ISSN 0002-3515

Том 60, Номер 2 Март – Апрель 2024

ИЗВЕСТИЯ РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

ФИЗИКА АТМОСФЕРЫ И ОКЕАНА

Журнал оригинальных и обзорных статей по всем аспектам теоретических, модельных и экспериментальных работ по физике атмосферы и океана.

300 Лет Российская Академия Наук

НАУКА
1727

СОДЕРЖАНИЕ

Том 60, номер 2, 2024

Content

Vol. 60, No. 2, 2024

ИЗВЕСТИЯ РАН. ФИЗИКА АТМОСФЕРЫ И ОКЕАНА, 2024, том 60, № 2 , с. 123–134

УДК 532.5.032

СТАЦИОНАРНЫЕ РЕЖИМЫ И ПАРАМЕТРИЗАЦИЯ ЭКМАНОВСКОГО ТРЕНИЯ В КАРМАНОВСКОЙ МОДЕЛИ ТЕЧЕНИЯ ВЯЗКОЙ ЖИДКОСТИ, ВОЗБУЖДАЕМОГО ВНЕШНЕЙ ВИХРЕВОЙ ОБЪЕМНОЙ СИЛОЙ

© 2024 г. С. В. Кострыкин[a], *, И. Г. Якушкин[b]

[a]*Институт вычислительной математики им. Г.И. Марчука РАН, ул. Губкина, 8, Москва, 119333 Россия*
[b]*Институт физик и атмосферы им. А.М. Обухова РАН, Пыжевский пер., 3, Москва 119017 Россия*
**e-mail: kostr@mail.ru*

Поступила в редакцию 29.09.2023 г.
После доработки 25.11.2023 г.
Принята к публикации 28.02.2024 г.

С помощью численного моделирования кармановской модели течения вязкой жидкости под действием внешней вихревой объемной силы, выделены и подробно исследованы два различных стационарных режима – с малой (режим Бэтчелора) и существенной (режим Стюардсона) вторичной циркуляцией. Построена диаграмма существования стационарных режимов в зависимости от основных параметров течения – числа Россби и малого числа Экмана. Для течения, затухающего к стационарному течению в режиме Бэтчелора, предложена теоретическая модель на основе которой получено стационарное решение задачи, а также параметризация коэффициента экмановского трения, скорости экмановской накачки, стационарного давления через средние характеристики течения. Предложена параметризация стационарного течения в режиме Стюардсона и проведено численное исследование декремента затухания течения к стационарному состоянию. Показано хорошее согласие теоретических результатов с численными расчетами.

Ключевые слова: экмановский погранслой, параметризация экмановского трения, задача Кармана
DOI: 10.31857/S0002351524020015 **EDN**: KRECOU

ВВЕДЕНИЕ

Проблема влияния внешнего и внутреннего трения на течения в тонких слоях вязкой несжимаемой жидкости представляет значительный интерес в связи с многочисленными приложениями к задачам гидродинамики и геофизики [Гринспен, 1975]. В качестве примера можно привести пограничные слои в атмосфере, которые являются источником развития движений воздуха, формирующих погоду. Аналогичные по своей постановке задачи возникают и в таких научных направлениях, как астрофизика и магнитогидродинамика [Незлин и др., 1990; Гурбатов и др., 1983].

Для описания крупномасштабных движений в настоящее время общепринятой является концепция линейного трения, восходящая к Чандрасекару [Педлоски, 1984; Вайнштейн и др., 1989; Горькаый и др., 1994]. Это приближение справедливо для течений на мелкой воде при малых числах Рейнольдса. Подробное лабораторное и теоретическое исследование подобного течения вязкой жидкости было проведено Ф.В. Должанским и коллективом сотрудников ИФА им. А.М. Обухова РАН [Kostrykin et al., 2014; Должанский, 2011, 1999; Кострыкин и др., 2011; Пономарев и др., 2009]. При этом было изучено влияние внешнего трения на параметры и устойчивость течений в тонких слоях вращающейся жидкости. В работах Ф.В. Должанского с соавторами на основе анализа вертикальной структуры течения вязкой жидкости в линейном приближении было получено выражение для коэффициента линейного трения и указаны пределы применимости этого приближения в зависимости от чисел Рейнольдса и Россби [Должанский, 1999; Должанский и др., 1990].

При больших числах Рейнольдса и Россби приближение линейного трения является недостаточным. На это было указано в работах [Kostrykin et al., 2014; Кострыкин и др., 2011; По-

номарев и др., 2009] в связи с анализом данных лабораторных экспериментов с вихревыми течениями во вращающемся сосуде, который показал различное влияние придонного трения на вихри с циклоническим и антициклоническим вращением.

Течение жидкости в тонком слое над вращающимся дном может рассматриваться как квазидвумерное [Гринспен, 1975]. Такое течение однородной несжимаемой жидкости может быть представлено в виде суммы двумерно-вихревого и двумерно-потенциального течений. При этом скорость в горизонтальной плоскости U имеет вид

$$U = k \times \nabla\Psi + \nabla\Phi, \quad (1)$$

где $\nabla = i\partial_x + j\partial_y, \Delta = \partial_{xx} + \partial_{yy}, i, j, k$ – единичные орты декартовой системы координат, $\omega = \Delta\Psi, \delta = \Delta\Phi$ – вертикальная компонента относительной завихренности и дивергенция горизонтальной скорости соответственно. Вертикальная скорость определяется из уравнения неразрывности: $W_z = -\Delta\Phi$.

Уравнение для горизонтальной скорости однородной вязкой жидкости в слое толщиной h, расположенном на вращающемся с частотой Ω основании, записывается в виде

$$\frac{dU}{dt} + 2\Omega k \times U + WU_z = -\frac{1}{\rho_0}\nabla p + \nu U_{zz} + \frac{F_{out}}{\rho_0}, \quad (2)$$

$$U(0,t) = 0, U_z(h,t) = 0, W(0,t) = W(h,t) = 0, \quad (3)$$

где Ω – угловая скорость вращения основания, p – давление, ρ_0 – постоянная плотность, ν – коэффициент кинематической вязкости, $F_{out} = k \times \nabla q(x,y,t)$ – внешняя сила, создающая вихрь с вертикальной осью, q – функция тока внешней силы. Определим следующие параметры, которые мы будем использовать в дальнейшем: толщину экмановского погранслоя – $\delta_E = (\nu/\Omega)^{1/2}$ и число Экмана (обратное число Рейнольдса) – $E = \mathrm{Re}^{-1} = (\delta_E/h)^2$.

Внешняя вихревая сила будет создавать первичное течение в виде вихря с вертикальной осью. В то же время граничные условия (3) требуют учета вторичного течения в виде вихря с горизонтальной осью. Связь между двумя вихрями определяется течением в пограничных вязких слоях. Как показывают лабораторные и численные исследования, при этом могут реализовываться различные режимы течений, характеризующиеся разным направлением вращения слоев жидкости [Kostrykin et al., 2014; Кострыкин и др., 2011; Кострыкин, 2018].

Описание этих режимов в рамках чисто двумерной задачи может быть получено, если нам известна связь давления с параметрами поверхностного или осредненного по глубине течения. Такое представление давления даст нам параметризацию исходной задачи, т.е. сокращение первоначально заданных степеней свободы, и позволит определить коэффициент экмановского трения. Если предположить, что числа Экмана и Россби малы, а вертикальный профиль скорости соответствует градиентному экмановскому течению, то после осреднения по вертикали можно получить значение для коэффициента линейного трения [Должанский и др., 1900]

$$\lambda = \nu/(h\delta_E) = E^{1/2}\Omega. \quad (4)$$

Выражение для коэффициента экмановского трения при произвольных значениях числа Экмана получено в работе [Козлов и др., 1992]. Кроме того, оставаясь в рамках экмановского профиля скорости в работах [Пермяков и др., 2018; Калашник и др., 2014], получены нелинейные поправки к уравнению квазигеострофического вихря, связанные с трением жидкости о дно. Также в работах [Pedlosky, 2008; Benthuysen et al., 2012] с помощью разложения по малому параметру Россби получены поправки для толщины и скорости накачки экмановского слоя для геострофического течения.

При больших значениях числа Россби и малых числах Экмана подход, основанный на линеаризации исходной задачи, оказывается недостаточным. В этом случае естественно искать решение в виде суммы интенсивного невязкого вихря и вязкой компоненты малой амплитуды, обеспечивающей выполнение граничных условий и ограничивающей интенсивность главного вихря.

Для определения давления через компоненты среднего течения необходимо первоначальное

упрощение исходной задачи. Таким упрощением является обращение к модифицированному течению Кармана [Кострыкин и др., 2011], содержащему зависимость течения только от двух основных параметров – чисел Экмана и Россби. Кроме того, в данной модели предполагается осесимметричное течение и линейная зависимость горизонтальной скорости от радиальной координаты, что с достаточно хорошей точностью выполняется в центральной части квазидвумерных вихрей согласно некоторыми теоретическим представлениям, а также данным лабораторных и численных экспериментов [Parfenyev et al., 2012; Орлов и др., 2018].

Анализу различных стационарных режимов течения в рамках этой задачи были посвящены работы [Kostrykin et al., 2014; Кострыкин и др., 2011; Кострыкин, 2018]. Настоящая статья предлагает общий подход к вычислению нелинейного коэффициента трения хотя бы для некоторых режимов вынужденного стационарного течения. Такой подход позволяет объяснить существование разных стационарных режимов течения и допускает обобщение на более широкий класс задач.

МОДЕЛЬ КАРМАНОВСКОГО ТЕЧЕНИЯ С ВИХРЕВОЙ ОБЪЕМНОЙ ВЫНУЖДАЮЩЕЙ СИЛОЙ

В классической постановке модель Кармана используется для описания течения жидкости над вращающимся основанием для слоя бесконечной глубины или течения между двумя вращающимися дисками [Holodniok et al., 1981; Zandbergen, 1980; Чефранов, 2016; Hewitt et al., 2009]. В нашем случае мы используем модифицированную постановку, в которой, во-первых, рассматривается слой жидкости со свободной границей и, во-вторых, течение возбуждается постоянной вихревой силой. Данная постановка оказывается полезной при анализе результатов лабораторных экспериментов по генерации течений магнитогидродинамическим методом, а также их затуханию [Kostrykin et al., 2014; Кострыкин и др., 2011]. Важное преимущество кармановской модели по сравнению с большинством других модельных течений состоит в том, что ее решение являются точным решением 3-мерных уравнений Навье–Стокса и при этом не требуется больших вычислительных затрат для ее численной реализации.

