_0 V_0^n / N^l, \quad (25)$$

где S_0 , n и l – константы. Описываемая схема позволяет также учитывать ВГВ, входящие через нижнюю границу модели. В этом случае необходимо задать в (18) отличные от нуля граничные значения F_{mb} для всех спектральных составляющих. При этом распределение F_{mb} по частотам и горизонтальным фазовым скоростям можно аппроксимировать функциями типа $F_\sigma(\sigma)$ и $F_c(c)$ в (23).

Уравнения (15) используют для каждой спектральной гармоники ВГВ свою систему координат с горизонтальной осью χ , направленной по азимуту распространения волны φ , который отсчитывается по часовой стрелке от северного направления. Компонента средней скорости вдоль этого направления

$$v_{0\chi} = u_0 \sin \varphi + v_0 \cos \varphi, \quad (26)$$

где u_0 и v_0 – компоненты средней скорости вдоль горизонтальных осей x и y , направленных на восток и на север, соответственно. В результате решения (15) получаются значения F_m , $a_{w\chi}$ и U , направленные вдоль осей χ разных для различных азимутов распространения спектральных составляющих ВГВ. Поэтому, перед осреднением по (20) необходимо вычислить компоненты волновых характеристик вдоль осей x и y :

$$F_{mx} = F_m \sin \varphi, \quad a_{wx} = a_{w\chi} \sin \varphi, \quad U_x = U \sin \varphi;$$

$$F_{my} = F_m \cos \varphi, \quad a_{wy} = a_{w\chi} \cos \varphi, \quad U_y = U \cos \varphi. \quad (27)$$

5. ФОНОВЫЕ ТЕМПЕРАТУРА И ВЕТЕР

Для интегрирования уравнения (15) методом (17) требуется задание вертикальных профилей средних (фоновых) температуры и ветра. В настоящем исследовании расчеты выполнены для состояний атмосферы над российскими пунктами Звенигород (56° с.ш., 37° в.д.), Торы (52° с.ш., 103° в.д.) и Маймага (63° с.ш., 130° в.д.), где проводятся регулярные наблюдения ночной эмиссии гидроксила ОН. Распределения фоновой температуры в различные месяцы для среднего значения потока солнечного радиоизлучения $F_{10.7} = 150$ sfu построены с использованием стандартной модели NRLMSISE-00 [25]. Фоновые значения зональной и меридиональной компонент ветра задаются согласно модели горизонтального ветра HWM14 [26]. Примеры вертикальных профилей температуры и ветра для января и июля приведены на рис. 1. Видно, что в различных географиче-

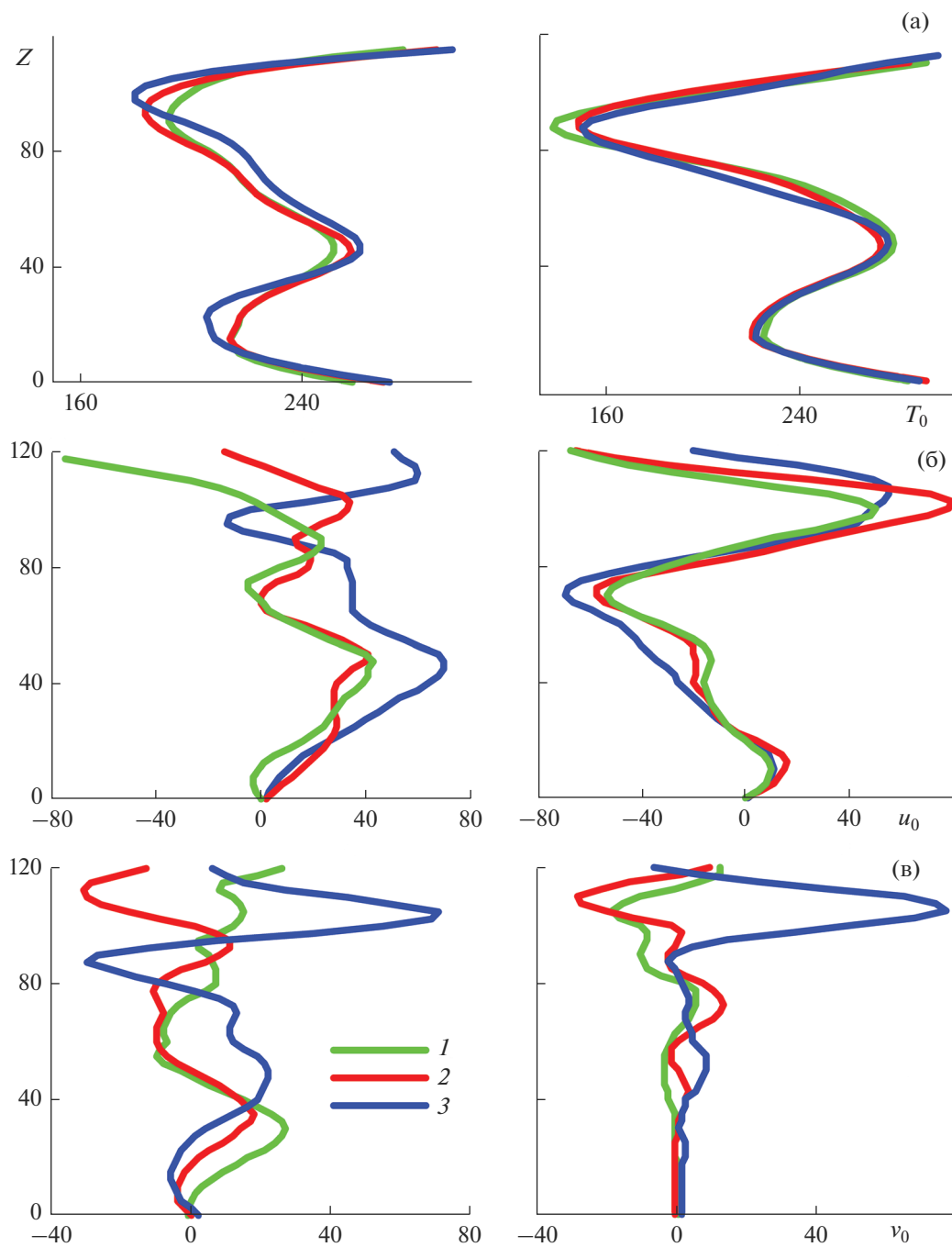


Рис. 1. Вертикальные профили фоновой температуры в К (а), зонального (б) и меридионального (в) ветра в м/с в январе (слева) и в июле (справа) для координат пунктов наблюдений ночных свечений Маймага – 1, Торы – 2 и Звенигород – 3.

ских пунктах профили несколько различаются между собой.

На левом рис. 1б до высот 90–100 км в январе зональный ветер направлен на восток с максимумом до 70 м/с на высотах около 50 км. Скорость этого струйного течения больше на станции Звенигород по сравнению с Торами и Маймагой. На правом рис. 1б на высотах 15–20 км происходит

разворот зонального ветра, который до высот около 80 км направлен на запад и достигает максимальных значений (до –70 м/с) на высотах около 70 км. Направление меридиональной компоненты фоновго ветра на рис. 1в более изменчиво на разных станциях.

Различия вертикальных профилей на разных станциях в разные месяцы года (см. рис. 1) приво-

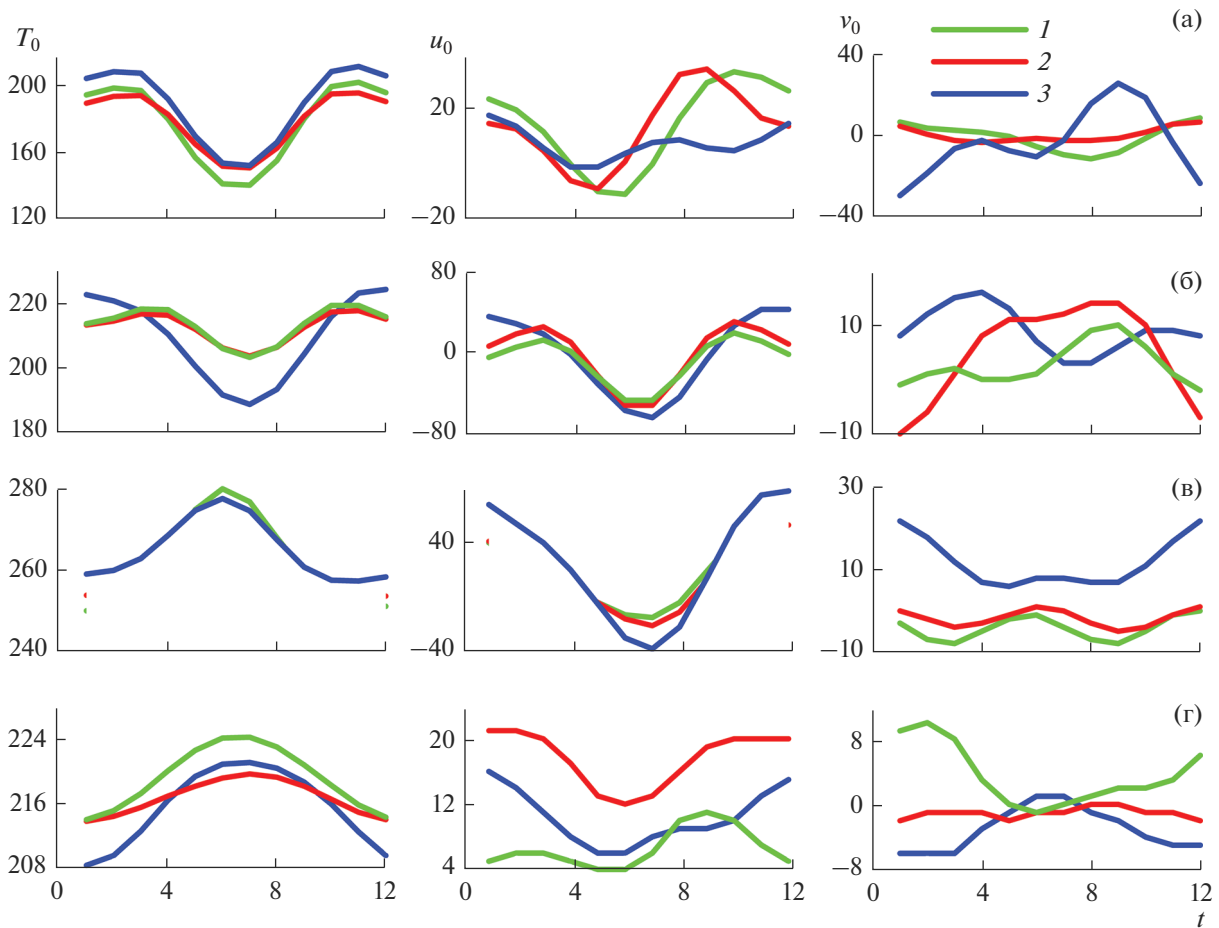


Рис. 2. Сезонные вариации фоновой температуры в К (слева), зонального (в середине) и меридионального (справа) ветра в м/с на высотах 87, 75, 50, 15 км (а–г) для координат пунктов наблюдений ночных свечений Маймага – 1, Торы – 2 и Звенигород – 3.

дит к различиям сезонных вариаций фоновых полей на фиксированных высотах в разных географических пунктах, которые изображены на рис. 2.

На левых графиках рис. 2а средняя температура летом максимальна ниже 50–60 км и минимальна на больших высотах. Средние графики рис. 2б и 2в показывают максимальные значения ветров, направленных на запад в июле и направленных на восток в зимние месяцы. На высоте ночного свечения ОН 87 км в мае – июле происходит разворот зонального ветра с восточного на западный, причем сроки этого разворота в разных географических пунктах могут различаться (см средний график рис. 2а).

Формулы (13) содержат скорость диссипации ВГВ, N_d , из-за турбулентной и молекулярной вязкости и теплопроводности, ионного трения и радиационного теплообмена. Для наших расчетов используются вертикальные профили скорости затухания ВГВ за счет радиационного теплообмена, согласно [15]. Ионное сопротивление рассчитыва-

ется с использованием международной модели ионосферы IRI-86 для изучаемых географических пунктов при умеренной солнечной активности [27]. Один из основных механизмов диссипации ВГВ в средней атмосфере – мелкомасштабная турбулентность. Она может генерироваться при разрушении волн из-за динамической и конвективной неустойчивости [28]. Выше уровня разрушения, на котором ВГВ становятся неустойчивыми, коэффициент турбулентной диффузии, генерируемый волной, рассчитывается с использованием полуэмпирической модели [29].

Авторы [30] предположили существование гипотетических неустойчивостей ВГВ, которые могут обеспечивать плавный рост турбулентной вязкости от минимума в стратосфере до больших значений, соответствующих насыщенным ВГВ выше уровня неустойчивости волны. Одним из возможных механизмов такой дополнительной турбулентности может быть нелинейное разрушение первичных ВГВ в спектр нерегулярных вторичных гармо-

ник [31]. На высотах меньших уровня разрушения мы используем формулу для эффективного коэффициента турбулентности, создаваемой спектром нерегулярных вторичных гармоник, полученную в [32].

В нижней атмосфере амплитуды ВГВ и генерация турбулентности волнами могут быть очень малыми. Поэтому предполагается наличие других источников, обеспечивающих некоторый фоновый уровень турбулентной диффузии K_0 , который имеет максимумы $\sim 10 \text{ м}^2/\text{с}$ в приземном слое и на высотах около 100 км, а также минимум $\sim 0.1 \text{ м}^2/\text{с}$ в стратосфере.

При распространении спектра гармоник ВГВ, некоторые из них (распространяющиеся в направлении среднего ветра с небольшими горизонтальными фазовыми скоростями) могут достигать критических уровней, где $\omega \rightarrow 0$. В этом случае, в (8) $c_\chi \rightarrow 0$ и $m \rightarrow \infty$, что ведет к сильной диссипации волны. С другой стороны, ВГВ, распространяющиеся навстречу среднему ветру, могут достичь высоты, на которой $\omega \rightarrow N$. Согласно (8), вблизи этого уровня m^2 становится отрицательным и можно ожидать сильное отражение энергии волны [33]. В наших расчетах все ВГВ, которые достигают критических уровней и уровней, отражения, удаляются из спектра идущих вверх волновых гармоник выше этих уровней.

Указанные на рис. 1 и 2 различия фоновых полей ветра и температуры могут приводить к различиям условий распространения гармоник ВГВ в средней атмосфере и могут влиять на сезонные вариации интенсивности ВГВ в различных географических пунктах, которые исследуются ниже с помощью численного моделирования.

6. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ВГВ

Система уравнений (15)–(17) решается численно для фоновой атмосферы, представляющей различные месяцы года в местах проведения наблюдений ночной эмиссии гидроксила (см. п. 5). Вертикальный шаг интегрирования $\Delta z = 250 \text{ м}$.

Уравнения решаются для набора из $50 \times 50 \times 12$ гармоник, моделирующих спектр ВГВ, где множители обозначают количество волн с различными частотами, горизонтальными фазовыми скоростями и азимутами, соответственно. Параметры ВГВ охватывают диапазоны частот $\sigma = 3 \times 10^{-4} - 7 \times 10^{-3} \text{ рад/с}$, горизонтальных фазовых скоростей $c = 5 - 100 \text{ м/с}$, и азимутов распространения $\varphi = 0 - 360^\circ$. Шаги изменения этих параметров $d\sigma$, dc и $d\varphi$ в (22) выбраны постоянными вдоль координат $\ln(\sigma)$, $\ln(c)$ и φ . Значения констант, определяющих спектральные распределения источни-

ков волн в (23) – (25), приняты следующими: $\sigma_0 = 10^{-4} \text{ рад/с}$, $\eta = 5/6$, $c_1 = 10 \text{ м/с}$, $\beta = 1$, $c_2 = 4 \text{ м/с}$, $\gamma = 1.5$, $B_1 = 0.04$, $B_2 = 0$, $n = 2$ and $l = 0$. Авторы [14] показали, что такой набор параметров обеспечивает соответствие рассчитанных сезонных вариаций интенсивности ВГВ с наблюдениями на японском МСТ радаре в средней атмосфере.

Выбор диапазона достаточно больших значений $c = 5 - 100 \text{ м/с}$ определяется желанием рассмотреть в данном исследовании моды ВГВ, подвергающиеся слабой диссипации в средней атмосфере и способные распространяться из нижней атмосферы до больших высот. Следует отметить, что вблизи критических уровней, когда $v_{0\chi} \rightarrow c$, в (8) $c_\chi \rightarrow 0$ и $m^2 \rightarrow \infty$. Таким образом, короткими в вертикальном направлении и неустойчивыми могут стать даже рассматриваемые ВГВ со сравнительно большими горизонтальными фазовыми скоростями при их распространении в направлении среднего ветра. Коэффициенты турбулентной диффузии, создаваемые в зонах сдвиговой и конвективной неустойчивости рассматриваемых мод ВГВ вычисляются по схеме, предложенной в [29]. Дополнительная диссипация, вызванная каскадом вторичных нелинейных волн учитывается с применением формул из работы [32].

Рисунок 3 демонстрирует рассчитанные с применением (20) вертикальные профили средних стандартных отклонений вариаций зональной, U_x , меридиональной, U_y , и горизонтальной, $U_h = (U_x^2 + U_y^2)^{1/2}$, скорости, которые создаются рассматриваемым спектром гармоник ВГВ, распространяющихся из нижней атмосферы в верхнюю в фоновых полях температуры и ветра, показанных для января и июля на рис. 1. Изменения указанных величин с высотой зависят от интенсивности динамических источников ВГВ, параметризуемых соотношением (25) и от скорости диссипации волн, учитывающихся в модели (см. пп. 2–4).

Различия вертикальных профилей фоновых полей на станциях Звенигород, Маймага и Торы на рис. 1 приводят к различиям вертикальных профилей стандартных отклонений волновых вариаций горизонтальной скорости (характеризующих интенсивность ВГВ) на рис. 3. Это приводит к различиям сезонных вариаций интенсивности ВГВ в различных географических пунктах, которые показаны на рис. 4.

Характер сезонных вариаций на рис. 4 изменяется с увеличением высоты. На высоте слоя ночной эмиссии ОН 87 км (рис. 4а) видна тенденция к формированию максимумов интенсивности ВГВ в весенние, летние и осенние месяцы, причем величины и положение этих максимумов мо-

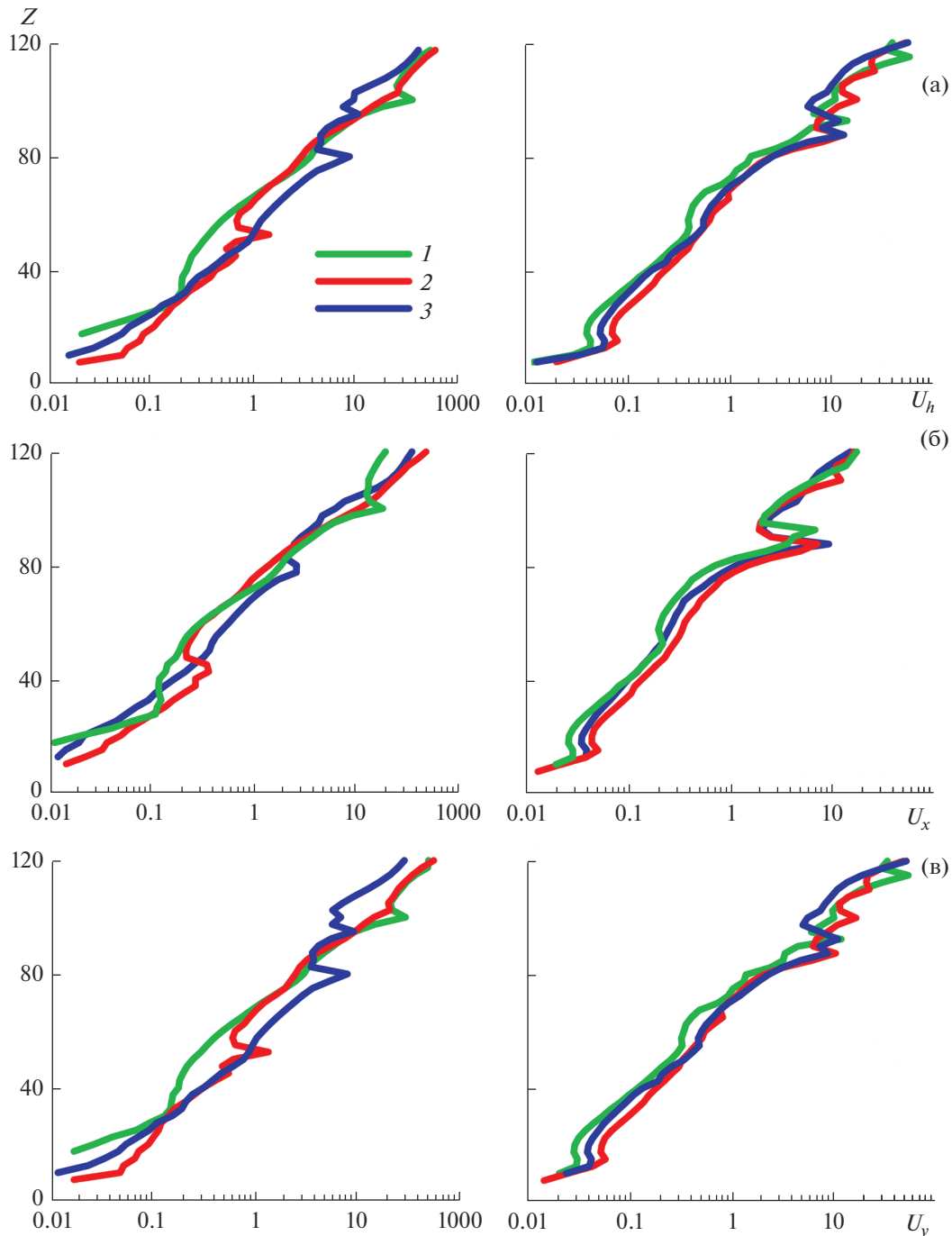


Рис. 3. Вертикальные профили стандартных отклонений горизонтальной скорости (а), и ее зональной (б) и меридиональной (с) компонент в м/с, создаваемых спектром ВГВ в январе (слева) и в июле (справа), для координат пунктов наблюдений ночных свечений Маймага – 1, Торы – 2 и Звенигород – 3.

гут различаться в разных географических пунктах. Кроме того, анализ средних и правых графиков на рис. 4 показывает, что относительные величины и сезонные вариации могут различаться для стандартных отклонений волновых возмущений зональной и меридиональной компонент скорости. Это может быть связано с различиями

сезонных вариаций зональной и меридиональной компонент фонового ветра на рис. 2.

Авторы [12] исследовали сезонные вариации мезомасштабных возмущений вращательной температуры ОН и оценили амплитуды ВГВ вблизи мезопаузы. Рис. 2 статьи [12] для Звенигорода показывает наличие максимумов интенсивности мезо-

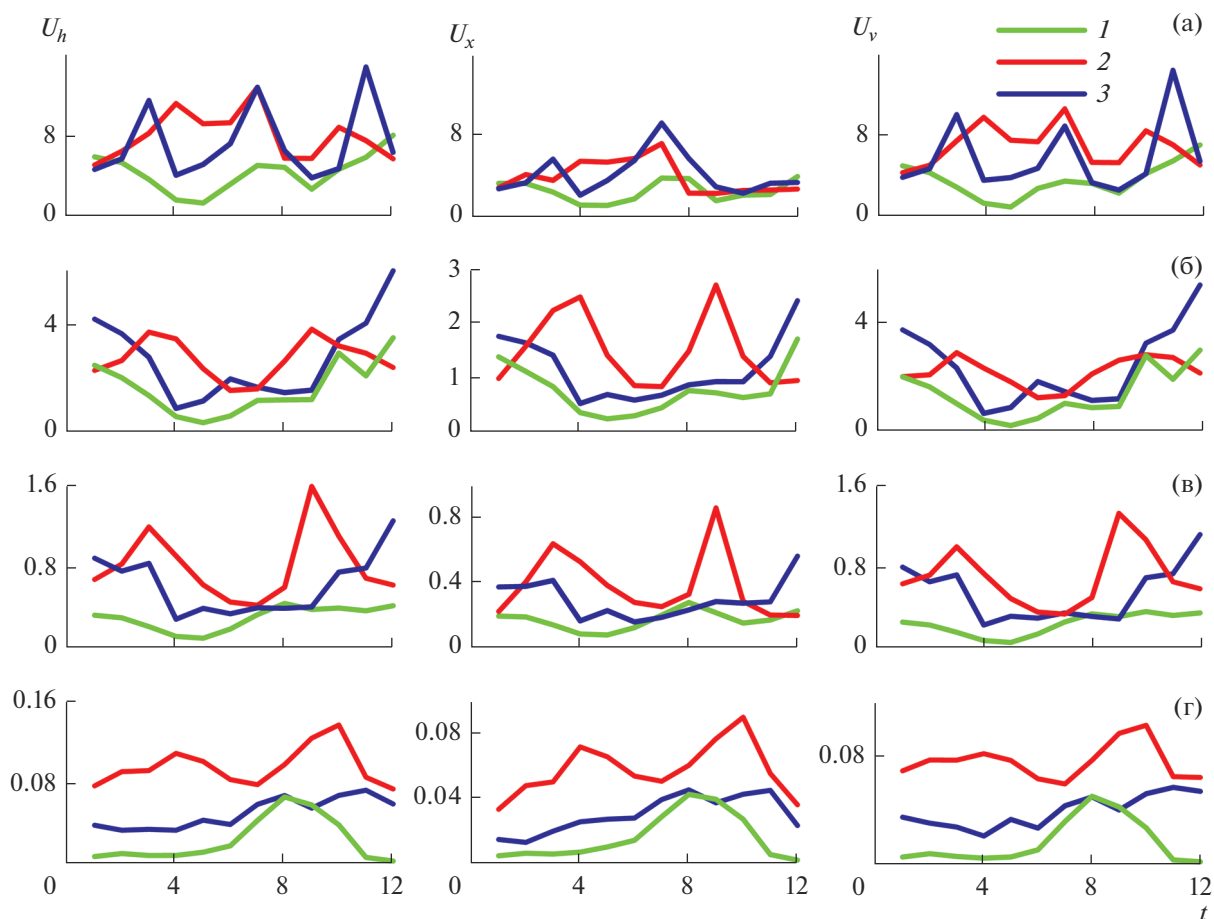


Рис. 4. Сезонные вариации модельных стандартных отклонений горизонтальной скорости (слева), и ее зональной (в середине) и меридиональной (справа) компонент в м/с, создаваемых спектром ВГВ на высотах 87, 75, 50, 15 км (а–г) для координат пунктов наблюдений ночных свечений Маймага – 1, Торы – 2 и Звенигород – 3.