Обратимся к модифицированной задаче Кармана для трехмерного течения, развивающегося под действием вихревой силы в слое глубиной h, расположенном над вращающейся с угловой скоростью Ω бесконечной плоскостью. В цилиндрической системе координат (r,φ,z) предполагается отсутствие зависимости скорости от азимутального угла, а также линейная (квадратичная) зависимость от радиальной координаты для горизонтальных компонент скорости (давления и функции тока внешней вихревой силы). Уравнения движения записываются для комплекснозначной функции: $K(z) = G(z) + iF(z)$, зависящей только от вертикальной координаты, где $2G$ и $2F$ – вертикальная компонента завихренности и дивергенция горизонтальной скорости, нормированные на характерную угловую скорость вращения Ω_r. Также время и вертикальная координата нормируются на характерный временной и пространственный масштабы $1/\Omega_r$ и h соответственно.

В нестационарном режиме K удовлетворяет уравнению, следующему из (2)

$$K_t = EK_{zz} - HK_z + i\left(K^2 - K_0^2\right), \qquad (5)$$

$$K_0^2 = -P + iQ,$$

где $E = 1/\mathrm{Re} = \nu/\left(\Omega_r h^2\right)$ – параметр Экмана, $P = -1/\left(\rho_0\Omega_r^2\right)\Delta p$ – константа, характеризующая давление, $Q = 1/\left(\rho_0\Omega_r^2\right)\Delta q$ – константа, характеризующая внешнюю вихревую силу, $H = W/\left(\Omega_r h\right)$ – безразмерная вертикальная скорость, удовлетворяющая условию

$$H_z = -2F. \qquad (6)$$

Граничные условия имеют вид:

$$K(z=0,t) = S \equiv \frac{\Omega}{\Omega_r}, H(z=0,t) = 0,$$
$$K_z(z=1,t) = 0, H(z=1,t) = 0. \qquad (7)$$

Также для нахождения эволюции по времени решения (5)–(7) задаются соответствующие начальные профили $G(z,0)$ и $F(z,0)$.

Анализируя уравнения (5)–(7), можно заметить, что их решение зависит только от двух из трех исходных параметров задачи (E,Q,S), в качестве которых можно, например, выбрать пару $\left(Q/E^2, S/E\right)$. Это становится очевидным, если рассмотреть замену переменных

$$\tilde{K} = K/E, \tilde{H} = H/E, \tilde{S} = S/E, \tilde{P} = \\ = P/E^2, \tilde{Q} = Q/E^2.$$

Здесь $\tilde{K}$ явно не зависит от числа Экмана, а только через $\tilde{Q}, \tilde{S}$.

АНАЛИЗ ЧИСЛЕННОГО РЕШЕНИЯ

Для численного решения системы (5)–(7) используется метод, основанный на схеме “кабаре“ для описания адвективных слагаемых и полунеявный метод для описания диффузионных слагаемых [Головизнин и др., 2013]. Решается нестационарная задача с начальным состоянием вида

$$G(z,0) = S + A\sin(\pi z / 2), F(z,0) = 0.$$

Для достаточно больших моментов времени ($t > 50$) численное решение выходит на стационарный режим и предполагается, что такое установившееся решение является стационарным решением системы (5)–(7).

Число узлов сетки по вертикали выбирается достаточно большим ($N = 100$), так, чтобы численное решение было устойчивым и не зависело от разрешения сетки. Как показали расчеты [Kostrykin et al., 2014], зависимость стационарного решения задачи от параметра начального распределения A наблюдается только при малых отрицательных значениях параметра Q, и при этом эта зависимость существенно не влияет на полученные далее выводы.

В задаче с вихревым воздействием на поверхности существуют два режима стационарных течений [Кострыкин, 2018]. Характерными особенностями этих двух режимов являются: значение стационарного давления, относительная величина вторичной циркуляции, количество ячеек вертикальной циркуляции. В одном случае – давление отрицательное и большое по величине, вторичная циркуляция мала, вертикальная ячейка циркуляции возможна только одна. В другом режиме – давление слабо отрицательное, вторичная циркуляция сравнима с горизонтальной и возможно образование двух ячеек циркуляции в вертикальной плоскости.

Как мы видим из рис. 1а, на котором изображено стационарное давление в зависимости от параметра Россби, и в нашем случае стационарное течение имеет два режима. При положительных и больших отрицательных числах Россби – $Ro_q = signQ|Q|^{1/2}$ давление велико и сильно зависит от этого числа. При малых отрицательных Ro_q давление близко к нулю. Далее будем называть такие режимы режимами Бэтчелора и Стюартсона соответственно, поскольку похожие стационарные режимы были указаны Бэтчелором [Batchelor, 1951] и Стюартсоном [Stewartson, 1953] для задачи о кармановском течении между двумя дисками.

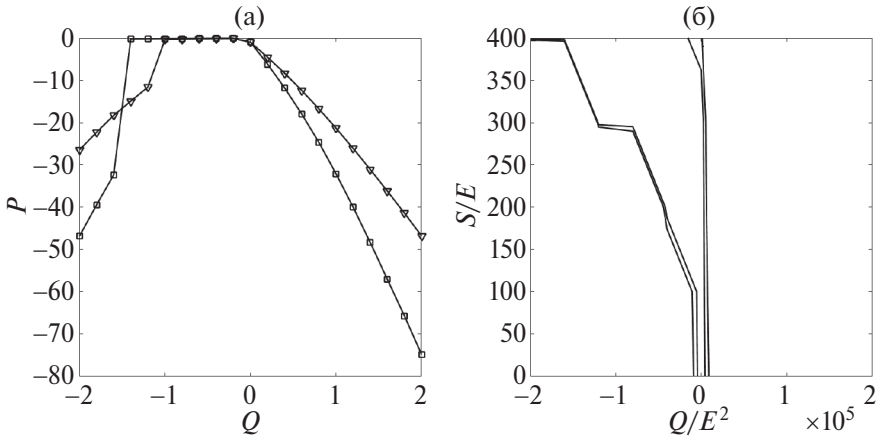


Рис. 1. Результаты численной модели. (а) Зависимость давления от параметра Q при разных числах Экмана. $E = 1/100$ – квадраты, $E = 1/200$ – крестики ($S = 1, A = 0$). (б) Диаграмма режимов стационарного течения. Проведены изолинии $P/E^2 = -10$ и $P/E^2 = -20$ на плоскости параметров $(Q/E^2, S/E)(A = 0)$.

Диаграмма режимов стационарного течения на плоскости параметров $\left(Q/E^2, S/E\right)$ представлена на рис. 1б. Фактически там изображены изолинии нормированного давления P/E^2. Область малого отрицательного давления, соответствующая режиму Стюартсона, существует при достаточно больших значениях S/E и находится левее оси $Q = 0$. Вне этой области наблюдается режим Бэтчелора. Как показано в работе [Кострыкин и др., 2011], при $Q = 0$ режим Стюартсона наблюдается в численных расчетах при $S/E \geq 46$.

Из рис. 2, 3 следует, что профили стационарной скорости сильно зависят от числа Экмана. В режиме Стюартсона при уменьшении E вязкий слой отрывается от границы, что приводит к образованию локального вихря с горизонтальной осью, интенсивность которого может быть сравнима по величине с интенсивностью вихря с вертикальной осью. Очевидно, глубины, где $H = 0$, могут являться областями с сильной диссипацией. Расположение этих областей определяет структуру течения, от которой зависит коэффициент трения для поверхностного или среднего по глубине течения.

РЕЖИМ БЭТЧЕЛОРА

Теоретическое описание стационарного состояния

В режиме Бэтчелора центральное течение имеет простейшую структуру в виде интенсив-

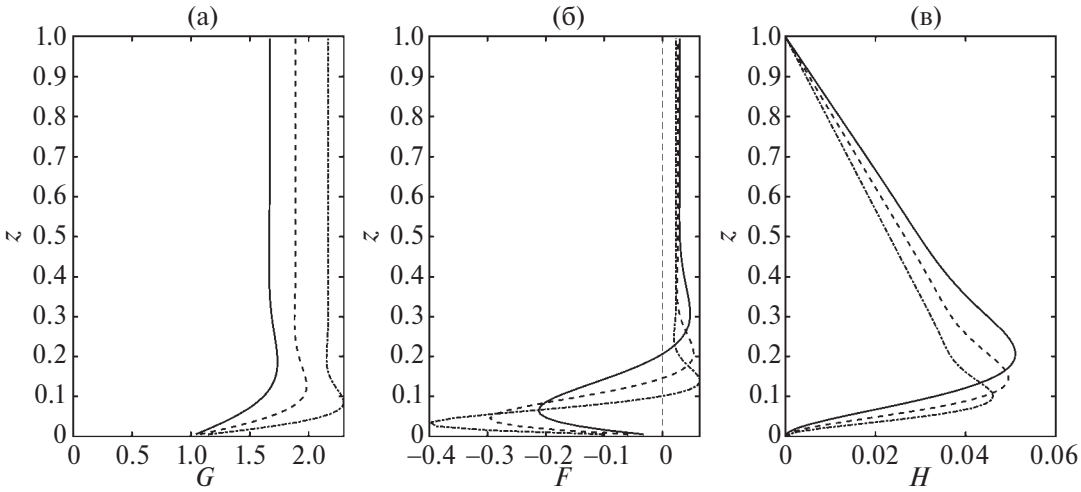


Рис.2. Профили стационарного численного решения при разных значениях числа Экмана ($E = 1/100$– сплошная линия, $E = 1/200$ – штриховая, $E = 1/400$ – штрих-пунктирная). $Q = 0.1, S = 1$. Вертикальная тонкая пунктирная линия – нулевое значение.

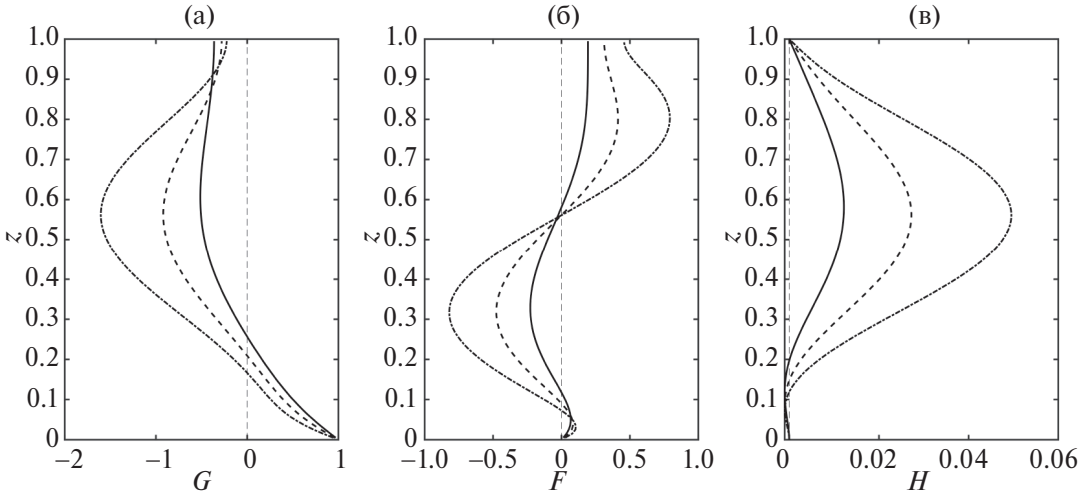


Рис. 3. То же, что на рис. 2, только при $Q = -0.1, S = 1$.

ного вихря с вертикальной осью и слабого вторичного течения. При малых числах Экмана пограничный слой занимает малую часть слоя жидкости и расположен около дна. Решение (5)–(7) представимо в виде

$$K(z) = K_0 + k(z), k(z) = (S - K_0)e^{\lambda z}, \quad (8)$$

где

$$K_0^2 = -P + iQ,$$

$$-\mathrm{Re}\lambda \gg 1. \quad (9)$$

а k удовлетворяет уравнению

$$Ek_{zz} - Hk_z + i(2K_0 + k)k = 0. \quad (10)$$

Его решение ищется при заданном давлении, которое затем определяется из условия $H(1) = 0$.

Из (8), (10) следует, что

$$\lambda_{1,2} = H/2E \pm \left[H^2/4E^2 - i(2K_0 + k)/E\right]^{1/2}. \quad (11)$$

Предположим, что $\lambda_{1,2}(z) \approx \lambda_{1,2}(0)$. Вблизи нижней границы можно считать $H \approx 0, k \approx S - K_0$, тогда затухающему с высотой стационарному профилю согласно (11) соответствует

$$\lambda = -\left(-i\frac{S + K_0}{E}\right)^{1/2}. \quad (12)$$

Генерируемая пограничным слоем вертикальная скорость имеет вид

$$H = -2\left(F_0 z - \mathrm{Im}\frac{S - K_0}{\lambda}\left(1 - e^{\lambda z}\right)\right). \quad (13)$$

Условие $H(1) = 0$ можно записать в виде

$$F_0 - (S - G_0)\mathrm{Im}\frac{1}{\lambda} \approx 0, \quad (14)$$

откуда с помощью (12) можно найти связь между G_0, F_0 и P

$$E^2(S + G_0)^2(S - G_0)^4 = \\ = 4F_0^3\left(F_0^2 + (S + G_0)^2\right)\times \\ \times\left(F_0^3 + F_0(S + G_0)^2 + E(S - G_0)^2\right). \quad (15)$$

Из (9) следуют другие два уравнения, замыкающие систему

$$2F_0G_0 = Q,$$

$$P = -G_0^2 + F_0^2. \quad (16)$$

Решения уравнения (15) представляют собой корни многочлена 8-й степени от переменных G_0, F_0 и лежат на двух ветвях (нижней и верхней), проходящих через точку $(G_0 = S, F_0 = 0)$ (рис. 4). Можно определить, какие ветви решения уравнения (15) реализуются в численной модели, если построить стационарное решение задачи (5)–(7) на плоскости (G_0, F_0). При построении результатов численного решения предполагается, что $G_0 \approx G(1), F_0 \approx F(1)$, поскольку $|k(1)| \ll |K_0|$ согласно (8), (9). Из рис. 4 мы видим, что в численном решении в режиме Бэтчелора реализуется верхняя ветвь аналитического решения.

Можно оценить величину максимальной вертикальной скорости, генерируемой погранслоем (скорость экмановской подкачки). Подставляя (12), (14) в (13) и пренебрегая первым слагаемым и экспоненциальным множителем во втором, получим

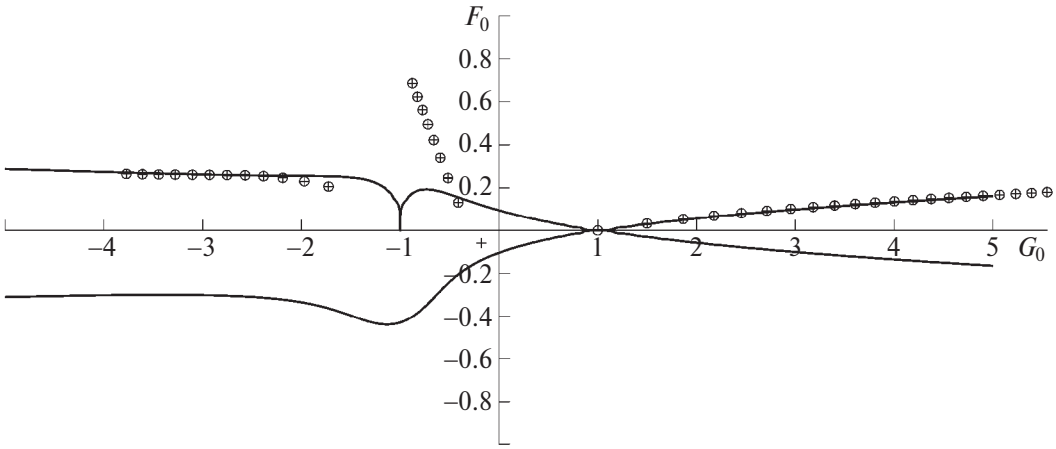


Рис. 4. Изолинии, соответствующие решению уравнения (15). Значки – точки параметрической кривой $(G(1,Q), F(1,Q))$, полученной по данным численной модели при $-2 \le Q \le 2$ и разных начальных профилях завихренности ($A = -2$ – кружки и $A = 0$ – плюсы). $E = 1/50, S = 1$.

$$H_{\max} \approx 2\mathrm{Im}\left(\left(S - G_0\right)/\lambda\right) = \tag{17}$$
$$= \left(2E\right)^{1/2}\left|S + G_0\right|^{-1/2}\left(G_0 - S\right) sign\left(S + G_0\right).$$

При малых числах Россби $G_0 - S \ll S$

$$H_{\max} \approx= E^{1/2}S^{-1/2}\left(G_0 - S\right). \tag{18}$$

совпадает со скоростью экмановской накачки в линейной теории. При больших числах Россби $|G_0| \gg S$ выражение (17) примет вид

$$H_{\max} \approx \left(2E\right)^{1/2}\left|G_0\right|^{1/2} sign\left(G_0\right). \tag{19}$$

Из (17) можно сделать вывод, что отношение амплитуды вторичной циркуляции к амплитуде вертикальной завихренности – $|H_{\max}/(G_0 - S)| \leq (2E)^{1/2}|S + G_0|^{-1/2}$. Поскольку в режиме Бэтчелора $S + G_0$ согласно численным расчетам не может быть малой величиной, то отношение $|H_{\max}/(G_0 - S)| \ll 1$. Следовательно, вторичная циркуляция в этом режиме всегда существенно слабее квазидвухмерного вихря.

Параметризация экмановского трения

Рассмотрим нестационарное решение задачи (5)–(7). Проинтегрировав уравнения (4) по глубине и учитывая граничные условия, получим

$$\left\langle K\right\rangle_t = -EK_z\left(0\right) - \left\langle 2FK\right\rangle + i\left(\left\langle K^2\right\rangle - K_0^2\right), \tag{20}$$

Здесь $\langle\cdot\rangle$ означает оператор осреднения по глубине.

Предположим, что в режиме Бэтчелора нестационарное решение имеет такой же профиль, как и стационарное решение, но с коэффициентами, зависящими от времени

$$K\left(z,t\right) = K_0\left(t\right) + \left(S - K_0\left(t\right)\right)e^{\lambda z}, \tag{21}$$

где λ определяется по формуле (12).

Учитывая, что $\left|\dfrac{S - K_0}{K_0\lambda}\right| \ll 1$, а значит $\langle K\rangle \approx K_0$,

из (20) следует

$$K_{0t} = \lambda E\left(K_0 - S\right) - 2F_0K_0. \tag{22}$$

Первое слагаемое в правой части уравнения (22) отвечает за придонное трение, второе – за перенос вторичным течением.

Если рассмотреть решение уравнения (22) вблизи стационарного состояния $\bar{K}_0, K_0 = \bar{K}_0 + k, |k| \ll \left|\bar{K}_0\right|, k = g + if$, то, пренебрегая квадратичными слагаемыми, получим

$$k_t = -\mu k - 2\bar{K}_0 f + C, \tag{23}$$

где $$\mu = 2\bar{F}_0 - \bar{\lambda}E\frac{S + 3\bar{K}_0}{2\left(S + \bar{K}_0\right)},$$

$$C = -\bar{\lambda}E\left(S - \bar{K}_0\right) - 2\bar{F}_0\bar{K}_0, \tag{24}$$
$$\bar{\lambda} = -\left(\frac{-i\left(S + \bar{K}_0\right)}{E}\right)^{1/2}.$$

Поскольку стационарному состоянию системы отвечает решение $k = 0$, то из (23) следует, что $C = 0$. Если умножить (23) на k^* и сложить его с комплексно-сопряженным уравнением, то получим

$$\left|k\right|_t^2 = -2\mathrm{Re}\mu\left|k\right|^2 - 4fE^{-1}\left(\bar{K}_0k^*\right). \tag{25}$$

Далее, предполагая, что $k = k_0e^{-\lambda_E t}$, где λ_E – действительное число, а $k(0) = k_0$ – начальное значение отклонения решения от стационарного, из (25) следует, что

$$\lambda_E = \mathrm{Re}\mu + \frac{2f_0E^{-1}\left(\bar{K}_0k_0^*\right)}{|k_0|^2}. \tag{26}$$

Заметим, что вторым слагаемым в правой части (26) можно пренебречь, поскольку всегда можно выбрать начальное условие k_0 таким образом, чтобы второе слагаемое было существенно меньше первого, например, при $f_0/g_0 \ll 1$.