масштабных возмущений температуры в марте, июне–июле и в ноябре, причем весенний и осенний максимумы более отчетливо проявляются в области наибольших периодов возмущений $\tau \sim 4\text{--}11$ ч, которые исследовались в указанной работе. Для станции Торы рис. 2 статьи [12] показывает главные максимумы интенсивности мезомасштабных вариаций температуры в мае и в декабре–январе.

Описанные различия сезонных вариаций мезомасштабных возмущений температуры в Звенигороде и Торах соответствуют рис. 4а для средней высоты слоя ночного свечения ОН 87 км. Сезонные вариации U_h в Звенигороде имеют три выраженных максимума весной, летом и осенью (см. левый график рис. 4). На станции Торы осенний максимум U_h на левом рис. 4 имеет меньшую, чем значения U_h в первой половине года. Общее сходство сезонных вариаций модельных амплитуд ВГВ и наблюдаемой интенсивности мезомасштабных возмущений температуры в

слое ночного свечения ОН в Звенигороде и Торах является дополнительным свидетельством того, что важной причиной возмущений температуры вблизи мезопаузы могут быть ВГВ, распространяющиеся из нижней атмосферы. Анализ сезонных вариаций мезомасштабных возмущений вращательной температуры ОН проводился также на станции Маймага [13]. Однако наличие светлых ночей на широте 63° с.ш. приводит к невозможности наблюдения ночной эмиссии ОН в летние месяцы, что не позволяет получить полную картину сезонных вариаций.

В расчетах, приведенных на рис. 3 и 4 использованы значения $n = 2$ и $l = 0$ в параметризации (25) зависимости активности атмосферных волновых источников от среднего ветра и частоты Брента–Вясяля. Расчеты для значений $n = 1$ и $n = 3$ показали, что увеличение n (усиление зависимости волновых источников от фонового ветра) приводит к увеличению модельных амплитуд ВГВ на высоте 87 км в зимние месяцы по сравнению с

летним сезоном на всех анализируемых станциях. Расчеты для $l = 2$ (при усилении зависимости волновых источников от статической устойчивости атмосферы) привели к увеличению летних амплитуд ВГВ по сравнению с зимним сезоном. Следует отметить, что параметризация волновых источников (25) является грубым приближением и способна описать только общие тенденции генерации ВГВ при изменениях среднего ветра и устойчивости атмосферы. Для совершенствования модели распространения спектра гармоник ВГВ требуется разработка более точных параметризаций волновых источников в атмосфере.

Изложенные выше результаты численного моделирования и сравнения с результатами оптических наблюдений в МНТ области показывают, что интенсивность мезомасштабных возмущений вращательной температуры ОН вблизи мезопаузы может быть связана с интенсивностью ВГВ, распространяющихся из нижней атмосферы и зависит от профилей фоновых характеристик средней атмосферы на пути распространения волновых пакетов. Применяемая модель ВГВ использует линеаризованные уравнения гидродинамики, поэтому она может адекватно описывать только волны малой амплитуды. Случаи, когда амплитуды ВГВ становятся сравнимы с их горизонтальными фазовыми скоростями, требуют использования нелинейных волновых моделей.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной статье описана модернизированная численная модель распространения набора спектральных гармоник ВГВ в неоднородной атмосфере от земной поверхности до нижней термосферы. Модель включает простую параметризацию зависимости активности динамических источников ВГВ от скорости ветра в струйных течениях и от статической устойчивости фонового поля температуры. Учтена диссипация ВГВ из-за турбулентной вязкости и теплопроводности, радиационного теплообмена и ионного трения в нижней ионосфере. Выполнено численное моделирование распространения спектра ВГВ в фоновых полях ветра и температуры, соответствующих координатам станций Звенигород (56° с.ш., 37° в.д.), Маймага (63° с.ш., 130° в.д.) и Торы (52° с.ш., 103° в.д.), на которых проводятся систематические наблюдения ночной эмиссии ОН. Рассчитаны сезонные вариации стандартных отклонений возмущений компонент горизонтальной скорости, создаваемых модельным спектром ВГВ.

Показано, что различия вертикальных профилей фоновых полей приводят к различиям сезонных вариаций интенсивности ВГВ в различных географических пунктах. Сезонные вариации мо-

дельных амплитуд ВГВ в Звенигороде имеют три выраженных максимума весной, летом и осенью. На станции Торы осенний максимум амплитуд ВГВ имеет величину меньшую, чем значения амплитуд в первой половине года.

Общее сходство сезонных вариаций модельных амплитуд ВГВ и опубликованных наблюдений дисперсии мезомасштабных возмущений вращательной температуры ОН в Звенигороде и Торах является дополнительным свидетельством того, что интенсивность мезомасштабных возмущений вращательной температуры ОН вблизи мезопаузы может зависеть от интенсивности ВГВ, распространяющихся из нижней атмосферы, и зависит от профилей фоновых характеристик средней атмосферы на пути распространения волновых пакетов в различные сезоны и в разных географических пунктах.

БЛАГОДАРНОСТИ

Модернизация численной модели и параметризации ВГВ выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (соглашение № 075-15-2021-583). Расчет распределений фоновых полей с учетом общей циркуляции и планетарных волн поддержан Российским научным фондом (грант № 20-77-10006). Моделирование сезонных вариаций и сравнение с данными оптических наблюдений поддержаны Российским фондом фундаментальных исследований (грант 19-35-90130).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Шефов Н.Н., Семенов А.И., Хомич В.Ю. Излучение верхней атмосферы— индикатор ее структуры и динамики. М.: ГЕОС, 2006. 741 с.
2. Krassovski V.I. Infrasonic variations of OH emission in the upper atmosphere // Ann. Géophys. 1972. V. 28. P. 739–746.
3. Красовский В.И., Потапов Б.П., Семенов А.И., Шефов Н.Н. Внутренние гравитационные волны вблизи мезопаузы. 1. Результаты исследований гидроксильной эмиссии // Полярные сияния и свечение ночного неба / Под ред. Ю.И. Гальперина. М.: Сов. Радио, 1978. № 26. С. 5–29.
4. Taylor M.J., Hapgood M.A., Rothwell P. Observations of gravity wave propagation in the OI (557.7 nm), Na (589.2 nm) and the near infrared OH nightglow emissions // Planet. Space Sci. 1987. V. 35. № 4. P. 413–427.
5. Taylor M.J., Hapgood M.A. On the origin of ripple-type wave structure in the OH nightglow emission // Planet. Space Sci. 1990. V. 38. № 11. P. 1421–1430.
6. Vadas S.L., Taylor M.J., Pautet S.P.-D., Fritts D.C., Liu H.-L. Convection: the likely source of the medium-scale gravity waves observed in the OH airglow layer near Brasilia, Brazil, during the SpreadFEx campaign // Ann. Geophys. 2009. V. 27. P. 231–259.

7. Nakamura T., Higashikawa A., Tsuda T., Matsushita Y. Seasonal variations of gravity wave structures in OH airglow with a CCD imager at Shigaraki // *Earth Planets Space*. 1999. V. 51. P. 897–906.
8. Gavrilo N.M., Shiokawa K., Ogawa T. Seasonal variations of medium-scale gravity wave parameters in the lower thermosphere obtained from SATI observations at Shigaraki, Japan // *J. Geophys. Res.* 2002. V. 107. № D24. P. 4755.
<https://doi.org/10.1029/2001JD001469>
9. Перминов В.И., Семенов А.И., Медведева И.В., Перцев Н.Н. Изменчивость температуры в области мезопаузы по наблюдениям гидроксильного излучения на средних широтах // *Геомагнетизм и аэронавтика*. 2014. Т. 54. № 2. С. 246–256.
10. Медведева И.В., Белецкий А.Б., Перминов В.И., Перцев Н.Н. Вариации температуры атмосферы на высотах мезопаузы и нижней термосферы в периодах стратосферных потеплений по данным наземных и спутниковых измерений в различных долготных секторах // *Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса*. 2011. Т. 8. № 4. С. 127–135.
11. Перцев Н.Н., Андреев А.Б., Мерзляков Е.Г., Перминов В.И. Мезосферно-термосферные проявления стратосферных потеплений: совместное использование спутниковых и наземных измерений // *Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса*. 2013. Т. 10. № 1. С. 93–100.
12. Popov A.A., Gavrilo N.M., Perminov V.I., Pertsev N.N., Medvedeva I.V. Multi-year observations of mesoscale variances of hydroxyl nightglow near the mesopause at Tory and Zvenigorod // *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* 2020. V. 205. P. 105311.
<https://doi.org/10.1016/j.jastp.2020.105311>
13. Gavrilo N.M., Popov A.A., Perminov V.I., Pertsev N.N., Medvedeva I.V., Ammosov P.P., Gavrilyeva G.A., Koltovskoi I.I. Mesoscale variations of hydroxyl rotational temperature from observations at Russian sites // *Proc. SPIE*. 2020. V. 11560. P. 115607W.
<https://doi.org/10.1117/12.2574795> 2020.
14. Gavrilo N.M., Fukao S. A comparison of seasonal variations of gravity wave intensity observed by the MU radar with a theoretical model // *J. Atmos. Sci.* 1999. V. 56. P. 3485–3494.
15. Гаврилов Н.М. Параметризация динамического и теплового воздействия установившихся внутренних гравитационных волн на среднюю атмосферу // *Изв. РАН. Физика атмосферы и океана*. 1989. Т. 25. № 3. С. 271–278.
16. Gossard E.E., Hooke W.H. *Waves in the atmosphere*. Amsterdam-Oxford-New York: Elsevier Sci. Publ. Co. 1975. 456 p.
17. Yiğit E., Medvedev A.S. Heating and cooling of the thermosphere by internal gravity waves // *Geophys. Res. Lett.* 2009. V. 36. P. P. L14807.
<https://doi.org/10.1029/2009GL038507>
18. Medvedev A.S., Klaassen P. Thermal effects of saturating gravity waves in the atmosphere // *J. Geophys. Res.* 2003. V. 108. № D2, P. 4040.
<https://doi.org/10.1029/2002JD002504>
19. Akmaev R.A. On the energetics of the mean-flow interactions with thermally dissipating gravity waves // *J. Geophys. Res.* 2007. V. 112. P. D11125.
<https://doi.org/10.1029.2006JD007908>
20. Gavrilo N.M. Parameterization of momentum and energy depositions from gravity waves generated by tropospheric hydrodynamic sources // *Ann. Geophys.* 1997. V. 15 P. 1570–1580.
21. Gough D. An elementary introduction to the JWKB approximation // *Astron Nachr.* 2006. V. AN999. № 88. P. 789–801.
22. Гаврилов Н.М., Швед Г.М. Затухание акустико-гравитационных волн в анизотропно турбулизованной излучающей атмосфере // *Изв. АН СССР, Физика атмосферы и океана*. 1975. Т. 11. № 7. С. 681–689.
23. Монин А.С., Яглом А.М. *Статистическая гидромеханика*, М.: Наука. Физматгиз, ч. 2. 1967. 722 с.
24. Fritts D.C., Alexander M.J. Gravity wave dynamics and effects in the middle atmosphere // *Rev. Geophys.* 2003. V. 41. № 1. P. 1003.
<https://doi.org/10.1029/2001RG000106>
25. Picone J.M., Hedin A.E., Drob D.P., Aikin A.C. NRLM-SISE-00 empirical model of the atmosphere: Statistical comparisons and scientific issues. // *J. Geophys. Res.*, 2002. V. 107. № A12. P. 1468.
<https://doi.org/10.1029/2002JA009430>
26. Drob D.P., Emmert J.T., Meriwether J.W. et al. An update to the Horizontal Wind Model (HWM): The quiet time thermosphere // *Earth and Space Sci.* 2015. V. 2. № 7. P. 301–309.
<https://doi.org/10.1002/2014EA000089>
27. Bilitza D. IRI 86 and MSIS 86 models updated // *EOS*. 1987. V. 68. № 25. P. 595–595.
<https://doi.org/10.1029/EO068i025p00595-02>
28. Lindzen R.S. Turbulence and stress owing to gravity wave and tidal breakdown // *J. Geophys. Res.* 1981. V. 86. № C10. P. 9707–9714.
29. Gavrilo N.M., Yudin V.A. Model for coefficients of turbulence and effective Prandtl number produced by breaking gravity waves in the upper atmosphere // *J. Geophys. Res.* 1992. V. 97. № D7. P. 7619–7624.
30. Lindzen R.S., Forbes J. Turbulence originating from convectively stable internal waves // *J. Geophys. Res.* 1983. V. 88. P. 6549–6553.
31. Weinstock J. Theoretical relation between momentum deposition and diffusion caused by gravity waves // *Geophys. Res. Lett.* 1982. V. 9. № 8. P. 863–865.
<https://doi.org/10.1029/GL009i008p00863>
32. Розенфельд С.Х. О затухании внутренних гравитационных волн в атмосфере из-за генерации вторичных гармоник // *Изв. АН СССР, Физика атмосферы и океана*. 1983. Т. 19. № 9. С. 1011–1019.
33. Medvedev A.S., Yiğit E. Gravity waves in planetary atmospheres: Their effects and parameterization in global circulation models // *Atmosphere*. 2019. V. 10. P. 531.
<https://doi.org/10.3390/atmos10090531>

Modeling of Seasonal Variations in the Intensity of Internal Gravity Waves in the Lower Thermosphere

N. M. Gavrilov¹, * and A. A. Popov¹

¹ Saint Petersburg State University, Universitetskaya Embankment, 7–9,
Saint Petersburg, 199034 Russia

*e-mail: n.gavrilov@spbu.ru

An updated numerical model of the propagation of a set of spectral harmonics of internal gravity waves (IGWs) in the inhomogeneous atmosphere from the Earth's surface to the lower thermosphere is described. The IGW dissipation due to turbulent viscosity and thermal conductivity, radiative heat exchange and ion drag in the lower ionosphere is taken into account. The numerical simulation of the propagation of the IGW spectrum is performed for the background fields of wind and temperature corresponding to the coordinates of the Zvenigorod (56° N, 37° E), Maymaga (63° N, 130° E) and Tory (52° N, 103° E) stations, where systematic observations of OH nightglow are carried out. Seasonal variations of standard deviations of perturbations of the horizontal velocity components created by the model of IGW spectrum are calculated. The general similarity exists between seasonal variations of the model IGW amplitudes and observations of the variance of mesoscale disturbances of the OH rotational temperature at Zvenigorod and Tory. This gives evidences that the intensity of mesoscale temperature disturbances near the mesopause may depend on the intensity of IGWs propagating from the lower atmosphere, and on the profiles of the background characteristics of the middle atmosphere along the path of wave packages propagation in different seasons and at different geographical locations.

Keywords: mesosphere, thermosphere, nightglow emissions, internal gravity waves, seasonal variations, numerical modeling

УДК 551.510.42, 551.510.411, 519.25

ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННЫЕ ВАРИАЦИИ СОДЕРЖАНИЯ ЗАГРЯЗНЯЮЩИХ ПРИМЕСЕЙ В ВОЗДУШНОМ БАССЕЙНЕ МОСКВЫ И ИХ ЭМИССИИ

© 2022 г. Н. Ф. Еланский^а, А. В. Шилкин^{а, б, *}, Н. А. Пономарев^{а, с},
П. В. Захарова^д, М. Д. Качко^е, Т. И. Поляков^е

^аИнститут физики атмосферы им. А. М. Обухова РАН, Пыжевский пер., 3, г. Москва, 119017 Россия

^бФГБУ “НПО “Тайфун”, ул. Победы, 4, г. Обнинск, 249031 Россия

^сМосковский государственный университет имени М. В. Ломоносова,
ул. Ленинские горы, 1–2, г. Москва, 119234 Россия

^дГПБУ “Мосэкомониторинг”, ул. Новый Арбат, 11, стр. 1, г. Москва, 119019 Россия

^еРоссийский химико-технологический университет имени Д. И. Менделеева,
Миусская пл., 9, г. Москва, 125047 Россия

*e-mail: shilkin@rpatyphoon.ru

Поступила в редакцию 30.08.2021 г.

После доработки 04.10.2021 г.

Принята к публикации 07.10.2021 г.

Расположение Московского мегаполиса на равнине, в более высоких широтах по сравнению с другими мегаполисами, создает особые условия для химической трансформации загрязняющих примесей в городской атмосфере, их переноса и накопления. Авторами обработаны и проанализированы данные наблюдений приземных концентраций NO, NO₂, CO, CH₄, O₃, неметановых углеводородов (НМУВ) и аэрозолей (PM₁₀), полученные на сети станций ГПБУ “Мосэкомониторинг” за период с 2005 по 2020 г. Рассчитаны временные и пространственные параметры, характеризующие динамику атмосферного загрязнения воздушного бассейна Москвы. Отмечено уменьшение содержания в городском воздухе большинства загрязняющих примесей, что объясняется обновлением автопарка, введением ограничений въезда на территорию города грузового транспорта, а также модернизацией промышленных предприятий, очистных сооружений и системы газоснабжения. Значимые отрицательные тренды получены для НМУВ, CO, NO_x и PM₁₀, соответственно, 4.3, 4.0, 2.6 и 1.7% год⁻¹. Незначимый отрицательный тренд получен для O₃ и его отсутствие – для CH₄. Выполнены расчеты суммарных выбросов от городских источников тех веществ, которые определяют качество воздуха. Их величины также демонстрируют отрицательные тренды. В течение продолжительного периода практически не изменилось содержание озона, что говорит о слабой чувствительности окислительных свойств московской атмосферы и скорости образования озона к изменениям содержания в воздухе азотных радикалов и их высокой чувствительности к летучим органическим соединениям.

Ключевые слова: атмосфера мегаполиса, состав атмосферы, качество воздуха, эмиссии, загрязняющие примеси, приземные концентрации, суточные и сезонные вариации, недельный цикл

DOI: 10.31857/S0002351522010023

1. ВВЕДЕНИЕ.

Рост в мире городского населения, увеличение занимаемой городами территории, инфраструктурные изменения, применение новых материалов и технологий оказывают воздействие на состав атмосферы и на состояние климатической системы. В то же время, все отчетливее проявляется и обратное влияние изменения климата на качество воздуха в городах. Выбор пути устойчивого развития для каждой страны требует последовательной модернизации системы мониторинга состава атмосферного воздуха, детального изучения

действующих в городской атмосфере механизмов физико-химической трансформации загрязняющих примесей и образования экстремальных ситуаций [1–5]. Проведенные в Мехико и Париже международные комплексные атмосферные исследования показали, что на основе полученных научных результатов можно разработать действенные меры по снижению антропогенного пресинга на городскую среду и повысить качество воздуха [6–8]. Эти меры должны предусматривать не только общее снижение антропогенных выбросов, но и изменение их состава, оказывая тем самым влияние на окислительные свойства го-

родского воздуха и ускоряя удаление токсичных соединений из атмосферы. Основой для принятия решений в каждом конкретном случае являются результаты мониторинга и численного химико-транспортного моделирования состояния атмосферы, эффективность которого зависит от точности задания эмиссий примесей, определяющих в первую очередь состояние фотохимической системы в данном городе. В настоящее время для моделирования используются данные глобальных и региональных инвентаризаций эмиссий, в том числе европейской, рассчитанные примерно для 40 видов источников [9]. Из-за многообразия источников и условий, в которых они действуют, и необходимости использования многочисленных предположений результаты расчетов, полученные разными группами экспертов, сильно различаются [4, 10, 11; Megapoli (<http://megapoli.info/>); TNO (<https://topas.tno.nl/emissions/>); EDGAR (<https://edgar.jrc.ec.europa.eu/>); CAMS-REG-AP (<https://atmosphere.copernicus.eu/>); ACCMIP (<https://www.giss.nasa.gov/projects/accmip/>)]. Это обстоятельство заставляет обратить особое внимание на прямые измерения эмиссий в городе. Оценки эмиссий для Московского мегаполиса, например, по данным измерений концентрации примесей на сети московских станций в 2005–2014 гг., представленные в [12, 13], показали ошибочность расчетных инвентаризаций для большинства химических соединений, причем по некоторым компонентам расхождения составляли 400 и более процентов.

Москва с населением около 13 млн человек занимает 15-место среди крупнейших мегаполисов мира по количеству населения и находится в лидерах по плотности населения. В последние три десятилетия город быстро разрастался, захватив ближайшие окрестности за пределами его официальной границы, проходящей в основном по Московской кольцевой автодороге (МКАД). Исторически сложившаяся городская застройка близка к круговой, а отсутствие в ближайших окрестностях крупных промышленных центров, позволяет считать Москву изолированным городом, что отличает ее от других мегаполисов. Расположение Москвы на равнине в более высоких широтах также является важным отличием от других мегаполисов. За последние 30 лет в Москве произошли большие изменения в городской инфраструктуре и в состоянии промышленности. Количество автомобилей за этот период увеличилось с 2 до 6 млн. Промышленное производство выросло на 10%, но при этом прекратили работу крупные предприятия, вносящие основной вклад в загрязнение атмосферы [14; <https://www.fedstat.ru/>]. Москва стала финансово-административным центром с близким для таких городов составом антропогенных эмиссий [15]. В настоящее время качество воздуха в Москве, в большей степени, зависит от автотранспорта, городской инфра-

структуры, метеорологических и климатических изменений [13, 16, 17].

Основой для изучения процессов, определяющих в Москве состав атмосферы, являются данные многолетних наблюдений на сети станций контроля загрязнения атмосферы Государственного природоохранного бюджетного учреждения “Мосэкомониторинг” (МЭМ) [<https://mosecom.mos.ru/>]. Образованная в 2002 г. сеть автоматических станций, непрерывно ведущих измерения, первоначально включала 11 станций, а в 2010-х годах выросла до 56. Станции более или менее равномерно распределены по территории Москвы. Для контроля регионального фона загрязнения атмосферы 10 станций размещено за пределами территории мегаполиса (рис. 1). На телевизионной башне в Останкино, расположенной в 7 км к северу от центра города, ведутся измерения на высотных уровнях 10, 130, 248 и 348 м. По количеству станций, принципу их размещения, методам и периодичности измерений сеть станций МЭМ удовлетворяет требованиям Всемирной метеорологической организации, предъявляемым к системам контроля качества воздуха в городах. В соответствии с принятыми в последние годы законодательными актами в области экологической политики России (Указ Президента РФ от 08.02.2021, Федеральный Закон от 02.07.2021 и др.) московская система мониторинга атмосферы продолжает развиваться.

Общие с другими мегаполисами основные источники загрязнения (автотранспорт, промышленные и коммунальные объекты, жилищный сектор) сближают Москву по качеству воздуха с мегаполисами США, Японии и крупными европейскими городами [12]. Анализ содержания в воздухе загрязняющих примесей CO, NO, NO₂, SO₂, и PM₁₀, проведенный в [12] показал, что по классификации Гурджара [3] Москва к 2010 г. по качеству воздуха перешла из группы 6-ти самых загрязненных городов (всего рассматривалось 19 самых крупных мегаполисов мира с населением более 12 млн человек) в число 6-ти самых чистых. Однако надо учитывать, что существует некоторый произвол в выборе территории, для которой определяются качество воздуха и эмиссий примесей. В разных публикациях даются оценки для изолированных городов, городов с промышленными окрестностями, городских агломераций и целых провинций, что сильно затрудняет или делает невозможным проведение сравнений качества воздуха и антропогенных эмиссий.

Продолжение регулярных наблюдений содержания газовых примесей и аэрозолей на сети станций МЭМ в последние годы позволяет уточнить, поправить и пополнить полученные ранее [18–21] характеристики пространственно-временной изменчивости состава приземного слоя атмо-

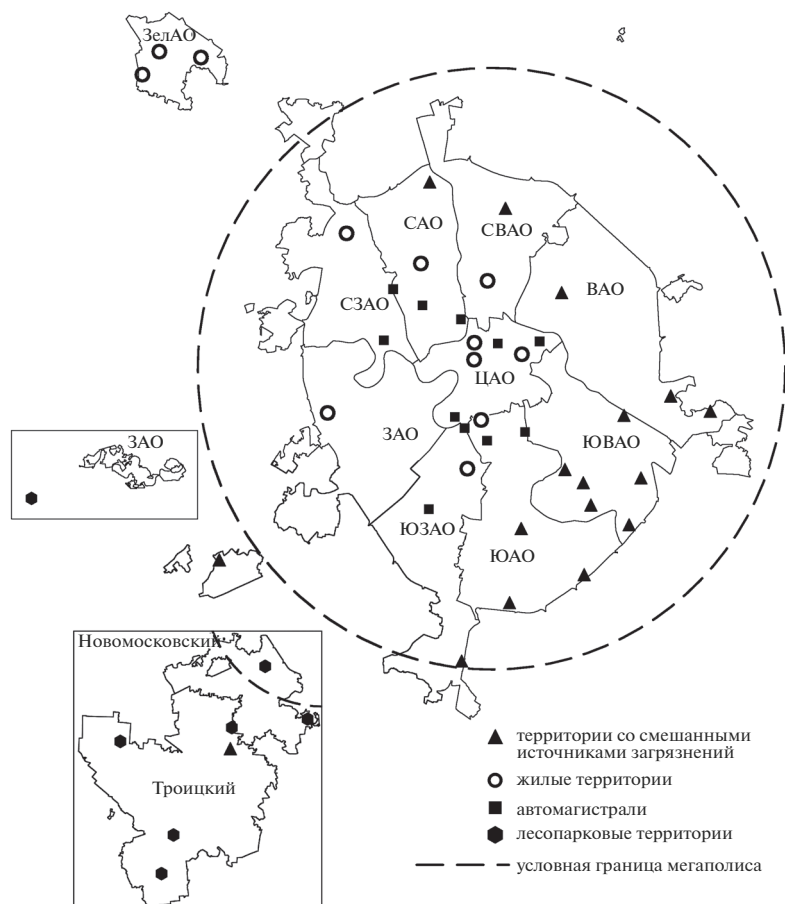


Рис. 1. Расположение станций Мосэкомониторинга на карте Москвы и принятая их классификация по типу окружающей местности и преобладающим источникам загрязнения атмосферы [https://mosecom.-mos.ru/].

сферы в Московском мегаполисе. Использование метода, основанного на расчете функций распределения концентрации различных примесей, позволяет повысить эффективность фильтрации данных и минимизировать потерю информации. Значительно расширенная база данных используется для оценки интегральных эмиссий в атмосферу с территории Московского мегаполиса ключевых газовых примесей и аэрозолей, а также для анализа их годовой изменчивости. Поскольку Москва может рассматриваться как изолированный город, то оценки качества воздуха и величины эмиссий в настоящей работе даются, как и ранее [13, 18], для территории со средним радиусом равным 25 км, в которую включаются новые слившиеся с Москвой жилые районы (рис. 1). Ранее исследование проводилось по данным 48 станций

МЭМ, а в настоящей работе использовались данные 56 станций.

2. ОБРАБОТКА И ФИЛЬТРАЦИЯ ДАННЫХ

Для определения характеристик временной изменчивости качества воздуха в Московском мегаполисе использовались осредненные по 20 минутам значения концентрации в приземном слое атмосферы CO , NO , NO_2 , CH_4 , O_3 , суммарного содержания неметановых углеводородов (НМУВ) и массы аэрозольных частиц размером менее 10 мкм (PM_{10}), полученные на сети станций МЭМ в период с 1 января 2005 г. по 31 декабря 2020 г. К началу этого периода до нескольких десятков выросло число станций, была проведена оптимизация комплектации станций современными

Таблица 1. Среднее за период 2005–2020 гг. относительное количество станций, на которых проводились непрерывные измерения примесей. Общее число станций равно 56

Примесь	CH_4	CO	NO	NO_2	НМУВ	O_3	PM_{10}
Относительное число станций, %	45	90	80	80	45	30	55

дорогостоящими средствами наблюдений, обработаны стандартные методики измерений и калибровки приборов. В табл. 1 показано количество станций (в процентах относительно их общего числа – 56), проводивших непрерывные измерения указанных примесей в течение 2005–2020 гг.

Ряды данных о загрязнениях, получаемые на сети станций МЭМ, имеют большое количество выбросов из своих статистических распределений. Это, прежде всего, связано не только с физическими явлениями в приземном слое атмосферы (ПСА) такими как частые инверсии и устойчивые стратификации ПСА в городских застройках, но и случайные выбросы за счет расположения рядом со станцией автомобиля с работающим двигателем или другого источника.

Помимо выбросов в рядах данных часто наблюдаются отрицательные значения, фиксируемые сразу после калибровки оборудования, и нулевые значения, которые регистрируются при концентрации примесей ниже порога чувствительности измерительных приборов. Все значения меньше или равные нулю подлежали удалению из общей выборки с использованием простых рамок. Для удаления выбросов в рядах, имеющих большое количество разнопериодных колебаний, использовались специальные фильтры.

В процессе работы с данными наблюдений нами были построены функции плотности вероятности для каждой загрязняющей примеси, при этом выборка значений состояла из массива из-

мерений за каждый год по всем станциям. В качестве потенциальных аппроксимирующих функций были использованы двухпараметрические распределения, такие как: нормальное, логнормальное, Пирсона, Хи и Лапласа. С помощью метода максимального правдоподобия (*MLE – Maximum likelihood estimation*) были найдены наиболее вероятные параметры, описывающие функции распределения рядов данных. На рис. 2 приведен пример, полученных результатов.

Функции распределения большинства примесей не являются симметричными, для их описания больше подходит логнормальная аппроксимация, а не часто используемая нормальная. Достаточно большая изменчивость во времени и наличие резких возрастаний концентрации, особенно в моменты аномальных погодных условий, приводят к тому, что правый хвост распределения вносит существенный вклад в оценку среднего. Этот факт важно было учитывать при проверке качества данных и выборе метода их фильтрации. Исключением являются данные измерений метана, их функция распределения оказалась симметричной и хорошо аппроксимируемой с помощью распределения Лапласа. Данный результат вполне закономерен, поскольку CH_4 является достаточно пассивной примесью и обладает наибольшим временем жизни из всех рассматриваемых в данной работе примесей, его концентрация меняется достаточно медленно и в небольших пределах.

Ряды данных наблюдений на каждой станции всех примесей кроме CH_4 не имеют явного нор-

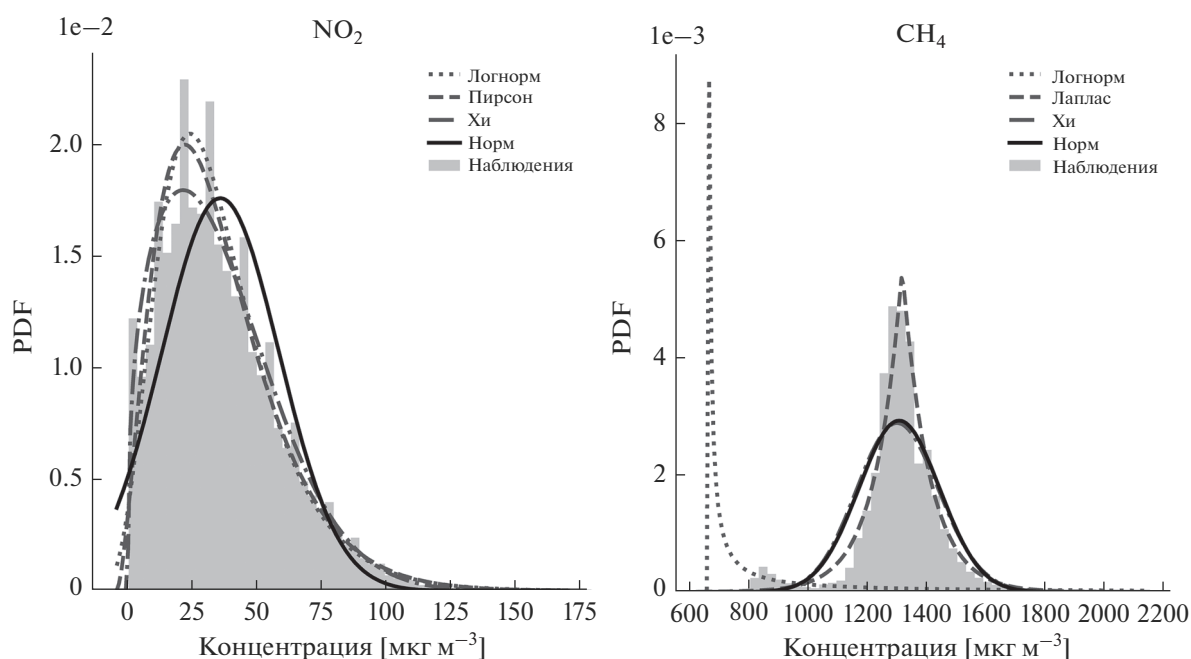


Рис. 2. Функции плотности вероятности (*PDF – probability density function*), данных наблюдений NO_2 и CH_4 на станциях сети МЭМ с 1 января по 31 декабря 2012 г.

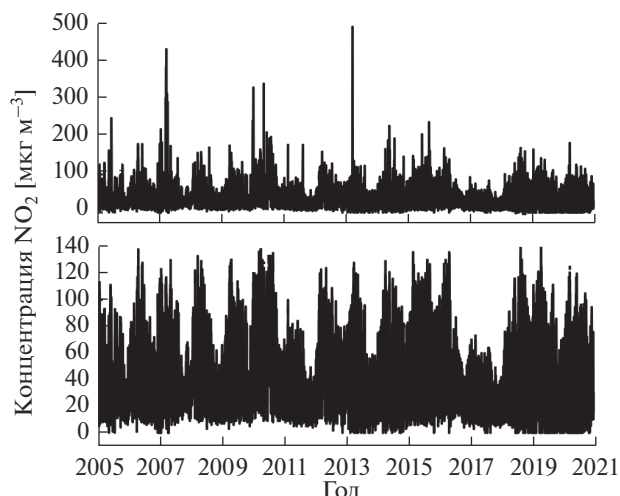


Рис. 3. Пример исходных (вверху) и отфильтрованных (внизу) данных наблюдений приземной концентрации NO_2 на сети станций Мосэкомониторинга с 2005 по 2020 гг.

мального распределения (рис. 2). Поэтому каждый ряд складывался в двумерную матрицу “А” размерностью $192 \times (72 \times 31)$. Здесь 192 – количество строк матрицы равно количеству месяцев за расчетный период 16 лет, 72 – количество 20-минутных измерений в день, 31 – максимальное количество дней в месяце (табл. 2). В пределах каждой строки и каждого столбца полученной матрицы “А” выборка приближалась к нормальному распределению и к ней можно применить стандартные статистические операторы. В матрице “А” присутствовали значения *NaN* (*not available numbers*), полученные после удаления нулевых и отрицательных значений и другие пропуски, связанные с отсутствием данных, например, когда станция не работала.

Таблица 2. Пример матрицы “А”, сложенной из ряда данных наблюдений приземной концентрации NO_2 [$\text{мкг} \cdot \text{м}^{-3}$] на станции Мосэкомониторинга с 2005 по 2020 гг.

Порядковый номер		Измерения в месяце							
		1	2	3	4	5	...	2231	2232
Месяца	1	26	26	25	23	21	...	14	17
	2	15	14	13	13	13	...	<i>NaN</i>	<i>NaN</i>
	3	26	27	27	30	32	...	54	56
	4	60	60	61	62	60	...	<i>NaN</i>	<i>NaN</i>
	5	31	34	<i>NaN</i>	33	40	...	57	55

	190	32	27	25	30	36	...	28	27
	191	25	24	22	22	21	...	<i>NaN</i>	<i>NaN</i>
	192	14	12	12	13	13	...	20	18

Далее запускался цикл по строкам матрицы “А”, и из каждой строки убирался линейный тренд, после чего в ней считалось стандартное отклонение *STD*. В полученной выборке запоминались координаты тех ячеек, в которых значение выходило за пределы четырех *STD*. По запомненным координатам значения концентрации в ячейках матрицы “А” заменялись на *NaN*, т.е. удалялись. После завершения цикла по строкам матрицы “А” запускался цикл по ее столбцам, и в них проделывались все те же операции. Чередование циклов по столбцам и строкам матрицы “А” проходило итерациями до тех пор, пока количество *NaN* в ней не становилось постоянным, т.е. пока не удалятся все выбросы.

После фильтрации матрица “А” обратно складывалась в отфильтрованный ряд. В качестве примера на рис. 3 показаны данные измерений NO_2 на станции Марьино до и после фильтрации.

3. ПРОСТРАНСТВЕННОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ

Данные сети МЭМ использованы при построении зависимости средней концентрации от расстояния до центра города (рис. 4). В среднем полученное распределение примесей по территории мегаполиса показывает значительное уменьшение CO и небольшое уменьшение NO_x в направлении от центра к окраине города. У других примесей значимый пространственный градиент не наблюдается. Распределение концентрации загрязняющих примесей по территории мегаполиса неравномерное и связано с расположением их источников. Характерные особенности распределения не изменились по сравнению с теми, которые подробно были описаны в работе [18], выполненной с использованием данных наблюдений, проведенных до 2014 г., на меньшем числе станций. Поэтому приведем здесь основные выводы. Наиболее

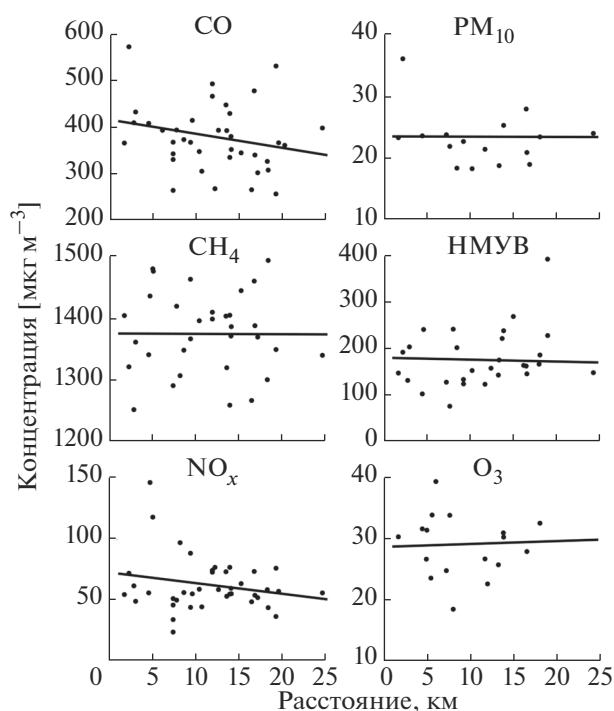


Рис. 4. Средние по всем станциям за период наблюдений 2005–2020 гг. концентрации примесей в зависимости от расстояния от центра Москвы.

загрязненным является Юго-восточный административный округ (ЮВАО), где расположены Московский нефтеперерабатывающий завод (МНПЗ), городские поля аэрации, четыре крупных ТЭЦ и другие “грязные” объекты. Сюда же с преобладающими западными и северо-западными ветрами поступают загрязняющие примеси из западных округов (СЗАО и ЮЗАО) и центрального округа (ЦАО). Наиболее высокая плотность дорог и, соответственно, наиболее интенсивное автомобильное движение в ЦАО. Именно здесь отмечается наиболее высокая концентрация CO, поскольку автотранспорт является его основным источником. Содержание PM₁₀ тоже зависит от автотранспорта, но отсутствие значительных различий в концентрации между центром и окраиной связано с ограничением движения в пределах МКАД тяжелых грузовиков, которые служат основным источником PM₁₀. Самым чистым является Северо-Восточный округ, большую часть территории которого занимают Национальный парк “Лосиный остров” и парк “Сокольники”.

Максимальные значения концентрации CH₄ зафиксированы в жилых районах Москвы на расстоянии от 8 до 18 км от центра. Именно старомосковские газифицированные в 50–70-е годы жилые кварталы являются основным источником метана. Концентрация O₃ сильно варьирует от места к месту из-за сильного влияния на нее микроме-

теорологических процессов и сухого осаждения на поверхности. Нисходящие воздушные потоки, которые формируются при обтекании зданий, вблизи которых располагается станция, могут значительно повышать концентрацию O₃. Высокие концентрации НМУВ наблюдаются на станциях, расположенных вблизи Третьего транспортного кольца (ТТК) радиусом около 5 км и МКАД радиусом от 13 до 18 км, где расположено большинство теплоэлектроцентралей, Московский нефтеперерабатывающий завод (МНПЗ), Гурьяновские и Люберецкие поля аэрации и очистные сооружения. Влияние других промышленных объектов и городской инфраструктуры будет обсуждаться при анализе временной изменчивости содержания примесей в воздушном бассейне Москвы.

4. СУТОЧНЫЙ ХОД

Суточные вариации приземных концентраций CO, NO, NO₂, O₃, CH₄, НМУВ и PM₁₀, усредненных по всем станциям за период 2005–2020 гг., показаны на рис. 5. В течение ночи с понедельника по пятницу концентрации CO, NO, NO₂, НМУВ и PM₁₀ снижаются и достигают минимума в 04 ч., для NO – 03 ч. по московскому времени. Основной причиной ночного снижения уровня загрязнения в Москве является проветривание города на фоне малых ночных выбросов загрязняющих веществ. В концентрации O₃ приток чистого воздуха проявляется в ее увеличении, но после 04 ч. начинают преобладать процессы химического разрушения и сухого осаждения озона на земной поверхности, что приводит к образованию утреннего минимума озона. Утренний рост концентрации NO начинается в 04–05 ч., что на час раньше, чем у NO₂, во-первых, из-за увеличения антропогенных выбросов NO_x, в составе которых около 90% NO и только 10% NO₂, во-вторых, из-за слабого стока NO в реакции с O₃ в это время суток, связанного с его низкой концентрацией и, в-третьих, из-за быстрой фотодиссоциации накопленных ночью NO₂ и N₂O₅ и образования NO в начале светового дня. Около 05 ч. начинается быстрый рост всех других примесей и общего уровня загрязнения ПСА, который продолжается до 08–09 ч., когда достигается утренний максимум. Раннее начало и быстрый рост увеличения концентрации большинства примесей вызваны не только активизацией городских источников в это время, но и их накоплением под приземной температурной инверсией, которая на территории мегаполиса обычно разрушается в 06–07 ч. в летнее время и в 08–09 ч. зимой [22, 23]. Такой сезонный ход температурной стратификации, возможно, ответственен и за формирование бимодальной структуры утреннего максимума CO (08 ч. и 11 ч.) хорошо заметный в отдельные се-

зоны, но слабо проявляющийся из-за сдвига по времени в средних годовых значениях.

Характерное для суточного хода всех примесей послеполуденное снижение концентрации вызвано разрушением инверсии и вертикальным перемешиванием в ПСА. Высокая активность автотранспорта в вечерний час пик, совпадающая по времени с повышением устойчивости ПСА,

приводит к росту уровня загрязнения после дневного минимума 14–15 ч., для NO – после 18 ч. Вечерний максимум концентрации загрязняющих веществ приходится на 22 ч., для NO – 23 ч. Если у NO утренний максимум превалирует над вечерним, то у NO₂ вечерний максимум существенно больше утреннего. Взаимодействие NO, NO₂, НМУВ и O₃ формирует их состояние близкое к

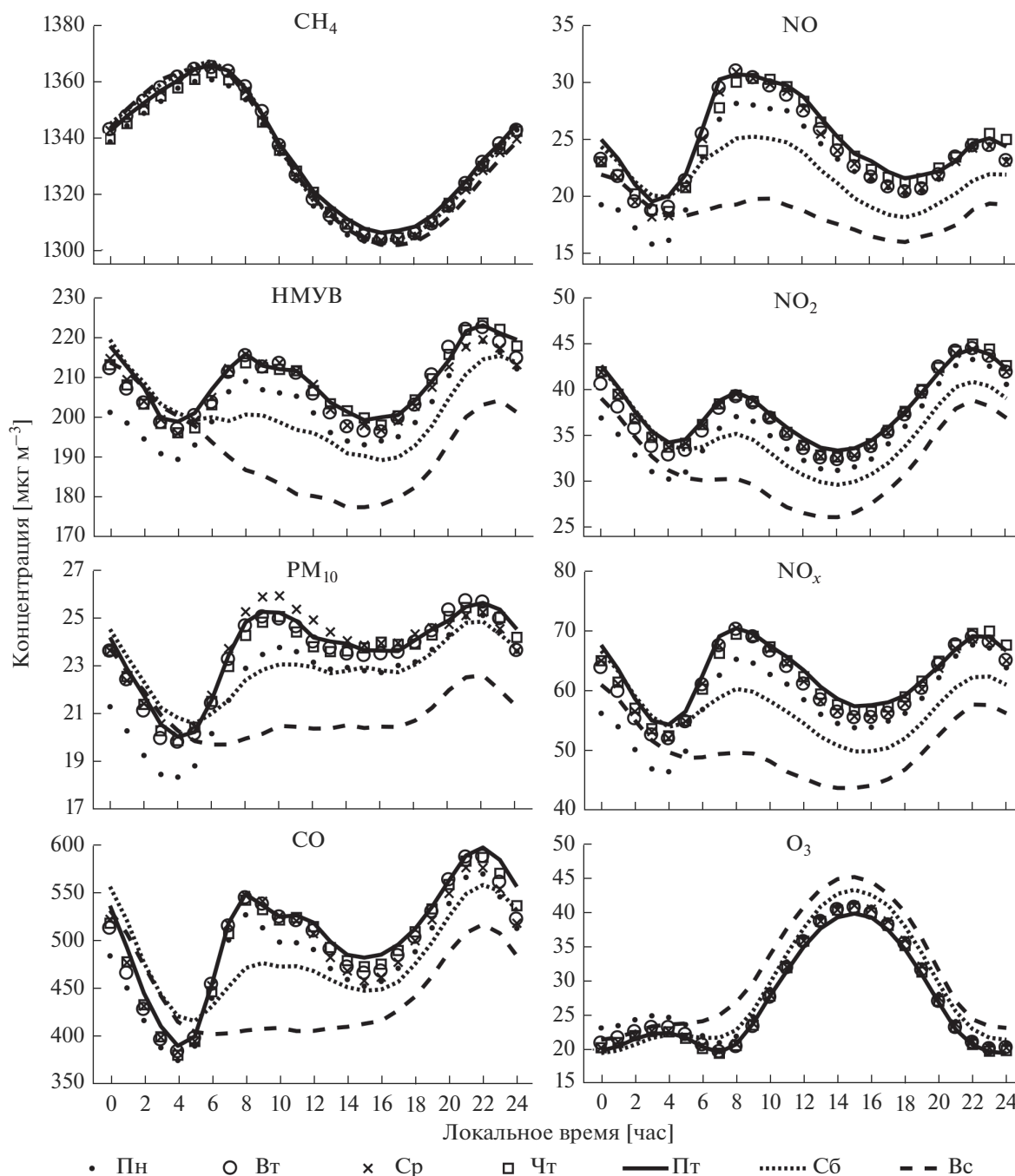
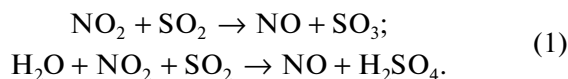


Рис. 5. Суточный ход концентрации загрязняющих примесей для каждого дня недели, осредненный за период измерений 2005–2020 гг. и по всем станциям Мосэкомониторинга.

фотохимическому равновесию и определяет особенности их суточного хода. Нарушение фотохимического равновесия, в частности, проявляющееся в смещении по времени вечернего максимума концентрации NO относительно NO₂, происходит в результате образования NO в реакциях NO₂ с SO₂ [13]:



Суточная изменчивость CO — химически менее активной примеси, чем окислы азота — в значительной степени зависит от накопления в подинверсионном слое, что проявляется в виде резкого вечернего максимума. Суточные вариации O₃ (рис. 5) характерны для большинства крупных городов. В будние дни его минимальная концентрация наблюдается в 07 ч. и 23 ч., а максимальная — в 15 ч. В воскресенье утренний минимум O₃ отсутствует, так как в это время движение автотранспорта значительно менее интенсивное, чем в будни и его химический сток в реакции с NO ослаблен [24].