Таким образом, $\lambda_E = \mathrm{Re}\mu$ является декрементом затухания завихренности, или, иначе говоря, коэффициентом экмановского трения.

Согласно (12) можно считать, что

$$\mathrm{Re}\bar{\lambda} \approx -\left(2E\right)^{-1/2}\left|S + \bar{G}_0\right|^{1/2}.$$

$$\lambda_E \approx \left(2E\right)^{1/2}\left|S + \bar{G}_0\right|^{-1/2} \times \tag{27}$$
$$\times sign\left(S + \bar{G}_0\right)\left(\frac{7}{4}\bar{G}_0 - \frac{3}{4}S\right).$$

Из формулы (27) следует существование запретной зоны для значений параметра $\bar{G}_0$ в режиме Бэтчелора; $-S < \bar{G}_0 < 3/7S$, что подтверждается результатами численных расчетов с этой моделью. В соответствии с построенной теорией, декремент затухания для дивергенции также будет выражаться формулой (27). Далее для удобства обозначения отбросим черту над переменными G_0, F_0.

Рассмотрим предельные случаи для формулы (27) при S >0. При $|Q| \ll 1, |G_0 - S| \ll S, |F_0| \ll S$.

$$F_0 = \frac{E^{1/2}}{2S^{1/2}}(G_0 - S), \lambda_E \approx (ES)^{1/2}\left(1 + \frac{3}{2}\frac{G_0 - S}{S}\right)$$

или в размерном виде

$$\lambda_E = E^{1/2}\Omega\left(1 + \frac{3}{2}Ro\right), \tag{28}$$

где $Ro = G_0 - 1$ число Россби для стационарного течения.

Для $|Q| \gg 1$ согласно асимптотическим оценкам

$$F_0 \approx (E/2)^{1/2}|G_0|^{1/2}, \lambda_E = \frac{7}{2}(E/2)^{1/2}|G_0|^{1/2},$$

или в размерном виде

$$\lambda_E \approx \frac{7}{2^{3/2}}E^{1/2}\Omega\,|\,Ro\,|^{1/2}. \tag{29}$$

Коэффициент экмановского трения (28) при малых числах Россби отличается от коэффициента, полученного с помощью линейной теории (4), только при $Ro \neq 0$. В первом случае за счет добавки в правой части формулы (28) течение будет затухать к стационарному циклоническому состоянию несколько быстрее, чем к антициклоническому. Следует отметить, что максимальное отличие в скорости диссипации для циклонов и антициклонов, вероятней всего, будет наблюдаться при числах Россби порядка –1. Однако в этом случае течение находится в режиме Стюартсона, для которого построенная теория неприменима.

Сравнение декремента затухания завихренности, полученного по формуле (27) с аналогичным коэффициентом, полученным по результатам расчетов численной модели, приведено на рис. 5. Мы видим довольно хорошее согласие для этого параметра при всех значениях Q, соответствующих режиму Бэтчелора, как при малых числах Россби, так и при умеренных.

РЕЖИМ СТЮАРТСОНА

В режиме Бэтчелора амплитуда вихря с вертикальной осью определяется равновесием между сторонней силой и диссипацией в пограничном слое. Вместе с тем генерируемая в погранслое вертикальная скорость уравновешивается слабым вторичным течением в центральной части. В режиме Стюартсона второе равновесие нарушается и возникает спиральный вихрь, когда вихри с вертикальной и горизонтальной осями уравновешивают друг друга при малом давлении. Похожий режим был указан Стюартсоном на основе линейного решения задачи Кармана с двумя дисками, вращающимися с одинаковой угловой скоростью в противоположных направлениях [Stewartson, 1953]. Только в послед-

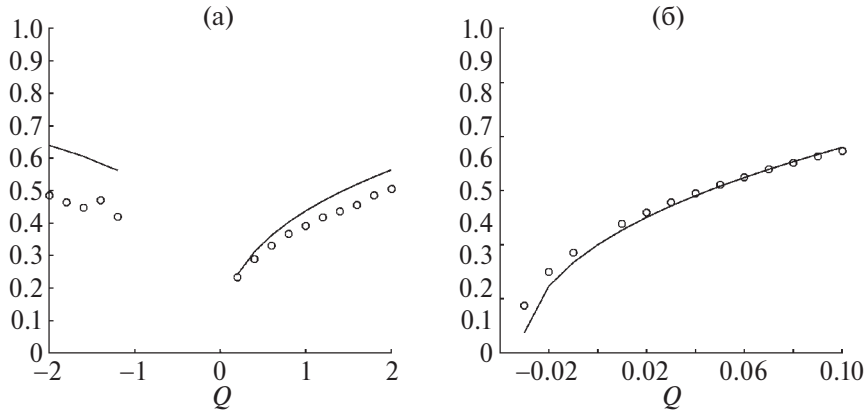


Рис. 5. Зависимость декремента затухания по данным численной (сплошная линия) и теоретической (кружки) моделей от параметра Q: (а) $-2 \le Q \le 2$, (б) $-0.03 \le Q \le 0.1$. $E = 1/100, S = 1$.

нем случае жидкость вне пограничных слоев находится в покое, а в нашем случае, согласно проведенным численным экспериментам, в стационарном режиме присутствует значительная вторичная циркуляция в центральном слое жидкости и в обоих случаях давление мало. Отметим, что данный режим реализуется как для вынужденного течения, так и в случае свободно затухающего течения при сильно антициклонических начальных условиях [Kostrykin et al., 2014].

Рассмотрим стационарное течение в центральном слое. Полное решение уравнения (5) для невязкого течения представимо в виде $K = U + V$, где $U = G^u + iF^u$ – свободное течение и $V = G^v + iF^v$ – течение, зависящее от величины внешней силы.

Запишем систему уравнений для компоненты течения, не зависящей от форсинга

$$-H^u U_z + i\left(U^2 + P\right) = 0, H_z^u = -2\mathrm{Im}U.$$

Ее решение имеет вид

$$\begin{gathered} H^u = A + Bcos\left(2m\left(z - z_0\right)\right), \\ U = mH^u - \frac{i}{2}H_z^u = m\left(A + Be^{2i\left(z - z_0\right)}\right), \\ P = m^2\left(B^2 - A^2\right) \end{gathered} \tag{30}$$

Оно зависит от четырех произвольных постоянных A, B, m, z_0. При этом давление в этом режиме близко к нулю, и, кроме того, имеются два условия на вертикальную скорость на границах

$$H^u\left(z_{1,2}\right) \approx 0. \tag{31}$$

Как следует из (30), $P \approx 0$ при $B \approx A$, и, следовательно,

$$H^u = 2Acos^2 m\left(z - z_0\right), U = mA\left(1 + e^{2i\left(z - z_0\right)}\right). \tag{32}$$

Если считать погранслои достаточно тонкими, то $z_1 \approx 0, z_2 \approx 1$, и условие (31) с учетом (32) запишется в виде

$$mz_0 = \pi / 2 + \pi k, m\left(1 - z_0\right) = \pi / 2 + \pi l,$$

или

$$m = n\pi, z_0 = \frac{1}{2n} + \frac{k}{n}, \tag{33}$$

где $k, n \neq 0$ — произвольные целые числа, $l = n - k - 1$.

Далее по данным численной модели можно построить отношение минимального значения завихренности к максимальному значению вертикальной скорости во всем слое, а также положение экстремумов функций $G(z), H(z)$ в зависимости от параметра Q (рис. 6).

Из рис. 6 следует, что $z_0 \approx 1 / 2, m \approx -\pi$. Этим значениям параметров согласно (33) соответству-

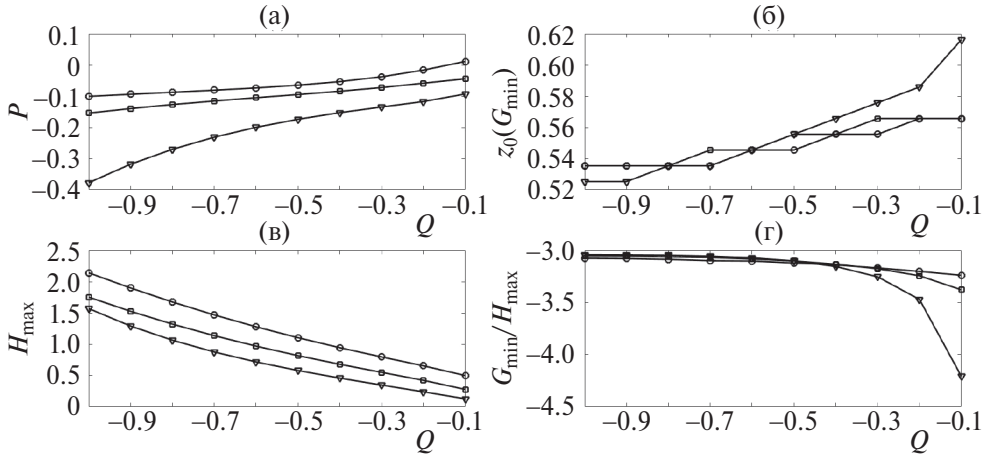


Рис. 6. Зависимость характеристик стационарного решения в режиме Стюартсона от параметров Экмана и величины форсинга Q: (а) координата максимума вертикальной скорости, (б) координата минимума завихренности, (в) максимальное значение $H(z)$, (г) отношение минимального значения $G(z)$ к максимальному значению $H(z)$. $E = 1/100$ – треугольники, $E = 1/200$ – квадраты, $E = 1/400$ – кружки.

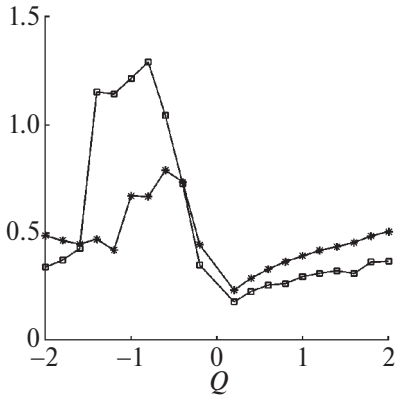


Рис. 7. Декремент затухания завихренности на поверхности по данным численной модели при разных значениях параметра Q. $E = 1/100$ (звездочки), $E = 1/200$ (квадраты).