Антропогенные источники метана — утечки из системы городского газоснабжения, жилищного сектора, канализационных и очистных систем и т.д. — слабо зависят от времени суток и дня недели. Суточный ход CH₄ определяется продолжительностью светового дня, температурой, погодными условиями, и изменчивостью вертикальной стратификации ПСА. Суточные вариации CH₄ могут использоваться в качестве индикатора влияния инверсий на уровень загрязнения в мегаполисе. В работе [25] предложен метод оценки эмиссий CH₄ и других веществ от природных и антропогенных источников по скорости накопления метана в подинверсионном слое. Если из всех рядов данных наблюдений примесей извлечь метановую 24-часовую гармонику, то можно получить суточные вариации интенсивности городских источников загрязняющих примесей и активности фотохимических процессов.

С вечера пятницы и в течение всей последующей ночи концентрации CO, NO, NO₂ и НМУВ превышают их значения для этого времени суток в другие дни недели. Ночная жизнь города в конце рабочей недели, таким образом, является наиболее активной. Но с раннего утра субботы концентрации этих примесей, а также РМ₁₀ становятся значительно ниже по сравнению с буднями. В воскресном суточном цикле CO и НМУВ исчезает характерный утренний максимум, а для NO₂ и РМ₁₀ этот максимум становится малозаметным.

5. НЕДЕЛЬНЫЙ ЦИКЛ

Недельные вариации показывают зависимость концентрации примесей от активности их источников, оказывающих воздействие на состав атмосферы Московского мегаполиса в течение недели. Для получения недельного цикла использовались дневные значения концентрации, усредненные в интервале 07:20–00:00, и средние ночные значения в интервале 00:20–7:00 по московскому времени. В работе [13] недельные вариации для периода 2005–2014 гг. получены анализом Фурье, за которым последовал синтез колебаний с периодами более 8 дней методом обратных Фурье преобразований. Но для применения Фурье анализа было необходимо восстанавливать все пропуски в рядах данных наблюдений каждой примеси, на каждой станции МЭМ. После синтеза колебаний пропуски в данных возвращались на свое место и рассчитывались недельные циклы для каждой станции и в среднем по городу для каждого сезона года методом наложенных эпох (МНЭ). В настоящей работе сразу применен классический метод наложенных эпох, реперными точками в котором послужили все воскресенья временных рядов. В результате анализа для каждой примеси получена средняя за 16 лет с 2005 по 2020 г. неделя вариаций средних по Москве концентраций отдельно для дневного и ночного времени суток (рис. 6).

Недельный цикл демонстрирует так называемый “эффект выходного дня” (SE) — понижение уровня загрязнения городского воздуха в субботу-воскресенье. Относительные изменения концентраций примесей в течение средней недели δ рассчитывались по формуле:

$$\delta = \frac{D - WD}{WD} \times 100 \%, \quad (2)$$

где D — значение концентрации примеси для каждого дня средней недели (Day); WD — среднее значение концентрации со вторника по пятницу включительно (WorkDays). SE отчетливо проявляется в недельных циклах, рассчитанных по всему объему данных (рис. 6). Концентрации примесей в будни со вторника по пятницу меняются незначительно. Максимальное снижение дневных концентраций CO, NO, NO₂, НМУВ и РМ₁₀ приходится на воскресенье. В субботу днем снижение концентраций составляет около 40–50%, а в понедельник 20–30% от дневных воскресных значений. Ночь с воскресенья на понедельник отличается самыми низкими ночными концентрациями, что объясняется наименьшей активностью автотранспорта и перерывом в работе многих промышленных предприятий.

Изменение концентрации O₃ в конце недели имеет противоположный знак. В субботу днем она больше, чем днем в будни, а в воскресенье достигает максимальных значений за неделю. В ночь на

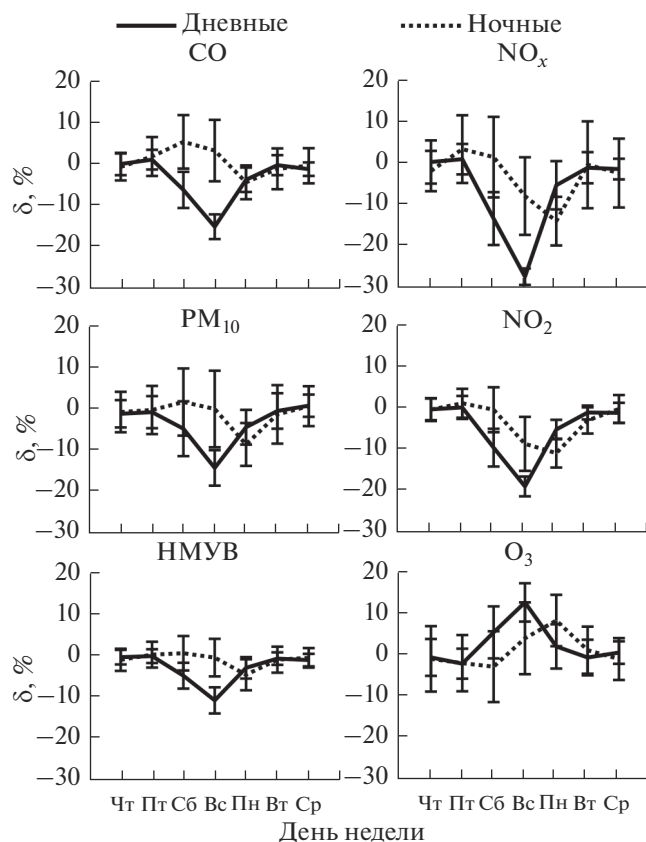


Рис. 6. Недельные циклы концентраций загрязняющих веществ ($\delta, \%$) для дневного (07:20–00:00) и ночного (00:20–7:00) времени суток, осредненные за период измерений 2005–2020 гг. и по всей территории города.

понедельник концентрация O_3 превышает ночные значения для других дней недели. В понедельник днем SE O_3 исчезает. Слабое уменьшение концентрации CH_4 в конце недели отмечается как днем, так и ночью, однако, это уменьшение не является значимым. Природный газ используют в качестве

Таблица 3. Изменение концентрации примесей в приземном слое атмосферы в воскресенье относительно будней (вторник–пятница), осредненное за период 2005–2020 гг. и по всем городским станциям

Примесь	SE, %	
	07:20–0:00	00:20–7:00
CH_4	-0.1 ± 0.3	-0.3 ± 0.4
HМУВ	-10.4 ± 3.2	-4.1 ± 3.8
PM_{10}	-13.9 ± 4.3	-8.2 ± 5.2
CO	-15.1 ± 3.0	-4.3 ± 4.1
NO	-27.2 ± 2.0	-13.7 ± 5.9
NO_2	-18.4 ± 2.4	-10.3 ± 3.5
O_3	13.6 ± 4.7	9.1 ± 6.3

топлива всего несколько процентов от общего парка автомобилей, поэтому временная цикличность графика незначительно влияет на недельные вариации метана. Мало зависят от дня недели также утечки CH_4 в системе городского газоснабжения и эмиссии от других источников, в том числе природных.

Относительные величины снижения концентрации загрязняющих веществ в воскресенье (SE), осредненные за весь период измерений с 2005 по 2020 г., представлены в табл. 3. Дневные (07:20–0:00) изменения показывают уменьшение концентраций в воскресенье относительно средних значений за вторник–пятницу, а ночные изменения – уменьшение концентраций в ночь с воскресенья на понедельник (00:20–7:00) относительно средних значений для того же времени суток в период со вторника по субботу.

Максимальный воскресный эффект SE наблюдается в NO. Дневные и ночные значения равны, соответственно, 27.2 и 13.7%. Минимальный SE – в HМУВ, соответственно, 10.4 и 4.1%. Дневные и ночные SE в NO_2 принимают промежуточные значения – 18.4 и 10.3%. В PM_{10} и CO днем SE примерно одинаковы 14–15%, а для ночных концентраций 4–8%. Концентрация озона, в отличие от других примесей, в воскресенье днем превышает ее значения в будни на 13.6%, а ночью на 9.1%. Средние за 16-летний период ночные значения SE являются значимыми только для NO, NO_2 , PM_{10} и O_3 .

6. СЕЗОННЫЕ ВАРИАЦИИ

Сезонные вариации содержания примесей в городском воздухе определяются погодными условиями и активностью их антропогенных источников. Существует некоторая связь между этими факторами. Заметное влияние на антропогенные эмиссии CO, HМУВ, NO_x и, в меньшей степени, других примесей оказывает с октября по апрель работа централизованной системы отопления. Практически все московские предприятия теплоэнергетики работают на природном газе. Но при очень низких температурах воздуха в зимний период может дополнительно сжигаться жидкое топливо, что приводит к резкому увеличению выбросов загрязняющих примесей. В жилом секторе в такие периоды также больше сжигается природного газа, что, в свою очередь, увеличивает выбросы CH_4 . Чаще всего жидкое топливо в теплоэнергетике применяют в феврале, когда температура воздуха в средней полосе европейской части России опускалась до предельно низких значений. В феврале также наблюдается высокая повторяемость устойчивой стратификации приземного слоя атмосферы, что дополнительно способствует накоплению примесей. Февральский максимум

сезонных концентраций ярко выделяется у НМУВ и CO, которые являются одними из основных продуктов горения мазута (рис. 7). Повышенное энергопотребление в феврале также сопровождалось выбросами аэрозоля PM₁₀ и NO_x. Низкие сезонные температуры влияют не только на работу предприятий теплоэнергетики, но также и на транспортную активность. В таких условиях требуется гораздо больше времени и топлива на прогрев двигателей внутреннего сгорания, при низких температурах в них не до конца сгорает топливо, что приводит к дополнительным выбросам НМУВ и CO – продуктами сгорания жидкого топлива (рис. 7).

Летний минимум уровня загрязнения в Москве в июне-июле вызван низкой экономической, деловой и социальной активностью в сезон отпусков и выездом москвичей за пределы города, а также вымыванием из ПСА некоторых примесей частыми в это время года дождями [23] и наибольшей высотой ПСА. В августе-сентябре формируется второй сезонный максимум загрязняющих примесей, который вызван повышенной активностью транспортного трафика после отпусков и в преддверие начала учебного года. Главный максимум сезонных концентраций взвешенных частиц PM₁₀ наблюдается в апреле–мае, когда в отсутствие травяного покрова ветер поднимает в воздух частицы почвы и накопленные за зиму на обочинах дорог песок, сухую листву и остатки противогололедного реаген-

та. Ситуацию усугубляет автотранспорт, который все еще использует зимние шипованные шины, что в разы увеличивает износ дорожного полотна и эмиссии аэрозоля в атмосферу, а также адвекция дымового аэрозоля от сжигания сухой травы и сельскохозяйственных отходов. Минимальный уровень PM₁₀ отмечается в зимний период, когда почва находится под слоем снега, а истирание холодного дорожного полотна и шин очень мало.

Сезонный ход O₃ в городской атмосфере является проявлением глобальной изменчивости его содержания в тропосфере северного полушария, характерными особенностями которого являются максимум весной и минимум осенью [26]. Влияние города проявляется в активизации процессов образования и разрушения озона в фотохимических реакциях с окислами азота и летучими органическими соединениями (ЛОС). Высокая УФ освещенность и большое количество ЛОС антропогенного и природного происхождения весной – летом способствуют более активному, чем вне города, образованию озона, а низкий уровень УФ радиации и малое содержание биогенных ЛОС осенью-зимой способствуют его разрушению. В результате происходит увеличение по сравнению с окружающей местностью летнего максимума озона и углублению зимнего минимума. Характерной для Москвы особенностью состояния фотохимической системы, является более высокая чувствительность скорости образования озона к

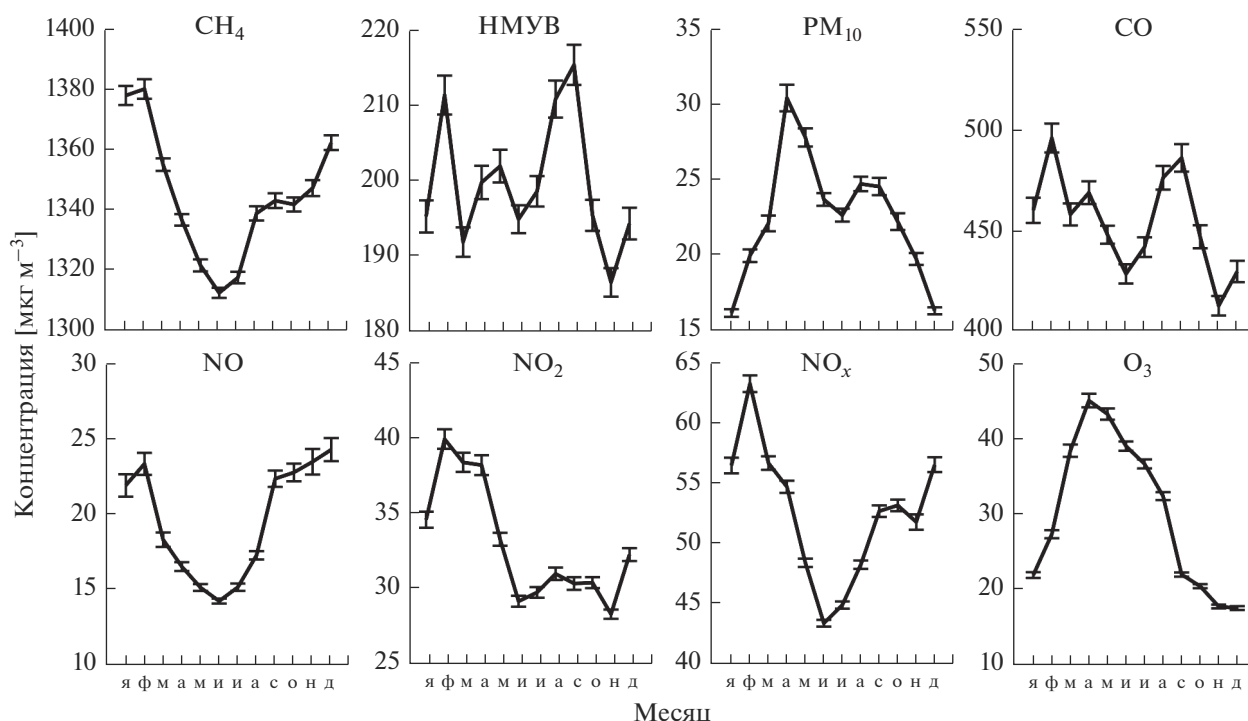


Рис. 7. Сезонные вариации среднемесячных концентраций загрязняющих примесей в среднем по городу и за период 2005–2020 гг.

изменениям ЛОС, чем к изменениям окислов азота [13] и, как следствие, отсутствие вторичного максимума O_3 в июле–августе, типичного для многих других крупных городов.

Концентрация NO – наибольшая в холодный сезон, что связано с интенсивным сжиганием топлива и высокой устойчивостью пограничного слоя атмосферы в это время года. Максимум NO_2 , образующегося в реакции NO с O_3 , совпадает с весенним максимумом озона, а спад в осенний период – с осенним минимумом озона.

Амплитуда сезонного хода метана CH_4 самая низкая по сравнению с другими примесями, поскольку из-за большого времени жизни он хорошо перемешан в атмосфере. Зимой при частых и продолжительных ночных температурных инверсиях и практически полном отсутствии конвекции метан накапливается в приземном слое атмосферы. Летний минимум концентрации метана дополнительно усиливается его окислением гидроксильным радикалом OH , содержание которого тем выше, чем больше концентрации озона и водяного пара. Влияние постоянно действующих городских источников мало влияет на сезонный ход метана.

7. ДОЛГОВРЕМЕННЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ И ТРЕНДЫ

Среднегодовые значения приземных концентраций загрязняющих веществ, осредненные по всей территории Московского мегаполиса, представлены на рис. 8 и в табл. 4. В табл. 4 также приведены оценки линейного тренда и их значимость, рассчитанная как отношение стандартного отклонения к квадратному корню размера выборки. Поскольку соотношение NO и NO_2 в NO_x меняется со временем, то долговременные изменения концентрации и эмиссий NO_x представлены в массовых единицах азота [$мкг N \cdot м^{-3}$].

Содержание всех примесей кроме озона снижалось в течение 2005–2020 гг. При этом выделяются первые 2–3 года, когда их концентрации были экстремально высокими. Концентрация озона, наоборот, в это время была экстремально низкой. Этому нетрудно дать объяснение, если вернуться ко времени становления сети станций МЭМ. Размещение в Москве автоматических станций с непрерывным режимом работы рассматривалось как расширение возможностей действовавшей в то время системы мониторинга загрязнения атмосферного воздуха Росгидромета, ориентированной на измерения четыре раза в сутки CO , SO_2 , NO_2 и аэрозолей. В 90-е годы функционирование этой системы испытывало серьезные проблемы, что заметно сказалось на качестве и количестве получаемых данных [27]. Первоочередная задача установки автоматизированных станций МЭМ

состояла в своевременном выявлении источников загрязнения, способных вызвать образование экстремальных экологических ситуаций. Поэтому они размещались в местах, где аномально высокие концентрации загрязняющих веществ отмечались наиболее часто, что в результате привело к переоценке среднего уровня загрязнения городской атмосферы. Со временем число станций росло, совершенствовались средства и методики измерений. К 2007–2008 гг. сложилась эффективно действующая современная система мониторинга качества воздуха, охватывающая всю территорию Москвы и ее окрестности. С этого времени значения трендов содержания примесей могут считаться характерными для города в целом.

Снижение концентрации CO , NO_x , НМУВ и PM_{10} в Москве в период наблюдений в первую очередь связано с ликвидацией или удалением из Москвы крупных промышленных предприятий, модернизацией и переводом на газ предприятий теплоэнергетики и совершенствованием транспортной структуры. При общем увеличении количества автомобилей уменьшение транспортных выбросов происходило благодаря переходу на новые модели с высокотемпературным сжиганием топлива, ограничению въезда грузового и транзитного транспорта на территорию города, использованию более экологических видов топлива, модернизации дорожной сети и заправочных станций, развитию сети общественного транспорта [<https://mosecom.mos.ru/>; 18].

Скорость снижения содержания в воздухе CO , зависящего в основном от автомобильного транспорта, равна $-4.0\% \cdot год^{-1}$ (табл. 4). Заметно меньшая скорость снижения у NO_x равная $-2.6\% \cdot год^{-1}$, поскольку их значительная часть связана со сжиганием природного газа в ТЭЦ и жилом секторе, величина которой изменялась не столь быстро, как транспортные выбросы. Наибольший спад испытала концентрация неметановых углеводородов $-4.3\% \cdot год^{-1}$, которые имеют те же антропогенные источники, что и CO и NO_x , но заметный вклад в их содержание вносят биогенные источники [28, 29]. В последние годы активно проводился ремонт и модернизация инженерных сооружений, связанных с очисткой сточных вод, вместе с тем из-за интенсивной застройки территории города уменьшилась площадь зеленых насаждений, вследствие чего снизились биогенные эмиссии НМУВ.

Эпизодически принимаемые меры по совершенствованию структуры городского транспорта, оптимизации дорожного движения, вкуче с интенсивным дорожным строительством привели к большим изменениям от года к году PM_{10} . Но в целом аэрозольное загрязнение городской атмосферы все еще остается основным фактором, негативно влияющим на качество воздуха в Московском мега-

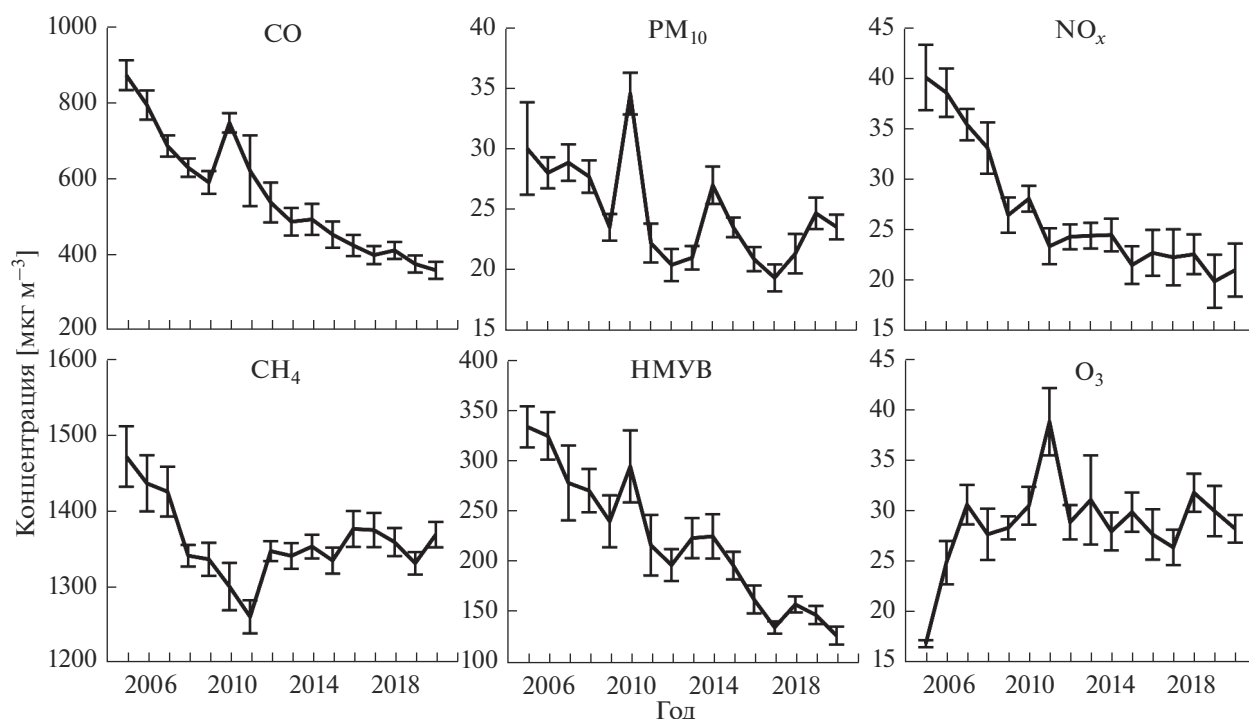


Рис. 8. Межгодовые вариации средних по Москве концентраций загрязняющих примесей. Значения NO_x приведены в массовой концентрации азота [мкг N · м⁻³].

полисе. Скорость снижения PM₁₀ составила всего $-1.7\% \cdot \text{год}^{-1}$. Отсутствует значимый тренд содержания в городском воздухе озона. Небольшое увеличение CH₄ и уменьшение CO, PM₁₀, НМУВ в 2020 г., очевидно, вызвано снижением деловой и транспортной активности в период карантина из-за эпидемии коронавируса.

Межгодовые вариации среднегодовых концентраций загрязняющих примесей в значительной степени вызваны погодными изменениями. Наиболее отчетливо влияние изменений солнечной инсоляции и высоких температур заметно в изменениях концентрации озона. Рекордной продолжительности блокирующий антициклон, аномально высокие температуры, горение лесов и торфяников в ближайших окрестностях Москвы в июле–августе 2010 г. вызвали рекордный рост концентрации большинства загрязняющих примесей, что отразилось в их средних годовых значениях. Подробно эта ситуация описана в целом ряде статей (см., например, [30, 31]).

Значительные вариации от года к году наблюдаются у концентрации метана, имеющего как антропогенные, так и биогенные источники. Экстремально высокие концентрации CH₄ в 2005–2008 гг. были зарегистрированы на 8 станциях МЭМ, размещенных в самых проблемных участках Москвы (в том числе рядом с крупным мусорным полигоном Саларьево на юго-западе

от Москвы) и оборудованных приборами с невысокой чувствительностью к CH₄. В 2009–2012 гг. число станций измерения CH₄ выросло до 14, были установлены новые приборы с более низким порогом чувствительности, что разбавило данные наблюдений значениями, близкими к фоновым. В 2008 г. был закрыт полигон Саларьево, а в 2009 г. полигон полностью законсервировали гидроизоляционными материалами и грунтом. В 2010 г. в Москве началась модернизация газораспределительных пунктов и закрыт на реконструкцию Московский нефтеперерабатывающий завод (МНПЗ). Эти события совпали с последствиями засухи и торфяными пожарами в окрестностях Москвы в 2010 г. и привели к понижению концентрации метана в 2010–2011 гг. Небольшое увеличение CH₄ с 2012 по 2020 г., является следствием быстрого роста населения Московского мегаполиса, строительства и газификации новых жилых массивов. Отсутствие значительных межгодовых вариаций в этот период связано с большим числом станций (не менее 24), ведущих измерения CH₄.

8. ОЦЕНКА ЭМИССИЙ

Наблюдения на сети МЭМ 2005–2020 гг. позволяют рассчитать среднегодовые антропогенные эмиссии CO, NO_x, НМУВ, CH₄ и PM₁₀ и их изменения за 16-летний период. Для расчетов использовался метод, описанный в [12, 18], основанный на

Таблица 4. Среднегодовые значения средних по всем станциям приземных концентраций загрязняющих веществ [$\mu\text{кг} \cdot \text{м}^{-3}$], а также их тренды [$\% \cdot \text{год}^{-1}$], рассчитанные для периода 2007–2020 гг. Значения NO_x представлены в единицах массовой концентрации азота [$\mu\text{кг N} \cdot \text{м}^{-3}$]

Год	CO	NO_x	CH_4	PM_{10}	НМУВ	O_3
2005	870 ± 39	39.9 ± 3.2	1471 ± 40	30.0 ± 3.8	334 ± 20	16.7 ± 0.3
2006	792 ± 39	38.4 ± 2.4	1436 ± 37	28.0 ± 1.3	325 ± 23	24.8 ± 2.1
2007	683 ± 28	35.2 ± 1.6	1425 ± 33	28.8 ± 1.5	279 ± 37	30.5 ± 2.0
2008	626 ± 24	32.9 ± 2.5	1340 ± 14	27.7 ± 1.3	271 ± 21	27.6 ± 2.5
2009	587 ± 30	26.3 ± 1.7	1336 ± 22	23.5 ± 1.1	241 ± 26	28.2 ± 1.2
2010	745 ± 26	27.9 ± 1.3	1300 ± 31	34.5 ± 1.7	295 ± 36	30.4 ± 1.9
2011	618 ± 93	23.2 ± 1.8	1260 ± 22	22.2 ± 1.6	217 ± 30	38.8 ± 3.3
2012	534 ± 53	24.1 ± 1.2	1346 ± 13	20.4 ± 1.3	197 ± 16	28.8 ± 1.7
2013	483 ± 37	24.2 ± 1.3	1340 ± 17	21.0 ± 1.0	224 ± 20	31.0 ± 4.4
2014	489 ± 41	24.3 ± 1.6	1353 ± 16	27.0 ± 1.5	226 ± 22	27.9 ± 1.9
2015	449 ± 34	21.3 ± 1.9	1334 ± 17	23.5 ± 0.8	197 ± 14	29.8 ± 2.0
2016	421 ± 28	22.5 ± 2.3	1376 ± 24	20.9 ± 1.0	163 ± 14	27.6 ± 2.5
2017	395 ± 24	22.1 ± 2.8	1374 ± 23	19.3 ± 1.1	136 ± 6	26.3 ± 1.8
2018	408 ± 23	22.4 ± 2.0	1358 ± 19	21.3 ± 1.6	158 ± 8	31.7 ± 1.9
2019	372 ± 23	19.7 ± 2.6	1330 ± 15	24.7 ± 1.3	148 ± 9	29.9 ± 2.5
2020	355 ± 23	20.8 ± 2.6	1368 ± 17	23.5 ± 1.0	127 ± 9	28.2 ± 1.4
Тренд, $\% \cdot \text{год}^{-1}$	-4.0 ± 0.5	-2.6 ± 0.4	0.1 ± 0.2	-1.7 ± 0.9	-4.3 ± 0.5	-0.4 ± 0.7

применении боксовой модели [32]. Поток примеси с единицы площади в единицу времени F и суммарное количество примеси Q , которое поступает в воздушную массу, проходящую через территорию города за время τ , равны [18]:

$$F = \Delta C_i \frac{H}{\tau}; \quad Q = FS, \quad (3)$$

где S – площадь города, H – высота слоя перемешивания, ΔC_i – средняя концентрация примеси на территории города за вычетом регионального фоновых значения (городская добавка).

Верхняя граница слоя перемешивания определялась по вертикальным профилям температуры, измеряемым на Останкинской башне. Среднегодовые значения H колеблются от 230 до 260 м. Время нахождения воздушной массы над городом определялось в предположении, что его территория близка к круговой. Средние значения скорости ветра в слое перемешивания получены по данным содарных наблюдений на Метеообсерватории МГУ им. М. В. Ломоносова (метод наблюдений описан в [33]) и приземным данным метеорологических станций Москвы. Средняя по территории и за весь период наблюдений скорость ветра в слое перемешивания (0–245 м) равна $4.9 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$. Среднегодовые значения скорости ветра варьируют в пределах 10%. При таких скоростях ветра среднее время нахождения воздушной массы над территорией города, примерно равно 3.5 ч.

В качестве фоновых концентраций использовались данные наблюдений на 3-х станциях МЭМ, расположенных в чистых условиях на расстоянии 35, 40 и 53 км от центра города. Распределение примесей антропогенного происхождения в слое перемешивания не является однородным по высоте. Градиентные наблюдения на Останкинской телебашне и на Высотной метеорологической мачте (ВММ-310) в г. Обнинск (2003–2017 гг.) показали, что концентрация NO_x , CO и CH_4 в среднем с высотой снижается, причем около 30–40% спада приходится на нижний 25-метровый слой. Данные этих наблюдений использовались для пересчета приземных концентраций в средние их значения по слою перемешивания [18].

Для расчета ежегодных интегральных эмиссий Q принята во внимание временная изменчивость площади мегаполиса от 1950 в 2005 до 2300 км^2 в 2020 г. Полученные оценки эмиссий CO, NO_x , НМУВ, CH_4 и PM_{10} от Москвы в период 2005–2020 гг. приведены на рис. 9. Эмиссии NO_x приведены в единицах массы азота. В этом случае эмиссии NO_x не зависят от соотношения NO и NO_2 на выходе от источника. Однако многие авторы приводят эмиссии NO_x в предположении, что при сгорании топлива в атмосферу выбрасываются NO_x в соотношении: NO – 90%; NO_2 – 10%. В таком случае $1 \text{ г NO}_x = 2.26 \text{ г N}$.

Характер изменчивости среднегодовых городских эмиссий Q (рис. 9) в целом соответствует изме-

нениям концентраций, и определяется действием тех же факторов. Некоторые отличия вызваны влиянием метеорологических процессов, которые способствуют накоплению или удалению загрязняющих примесей из атмосферы, тем самым меняя их приземную концентрацию при одинаковой активности источников. Примером этого может служить сложившаяся ситуация летом 2010 г. В условиях блокинга резко увеличилась продолжительность приземных инверсий, что поспособствовало накоплению CO и НМУВ и увеличению их приземных концентраций [30]. При этом эмиссии CO и НМУВ были обычными для этого времени года, поскольку не менялась активность транспорта. В меньшей степени подобные различия проявляются в NO_x из-за их активного разрушения в условиях высоких температур и УФ освещенности. Другой причиной расхождений может быть изменение состава атмосферы под влиянием, например, природных пожаров. Так медленное распространение продуктов горения лесов и торфяников на территорию Москвы привело к резкому увеличению концентрации аэрозолей, при относительно небольшом изменении эмиссий.

Наибольшее снижение за период наблюдений испытали концентрации CO и НМУВ. Их основные источники связаны с автомобильным транспортом. Для CO – это прямые выбросы продуктов сжигания топлива, для НМУВ – кроме выбросов с выхлопными газами – это также испарение битума с дорожного полотна и горюче смазочных материалов на заправочных станциях, при их производстве на заводе МНПЗ и транспортировке. Быстрый рост числа автомобилей к 2007 г. существенно замедлился. Переход на новые экологически более чистые модели автомобилей и виды топлива компенсировали увеличение выбросов CO и НМУВ. Однако в период 2012–2015 гг. началась масштабная реконструкция московской дорожной сети, при этом регистрировались самые длинные дорожные заторы в мире. В результате были приняты строгие меры по ограничению проезда по Москве грузового и легкового автотранспорта. В 2018 г. началось использование электроавтобусов. Все эти процессы и определили последовательное снижение ключевых загрязняющих примесей.

Но, одновременно, модернизация дорожной сети, строительство новых магистралей, дорожных развязок и земляные работы при строительстве зданий различного назначения увеличивали эмиссии аэрозолей, что проявилось в небольшом положительном тренде PM₁₀ после 2012 г. На выбросах в атмосферу NO_x и CH₄ строительный бум отразился незначительно. Расширение и газификация жилищного фонда компенсировалось модернизацией предприятий электротеплоэнергетики и инженерных коммуникаций. Введение ка-

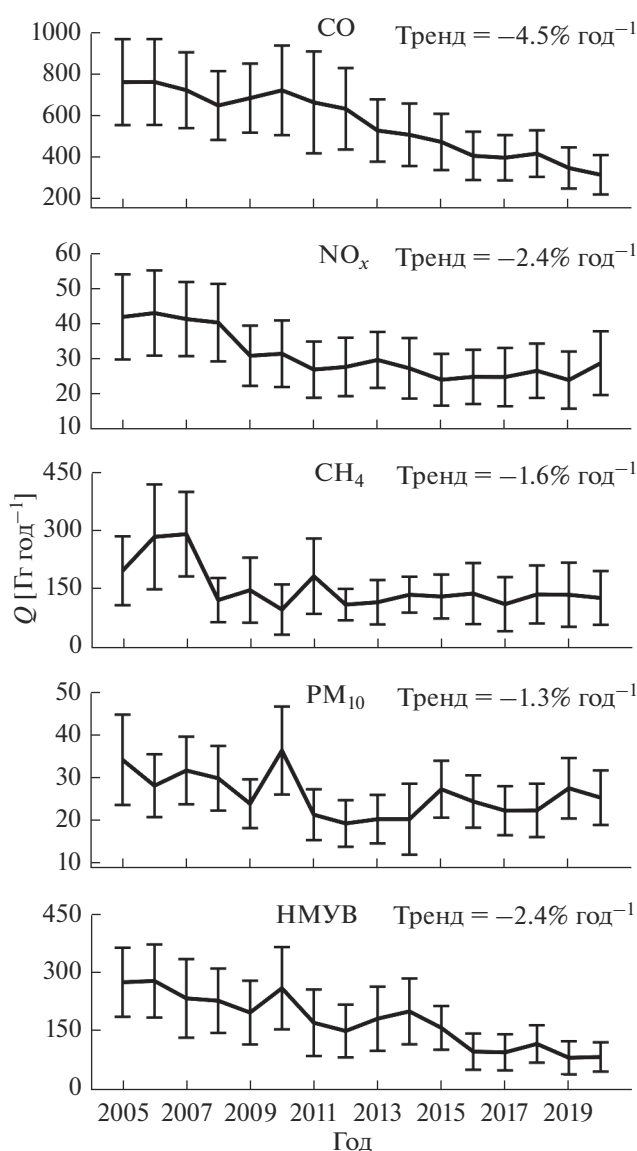


Рис. 9. Межгодовые вариации интегральной эмиссии загрязняющих веществ с территории мегаполиса. Эмиссии NO_x приведены к массе азота [Гг N · год⁻¹]. Тренд рассчитан для периода 2007–2020 гг.

рантина в 2020 г. слабо сказалось на среднегодовых выбросах всех загрязняющих примесей.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенная обработка и фильтрация данных многолетних наблюдений на сети станций Мосэкомониторинга, построение и анализ функций распределения концентраций примесей для каждой станции позволили повысить качество данных и достоверность результатов их статистического анализа. Детальная структура суточной, недельной и сезонной цикличности, а также особенности распределения на территории Московского мегаполи-

са были выявлены и проанализированы для примесей, определяющих качество городского воздуха: NO, NO₂, CO, CH₄, НМУВ, O₃ и РМ₁₀. В суточном ходе всех, кроме озона, примесей экстремально высокие концентрации отмечаются в то время, когда утренняя и вечерняя активизация городского трафика происходит при наличии приземной или приподнятой температурной инверсии. Характерной особенностью недельного цикла является значительное уменьшение концентраций CO, NO_x, НМУВ и РМ₁₀ в воскресенье, меньшее в субботу и первой половине понедельника. Максимальные их ночные концентрации отмечаются в ночь на субботу, а минимальные — в ночь на понедельник. Недельные вариации озона находятся в противофазе, а концентрация CH₄ остается постоянной в течение недели. Подобная тесная связь между содержанием CO, NO_x, НМУВ и РМ₁₀ и активностью городских источников наблюдается и в сезонных вариациях.

Характерной особенностью состояния городской фотохимической системы является высокая чувствительность окислительной способности атмосферы к содержанию летучих органических соединений (химически активную их часть составляют НМУВ). В результате скорость образования озона и многих других токсичных соединений зависит, прежде всего, от содержания ЛОС антропогенного и природного происхождения, УФ солнечной освещенности, температуры воздуха и слабо зависит от содержания NO_x. Поэтому в отличие от многих других городов концентрация озона на протяжении многих лет в Москве оставалась практически неизменной, так как увеличение озона из-за снижения содержания NO_x компенсируется уменьшением скорости его образования при окислении ЛОС. Возможно, это свойство московской атмосферы ответственно за отсутствие заметного увеличения озона в 2020 г., когда антропогенное воздействие в период карантина заметно ослабло.

Авторы благодарны коллективу ГПБУ “Мосэкомониторинг” за передачу данных многолетних наблюдений состава атмосферы и многолетнее продуктивное сотрудничество. Обработка и анализ данных наблюдений концентрации примесей выполнены при финансовой поддержке РФФИ (проект № 21-17-00210). Методика расчетов величины недельного цикла разработана в ходе выполнения проекта РФФИ 18-29-10080, а проведение расчетов эмиссий — при поддержке проекта РФФИ 19-05-50088.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Crutzen P.J.* New Directions: The growing urban heat and pollution “island” effect — Impact on chemistry and climate // *Atmospheric Environment*. 2004. V. 38. P. 3539–3540. <https://doi.org/10.1016/J.Atmosenv.2004.03.032>
2. *Crutzen P.J.* Impacts of China’s air pollution. // *Frontiers in Ecology and the Environment*. 2006. V. 4(7). P. 340–340.
3. *Gurjar B.R., Lelieveld J.* New directions: megacities and global change. // *Atmospheric Environment*. 2005. V. 39. P. 391–393. <https://doi.org/10.1016/j.atmosenv.2004.11.002>
4. *Butler T.M., Lawrence M.G., Gurjar B.R., van Aardenne J., Schultz M., Lelieveld J.* The representation of emission from megacities in global emission inventories. // *Atmos. Environ.* 2008. V. 42. P. 703–719. <https://doi.org/10.1016/j.atmosenv.2007.09.060>
5. *D’Angiola A., Dawidowski L., Gomez D.* Development of Spatially Disaggregated On-road Transport Emission Inventories for the Metropolitan Area of Buenos Aires // *IGAC Newsletter*. 2009. V. 40. P. 12–22.
6. *Molina M.J., Molina L.T.* Megacities and Atmospheric Pollution // *J.Air & Waste Management Association*. 2004. V. 54. P. 644–680. <https://doi.org/10.1080/10473289.2004.10470936>
7. *Molina M., Zaelke D., Sarma K., Andersen S., Ramathan V., Kaniaru D.* Reducing abrupt climate change risk using the Montreal Protocol and other regulatory actions to complement cuts in CO₂ emissions // *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America*. 2009. V. 106. P. 20616–20621. <https://doi.org/10.1073/Pnas.0902568106>
8. *Kuenen J., Denier van der Gon H., Visschedijk A., van der Brugh H., Finardi S., Radice P., d’Allura A., Beevers S., Theloke J., Uzbasich M., Honore C., Perrussel O.* MEGAPOLI Scientific Report 10–17. A Base Year (2005) // *MEGAPOLI European Gridded Gridded Emission Inventory (Final Version)*. 2010. Utrecht. Netherlands. P. 39.
9. *EMEP/EEA Air Pollutant Emission Inventory Guidebook* // *European Environment Agency, Denmark*. 2016. 28 p. ISBN 978-92-9213-806-6. <https://doi.org/10.2800/247535>
10. *Kuenen J.J.P., Visschedijk A.J.H., Jozwicka M., Denier van der Gon H.A.C.* TNOMACC_II emission inventory; a multi-year (2003–2009) consistent high-resolution European emission inventory for air quality modeling // *Atmos. Chem. Phys.* 2014. V. 14. P. 10963–10976. <https://doi.org/10.5194/acp-14-10963-2014>
11. *Pommier M., McLinden C.A., Deeter M.* Relative changes in CO emissions over megacities based on observations from space // *Geophys. Res. Lett.* 2013. V. 40. P. 3766–3771. <https://doi.org/10.1002/grl.50704>
12. *Elansky N.F.* Air quality and CO emissions in the Moscow megacity // *Urban Clim.* 2014. V. 8. P. 42–56. <https://doi.org/10.1016/j.uclim.2014.01.007>
13. *Elansky N.F., Shilkin A.V., Ponomarev N.A., Semutnikova E.G., Zakharova P.V.* Weekly patterns and weekend effects of air pollution in the Moscow megacity // *Atmospheric Environment*. 2020. V. 224. P. 117303. <https://doi.org/10.1016/j.atmosenv.2020.117303>
14. Доклад “О состоянии окружающей среды в городе Москве в 2019 году” / Под ред. А.О. Кульбачевского. Москва, 2020. 222 с.
15. *GAWWMO.* Impacts of megacities on air pollution and climate // *Rep.* № 205, 2012. ISBN 978-0-9882867-0-2. P. 298
16. *Gorchakov G.I., Sviridenkov M.A., Semoutnikova E.G., Chubarova N.Y., Holben B.N., Smirnov A.V., Emilenko A.S.,*

- Isakov A.A., Kopeikin V.M., Karpov A.V., Lezina O.S., Zadorozhnaya E.A.* Optical and microphysical parameters of the aerosol in the smoky atmosphere of the Moscow region in 2010. // *Dokl. Earch Sci.* 2011. V. 437. P. 513–517.
https://doi.org/10.1134/S1028334X11040131
17. *Kuznetsova I.N.* The effect of meteorology on air pollution in Moscow during the summer episodes of 2010 // *Izvestiya Atmos. Ocean. Phys.* 2012. V. 48(5). P. 504–515.
https://doi.org/10.1134/S0001433812050052
18. *Elansky N.F., Ponomarev N.A., Verevkin Y.M.* Air quality and pollutant emissions in the Moscow megacity in 2005–2014 // *Atmospheric Environment.* 2018. V. 175. P. 54–64.
https://doi.org/10.1016/j.atmosenv.2017.11.057
19. *Gorchakov G.I., Anoshin B.A., Semutnikova E.G.* Statistical analysis of mass concentration variations of the coarse aerosol in Moscow. // *Atmospheric and oceanic optics.* 2007. V. 20. № 06. P. 461–464
20. *Шальгина И.Ю., Кузнецова И.Н., Нахаев М.И., Д.В. Борисов, Е.А. Лезина* Эффективность коррекции эмиссий для расчетов химической транспортной модели CHIMERE в Московском регионе // *Оптика атмосферы и океана.* 2020. Т. 33. С. 441–447
21. *Golitsyn G.S., Grechko E.I., Wang G., Wang P., Dzhola A.V., Emilenko A.S., Kopeikin V.M., Rakitin V.S., Safronov A.N., Fokeeva E.V.* Studying the pollution of Moscow and Beijing atmospheres with carbon monoxide and aerosol. // *Izv. Atmos. Ocean. Phys.* 2015. V. 51. P. 1–11.
https://doi.org/10.1134/S0001433815010041
22. *Pankratova N.V., Elansky N.F., Belikov I.B., Lavrova O.V., Skorokhod A.I., Shumsky R.A.* Ozone and nitric oxides in the surface air over Northern Eurasia according to observational data obtained in TROICA experiments. // *Izvestiya Atmos. Ocean. Phys.* 2011. V. 47. P. 313–328.
https://doi.org/10.1134/S0001433811-030108
23. *Локощенко М.А., Богданович А.Ю., Еланский Н.Ф., Лезина Е.А.* Температурные инверсии в Москве и их влияние на состав приземного воздуха. // *Известия РАН. Физика атмосферы и океана,* 2021. Т. 57. № 6. С. 1–10
24. *Elansky N.F., Lavrova O.V., Skorokhod A.I., Belikov I.B.* Trace gases in the atmosphere over Russian cities // *Atmos. Environ.* 2016. V. 143. P. 108–119.
https://doi.org/10.1016/j.atmosenv.2016.08.046
25. *Berezina E., Moiseenko K., Skorokhod A., Elansky N., Belikov I., Pankratova N.* Isoprene and monoterpenes over Russia and their impacts in tropospheric ozone formation // *Geography, Environment, Sustainability.* 2019. V. 12. P. 63–74.
https://doi.org/10.24057/2071-9388-2017-24
26. *Crutzen P. Zimmerman P.* The changing photochemistry of the troposphere // *Tellus B: Chemical and Physical Meteorology.* 1991. V. 43. P. 136–151.
https://doi.org/10.3402/tellusb.v43i4.15403
27. *Безуглая Э.Ю., Смирнова И.В.* Воздух городов и его изменения // СПб.: Астерион, 2008. 254 с.
28. *Seinfeld J.H., Pandis S.N.* Atmospheric chemistry and physics: From air pollution to climate change // Hoboken, 2006. 1152 p. ISBN: 978-1-118-94740-1. N.J.: J. Wiley
29. *Sokhi R.S., Baklanov A., Schlünzen K.H.* Mesoscale Modelling for Meteorological and Air Pollution Applications // Anthem Press, 2018. 380 p.
30. *Elansky N.F., Mokhov I.I., Belikov I.B., Berezina E.V., Elokhov A.S., Ivanov V.A., Pankratova N.V., Postylyakov O.V., Safronov A.N., Skorokhod A.I., Shumskii R.A.* Gaseous admixtures in the atmosphere over Moscow during the 2010 summer. // *Izvestiya Atmos. Ocean. Phys.* 2011. V. 47. P. 672–681.
https://doi.org/10.1134/S000143381106003X
31. *Gorchakov G.I., Semoutnikova E.G., Isakov A.A., Kopeikin V.M., Karpov A.V., Kurbatov G.A., Lezina E.A., Ponomareva T.Ya., Sokolov A.V.* Moscow smoky haze of 2010. Extreme aerosol and gaseous air pollution in Moscow region. // *Atmos. Ocean. Optic.* 2010. V. 24. P. 452–458
32. *Brasseur G.P., Jacob D.J.* Modeling of Atmospheric Chemistry // Cambridge Univ. Press. 2017. 574 p. ISBN-13: 978-1107146969.
https://doi.org/10.1017/97813
33. *Lokoshchenko M.A.* Wind regime in the lower atmosphere over Moscow from the long-term acoustic sounding data // *Meteorol. Hydrol.* 2014. V. 39. P. 218–227.
https://doi.org/10.3103/S1068373914040025

Spatio-Temporal Variations in Pollution of the Moscow Air Basin and Pollutant Emissions

N. F. Elansky¹, A. V. Shilkin^{1, 2, *}, N. A. Ponomarev^{1, 3}, P. V. Zakharova⁴,
M. D. Kachko⁵, and T. I. Poliakov⁵

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

² *Research and Production Association “Typhoon”, Pobedy St., 4, Obninsk, 249031 Russia*

³ *Lomonosov Moscow State University, Leninskie Gory, 1–2, Moscow, 119234 Russia*

⁴ *Budgetary Environmental Protection Institution “MosEcoMonitoring”, Novyi Arbat, 11, Moscow, 119019 Russia*

⁵ *Mendeleev University of Chemical Technology of Russia, Miusskaya square, 9, Moscow, 125047 Russia*

*e-mail: shilkin@rpatyphoon.ru

The location of the Moscow megacity on a plain at a higher latitude compared to other metropolitan areas creates special conditions for the chemical transformation of pollutants in the urban atmosphere, their transfer, and accumulation. The authors processed and analyzed the observational data of NO, NO₂, CO, CH₄, O₃, non-methane hydrocarbons (NMHC) and aerosols (PM10) surface concentrations obtained at the State Budgetary Institution “Mosecomonitoring” station network for the period from 2005 to 2020. Temporal and

spatial parameters were calculated characterizing the dynamics of the Moscow air basin pollution. A decrease in the concentrations of most pollutants is explained by the renewal of the vehicle fleet, the introduction of restrictions on the entry of freight transport into the city, as well as the modernization of industrial enterprises, treatment facilities and the gas supply system. Significant negative trends were obtained for NMHC, CO, NO_x and PM₁₀, respectively, 4.3, 4.0, 2.6 and 1.7% · yr⁻¹. An insignificant negative trend was obtained for O₃ as well as no significant changes in CH₄ annual mean concentrations. For pollutants that determine air quality total emissions from urban sources have been calculated. Their values also show negative trends. Over a long period, the ozone surface concentrations in Moscow remained almost unchanged, which indicates a weak sensitivity of the atmosphere oxidizing properties and the rate of ozone formation to the changes in surface concentrations of nitrogen radicals as well as their high sensitivity to volatile organic compounds.