ют $k = n = -1$. При этом, как показывают расчеты, значения z_0, m слабо зависят от чисел Экмана и Россби, более существенным образом от них зависит параметр $H_{\max}$. Поскольку $|G_{\min}/H_{\max}| \approx \pi$, то вертикальная циркуляция составляет существенную долю от горизонтальной в данном режиме, в отличие от стационарного течения в режиме Бэтчелора. Из результатов численных экспериментов следует, что в режиме Стюартсона при достаточно малых числах Экмана и при умеренно отрицательных числах Россби в большой части слоя жидкости между точками z_1 и z_2 доминирует течение вида (32). В граничных точках z_i невязкое решение сшивается с вязким решением в пограничных слоях и появляется зависимость параметров невязкого течения от параметра Экмана и величины форсинга. Таким образом, получается стационарное решение (5)–(7), на основе которого в линейном приближении можно получить коэффициент экмановского трения аналогично процедуре, приведенной выше для режима Бэтчелора. Однако разработка данной параметризации требует дальнейшего теоретического исследования, и поэтому далее мы приведем только результаты численного моделирования.

На рис. 7 приведен декремент затухания завихренности на поверхности в зависимости от величины форсинга для всего рассматриваемого диапазона параметра $|Q| \le 2$ при $E = 1/100$ и $E = 1/200$. Согласно рис. 1а при умеренно отрицательных значениях параметра Q наблюдается режим Стюартсона для стационарного течения. И как следует из рис. 7, именно в данном диапазоне параметра Q декремент затухания завихренности имеет резкий максимум.

НЕКОТОРЫЕ ВЫВОДЫ И ОБОБЩЕНИЯ

В данной работе показано соответствие стационарных режимов течений задаче о ветровой циркуляции [Кострыкин, 2018] и задаче о течениях, возбуждаемых вихревой объемной силой. Проведено детальное численное исследование стационарных режимов и декремента затухания течения кармановской модели в широком диапазоне значений чисел Россби и при малых числах Экмана. На основе характерного поведения стационарного давления построена диаграмма режимов на плоскости параметров задачи. В отличие от более ранних работ авторов [Kostrykin et al., 2014; Кострыкин и др., 2011] численное исследование стационарных режимов проводилось в более широком диапазоне параметров течения.

Построена теоретическая модель стационарного течения в режиме Бэтчелора, с помощью которой объясняются основные свойства стационарного течения. На основе этой модели получена параметризация коэффициента экмановского трения и других характеристик погранслоя (скорости экмановской накачки, стационарного давления) через средние характеристики течения. Для режима Стюартсона стационарный режим течения исследован численно и частично теоретически. В частности, построена параметризация стационарного течения и численно рассчитана скорость затухания течения в зависимости от параметров течения. При этом показано, что теоретические результаты хорошо согласуются с данными численной модели.

Приведенные выше результаты допускают обобщение. Простейшим обобщением является решение задачи Кармана с другими граничными условиями, а также задачи с зависимостью течения от азимутального угла. В общем случае можно предположить, что вертикальная структура устанавливается быстрее горизонтальной, и тогда параметры горизонтального течения можно считать заданными и получить для них соответствующее описание вертикальной структуры течения. Откуда следуют выражения

для давления и коэффициента экмановского трения, указывающего на связь циркуляции жидкости в двух перпендикулярных плоскостях в заданной точке.

В рамках задачи Кармана аналогичным образом может быть рассмотрена задача об установлении стационарного режима. Для заданного момента времени величина dK/dt рассматривается как входящая в K_0 (в P и Q). Уравнение стационарного режима при этом становится уравнением эволюции. В случае неоднородного распределения вертикальной завихренности в горизонтальной плоскости, определяя локально по пространству и времени вертикальную структуру, мы получаем систему уравнений для описания поверхностного (среднего) течения, представляющего собой сумму вихревой и потенциальной компонент. Дивергенция потенциальной компоненты скорости зависит от завихренности в фиксированной точке и в свою очередь определяет ее эволюцию. Очевидно, что потенциальная компонента приводит к сжатию (увеличению градиентов) завихренности там, где локально реализуется режим Стюартсона (в области слабых антициклонов). Именно там образуются внутренние (вертикальные) пограничные слои с дополнительной диссипацией. Течение в этих слоях создает нормальную к границе компоненту скорости, которая определяет коэффициент нелинейного трения, учитывающий внешнее и внутреннее трение. С помощью указанного подхода, вероятно, можно улучшить истолкование результатов лабораторных экспериментов с многовихревыми течениями.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Вайнштейн С.И., Быков А.М., Топтыгин И.Н. Турбулентность, токовые слои и ударные волны в космической плазме. М.: Наука, 312 с.

Головизнин В.М., Зайцев М.А., Карабасов С.А., Короткий И.А. Новые алгоритмы вычислительной гидродинамики для многопроцессорных вычислительных комплексов. М.: Изд-во Московского университета, 2013. 472 с.

Горькавый Н.Н., Фридман А.А. Физика планетных колец. Небесная механика сплошной среды. М.: Наука, 1994. 349 с.

Гринспен Х.П. Теория вращающейся жидкости. Л.: Гидрометеоиздат, 1975. 304 с.

Гурбатов С.Н., Саичев А.И., Якушкин И.Г. Нелинейные волны и одномерная турбулентность в средах без дисперсии // УФН. 1983. Т. 141. № 2. С. 221–255.

Должанский Ф.В. Поперечная структура квазидвухмерных геофизических и магнитогидродинамических течений // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 1999. Т. 35. № 2. С. 163–173.

Должанский Ф.В. Основы геофизической гидродинамики. М.: Физматгиз, 2011. 264 с.

Должанский Ф.В., Крымов В.А., Манин Д.Ю. Устойчивость и вихревые структуры квазидвумерных сдвиговых течений // УФН. Т. 160. № 7. С. 1-47.

Калашник М.В., Чхетиани О.Г. О нелинейном затухании вихревых течений во вращающейся жидкости // ДАН. 2014. Т. 456. № 6. С. 717–722.

Козлов В.Ф., Гурулев А.Ю. Об одном нелинейном механизме формирования циклон-антициклонной асимметрии в океане // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 1992. Т. 28. № 4. С. 406–415.

Кострыкин С.В. Режимы стационарных течений в задаче об интенсивной ветровой циркуляции в тонком слое вязкой вращающейся жидкости // ЖЭТФ. 2018. Т. 154. № 1. С. 193–205.

Кострыкин С.В., Хапаев А.А., Якушкин И.Г. Вихревые структуры в квазидвумерных течениях вязкой вращающейся жидкости // ЖЭТФ. 2011. Т. 35. С. 395–407.

Незлин М., Снежкин Е. Вихри Россби и спиральные структуры. М.: Наука, 1990. 240 с.

Орлов А.В., Бражников М.Ю., Левченко А.А. Формирование крупномасштабного когерентного вихря в двумерной турбулентности // Письма в ЖЭТФ. 2018. Т. 107. № 3. С. 166–171.

Педлоски Д. Геофизическая гидродинамика. Т. 1. М.: Мир, 1984. 398 с.

Пермяков М.С., Семыкин В.И., Маликова Н.П. Учет горизонтальной неоднородности планетарного пограничного слоя в модели двумерного движения жидкости // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2018. Т. 54. № 5. С. 497–504.

Пономарев В.М., Хапаев А.А., Якушкин И.Г. Нелинейное экмановское трение и асимметрия циклонических и антициклонических когерентных структур в геофизических течениях // ДАН. 2009. Т. 425. № 6. С. 821–826.

Чефранов С.Н. Механизм возникновения циклон-антициклонной вихревой асимметрии и линейное экмановское трение // ЖЭТФ. 2016. Т. 149. № 4. С. 876–887.

Batchelor G.K. Note on a class of solutions of the navier-stokes equations representing steady rotationally-sym-

metric flow // Quart. Meeh. Appl. Math. 1951. V. 4. P. 29–41.

Benthuysen J.A., Thomas L.N. Asymmetries in vertical vorticity and vertical velocity arising during nonlinear homogeneous spindown // Phys. Fluids. 2012. Vol. 24. P. 076601.

Hewitt R.E., Al-Azhari M. Non-axisymmetric self-similar flow between two rotating disks // J. Eng. Math. 2009. V. 63. P. 259–277.

Holodniok M., Kubicek M., Hlavacek V. Computation of the flow between two rotating coaxial disks: multiplicity of steady-state solution // J. Fluid. Meeh. 1981. V. 108. P. 227–240.

Kostrykin S.V, Khapaev A.A., Yakushkin I.G. The influence of nonlinear bottom friction on the properties of decaying cyclonic and anticyclonic vortex structures in a shallow rotated fluid // J. Fluid. Meeh. 2014. V. 753. P. 217–241.

Parfenyev V.M., Vergeles S.S. Influence of Ekman friction on the velocity profile of a coherent vortex in a three-dimensional rotating turbulent flow // Phys. Fluids. 2021. V. 33. P. 115128.

Pedlosky J. On the weakly nonlinear ekman layer: thickness and flux // J. Phys. Ocean. 2008. V. 38. P. 1334–1339.

Stewartson K. On the flow between two rotating coaxial disks // Proc. Camb. Phil. 1953. V. 49. P. 333–341.

Zandbergen P.J. New solutions of the Karman problem for rotating flows // Lecture Notes in Mathematics. Vol. 771. Berlin: Springer-Verlag, 1980. P. 563–581.

Stationary Regimes and Parametrization of Ekman Friction in the Karman Model of Flow Induced by External Vortical Body Force

S. V. Kostrykin[1, *], I. G. Yakushkin[2]

[1]*Marchuk Institute of Numerical Mathematics of the Russian Academy of Sciences, Gubkin str., 8, Moscow, 119333 Russia*
[2]*Obukhov Institute of Atmospheric Physics of the Russian Academy of Sciences, Pyzhyovskiy per., 3, Moscow, 119017 Russia*
**e-mail: s_kostr@mail.ru*

The detailed study of stationary regimes of Karman axisimmetric flow induced by external vortical body force is done. It is extracted two stationary regimes – with small (Batchelor regime) and with substantial (Stewartson regime) secondary circulation. The diagram of regimes existence is plotted in the space of flow parameters – Rossby and small Ekman numbers. For the flow decaying to the stationary flow in the Batchelor regime a theoretical model is proposed with which it was possible to derive a parametrization of linear friction coefficient, Ekman pumping velocity, stationary pressure from mean flow characterictics (vorticity and divergence). In the Stewartson regime a parameterization of the stationary flow is proposed and also numerically studied a decay rate. It is shown a good agreement between theoretical and numerical model results.