Keywords: megacity atmosphere, atmospheric composition, air quality, emissions, pollutants, surface concentrations, diurnal and seasonal variations, weekly cycle

УДК 551.513.11

ВЗАИМОСВЯЗЬ АНОМАЛИЙ ИНТЕНСИВНОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ СНЕЖНОГО ПОКРОВА В ЗАПАДНОЙ СИБИРИ С ДИНАМИЧЕСКИМ СОСТОЯНИЕМ АТМОСФЕРЫ В СЕВЕРНОМ ПОЛУШАРИИ В ОСЕННЕ-ЗИМНИЙ ПЕРИОД

© 2022 г. Ю. В. Мартынова^{a, d, *}, В. Н. Крупчатников^{b, d}, А. В. Гочаков^{c, d}, О. Ю. Антохина^e

^aИнститут мониторинга климатических и экологических систем СО РАН,
пр. Академический, 10/3, г. Томск, 634055 Россия

^bИнститут вычислительной математики и математической геофизики СО РАН,
пр. Академика Лаврентьева, 6, г. Новосибирск, 630090 Россия

^cСибирский региональный научно-исследовательский гидрометеорологический институт,
ул. Советская, 30, г. Новосибирск, 630099 Россия

^dИнститут физики атмосферы им. А.М. Обухова РАН, Пыжевский пер., 3, г. Москва, 119017 Россия

^eИнститут оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН, пл. Академика Зуева, 1, г. Томск, 634055 Россия

*e-mail: FoxuJ13@gmail.com

Поступила в редакцию 04.07.2021 г.

После доработки 27.09.2021 г.

Принята к публикации 07.10.2021 г.

По данным спутниковых наблюдений за протяженностью снежного покрова NOAA и данным анализа ERA-Interim рассматривается взаимосвязь между аномалиями интенсивности формирования снежного покрова в Западной Сибири (ЗС) и термодинамическим состоянием атмосферы как ЗС-сектора, так и всего Северного полушария в осенне-зимний сезон. Исследование было основано на сравнении двух композитов, отличающихся интенсивностью формирования снежного покрова в ЗС. Были проанализированы различия в поведении как характеристик неустойчивости атмосферы (волновая активность и бароклинность), так и стандартных метеорологических переменных (температура, давление и высота геопотенциала). Было получено, что аномалии формирования снежного покрова в ЗС являются скорее следствием уже существующих до начала этого процесса аномалий состояния атмосферы умеренных и арктических широт Северного полушария. При этом не исключено, что аномально быстрое формирование снежного покрова может вносить в дальнейшем свой вклад в волновую активность атмосферы по принципу обратной связи. Однако, это воздействие не носит продолжительного характера и не вызывает новых долгоживущих возмущений в атмосфере.

Ключевые слова: снежный покров, планетарные волны, поток Элиассена-Пальма, бароклинность

DOI: 10.31857/S0002351522010072

1. ВВЕДЕНИЕ

Сезонный снежный покров Северного полушария представляет собой важный и очень изменчивый компонент криосферы глобальной климатической системы [1–3]. Выявление вклада изменения континентального снежного покрова Северного полушария в зимнюю изменчивость климата в средних широтах остается сложной задачей из-за большой внутренней изменчивости климата и трудностей отделения причины от следствия.

Снег оказывает сильное локальное влияние на баланс поверхностной энергии и способствует формированию аномалий атмосферной циркуляции [1, 4]. Снежный покров приводит к пониже-

нию температуры за счет увеличения альбедо, препятствует выделению тепла из почвы, может приводить к локальным изменениям высоты геопотенциала [5–7]. Все это может приводить к усилению бароклинности на границе снежного покрова, что ведет к перераспределению систем вихревой активности синоптического масштаба и к изменениям атмосферной циркуляции [8, 9]. Таким образом, снег играет важную роль в изменениях атмосферной циркуляции и изменчивости климата.

В силу географических особенностей наиболее обширный снежный покров формируется в Сибирской части Евразии. Эта территория сильно реагирует на происходящие климатические изме-

нения и наоборот, малые изменения (возмущения) на этой территории могут вызвать сравнительно большие климатические изменения на ней и на прилегающих территориях [10]. Географическое положение территории определяет ее резко-континентальный климат. Территория Западной Сибири (ЗС) является однородным с точки зрения географии [11] и процессов с наиболее высокой изменчивостью характеристик снежного покрова в Северной Евразии [12]. ЗС интересна тем, что в пределах ее границ не происходит формирования глобально значимых центров действия атмосферы [13]. Географическое положение, большая протяженность с севера на юг, а также равнинный рельеф поверхности ЗС обуславливают большое разнообразие климатических условий. При этом важным фактором, оказывающим влияние на климат региона, является перенос воздушных масс с акватории арктических морей [14]. ЗС испытывает на себе влияние окрестных атмосферных динамических процессов и образований (таких, как Сибирский антициклон; Атлантический шторм трек; процессы, формирующиеся вследствие переноса с Атлантики, и т. п.) [15, 16]. Как следствие, метеорологические условия, формирующиеся в ЗС на различных масштабах времени, определяются суперпозицией этих окрестных процессов.

Вопрос о межсезонной связи снежного покрова и динамики атмосферы притягивает внимание исследователей уже около 40 лет. Впервые гипотеза о наличии связи между аномалиями осеннего снежного покрова и термодинамическими условиями атмосферы последующей зимы была высказана в 1983 г. [17]. В частности, для Евразии на основе данных нескольких метеостанций была показана значимая линейная связь между протяженностью осеннего снежного покрова и температурой в зимний сезон.

Дальнейшие исследования, проведенные различными научными группами, показали неоднозначность этой связи. В работах был использован широчайший спектр данных: различные наборы станционных наблюдений, спутниковых данных, реанализов и данных климатического моделирования. Рассматриваемый временной период сдвигался и расширялся в зависимости от доступности и качества данных. Анализировалось влияние снежного покрова как всего Северного полушария целиком, так и отдельных континентов и регионов. Разнообразие рассмотренных регионов, в том числе и в пределах Сибири, также было велико, что объясняется широким спектром критериев, которыми руководствовались авторы при их выборе. Разные географические (горы/возвышенности, моря/океаны) или циркуляционные (центры действия атмосферы, области частого блокирования) объекты использовались в качестве определяющего границы фактора.

Особый интерес представляют, разумеется, получаемые результаты. С момента опубликования в 1983 г. гипотезы о наличии межсезонного влияния снега на атмосферу вплоть до 2010 г. результаты проводимых исследований подтверждали ее [17–26]. Кроме того, был предложен возможный физический механизм, посредством которого это влияние осуществляется [19, 22, 23]. Позже, с расширением спектра используемых для исследования данных, методик и регионов наряду с развитием исследований, подтверждающих влияние [27], были получены результаты, ставящие под сомнение наличие устойчивой связи. В частности, было показано, что модели при климатических расчетах в большинстве своем не воспроизводят межсезонное влияние аномалий осеннего снега на зимние атмосферные условия [28–34]. Исключения составляют лишь отдельные модели при специально заданных условиях численного эксперимента [31–33]. При этом некоторые численные эксперименты направленные непосредственно на определение чувствительности зимней атмосферы к вариациям площади снега показывают наличие этой связи [25, 26, 28, 29]. Однако, в этом вопросе также нет единства. Другие исследования показали отсутствие или же очень слабое проявление чувствительности [35, 36]. Более того, в ряде работ показана нестационарность проявления рассматриваемого влияния во времени [37–40]. Если изначально речь шла о вариации снега в середине осени – в октябре, то в последние годы исследователи стали уделять больше внимания концу осени – ноябрю [33, 41, 42].

В результате, исследователями было выдвинуто три не противоречащих друг другу гипотезы. Первая говорит об обратном порядке влияния. Авторы предполагают, что не аномалии осеннего снега вносят существенный вклад в вариацию атмосферных характеристик в зимний период, а, наоборот, атмосфера, находясь к началу осени в возмущенном состоянии, вызывает аномалии снежного покрова [34, 43–45]. Вторая гипотеза предполагает сильное влияние Арктики. Существенное сокращение площади Арктических льдов способствует более интенсивным осадкам на континенте и вносит существенный вклад в возмущение атмосферы [30, 35, 42, 44, 45]. Однако, и здесь существует сильное расхождение в понимании степени этого влияния на погоду и климат средних широт [46]. Третья гипотеза допускает, что рассматриваемое влияние не имеет под собой физической основы и является в большей степени стохастическим проявлением [34]. Таким образом, несмотря на длительную историю исследований, до сих пор не получено однозначного суждения не только о природе влияния, но и о его наличии как такового. Следовательно, и механизм все еще также представляется загадочным [47].

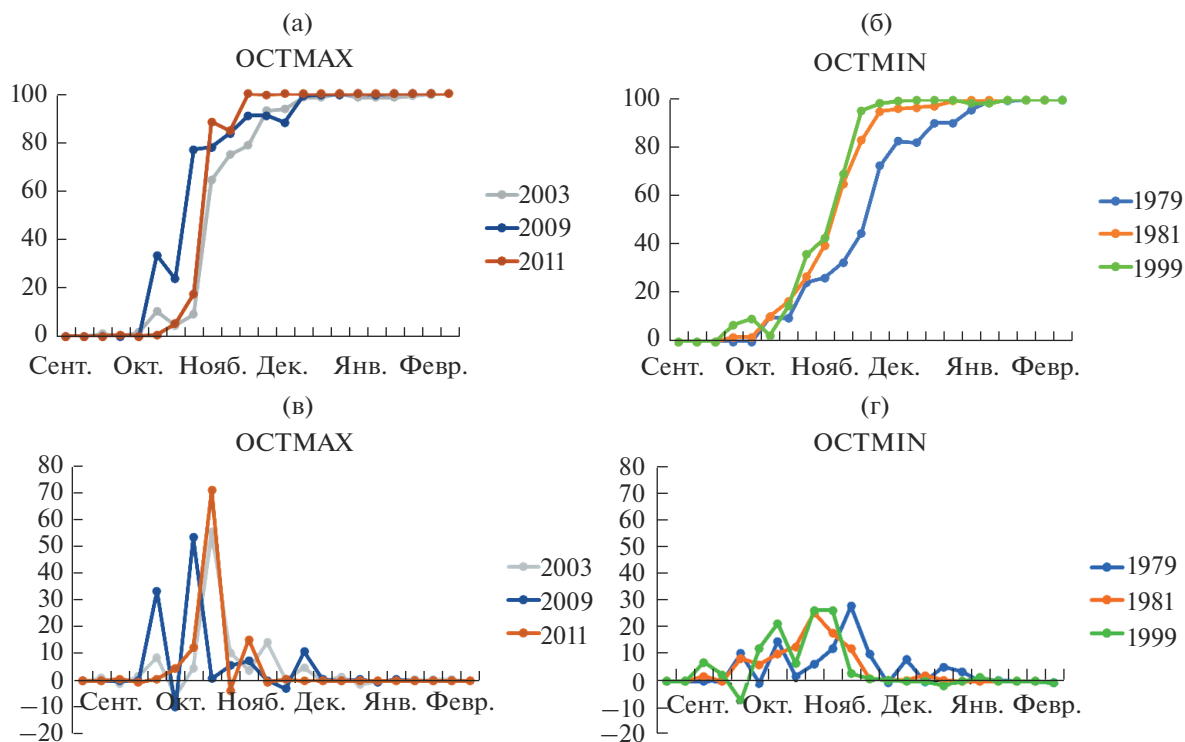


Рис. 1. Протяженность снежного покрова (а) и (б) и ее недельный прирост (в) и (г) в процентах от общей площади ЗС для каждого года из композитов OSTMАХ (а), (в) и OSTMIN (б), (г).

В своей работе мы оценивали для осенне-зимнего сезона взаимосвязь между аномалиями интенсивности формирования снежного покрова в ЗС и динамическим состоянием атмосферы как ЗС-сектора, так и умеренных и высоких широт всего Северного полушария.

2. ДАННЫЕ И МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

2.1. Снежный покров

В своей работе мы использовали спутниковые данные о протяженности снежного покрова NOAA (SCE) [48]. Эти данные представлены с пространственным разрешением 190.6 км, и охватывают период с 4 октября 1966 г. По настоящее время с недельным разрешением. Обновление данных происходит ежемесячно. Протяженность снежного покрова мы оценивали для территории ЗС: 50°–70° с. ш., 60°–90° в. д. Для анализа был использован период 1979–2016 гг.

В нашей работе мы оценивали скорость изменения протяженности снежного покрова ЗС, произошедшее за неделю, как разницу между протяженностью текущей недели и предыдущей. При нашем выборе границ региона переход от анализа вариации протяженности снежного покрова, сформировавшейся в конкретный месяц, к рассмотрению

интенсивности его формирования в течение всего сезона необходим. Особенностью выбранной территории является полное отсутствие на ней снега в летний период и полное покрытие снегом в зимний [49]. Следовательно, при рассмотрении площади снежного покрова наш результат сильно зависел бы от удачно/неудачно выбранного момента его оценки. При работе с максимальным за сезон значением скорости изменения протяженности снежного покрова такой случайности удается избежать. Кроме того, такой подход позволяет сосредоточиться на изучении условий взаимодействия метеорологических процессов в атмосфере и уйти от жесткой привязки к альбедо рассматриваемой территории.

В своем исследовании мы составили и провели сравнение двух композитов, отличающихся аномальными скоростями изменения протяженности снежного покрова осенью (рис. 1). При формировании композитов мы использовали следующие два последовательно накладываемых условия:

1. Максимальное за осенне-зимний сезон значение скорости изменения протяженности снежного покрова за неделю должно отличаться от среднего значения на одно стандартное отклонение (σ). Годы со значениями, выходящими за верхнюю границу коридора, группировались в первом композите, за нижнюю — во втором.

2. Для усиления различий между композитами в первом композите были оставлены годы, в которые неделя с максимальным значением скорости изменения протяженности пришлась на октябрь, а во втором, годы, в которые она была отмечена позднее.

Таким образом, мы получили два максимальных различающихся между собой композита. При этом в рамках каждого композита вошедшие годы имеют схожий между собой характер формирования снежного покрова. В первый композит вошли годы, в которые почти вся территория ЗС была покрыта снегом за одну неделю в октябре (2003, 2009 и 2011 г.), а во второй композит – годы с равномерным формированием снежного покрова в течение всего сезона с неделей наиболее интенсивного за сезон увеличения протяженности, приходившейся на период позднее октября (1979, 1981 и 1999 г.). Далее мы будем использовать для этих композитов обозначения ОСТМАХ и ОСТМИН, соответственно. Объем каждого композита невелик, поэтому в рамках данной работы мы будем говорить только о термодинамическом состоянии атмосферы, сопутствующем ярко выраженным аномалиям интенсивности формирования снежного покрова, а не об общих закономерностях.

2.2. Динамические характеристики атмосферы

Для каждого композита мы проанализировали динамические характеристики атмосферы предшествующие, сопутствующие и следующие за формированием снежного покрова. В частности, для осенне-зимнего сезона была рассмотрена волновая активность и бароклинность атмосферы. Расчет этих характеристик атмосферы мы проводили с помощью данных реанализа ERA-Interim [50]. Горизонтальное разрешение использованных данных составляет $0.75^\circ \times 0.75^\circ$, а дискретизация по времени – 6 ч. Данные представлены на 37 изобарических уровнях с 1000 до 1 гПа с разрешением 25 гПа в слоях 1000–750 и 250–100, 50 гПа в слое 750–250 гПа, а также в верхней атмосфере на уровнях 70, 50, 30, 20, 10, 7, 5, 3, 2 и 1 гПа. В своей работе мы рассматривали поведение характеристик до высоты, соответствующей 100 гПа.

Волновую активность мы анализировали с помощью потока Элиассена–Пальма $F = (F_y, F_p)$ (ЭП). Он дает представление о меридиональном распространении планетарных волн [51]:

$$F_y = -\langle u'v' \rangle; \quad F_p = f \frac{\langle u'\theta' \rangle}{\partial p} \quad (1)$$

Здесь p – атмосферное давление в гектопаскалях; u, v, θ – зональная и меридиональная составляющие скорости ветра, потенциальная температура,

соответственно; f – параметр Кориолиса на широте ϕ , $f = 2\Omega \sin \phi$; a – радиус Земли; Ω – угловая скорость вращения Земли. Штрих обозначает отклонение величины от ее зонально осредненного значения. Зональное осреднение и осреднение по времени обозначены, как $\langle \dots \rangle$ и надстрочная линия, соответственно. В нашей работе осреднение проводилось в рамках рассматриваемого региона ЗС.

Анализ бароклинности атмосферы осуществлялся с помощью индекса бароклинности [52, 53]:

$$\sigma_{BI} = -\frac{g}{\theta N} \frac{\partial \theta}{\partial y}, \quad (2)$$

где g – ускорение свободного падения, θ – потенциальная температура, N – частота Брента–Вейселя, $N^2 = \frac{g}{\theta} \frac{d\theta}{dz}$.

В своей работе мы рассмотрели слои между 700 и 300 гПа, а также 300 и 200 гПа, с центром на 500 и 250 гПа, соответственно. Первый слой позволяет нам охарактеризовать бароклинность в свободной тропосфере, а второй – на высоте границы между верхней тропосферой и нижней стратосферой.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

В работе мы сначала проанализировали различия в состоянии атмосферы между композитами для территории ЗС, а затем посмотрели шире и рассмотрели высокие и умеренные широты для всего Северного полушария (до широты 40° с.ш.).

3.1. Западная Сибирь

Метеорологические переменные

При сравнении сформированных композитов мы получили различия в значениях температуры, давления и высоты геопотенциала (рис. 2). Различия эти проявляются уже в сентябре, т.е. до начала формирования снежного покрова в ЗС (рис. 2а). В сентябре и октябре в условиях композита ОСТМАХ температура у поверхности (T2m) выше, чем в условиях ОСТМИН. Наиболее сильно это проявляется в северных широтах рассматриваемой территории. Далее, начиная с ноября, происходит смена знака разницы для всех широт ЗС. Исключение составляет январь, когда в северных широтах разница снова стала положительной.

Давление, приведенное к уровню моря (MSLP), также продемонстрировало различия при сравнении композитов (рис. 2б). В осенние месяцы MSLP ниже в условиях композита ОСТМАХ, чем в ОСТМИН. Это закономерно, поскольку композиты основаны на различиях в интенсивности выпа-

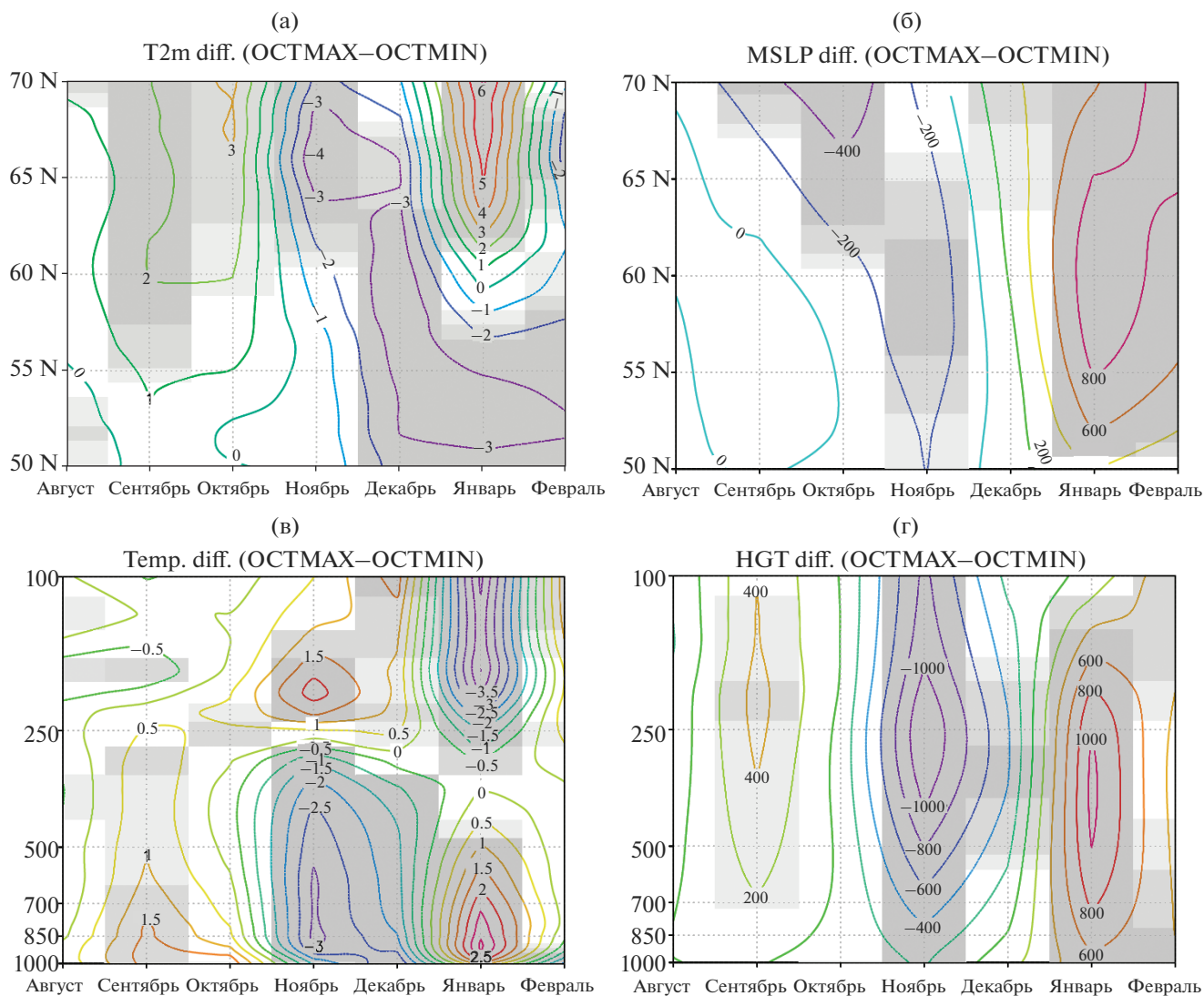


Рис. 2. Широтно-временная диаграмма разницы между композитами OSTM MAX и OSTM MIN для средних зональных по ЗС среднемесячных значений для T2m (а) и MSLP (б), а также высотно-временная диаграмма средних по ЗС значений Ta (в) и HGT (г). Серым выделены области статистической значимости различий для $\alpha = 0.01$ (темно-серый), $\alpha = 0.05$ (серый и темно-серый) и $\alpha = 0.1$ (все оттенки серого).

дения осадков, формирующих СП. В зимние месяцы происходит смена знака разницы. Такое поведение MSLP и T2m закономерно указывает на более длительные периоды выпадения осадков на территории ЗС в условиях OSTM IN, чем в OSTM AX.

Также для композитов получены различия для тропосферы и нижнего слоя стратосферы (от 1000 до 100 гПа с оригинальным вертикальным разрежением ERA-Interim) (рис. 2в, 2г). Смена знака разницы между OSTM AX и OSTM IN для температуры (Ta) и высоты геопотенциала (HGT) происходит в те же месяцы, что и для T2m. При этом на высотно-временной диаграмме хорошо видна граница между тропосферой и стратосферой.

Располагается она около 250 гПа. Для одного и того же месяца на этой высоте происходит смена знака различий. При этом на самой высоте 250 гПа различия нулевые. В сентябре и январе тропосфера теплее, а стратосфера холоднее в условиях OSTM AX по сравнению с OSTM IN. Для ноября различия имеют противоположный знак. Наличие различий между композитами для HGT подтверждает различия в метеорологической обстановке для рассматриваемой территории в период формирования. Наибольшая абсолютная величина разницы отмечается на высоте 250 гПа. Формирование снежного покрова происходит за счет выпадения осадков, характер и интенсивность которых в целом для территории определяется комбинацией

метеорологических процессов, в том числе площадью и вертикальным масштабом барических образований.

Полученные нами результаты не показывают полной пространственно-временной синхронности между аномалиями T2m и MSLP (в величинах и расположении областей), полученными как разности между композитами OSTMАХ и OSTMІN (рис. 2а, 2б). Это объясняется различием между композитами во влагосодержании, и, как следствие, в плотности, воздушных масс, располагающихся над рассматриваемой территорией. Характер этих различий был косвенно заложен в условиях формирования композитов (см. параграф 2.1). В частности, более интенсивное и раннее формирование снежного покрова указывает на наличие воздушной массы с более высоким влагосодержанием в одном композите по сравнению с другим.

С помощью *t*-критерия Стьюдента была проведена оценка статистической значимости полученных различий. Пользуясь тем, что исходные данные имеют более чем месячную дискретизацию по времени, для оценки были использованы средние суточные значения. Таким образом, для каждой пространственно-временной точки анализируемых полей (рис. 2) для каждого месяца статистическая значимость оценивалась для рядов, состоящих из 84–93 элементов, т.е. количество дней в месяце (28, 30 или 31), умноженное на количество элементов в композите (3 шт.). Используемое количество элементов позволяет говорить о достоверности полученных оценок.

При анализе широтно-временного и высотного поведения метеорологических переменных было рассмотрено три уровня значимости: $\alpha = 0.01$ (темно-серый на рис. 2), $\alpha = 0.05$ (серый и темно-серый на рис. 2) и $\alpha = 0.1$ (все оттенки серого на рис. 2). Показано статистическая значимость всех описанных выше различий.

Волновая активность

Выявленные при сравнении композитов OSTMАХ и OSTMІN различия в поведении метеорологических параметров дают основания предположить наличие различий в волновой активности. Здесь возникает вопрос, насколько эти различия сильны и на каких высотах они проявляются. Согласно ранее предложенному механизму влияния аномалий площади осеннего снежного покрова на тропосферу и стратосферу [23], различия в волновой активности должны быть заметны уже у поверхности. Однако, в нашей работе в качестве источника различий при составлении композитов мы использовали максимальную скорость формирования снежного покрова, а не его площадь. Как следствие, к нашей работе этот механизм может быть применен лишь косвенно.

Анализ потока ЭП показал наличие различий в высоте и интенсивности распространения планетарных волн также за месяц до начала формирования снежного покрова, т.е. еще в сентябре (рис. 3). Основные различия в этом месяце получены выше пограничного слоя для всех широт ЗС и у земли для высоких широт. При этом в условиях композита OSTMАХ волновая активность в целом выше, но волновой поток не достигает высоты 300 гПа, в отличие от композита OSTMІN. В целом, для OSTMІN получено распространение волн в более высокие слои атмосферы (до 200 гПа), чем для OSTMАХ (только до 300 гПа). Далее в октябре также получены различия. При этом для условий OSTMАХ поток заметно слабее, чем для OSTMІN.

Начиная с ноября начинают проявляться различия между композитами не только в интенсивности волнового потока, но и в его направлении. Так в ноябре, декабре и феврале потоки для разных композитов имеют противоположные направления.

Различия между композитами также получены для широтно-высотного расположения областей дивергенции и конвергенции потока ЭП. В октябре для OSTMАХ область дивергенции потока ЭП проявляется в северных широтах с максимумом на высоте 300 гПа. Далее во времени она усиливается и смещается южнее, занимая собой весь диапазон рассматриваемых широт. Затем она существенно там ослабевает и уменьшается (до 52°–68° с.ш.) в декабре. Также в декабре в южных широтах рассматриваемой территории (50°–53° с.ш.) на этой же высоте происходит зарождение области конвергенции и ниже нее — области дивергенции, которые в январе существенно усиливаются и смешаются севернее с последующим ослаблением в феврале. Таким образом, для композита OSTMАХ получен явно колебательный характер распространения волн в осенне-зимний период.

Для композита OSTMІN в сравнении с OSTMАХ получено существенно менее изменчивое от месяца к месяцу поведение областей дивергенции/конвергенции потока ЭП. Так зона конвергенции с максимумом на высоте 300 гПа и зона дивергенции, располагающаяся в нижних слоях тропосферы существуют непрерывно на этих высотах с октября по январь. Интенсивность этих областей от месяца к месяцу варьируется, что влияет на магнитуду потока, однако, направление потока не изменяет и сохраняется восходящим. Только в феврале картина меняется, и область конвергенции сменяется слабой дивергенцией с соответствующей сменой направления потока ЭП.

В случае квазигеострофического приближения дивергенция потока представляет собой единственное инерционное возбуждение среднего состояния

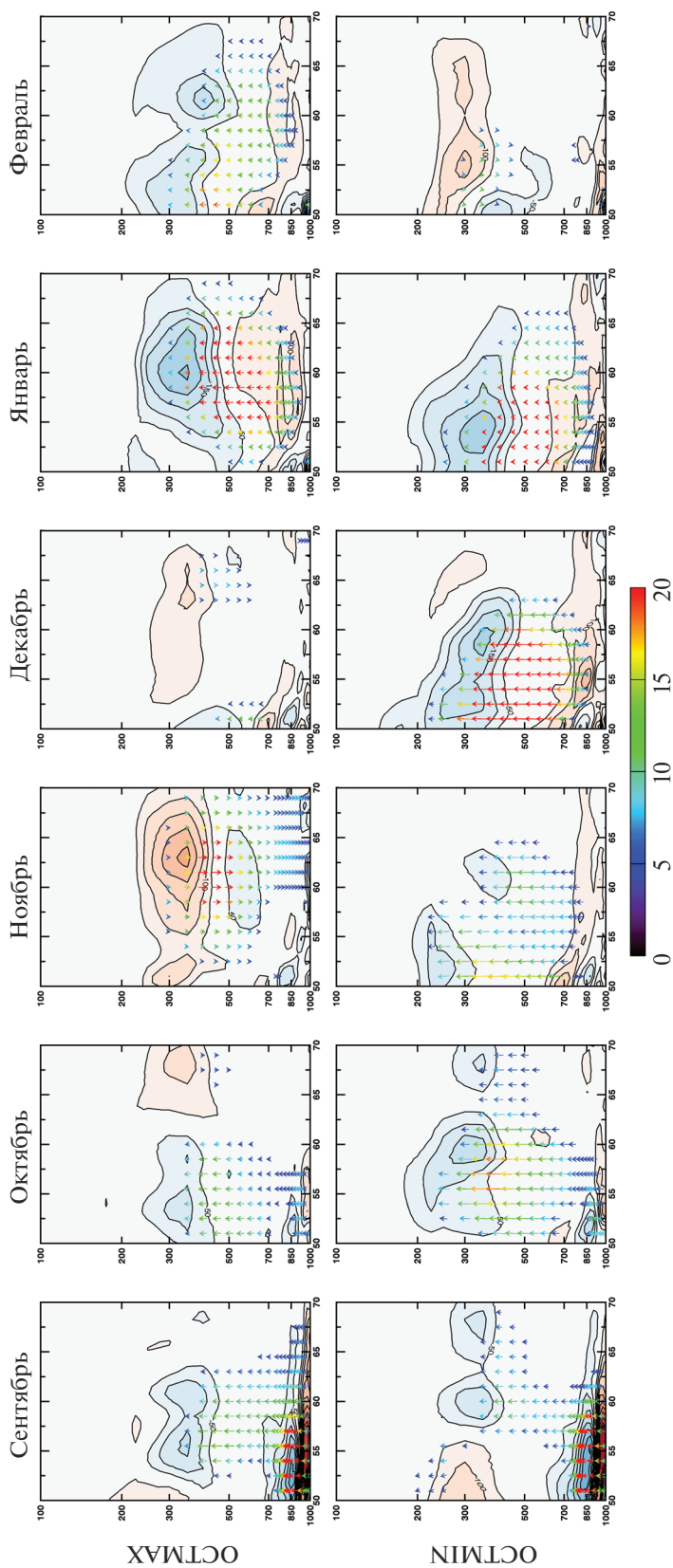


Рис. 3. Поток ЭП для ЭС для композитов ОСТМАХ и ОСТМІN. Цвет стрелок обозначает магнитуду потока ЭП; изображены только с магнитудой более 5 м²/с². Изолиниями показаны значения дивергенции (красный) и конвергенции (синий) потока ЭП, ось X — широта (Северное полушарие), ось Y — изобарические уровни в гПа.

возмущениями. Данная характеристика широко используется для диагностики волновых взаимодействий (например, [54]). Обмен энергией между синоптическими возмущениями и средним потоком играет важную роль в формировании режимов атмосферной циркуляции, в частности блокирования, что не может не сказаться на процессах формирования снежного покрова.

Важно при этом отметить, что ни в одном композите в зимние месяцы у поверхности не получено существенных по магнитуде потоков ЭП. Кроме того, полученные результаты дают основания предположить, что для ЗС интенсивность потока ЭП у поверхности не связана с протяженностью снежного покрова, сформировавшейся к концу того или иного месяца. Формирование снежного покрова в ЗС происходит в направлении с севера на юг. Например, в октябре различия между композитами по площади снежного покрова максимальны: в условиях ОСТМАХ к концу октября происходит существенно большее закрытие территории снегом, чем в ОСТМИН (рис. 1а, 1б). Однако картина распределения потоков ЭП у поверхности в этот месяц для сформированных композитов почти идентична. Существенные различия у поверхности проявляются далее в ноябре, когда в ОСТМАХ снежный покров почти закончил формирование, а в ОСТМИН происходит его основная фаза. Однако, наличие потока у поверхности в ОСТМАХ инициировано термодинамической ситуацией не у поверхности, а в верхних слоях тропосферы (нисходящий поток). Кроме того, в ноябре северные широты одинаково для обоих композитов закрыты снегом. В зимние месяцы у поверхности потока ЭП не формируется и к самой поверхности из более высоких слоев атмосферы не спускается.

3.2. Северное полушарие

Мы получили существенные различия между композитами в состоянии атмосферы не только для территории ЗС, но и для всего Северного полушария. С помощью t -критерия Стьюдента, используя прием, описанный в разделе 3.1, для каждой пространственной точки давления, приведенного к уровню моря (MSLP), температуры на двух метрах (T2m) и индекса бароклинности (σ_{BI}) на основе рядов данных, состоящих из 84–93 элементов (в зависимости от месяца), была показана статистическая значимость полученных различий для уровня значимости $\alpha = 0.05$ (рис. 4 и 5).

Метеорологические переменные

Сначала мы рассмотрели состояние атмосферы в непосредственной близости от поверхности. Было проанализировано поведение MSLP и T2m для каждого месяца осенне-зимнего периода (с

сентября по февраль). Мы получили, что с точки зрения барических образований и температуры композиты имеют различия, как было отмечено ранее, начиная уже с сентября, т.е. до начала периода активного формирования снежного покрова (рис. 4). Принципиальные различия MSLP проявляются в Северной Атлантике. Для композита ОСТМАХ здесь располагается область пониженного давления с минимумом над Гренландией, под действие которой попадают Северная Атлантика и большая часть Северного Ледовитого океана. Для композита ОСТМИН в Северной Атлантике располагается барический диполь. При этом над Гренландией располагается центр области повышенного давления, а центр области пониженного давления располагается над Исландией. Таким образом область влияния зоны пониженного давления существенно меньше, но при этом понижение давления здесь сильнее, чем для ОСТМАХ. Присутствуют различия также и для Алеутского минимума. Однако, здесь для ОСТМАХ область распространения области пониженного давления меньше, а само понижение сильнее, чем для ОСТМИН. Различия барических полей сопровождаются соответствующими различиями в полях температуры. Для ОСТМАХ по сравнению с ОСТМИН в Северной Евразии и Гренландии T2m выше на 2 К, а в восточной части Канады различия достигают 4 К.

В октябре над Северным ледовитым океаном для обоих композитов формируется зона повышенного давления. В ОСТМИН она интенсивнее, чем в ОСТМАХ. Кроме этого, в ОСТМАХ зона пониженного давления, располагающаяся в сентябре над Гренландией, смещается к Исландии, а над Гренландией формируется зона повышенного давления аналогичная ОСТМИН. Помимо этого, для ОСТМАХ формируется локальный минимум давления между Кольским полуостровом и островом Новая Земля. Таким образом, в ОСТМАХ сформировалась более обширная и более интенсивная, чем в ОСТМИН, зона пониженного давления, распространившая свое влияние вплоть до полуострова Таймыр. Также в октябре начинает формироваться Сибирский антициклон. Различия также проявляются и в поле температур. Почти на всей азиатской части Северной Евразии в ОСТМАХ T2m выше на 2–4 К. Что касается ЗС, то здесь для ОСТМАХ, в отличие от ОСТМИН, северная ее часть находится под влиянием зоны пониженного давления.

Далее, начиная с ноября, барическое поле для композита ОСТМИН ведет себя более стабильно, чем для ОСТМАХ. Во-первых, в ОСТМАХ интенсивность Алеутского и Исландского минимумов меняются в противофазе: если усиливается один из них, то ослабевает второй. В композите ОСТМИН изменения происходят синхронно и с меньшей интенсивностью. Оба минимума или

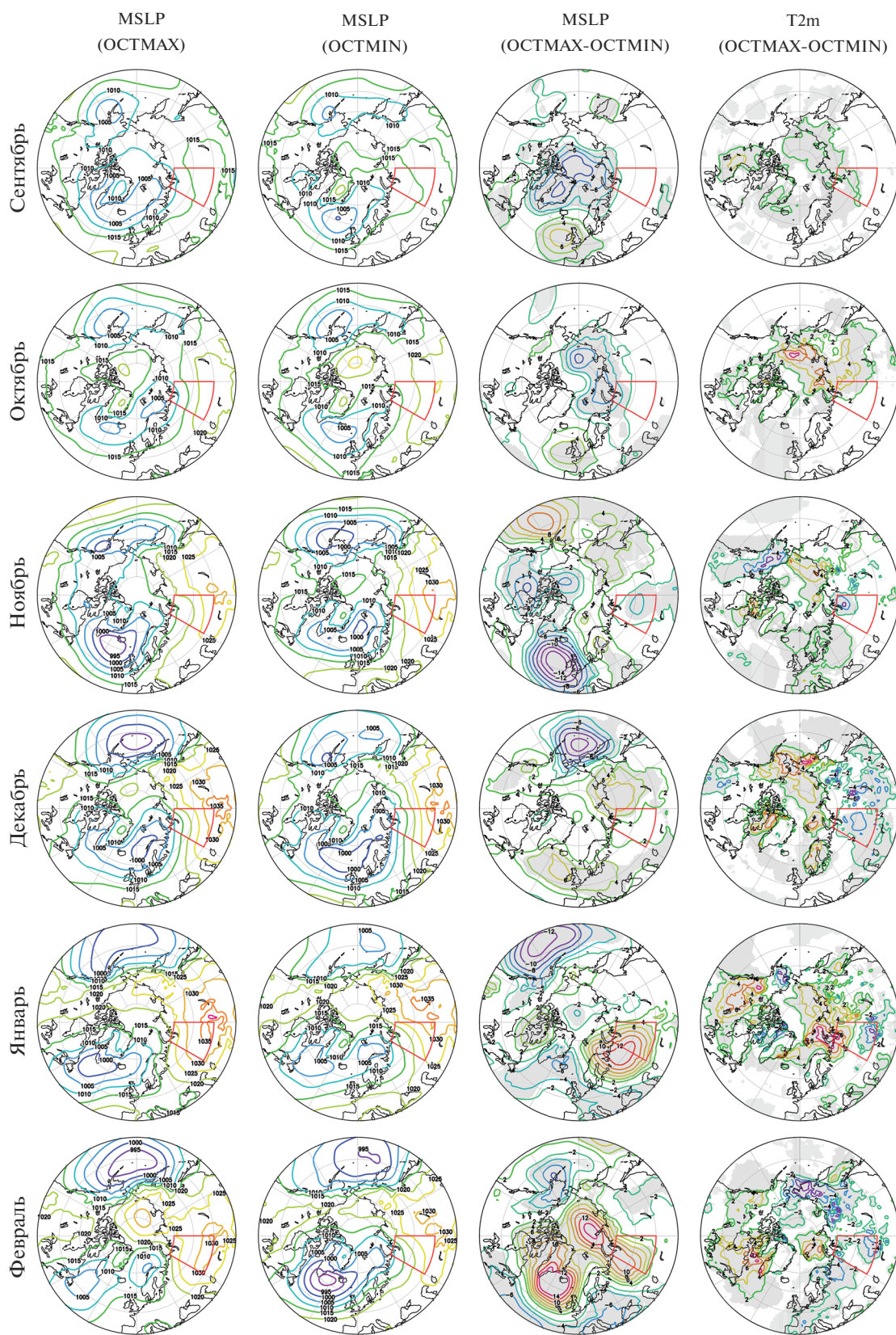


Рис. 4. MSLP и T2m для Северного полушария (до 40° с. ш.). Серым выделены области со статистически значимой разницей для $\alpha = 0.05$. Область 3С выделена красным.

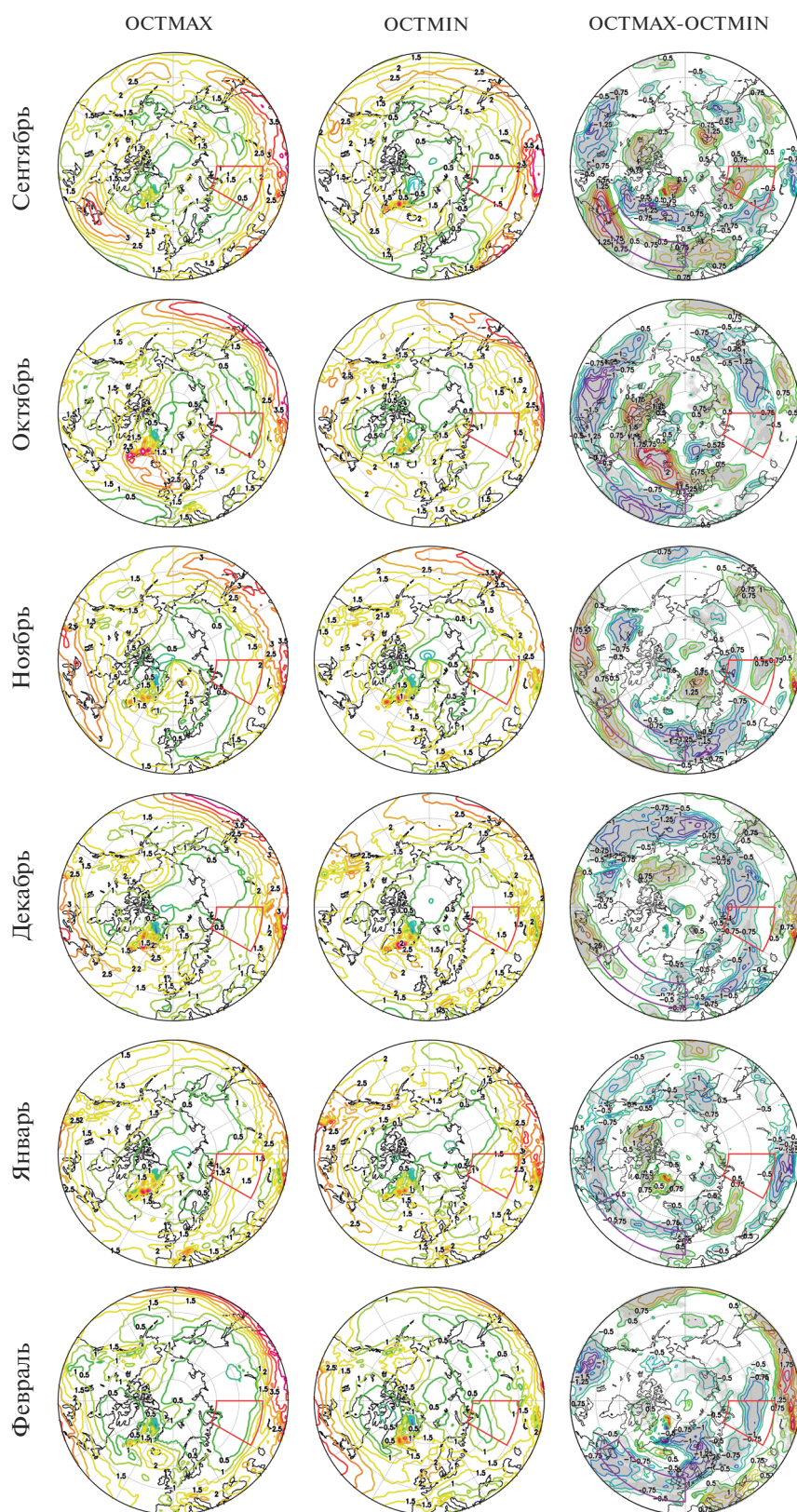


Рис. 5. Индекс бароклинности (σ_{ν}) на 500 гПа для Северного полушария (до 40° с.ш.). Серым выделены области со статистически значимой разницей для $\alpha = 0.05$. Область ЗС выделена красным.

немного усиливаются или ослабевают. Во-вторых, в ОСТMIN обособленная зона повышенного давления в Арктике, проявившаяся в октябре, снижает свою интенсивность в ноябре и далее перестает существовать как самостоятельное образование до конца зимы. В ОСТMAX же появление и исчезновение этого обособленного максимума носит колебательный характер. Область, появившись в октябре, в ноябре исчезает, затем снова проявляется в декабре, исчезает в январе, и далее снова проявляется в феврале. В-третьих, в ОСТMIN происходит более равномерное, чем в ОСТMAX, развитие Сибирского антициклона. В ОСТMAX осенью Сибирский антициклон заметно слабее, чем в ОСТMIN, но затем в декабре он резко усиливается, превышая интенсивность в ОСТMIN и достигает своего пика в январе. При этом его влиянию подвергаются более западные, в сравнении с ОСТMIN, территории.

На фоне описанных различий между композитами в поведении поля MSLP получены различия также и для T2m. В частности, в ОСТMAX по сравнению с ОСТMIN отмечаются более низкие температуры для Северной Евразии в ноябре, декабре и феврале. В январе же в ОСТMAX для северной части Северной Евразии отмечаются более высокие температуры, а более низкие сосредоточены только в области, находящейся под влиянием центральной части Сибирского антициклона.

Отмечается также, что характер различий (знак и расположение областей различий) между композитами для переменной MSLP совпадает с, полученными для HGT на высоте 500 гПа (на рисунках не представлено). При этом в среднем для территории ЗС ранее было получено (рис. 2в, 2г) обратное соответствие различий между ОСТMAX и ОСТMIN для переменных Ta и HGT: уменьшению абсолютной величины различий в вертикальном направлении от поверхности в слое 1000–500 гПа для переменной Ta соответствует их увеличение для переменной HGT. Таким образом, бароклинные неустойчивости могут вносить свой вклад в развивающиеся аномалии.

Бароклиность

Анализ бароклиности атмосферы на высоте 250 гПа не показал значимых различий между сформированными композитами. Однако, на высоте 500 гПа удалось выявить ряд особенностей. Во-первых, мы получили различия в районе Северо-Атлантического шторм-трека (восточный берег Северной Америки для 45°–55° с. ш.) (рис. 5). Шторм-треки представляют собой области сильной бароклиности, где образуются внетропические циклоны, сопровождающиеся сильными ветрами и осадками. Шторм-треки располагаются в средних широтах и переносят большое количество тепла, импульса и влаги в высокие широты

[55, 56]. Для композита ОСТMAX в этой области присутствует сильная бароклиность в сентябре. В октябре этот показатель сильно снижается, а в ноябре снова набирает силу. Далее он постепенно ослабевает в течение зимы. Для ОСТMIN ситуация в этом регионе полностью противоположная. Повышенная бароклиность получена в октябре, в январе и феврале. При этом для ОСТMAX, в отличие от ОСТMIN, области высокой бароклиности в Северо-Атлантическом регионе хорошо очерчены.

Во-вторых, получены различия для всей Северной Евразии, в целом, и для ЗС, в частности. Начиная с октября, на большей части территории для композита ОСТMIN проявляется более высокая бароклиность, чем для ОСТMAX. Особенно интересными представляются различия между композитами для ноября и января. В ноябре область отрицательной разницы между композитами, располагающаяся на севере ЗС, хорошо согласуется по расположению с областью различий для T2m (рис. 4). Схожая ситуация получена для января. Здесь области с положительными и отрицательными различиями для T2m находятся на периферии областей различий с аналогичными знаками для индекса бароклиности. В декабре и феврале для композита ОСТMIN получен в целом более высокий уровень бароклиности атмосферы над Северной Евразией, чем для ОСТMAX. При этом T2m для ОСТMAX значительно ниже, чем для ОСТMIN.

Полученное позволяет предположить, что условия более стабильного (с точки зрения поведения центров действия атмосферы) фоновое состояние атмосферы, полученного для композита ОСТMIN в сравнении с ОСТMAX (см. предыдущий параграф), являются более благоприятными для роста бароклиности атмосферы над Северной Евразией. Чем выше бароклиность атмосферы, тем выше вероятность барических образований (в том числе циклонов), что в свою очередь может оказывать смягчающее действие на зимние температуры.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей статье мы обсудили особенности термодинамического состояния атмосферы в осенне-зимний сезон, проявляющиеся на фоне различной интенсивности формирования снежного покрова в ЗС. В результате мы получили ряд интересных особенностей. Мы обнаружили, что различия в термодинамическом состоянии атмосферы, как в масштабах ЗС, так и всего северного полушария, начинают проявляться не в момент пиковой интенсивности формирования снежного покрова в ЗС и даже не с началом его формирования вообще, а уже присутствуют еще до старта этого процесса (в сентябре).

В рамках ЗС для метеорологических переменных показан колебательный характер различий между композитами. При переходе от месяца к месяцу, начиная с сентября, поочередно преобладали значения переменных то в одном, то в другом композите. Проявлялось это в поочередной смене знака разницы между композитами. Далее мы проанализировали различия между композитами для характеристик волновой активности для ЗС, а также полей метеорологических переменных и индекса бароклинности для всего Северного полушария. Было показано, что фазовый сдвиг внутрисезонного хода рассмотренных переменных одного композита относительно другого не является причиной колебательного характера различий.