Keywords: Ekman boundary layer, Ekman friction parametrization, Karman problem

ИЗВЕСТИЯ РАН. ФИЗИКА АТМОСФЕРЫ И ОКЕАНА, 2024, том 60, № 2, с. 135–156

УДК 566.16.001.572“20”(282.257.5+282.256.342.5)

БАЙЕСОВЫ ОЦЕНКИ ИЗМЕНЕНИЯ СТОКА РОССИЙСКИХ РЕК В XXI ВЕКЕ НА ОСНОВЕ РЕЗУЛЬТАТОВ АНСАМБЛЕВЫХ МОДЕЛЬНЫХ РАСЧЕТОВ CMIP6

© 2024 г. А. И. Медведев[a], А. В. Елисеев[a, b, c, d, *], И. И. Мохов[a, b]

[a]*Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Ленинские горы, 1с2, Москва, 119991 Россия*
[b]*Институт физики атмосферы им. А.М. Обухова РАН, Пыжевский пер., 3, Москва, 119017 Россия*
[c]*Институт вычислительной математики им. Г.И. Марчука РАН, ул. Губкина, 8,*
[d]*Институт прикладной физики Российской Академии наук, ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950 Россия*
Москва, 119333 Россия

**e-mail: eliseev.alexey.v@mail.ru*

Поступила в редакцию 22.09.2023 г.
После доработки 20.12.2023 г.
Принята к публикации 28.02.2024 г.

По расчетам с ансамблем климатических моделей CMIP6 (Coupled Models Intercomparison Project, phase 6) с использованием байесова осреднения проведен анализ изменений в XXI в. стока ряда российских рек — Волги, Оби, Енисея, Лены, Амура и Селенги. Байесовы веса учитывали качество воспроизведения моделями стока (многолетнего среднего стока, линейного тренда стока на временном интервале с доступными наблюдениями за стоком, межгодовой и междесятилетней изменчивости). Качество воспроизведения характеристик стока отдельными моделями ансамбля CMIP6 наиболее сильно различается для среднего многолетнего стока, тренда стока и, в меньшей степени, для межгодовой изменчивости. В XXI в. средний по ансамблю сток увеличивается для большинства анализируемых рек, за исключением Волги. Это увеличение более выражено при сценариях с большими антропогенными воздействиями. Особенно оно значимо для сценария SSP5-8.5 (Shared Socioeconomic Pathways, 5-8.5), при котором тренд увеличения стока в 2015–2100 гг. относительно его современного среднего многолетнего значения составляет (10 ± 4)% для Оби, (16 ± 3)% для Енисея, (39 ± 7)% для Лены, (36 ± 7)% для Амура и (18 ± 6)% для Селенги. Основной причиной изменения ансамблевого среднего стока в XXI в. в моделях при всех сценариях SSP является изменение осадков. Учет различий качества моделей при воспроизведении стока рек в среднем для 2015–2100 гг. уменьшает межмодельные отклонения относительно соответствующих значений при однородном взвешивании результатов модельных расчетов на 6–26% в зависимости от сценария SSP и речного водосбора.

Ключевые слова: речной сток, Волга, Обь, Енисей, Лена, Амур, Селенга, CMIP6, байесово оценивание
DOI: 10.31857/S0002351524020021 **EDN**: KRECMR

1. ВВЕДЕНИЕ

Изменения климата включают воздействия и на водные ресурсы и речные системы [Арпе и др., 1999; Арпе и др., 2000; Мохов и др., 2002a; Мелешко и др., 2004; Мохов и др., 2003; Аржанов и др., 2008; Елисеев и др., 2009; Калюжный и др., 2012; Марченко и др., 2012; Мохов, 2014, 2021; Мохов и др., 2002b; Романовский и др., 2009; Фролова и др., 2017; Berezovskaya et al., 2004; Gerten et al., 2004; Climate Change, 2021; Kattsov et al., 2007; Yang et al., 2017; Zhang et al., 2014]. Общее увеличение осадков при потеплении климата [Held et al., 2006; Adler et al., 2018; Liu et al., 2012; Pendergrass, 2020; Climate Change, 2021; de Vries et al., 2023] должно в целом приводить к общему увеличению стока рек. Однако увеличение потенциальной испаряемости (определяемой как интенсивность испарения при полном заполнении пор почвы влагой), также сопровождающее потепление климата [Climate Change, 2021], способствует компенсации роста интенсивности речного стока. Изменения интенсивности испарения, в свою очередь, зависят также от изменений влагосодержания почвы при климатических вариациях [Climate Change, 2021], в том числе из-за водопользования [Taylor et al., 2013; Cook et al., 2015].

Будущие изменения речного стока можно оценить с использованием глобальных моделей Земной системы (МЗС) [Арпе и др., 1999; Арпе и др., 2000; Мелешко и др., 2004; Елисеев и др., 2009, Хон и др., 2002; Липавский и др., 2022; Мохов, 2014, 2021; Мохов и др., 2002b; Gerten et al., 2004; Kattsov et al., 2007; Yang et al., 2017; Zhang et al., 2014; Climate Change, 2021] или с использованием моделей регионального гидрологического цикла [Калюжный и др., 2012; Gerten et al., 2004]. Следует отметить фундаментальное различие между моделями этих двух классов, связанное с детальностью представления процессов. Так, интегрирование МЗС проводится при сравнительно грубом для задач гидрологии горизонтальном разрешение порядка 100 км [Climate Change, 2021], но с учетом обратных связей между атмосферой и гидрологией почвы. В свою очередь, расчеты с моделями регионального гидрологического цикла проводятся с горизонтальным разрешением не более нескольких километров [Bronstert et al., 2005], но без учета взаимодействия почвы и гидрологических процессов в почве и в атмосфере.

Неучет тех или иных процессов в моделях разного класса (например, мелкомасштабной пространственной изменчивости гидрологических характеристик в МЗС или взаимодействия процессов в почве и атмосфере в региональных гидрологических моделях) — одна из причин неопределенности оценок гидрологических процессов при будущих изменениях климата [Hawkins et al., 2009; Lehner et al., 2020]. Подобная неопределенность характерна не только для моделей, относящихся к разным классам, но и для моделей одного класса моделей, например — для различных МЗС. При этом даже при отсутствии структурных различий моделей неопределенность оценок будущих изменений может быть связана с выбором значений параметров, входящих в описание физических процессов (такой вид модельной неопределенности носит название параметрической). Другой причиной неопределенности оценок гидрологических процессов при возможных изменениях климата является естественная изменчивость. Из-за нее, в частности, при недоступности соответствующих данных измерений затрудняется задание начальных условий интегрирования моделей — их приходится случайным образом выбирать из равновесных численных экспериментов с моделью. Необходимо также иметь в виду, что оценки будущих изменений гидрологических характеристик существенно зависят от выбора сценариев внешних воздействий на Земную климатическую систему.

Часть особенностей отдельных моделей, обуславливающих неопределенность оценок будущих изменений гидрологического цикла, взаимно компенсируется при ансамблевом осреднении [Мелешко и др., 2004; Reichler et al., 2008]. Однако уменьшение общей неопределенности оценок при увеличении размера K модельного ансамбля при этом оказывается, как правило, гораздо более медленным по сравнению с общепринятой оценкой $K^{-1/2}$ из-за структурного подобия отдельных моделей, относящихся к одному и тому же классу, что приводит ко взаимной корреляции результатов их расчетов. Для МЗС различных поколений это было продемонстрировано, например в [Jun et al., 2008; Brunner et al., 2020]. В таком случае естественно использовать метод построения ансамблевой статистики, который также позволяет уменьшить влияние на эту статистику моделей с худшим качеством воспроизведения климатических характеристик, тем самым сузив интервал неопределенности получаемых оценок будущих изменений.

Различные климатообразующие процессы, потенциально важные для выбранной климатической характеристики, могут проявляться на различных временных масштабах. В связи с затруднительностью выделения влияния отдельных процессов на региональном масштабе, целесоообразно анализировать качество климатических моделей для спектра временных масштабов. Подобный подход для стока рек Амура и Селенги был использован в [Липавский и др., 2022], а для характеристик навигации на Северном морском пути – в [Кибанова и др., 2018; Парфенова и др., 2022]. При этом в первом случае было отмечено существенное влияние междесятилетней изменчивости климата на формирование стока обеих рек (см. также [Мохов, 2021]). В связи с этим явно целесообразно анализировать качество воспроизведения моделями изменений на междесятилетнем временном

масштабе, в том числе и при выборе моделей, делающий значимый вклад в ансамблевую статистику.

Подобный анализ возможен только при наличии достаточно длинного временного интервала (содержащего хотя бы несколько циклов междесятилетней изменчивости), для которого доступны данные измерений высокого качества. Речной сток удовлетворяет этому требованию, т.к. для ряда крупных рек доступны данные с 1930-х гг. (иногда – даже с конца XIX в. https://portal.grdc.bafg.de/applications/).

Целью данной работы является анализ стока российских рек по расчетам с моделями ансамбля CMIP6 (Coupled Models Intercomparison Project, phase 6) для XXI в.

2. МЕТОДЫ

При анализе использовались результаты расчетов среднемесячных значений полного стока R с моделями ансамбля CMIP6 (CMIP переменная mrro) при сценариях “historical”, SSP1-2.6, SSP2-4.5 и SSP5-8.5 [Gidden et al., 2019] (табл. 1). Они осреднялись по водосборам ряда рек — Амур, Лена, Обь, Енисей, Селенга, Волга, выделенных согласно [Graham et al., 1999] с разрешением $0.5^{\circ} \times 0.5^{\circ}$ по широте и долготе (рис. 1, табл. 2). Все эти водосборы достаточно велики для достаточного адекватного учета их в современных моделях Земной системы, типичное горизонтальное разрешение которых – порядка 10^2 км [Climate Change, 2021]. При наличии расчетов с разными начальными условиями для одной и той же модели анализировался только один из них (в архиве CMIP6 обозначенный как i1). Использование переменной полного стока обусловлено тем, что годовое стокообразование в бассейне должно точно совпадать при условии отсутствия значительного заполнения подземных резервуаров: фактор, который не учитывается в моделях. В качестве эталонных данных для стока были использованы данные сайта https://gmvo.skniivh.ru/index.php?id=1 о расходах воды, выбранных для анализа рек.