Анализ вариации потоков ЭП в течение осенне-зимнего сезона для каждого композита в отдельности и помесечно сравнение композитов между собой продемонстрировало абсолютно разный характер распространения планетарных волн для рассмотренных условий формирования снежного покрова в ЗС. Для условий композита ОСТМАХ (с интенсивным быстрым формированием снежного покрова) мы получили попеременно во времени восходящие и нисходящие волновые потоки. При этом для условий композита ОСТМИН (с плавным равномерным установлением снежного покрова) волновые потоки направлены вверх от поверхности на протяжении почти всего осенне-зимнего сезона. Здесь проявились три интересные особенности:

1. Ни в одном композите в зимние месяцы у поверхности не получено существенных по амплитуде потоков ЭП. Это указывает на то, что если волна и носит нисходящий характер, то поверхности она не достигает.

2. Характер волновой активности осенью указывает на то, что в осенние месяцы для ЗС волновая активность у поверхности не определяется характером формирования снежного покрова или его площадью.

3. Для всех месяцев наибольшие различия между композитами в волновой активности проявляются в тропосфере выше пограничного слоя (между 850 и 250 гПа).

При расчете потоков ЭП из реанализа ERA-Interim были задействованы переменные так называемого класса “А”, а именно температура воздуха, u и v компоненты скорости ветра на 37 изобарических уровнях. Классом “А”, согласно введенной в 1996 г. классификации, принято обозначать переменные, в расчете которых при создании реанализа с помощью процедуры усвоения данных было задействовано большое количество данных наблюдений [57]. При создании реанализа ERA-Interim для всех изобарических уровней применялась процедура усвоения данных наблюдений [50]. Необходимо отметить, что использованные при

расчете переменные имеют хорошее вертикальное разрешение для нижнего слоя тропосферы (с 1000 до 750 гПа), составляющее 25 гПа. Таким образом, полученные особенности проявления волновой активности в пограничном слое атмосферы не могут быть расценены как артефакты, возникшие из-за особенностей технологии усвоения и корректировки данных при создании реанализа ERA-Interim.

Различия между композитами мы получили не только для территории ЗС, но и в масштабах всего Северного полушария. Анализ показал существенные различия в интенсивности центров действия атмосферы. Для условий композита ОСТМАХ по сравнению с ОСТМИН мы получили существенно большую внутрисезонную изменчивость Алеутского и Исландского минимумов. Более того, эти центры действия атмосферы в условиях ОСТМАХ от месяца к месяцу усиливаются/ослабевают асинхронно относительно друг друга. В ОСТМИН изменение их интенсивности происходит одновременно. Различия между композитами получены также и для Сибирского антициклона. В композите ОСТМАХ по сравнению с ОСТМИН Сибирский антициклон слабее в осенний период и существенно сильнее – в зимний. Формироваться в обоих композитах он начинает в октябре. Поле приземных температур также демонстрирует существенные различия. Получены более низкие температуры в декабре и феврале для всей Северной Евразии, в январе – для ее южной части, а в ноябре – для ее Сибирского региона.

Сформировавшаяся в январе структура барического и термического полей и их различия между композитами может говорить о наличии блокирований над ЗС, при этом более выраженных в ОСТМАХ, чем в ОСТМИН [58]. Такая структура полей может быть связана с явлением, называемым “теплая Арктика – холодная Сибирь” (“Warm Arctic-Cold Siberia”, WACS). Отмечается, что тенденция к потеплению в Арктике наблюдалась в сочетании с зимним похолоданием в средних широтах, особенно сильным над центральной Сибирью [59–62]. В ряде исследований изучались возможные механизмы этого сложного процесса. Например, было продемонстрировано, что явление WACS может быть объяснено потерей морского льда над Баренцевым и Карским морями, что, в свою очередь, вызывает усиление турбулентных потоков тепла из океана в атмосферу [63]. Обнаружено также, что возрастающий осенний поток тепла с поверхности открытых вод в более прохладную атмосферу, приводящий к аномальному потеплению нижней атмосферы, вызывает повышенную активность бароклинных волн и большие амплитуды волн Россби, которые способствуют развитию блокирующих явлений и экстремальных погодных условий, таких как вторжения холодного воздуха. Отрицательная связь

между температурами воздуха у поверхности в Арктике и Евразии показана также не только в контексте явления “теплая Арктика—холодная Евразия” с нарастающей, как отмечается, частотой в последние два десятилетия, но и “холодная Арктика—теплая Евразия” [64]. Отмечается, что обе эти отрицательные связи основным обусловлены температурной адвекцией, связанной с аномалией давления на уровне моря над Уральским регионом.

В ряде исследований было продемонстрировано, что региональная потеря арктического морского льда может иметь последствия для атмосферной циркуляции в масштабах полушария [65, 66]. Было показано, что холодные условия и усиление снежного покрова над Сибирью осенью коррелируют с уменьшением сентябрьского морского ледяного покрова в тихоокеанском секторе Арктики, а также, что существует значимая положительная (отрицательная) корреляция между аномалиями ноября (декабря—января) Сибирского антициклона и сентябрьской аномалией площади морского льда [63, 67]. В нашем исследовании сформированные композиты оказались разнесены во времени, а именно все годы, вошедшие в композит ОСТМАХ, пришлось по времени позже тех, что вошли в ОСТМИН. Такое проявление может быть свидетельством сильного влияния глобального потепления и сокращения площади морского льда в Арктике. В дальнейшем необходимо более подробное исследование этого аспекта.

Анализ бароклинной неустойчивости среднего слоя тропосферы с центром на высоте 500 гПа показал также существенные различия между композитами. Существенно различается характер вариации этих полей для области Северо-Атлантического шторм-трека, а также для территории всей Северной Евразии. Мы сопоставили между собой характер различий между композитами для поля индекса бароклинности, барического и термического полей. Результат сопоставления позволяет предположить, что условия более стабильного фонового состояния атмосферы (с точки зрения поведения центров действия атмосферы), полученного для композита ОСТМИН в сравнении с ОСТМАХ, являются более благоприятными для роста бароклинности атмосферы над Северной Евразией особенно в зимний период.

Обобщая все полученные результаты, можно сказать, что аномалии скорости формирования снежного покрова являются скорее следствием уже существующих к этому моменту аномалий состояния атмосферы в глобальном масштабе. При этом не исключено, что аномально быстрое формирование снежного покрова в ЗС может вносить в дальнейшем свой вклад в волновую активность атмосферы по принципу обратной связи. Однако, это воздействие не носит продолжительного характере

ра и не вызывает новых долгоживущих возмущений в атмосфере. В контексте всего сказанного наши результаты и выводы хорошо согласуются с результатами других авторов, говорящими в пользу гипотезы об обратном порядке влияния. А именно, что атмосфера, находясь к началу осени в возмущенном состоянии (и продолжает в нем находиться далее зимой), вызывает аномалии снежного покрова [34, 43–45]. Аномалии интенсивности формирования снежного покрова и аномалии термодинамического состояния атмосферы также могут быть связаны со сменой в Северном полушарии типа циркуляции (с зональной на меридиональную), произошедшей в конце XX века [68]. Также наши результаты не противоречат гипотезе о сильном влиянии Арктики [30, 35, 42, 44, 45]. Однако, прямая проверка последнего выходит за рамки данного исследования, но возможно будет проведена в дальнейшем.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 19-17-00248 “Гидродинамическая неустойчивость и крупномасштабная вихревая динамика атмосферы в условиях меняющегося климата” за исключением раздела 2.1, где анализ межгодового поведения снежного покрова выполнен в рамках госбюджетной темы № 121031300158-9. Авторы также благодарны к. ф.-м. н. Е.В. Харюткиной и к. т. н. И.Г. Окладникову за ценные советы и рекомендации. Авторы благодарны анонимным рецензентам за полезные комментарии.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Barnett T.P., Dümenil L., Schlese U., Roeckner E., Latif M.* The effect of Eurasian snow cover on regional and global climate variations // *J. Atmospheric Sciences*. 1989. V. 46. № 5. P. 661–686.
2. *Groisman P.Y., Karl T.R., Knight R.W., Stenchikov G.L.* Changes of snow cover, temperature, and radiative heat balance over the Northern Hemisphere // *J. Climate*. 1994. V. 7. № 11. P. 1633–1656.
3. *Vavrus S.* The role of terrestrial snow cover in the climate system // *Climate Dynamics*. 2007. V. 29. № 1. P. 73–88.
4. *Cohen J., Rind D.* The effect of snow cover on the climate // *J. Climate*. 1991. V. 4. № 7. P. 689–706.
5. *Cohen J., Entekhabi D.* The influence of snow cover on Northern Hemisphere climate variability // *Atmosphere-Ocean*. 2001. V. 39. № 1. P. 35–53.
6. *Henderson G.R., Leathers D.J., Hanson B.* Circulation response to Eurasian versus North American anomalous snow scenarios in the Northern Hemisphere with an AGCM coupled to a slab ocean model // *J. Climate*. 2013. V. 26. № 5. P. 1502–1515.
7. *Ye K., Wu R., Liu Y.* Interdecadal change of Eurasian snow, surface temperature, and atmospheric circulation in the late 1980s // *J. Geophysical Research: Atmospheres*. 2015. V. 120. № 7. P. 2738–2753.

8. *Walsh J.E., Ross B.* Sensitivity of 30-day dynamical forecasts to continental snow cover // *J. Climate*. 1988. V. 1. № 7. P. 739–754.
9. *Walland D.J., Simmonds I.* Modelled atmospheric response to changes in Northern Hemisphere snow cover // *Climate Dynamics*. 1996. V. 13. № 1. P. 25–34.
10. *Allen M.R. et al.* IPCC fifth assessment synthesis report: climate change 2014 synthesis report.
11. Доклад об особенностях климата на территории Российской Федерации за 2020 год. Москва, 2021. 104 с.
12. *Song L., Wu R.* Intraseasonal snow cover variations over western Siberia and associated atmospheric processes // *J. Geophysical Research: Atmospheres*. 2019. V. 124. P. 8994–9010.
13. *Sun X.J., Wang P.X., Wang J.X.L.* An assessment of the atmospheric centers of action in the northern hemisphere winter // *Climate Dynamics*. 2017. V. 48. P. 1031–1047.
14. *Groisman P.Y., Gutman G., Shvidenko A.Z., Bergen K.M., Baklanov A.A., Stackhouse P.W.* Introduction: Regional Features of Siberia // In: *Groisman P., Gutman G.* (eds) *Regional Environmental Changes in Siberia and Their Global Consequences*. Springer Environmental Science and Engineering. Springer, Dordrecht. 2013.
15. *Горбатенко В.П., Ипполитов И.И., Поднебесных Н.В.* Циркуляция атмосферы над Западной Сибирью в 1976–2004 гг. // *Метеорология и гидрология*. 2007. № 5. С. 28–36.
16. *Zhang X., Lu C., Guan Z.* Weakened cyclones, intensified anticyclones and recent extreme cold winter weather events in Eurasia // *Environmental Research Letters*. 2012. V. 7. № 4. P. 044044.
17. *Foster J., Owe M., Rango A.* Snow cover and temperature relationships in North America and Eurasia // *J. Clim. appl. Met.* 1983. V. 22. P. 460–469.
18. *Cohen J., Entekhabi D.* Eurasian snow cover variability and Northern Hemisphere climate predictability // *Geophysical Research Letters*. 1999. V. 26. № 3. P. 345–348.
19. *Saito K., Cohen J., Entekhabi D.* Evolution of atmospheric response to early-season Eurasian snow cover anomalies // *Monthly Weather Review*. 2001. V. 129. № 11. P. 2746–2760.
20. *Gong G., Entekhabi D., Cohen J.* A large-ensemble model study of the wintertime AO–NAO and the role of interannual snow perturbations // *J. Climate*. 2002. V. 15. No. 23. P. 3488–3499.
21. *Saito K., Cohen J.* The potential role of snow cover in forcing interannual variability of the major Northern Hemisphere mode // *Geophysical Research Letters*. 2003. V. 30. № 6.
22. *Gong G., Entekhabi D., Cohen J.* Modeled Northern Hemisphere winter climate response to realistic Siberian snow anomalies // *J. Climate*. 2003. V. 16. № 23. P. 3917–3931.
23. *Cohen J., Barlow M., Kushner P.J., Saito K.* Stratosphere-troposphere coupling and links with Eurasian land-surface variability // *J. Climate*. 2007. V. 20. P. 5335–5343.
24. *Orsolini Y.J., Kvamsto N.G.* Role of Eurasian snow cover in wintertime circulation: Decadal simulations forced with satellite observations // *J. Geophysical Research: Atmospheres*. 2009. V. 114. D19.
25. *Allen R.J., Zender C.S.D.* Effects of continental-scale snow albedo anomalies on the wintertime Arctic oscillation // *J. Geophys. Res.* 2010. V. 115. D23105.
26. *Мартынова Ю.В., Крупчатников В.Н.* Исследование чувствительности температуры поверхности в Евразии в зимний период к аномалиям снежного покрова. Роль стратосферы. // *Известия РАН. Физика атмосферы и океана*. 2010. Т. 46. № 6. С. 1–13.
27. *Cohen J., Furtado J.C., Jones J., Barlow M., Whittleston D., Entekhabi D.* Linking Siberian snow cover to precursors of stratospheric variability // *J. Climate*. 2014. V. 27. № 14. P. 5422–5432.
28. *Allen R.J., Zender C.S.* Forcing of the Arctic Oscillation by Eurasian snow cover // *Journal of Climate*. 2011. V. 24. № 24. P. 6528–6539.
29. *Peings Y.* Influence de la couverture de neige de l'hémisphère nord sur la variabilité interannuelle du climat / Doctoral dissertation. Université de Toulouse. Université Toulouse III-Paul Sabatier. 2010.
30. *Cohen J.L., Furtado J.C., Barlow M.A., Alexeev V.A., Cherry J.E.* Arctic warming, increasing snow cover and widespread boreal winter cooling // *Environmental Research Letters*. 2012. V. 7. № 1. P. 014007.
31. *Furtado J.C. et al.* Eurasian snow cover variability and links to winter climate in the CMIP5 models // *Climate Dyn.* 2015. V. 45. P. 2591–2605.
32. *Handorf D., Jaiser R., Dethloff K., Rinke A., Cohen J.* Impacts of Arctic sea ice and continental snow cover changes on atmospheric winter teleconnections // *Geophysical Research Letters*. 2015. V. 42. № 7. P. 2367–2377.
33. *Gastineau G., García-Serrano J., Frankignoul C.* The influence of autumnal Eurasian snow cover on climate and its link with Arctic sea ice cover // *J. Climate*. 2017. V. 30. № 19. P. 7599–7619.
34. *Peings Y., Douville H., Colin J., Martin D.S., Magnusdottir G.* Snow–(N) AO teleconnection and its modulation by the Quasi-Biennial Oscillation // *J. Climate*. 2017. V. 30. № 24. P. 10211–10235.
35. *Orsolini Y.J., Senan R., Vitart F., Balsamo G., Weisheimer A., Doblas-Reyes F.J.* Influence of the Eurasian snow on the negative North Atlantic Oscillation in subseasonal forecasts of the cold winter 2009/2010 // *Climate Dyn.* 2016. V. 47. № 3–4. P. 1325–1334.
36. *Tyrrell N.L., Karpechko A.Y., Räisänen P.* The influence of Eurasian snow extent on the northern extratropical stratosphere in a QBO resolving model // *J. Geophysical Research: Atmospheres*. 2018. V. 123. № 1. P. 315–328.
37. *Peings Y., Brun E., Mauvais V., Douville H.* How stationary is the relationship between Siberian snow and Arctic Oscillation over the 20th century? // *Geophys. Res. Lett.* 2013. V. 40. P. 183–188.
38. *Попова В. В., Ширяева А. В., Морозова П. А.* Сроки установления нежного покрова на севере Евразии: прямые и обратные связи с крупномасштабной ат-

- мосферной циркуляцией // Лед и снег. 2014. Т. 127. № 3. С. 39–49.
39. Zhao L., Zhu Y., Liu H., Liu Z., Liu Y., Li X., Chen Z. A stable snow–atmosphere coupled mode // *Climate Dynamics*. 2016. V. 47. № 7. P. 2085–2104.
40. Martynova Y.V. October snow cover and winter atmospheric conditions in Siberia // In IOP Conference Series: Earth and Environmental Science. 2019, November. V. 386. № 1. P. 012001. IOP Publishing.
41. Han S., Sun J. Impacts of autumnal Eurasian snow cover on predominant modes of boreal winter surface air temperature over Eurasia // *J. Geophysical Research: Atmospheres*. 2018. V. 123. № 18. P. 10–76.
42. Wegmann M., Rohrer M., Santolaria-Otín M., Lohmann G. Eurasian autumn snow link to winter North Atlantic Oscillation is strongest for Arctic warming periods // *Earth System Dynamics*. 2020. V. 11. № 2. P. 509–524.
43. Kryjov V.N. October circulation precursors of the wintertime Arctic Oscillation // *International Journal of Climatology*. 2015. V. 35. № 2. P. 161–171.
44. Wegmann M., Orsolini Y., Vázquez M., Gimeno L., Nieto R., Bulygina O., Jaiser R., Handorf D., Rinke A., Dethloff K., Sterin A. Arctic moisture source for Eurasian snow cover variations in autumn // *Environmental Research Letters*. 2015. V. 10. № 5. P. 054015.
45. Yeo S.-R., Kim W., Kim K.-Y. Eurasian snow cover variability in relation to warming trend and Arctic Oscillation // *Climate Dynamics*. 2017. V. 48. P. 499–511.
46. Cohen J., Zhang X., Francis J., Jung T., Kwok R., Overland J., Ballinger T.J., Bhatt U.S., Chen H.W., Coumou D., Feldstein S. Divergent consensus on Arctic amplification influence on midlatitude severe winter weather // *Nature Climate Change*. 2020. V. 10. № 1. P. 20–29.
47. Henderson G.R., Peings Y., Furtado J.C., Kushner P.J. Snow–atmosphere coupling in the Northern Hemisphere // *Nature Climate Change*. 2018. V. 8. № 11. P. 954–963.
48. Estilow T.W., Young A.H., Robinson D.A. A long-term Northern Hemisphere snow cover extent data record for climate studies and monitoring // *Earth Syst. Sci. Data*. 2015. V. 7. P. 137–142.
49. Martynova Y.V. December. Special aspects of snow cover formation in Western and Eastern Siberia // In IOP Conference Series: Earth and Environmental Science. 2020. V. 611. No. 1. P. 012006. IOP Publishing.
50. Dee D.P., Uppala S.M., Simmons A.J., Berrisford P., Poli P., Kobayashi S., Andrae U. et al. The ERA-Interim reanalysis: Configuration and performance of the data assimilation system // *Q J R Meteorol Soc.* 2011. V. 137. № 656. P. 553–597.
51. Holton J.R. An Introduction to the Dynamic Meteorology. 4th ed. / Academic Press. 2004. 535 p.
52. Booth J.F., Kwon Y.O., Ko S., Small R.J., Msadek R. Spatial patterns and intensity of the surface storm tracks in CMIP5 models // *J. Climate*. 2017. V. 30. № 13. P. 4965–4981.
53. Nakamura M., Yamane S. Dominant anomaly patterns in the near-surface baroclinicity and accompanying anomalies in the atmosphere and oceans. Part I: North Atlantic basin // *J. Climate*. 2009. V. 22. P. 880–904.
54. Иванова А.Р. и др. Сравнение динамических характеристик блокирующего антициклона лета 2010 года с более ранними эпизодами // В сборник докладов “Анализ условий аномальной погоды на территории России летом” / Под ред. Шакиной Н.П. М.: Триада, лтд., 2011. 72 с.
55. Chang E., Lee S., Swanson K. Storm track dynamics // *J. Climate*. 2002. V. 15. P. 2163–2182.
56. Chang E., Guo Y., Xia X., Zheng M. Storm-track activity in IPCC AR4/CMIP3 model simulations // *J. Climate*. 2013. V. 26. P. 246–260.
57. Kalnay E., Kanamitsu M., Kistler R., Collins W., Deaven D., Gandin L., Iredell M., Saha S., White G., Woollen, J., Zhu Y. The NCEP/NCAR 40-year reanalysis project // *Bull Am Meteorol Soc.* 1996. V. 77. № 3. P. 437–472.
58. Tyrlis E., Bader J., Manzini E., Ukita J., Nakamura H., Matei D. On the role of Ural Blocking in driving the Warm Arctic–Cold Siberia pattern // *Q J R Meteorol Soc.* 2020. V. 146. P. 2138–2153.
59. Cohen J., Screen J.A., Furtado J.C., Barlow M., Whittleston D., Coumou D., Francis J., Dethloff K., Entekhabi D., Overland J., Jones J. Recent Arctic amplification and extreme mid-latitude weather // *Nature Geoscience*. 2014. V. 7. № 9. P. 627–637.
60. Vihma T. Effects of Arctic sea ice decline on weather and climate: A review // *Surveys in Geophysics*. 2014. V. 35. № 5. P. 1175–1214.
61. Shepherd T.G. Effects of a warming Arctic // *Science*. 2016. V. 353. № 6303. P. 989–990.
62. Overland J.E., Dethloff K., Francis J.A., Hall R.J., Hanna E., Kim S.J., Screen J.A., Shepherd T.G. Vihma T. Nonlinear response of mid-latitude weather to the changing Arctic // *Nature Climate Change*. 2016. V. 6. № 11. P. 992–999.
63. Honda M., Inoue J., Yamane S. Influence of low Arctic sea-ice minima on anomalously cold Eurasian winters // *Geophysical Research Letters*. 2009. V. 36. № 8.
64. Kim Hye-Jin, Seok-Woo Son, Woosok Moon, Jong-Seong Kug, Jaeyoung Hwang Subseasonal relationship between Arctic and Eurasian surface air temperature // *Scientific reports*. 2021. V. 11. № 1. P 1–10.
65. Kumar A. et al. Contribution of sea ice loss to Arctic amplification // *Geophys. Res. Lett.* 2010. V. 37. № 21. <https://doi.org/10.1029/2010GL045022>
66. Deser C., Tomas R., Alexander M., Lawrence D. The seasonal atmospheric response to projected Arctic sea ice loss in the late 21st century // *J. Clim.* 2010. V. 23. P. 333–351.
67. Ghatak D., Frei A., Gong G., Stroeve J., Robinson D. On the emergence of an Arctic amplification signal in terrestrial Arctic snow extent // *J. Geophys. Res.* 2010. V. 115. № D24. <https://doi.org/10.1029/2010JD014007>
68. Kononova N.K., Lupu A.R. Changes in the dynamics of the Northern Hemisphere atmospheric circulation and the relationship to surface temperature in the 20th and 21st centuries // *Atmosphere*. 2020. V. 11. № 3. P. 255.

Relationship between Anomalies of the Snow Cover Formation Rate in Western Siberia and the Atmospheric Dynamics in the Northern Hemisphere for the Fall-Winter Season

Yu. V. Martynova^{1, 4, *}, V. N. Krupchatnikov^{2, 4}, A. V. Gochakov^{3, 4}, and O. Yu. Antokhina⁵

¹ *Institute of Monitoring of Climatic and Ecological Systems SB RAS, Akademicheskoy ave., 10/3, Tomsk, 634055 Russia*

² *Institute of Computational Mathematics and Mathematical Geophysics SB RAS, Ac. Lavrentieva ave., 6, Novosibirsk, 630090 Russia*

³ *Siberian Research Hydrometeorological Institute, Sovetskaya str. 30, Novosibirsk, 630099 Russia*

⁴ *A.M. Obukhov Institute of Atmospheric Physics RAS, Pyzhyovskiy pereulok, 3, Moscow, 119017 Russia*

⁵ *Zuev Institute of Atmospheric Optics, Siberian Branch, Russian Academy of Sciences, Academician Zuev square, 1, Tomsk, 634055 Russia*

*e-mail: FoxyJ13@gmail.com

Using the NOAA climate data record of the Northern Hemisphere snow cover extent and the ERA-Interim reanalysis, the relationship between the anomalies of the intensity of snow cover formation in Western Siberia (WS) and the thermodynamic state of the atmosphere of both the WS-sector and the entire Northern Hemisphere in the autumn-winter season was considered. The study is based on a comparison of two composites differing in the rate of snow cover formation in the WS. Differences in the behavior of both the characteristics of the atmospheric instability (wave activity and baroclinicity) and the standard meteorological variables (atmospheric temperature, pressure, and geopotential height) were analyzed. It was found that the anomalies in the snow cover formation rate in the WS are more likely a consequence of the anomalies of the atmospheric state at Northern hemispheric mid and high latitudes that occur before the start of snow cover onset. At the same time, it is possible that the abnormally rapid snow cover formation may further contribute to the atmospheric wave activity according to the feedback principle. However, this impact is not lasting and does not cause new long-lived disturbances in the atmosphere.

Keywords: snow cover, planetary waves, Eliassen-Palm flux, baroclinicity