Выбор байесова осреднения в качестве метода усреднения является предпочтительным перед традиционным арифметическим средним, поскольку оно учитывает вероятностные веса и

Таблица 1. Использованные в работе модели ансамбля CMIP6. Символ “(C)” обозначает спектральное динамическое ядро модели

Номер	Модель в архиве CMIP6	Модель атмосферы	Модель деятельного слоя суши	Горизонтальное разрешение, град
0	ACCESS-CM2	MetUM-HadGEM3-GA7.1	CABLE2.5	1.25 × 1.875
1	BCC-CSM2-MR	BCC_AGCM3_MR	BCC_AVIM2	(C) 1.125 × 1.125
2	CAS-ESM2-0	IAP AGCM 5.0	CoLM	1.406 × 1.406
3	CESM2-WACCM	WACCM6	CLM5	1.25 × 0.938
4	CMCC-CM2-SR5	CAM5.3	CLM4.5-BGC	1.25 × 0.938
5	CanESM5	CanAM5	CLASS3.6/CTEM1.2	(C) 2.813 × 2.813
6	EC-Earth3	IFS cy36r4	HTESSEL	(C) 0.703 × 0.703
7	FGOALS-f3-L	FAMIL2.2	CLM4.0	(C) 1.0 × 1.0
8	FIO-ESM-2-0	CAM4	CLM4.0	1.25 × 0.938
9	INM-CM5-0	INM-AM5-0	INM-LND1	2.0 × 1.5
10	IPSL-CM6A-LR	LMDZ-NPv6	ORCHIDEE-2.0	2.5 × 1.268
11	KACE-1-0-G	MetUM-HadGEM3-GA7.1	JULES-HadGEM3-GL7.1	1.25 × 1.875
12	MIROC6	CCSR AGCM	MATSIRO6.0	(C) 1.406 × 1.406
13	MPI-ESM1-2-HR	ECHAM6.3	JSBACH3.20	(C) 0.938 × 0.938
14	MRI-ESM2-0	MRI-AGCM3.5	HAL-1.0	(C) 1.125 × 1.125
15	NorESM2-LM	CAM-OSLO	CLM	1.875 × 2.5
16	TaiESM1	TaiAM1	CLM4.0	1.25 × 0.938

Таблица 2. Характеристики стока рек, рассматриваемых в данной работе. Значения в данной таблице оценены на сетке климатических моделей

	Волга	Обь	Енисей	Лена	Амур	Селенга
Площадь водосбора, 2 тыс. км	1360	2440	2420	2420	1630	360
Годы с данными наблюдений	1938–2014	1930–2015	1936–2015	1935–2011	1897–2014	1935–2014
Средний многолетний сток, км^3 год$^{-1}$	238 ± 36	401 ± 62	586 ± 55	536 ± 68	263 ± 59	28 ± 7
Коэффициент тренда стока, км^3 год$^{-2}$	0.3 ± 0.2	0.5 ± 0.4	0.8 ± 0.3	1.0 ± 0.5	-0.2 ± 0.2	-0.08 ± 0.04
СКО межгодовой изменчивости стока, км^3 год$^{-1}$	42	72	53	75	54	8
СКО междесятилетней изменчивости стока, км^3 год$^{-1}$	27	44	45	50	48	5

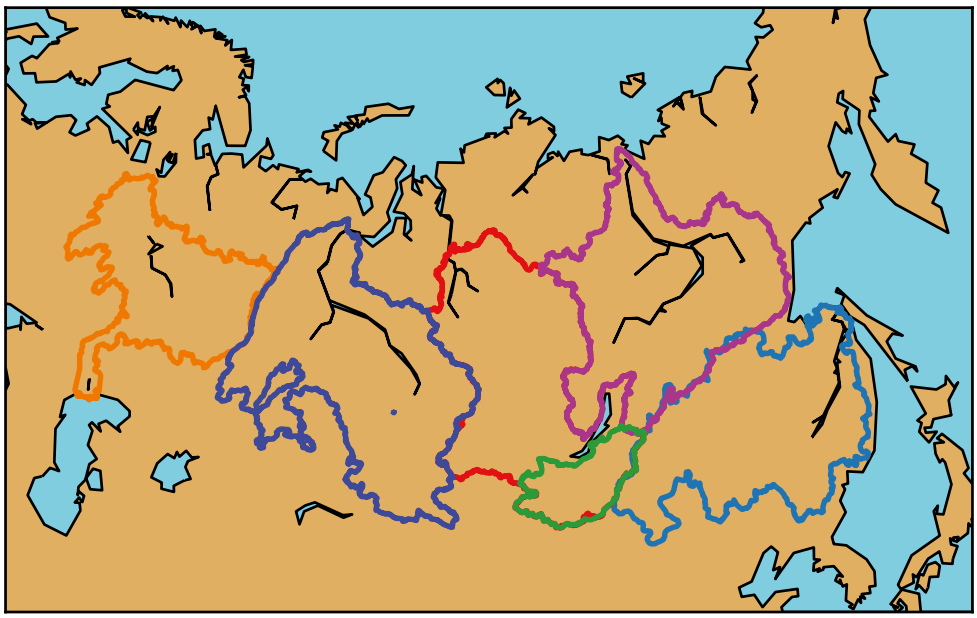


Рис. 1. Границы водосборов рек, сток которых анализируется в данной работе: Волга (оранжевая линия), Обь (синяя), Енисей (красная), Лена (фиолетовая), Амур (голубая), Селенга (зеленая).

неопределенность различных моделей, обеспечивая таким образом более точные и надежные оценки, особенно в условиях существенной неопределенности в данных.

Ансамблевая статистика – обусловленные эталонными данными ансамблевое среднее $E(R \mid D)$ и межмодельное стандартное отклонение $\sigma(R \mid D)$ – были вычислены аналогично [Hoeting et al., 1999]

$$E(R \mid D) = \sum_k R^{(k)} w_i^{(k)}$$

$$\sigma(R \mid D) = \sum_k \left\{ \begin{array}{c} \left[\sigma(R \mid D)^{(k)2} + R^{(k)2}\right] w_i^{(k)} - \\ - E(R \mid D)^2 \end{array} \right\}^{1/2} \quad (1)$$

Веса определяются на основе точности модели в воспроизведении климатических характеристик по сравнению с реальными данными, причем каждый вес $w^{(k)}$ вычисляется как функция правдоподобия для моделей по сравнению с эталонными данными.

Речной сток считался нормально распределенным на каждом временном масштабе i за исключением междесятилетнего временного масштаба (см. ниже), статическое распределение описывает общую неопределенность, как неопределенность параметров моделей, так и неопределенность данных измерений:

$$w_i^{(k)} = \mathcal{N}\left(\rho_i^{(k)}; \rho_i^{(D)}, \delta_i^{(D)}\right), \quad (2)$$

где $\rho_i^{(k)}$ – характеристика стока $\mathcal{N}(x;x_0,\delta)$ – нормальное распределение переменной x со средним x_0 и стандартным отклонением δ. Здесь и далее верхний индекс (D) указывает на использование эталонных данных, (k) – на результаты расчетов с моделью с номером k.

При этом были выделены следующие временные масштабы:

1. i = m. Одной из характеристик был многолетний средний сток $\rho_{\mathrm{m}}^{(\cdot)} = R_{\mathrm{m}}^{(\cdot)}$ за весь период доступных наблюдений (табл. 2). Он характеризует временной масштаб больше длины I временного ряда. Здесь и далее верхний индекс "$(\cdot)$" указывает либо на номер модели k, либо на эталонные данные (D).

2. i = tr. Другой характеристикой был $\rho_{\mathrm{tr}}^{(\cdot)} = \alpha^{(\cdot)}$ – линейный тренд стока за весь период доступных наблюдений. Он характеризует вековой временной масштаб (для данной задачи этот масштаб порядка длины I временного ряда).

3. i = IDV. Для характеристики роли междесятилетних вариаций был использован вес, характеризующий как среднеквадратичного отклонения (СКО) $\sigma_{\mathrm{IDV}}^{(\cdot)}$ междесятилетней изменчивости, так и коэффициент временной корреляции $C_{\mathrm{IDV}}^{(\cdot)}$ между компонентами модельного и эталонного рядов на междесятилетних временных масштабах, данная модификация веса была сделана с целью увеличения неоднородности весов и добавления учета временной корреляции:

$$w_{IDV}^{(\cdot)} = \mathcal{N}\left(\sigma_{\mathrm{IDV}}^{(k)};\sigma_{\mathrm{IDV}}^{(D)},\delta_{\mathrm{IDV}}^{(D)}\right)\times\left(1+C_{\mathrm{IDV}}^{(\cdot)}\right). \quad (3)$$

Ряды $R_{\mathrm{IDV}}^{(\cdot)}$, характеризующие указанные компоненты, были выделены из соответствующих исходных рядов после вычитания тренда полосовым фильтром Ланцоша [Duchon, 1999]. В свою очередь, данные параметры были выбраны после анализа спектральной плотности рядов стока (вычисленной методом периодограмм Уэлча) и соответствуют граничным временным масштабам полосового фильтра 10 и 40 лет. Выбор параметров фильтра Ланцоша производился так, чтобы доминирующий максимум спектральной плотности (для всех использованных здесь временных рядов он располагается в интервале от 10 до 25 лет) находился внутри выделяемой полосовым фильтром области на достаточном удалении от ее границ. После применения фильтра спектральный максимум для межгодовых вариаций сдвинулся в интервал от двух до трех лет.

4. i = IAV. Для характеристики межгодовых вариаций использовалось среднеквадратичное отклонение $\sigma_{\mathrm{IAV}}^{(\cdot)}$ межгодовой изменчивости стока, определявшееся как СКО ряда

$$R_{\mathrm{IAV}}^{(\cdot)}(t) = R(t) - R_{\mathrm{IDV}}^{(\cdot)} - \alpha^{(\cdot)}\times\left(t-t_0\right), \quad (4)$$

где t_0 — середина временного отрезка, соответствующего эталонным данным D. Байесовы веса для этого временного масштаба вычислялись согласно

$$w_{IAV}^{(\cdot)} = \mathcal{N}\left(\sigma_{\mathrm{IAV}}^{(k)};\sigma_{\mathrm{IAV}}^{(D)},\delta_{\mathrm{IAV}}^{(D)}\right). \quad (5)$$

Меры неопределенности оценок $\sigma_i^{(\cdot)}$ для этих временных масштабов были оценены следующим образом:

1. i = m:

$$\delta_{\mathrm{m}}^{(D)} = \left[\left(\sigma_{\mathrm{IDV}}^{(D)}\right)^2 + \left(\sigma_{\mathrm{IAV}}^{(D)}\right)^2\right]^{1/2} \quad (6)$$

2. i = tr: СКО оценки линейного тренда, определенные методом наименьших квадратов.

3. i = IDV:

$$\delta_{\mathrm{IDV}}^{(D)} = \sigma_{\mathrm{IDV}}^{(D)}\cdot\Theta, \quad (7)$$

где $\Theta = \left[2/\left(I-1\right)\right]^{1/4}$, I – полная длина ряда [von Storch et al., 2003]. При этом возможная автокорреляция рядов $R_{\mathrm{IDV}}^{(\cdot)}$ не учитывалась. Последнее занижает оценку для $\delta_{\mathrm{IDV}}^{(D)}$, усиливая выделение моделей на данном временном масштабе. Следует отметить, что вычисленные веса w_{IDV}, хотя и не совсем однородны между моделями (см. ниже), но одного порядка между собой. Как следствие можно ожидать, что корректный учет автокорреляции рядов $R_{\mathrm{IDV}}^{(\cdot)}$ не изменит результаты принципиальным образом.

4. i = IAV: Подобно использованному для меж-

десятилетних временных масштабов, для этого интервала временных масштабов

$$\delta_{\mathrm{IAV}}^{(D)} = \sigma_{\mathrm{IAV}}^{(D)} \cdot \Theta \qquad (8)$$

с тем же Θ. Для этого временного масштаба автокорреляция рядов с единичным смещением по времени не превышает по абсолютному значению 0.12, так что неучет автокорреляции корректен.

Наряду с перечисленными весами использовались также однородный вес $w_0 = 1/K$,обозначаемый как “AM”, и комбинированный вес, характеризующий качество модели на всех рассматриваемых временных масштабах.

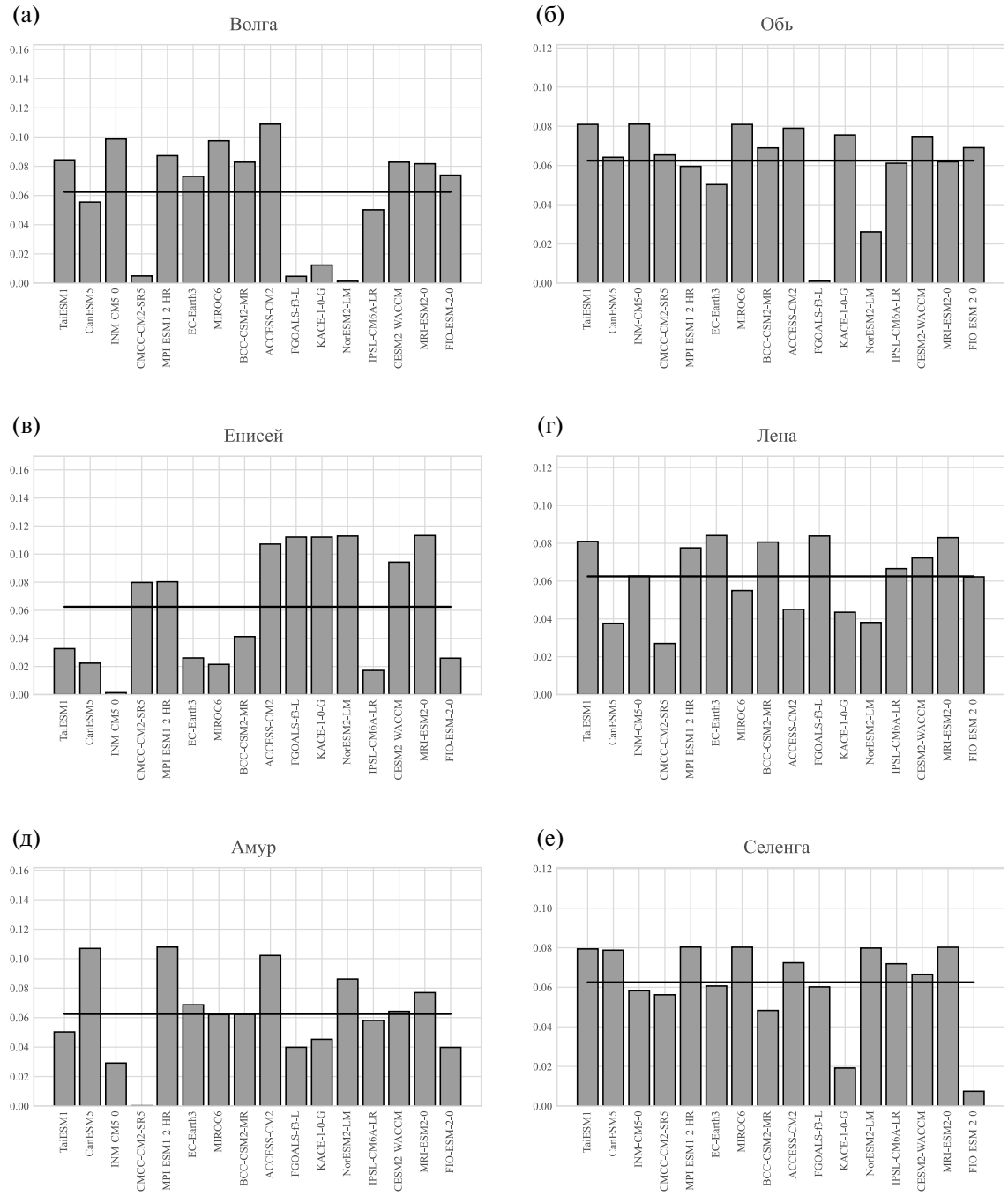


Рис. 2. Байесовы веса w_{m} для многолетнего среднего стока. Горизонтальными линиями отмечены веса арифметического среднего.

$$w_{\text{all}} = w_{\text{m}} \cdot w_{\text{tr}} \cdot w_{\text{IDV}} \cdot w_{\text{IAV}}. \quad (9)$$

После вычисления всех весовых множителей они нормировались в соответствии с

$$\Sigma_k w_i^{(k)} = 1, \quad (10)$$

где i — один из символов “m”, “tr”, “IAV”, “IDV”, “all”.

Принципиальным отличием использованного в данной работе подхода по сравнению с [Липавский и др., 2022] является, во-первых, выделение межгодового и междесятилетнего интервалов временных масштабов (в [Липавский и др., 2022] они не разделялись), во-вторых – учет временной корреляции результатов модельных расчетов с данными наблюдений в междесятилетнем интервале временных масштабов (множитель с $C_{\text{IDV}}^{(\cdot)}$ в (3)). С другой стороны, данные для осадков над водосборами, использованные в [Липавский и др., 2022], в данной работе не используются. Причиной этого является недостаточная длина интервала с достаточно высоким качеством данных для осадков на пространственном масштабе крупных водосборов – с 1979 гг., когда стали активно использоваться спутниковые данные [Adler et al., 2018].

Отличие межмодельного распределения байесовых весов от однородного (соответствующего простому арифметическому осреднению результатов отдельных моделей) можно характеризовать нормированной информационной энтропией [Липавский и др., 2022; Парфенова и др., 2022]

$$H_j = -\frac{\sum_k w_j^{(k)} \log_2 w_j^{(k)}}{\log_2 K}, \quad (11)$$

где K – количество моделей ансамбля.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

3.1. Воспроизведение климатическими моделями характеристик стока на разных временных масштабах

Межмодельное различие воспроизведения характеристик стока на разных временных масштабах заметно уже для среднего многолетнего стока. Это качество характеризуется байесовыми весами w_{m} (рис. 2). Межмодельное распределение байесовых весов наиболее заметно отличается от однородного для Волги и Енисея, а наиболее близко к однородному для Оби, Лены и Селенги (табл. 3). Для Селенги это отличается от результата, полученного в [Липавский и др., 2022], что связано с существенно более коротким временным рядом данных для стока этой реки, использовавшихся для тестирования моделей в [Липавский и др., 2022], где данные для речного стока до 1979 г. не использовались.

Для коэффициента линейного тренда стока (весов w_{tr}) межмодельная неопределенность выражена в еще большей степени (рис. 3). При этом наибольшие различия между моделями ансамбля характерны для Волги, Амура и Селенги. Значение нормированной информационной энтропии весов w_{tr} для этих трех рек составляет от 0.86 до 0.89, тогда как для остальных двух водосборов оно близко к 0.99.

Для весов w_{IDV}, характеризующих особенности междесятилетней изменчивости, распределение наиболее однородно для анализируемых речных водосборов (рис. 4). Для весов на этом временном масштабе значение информационной энтропии близко к 0.99 для всех рассматриваемых водосборов. Такая однородность распределения весов связана с тем, что модели с максимальной по модулю положительной C_{IDV} характеризуются относительно малыми значениями первого множителя в правой части (3).

Веса w_{IAV}, характеризующие воспроизведение моделями СКО межгодовой изменчивости стока, распределены более неоднородно для моделей по сравнению с весами w_{IDV} (рис. 5). Это особенно заметно для Волги – для ее водосбора информационная энтропия байесовых весов на этом временном масштабе равна 0.92. Для водосборов других рек информационная энтропия составляет от 0.97 до 0.99. При этом межмодельная корреляция веса w_{IAV} с весами w_{m} и w_{tr} мала ($\leqslant$0.38).) Подобная корреляция между весами w_{IAV} и w_{IDV} оказывается значимой (0.56). Таким образом, для водосбора Волги модели, относительно хорошо воспроизводящие СКО межгодовой изменчивости, также относительно хорошо воспроизводят и особенности (СКО и временной ход) междесятилетней изменчивости.

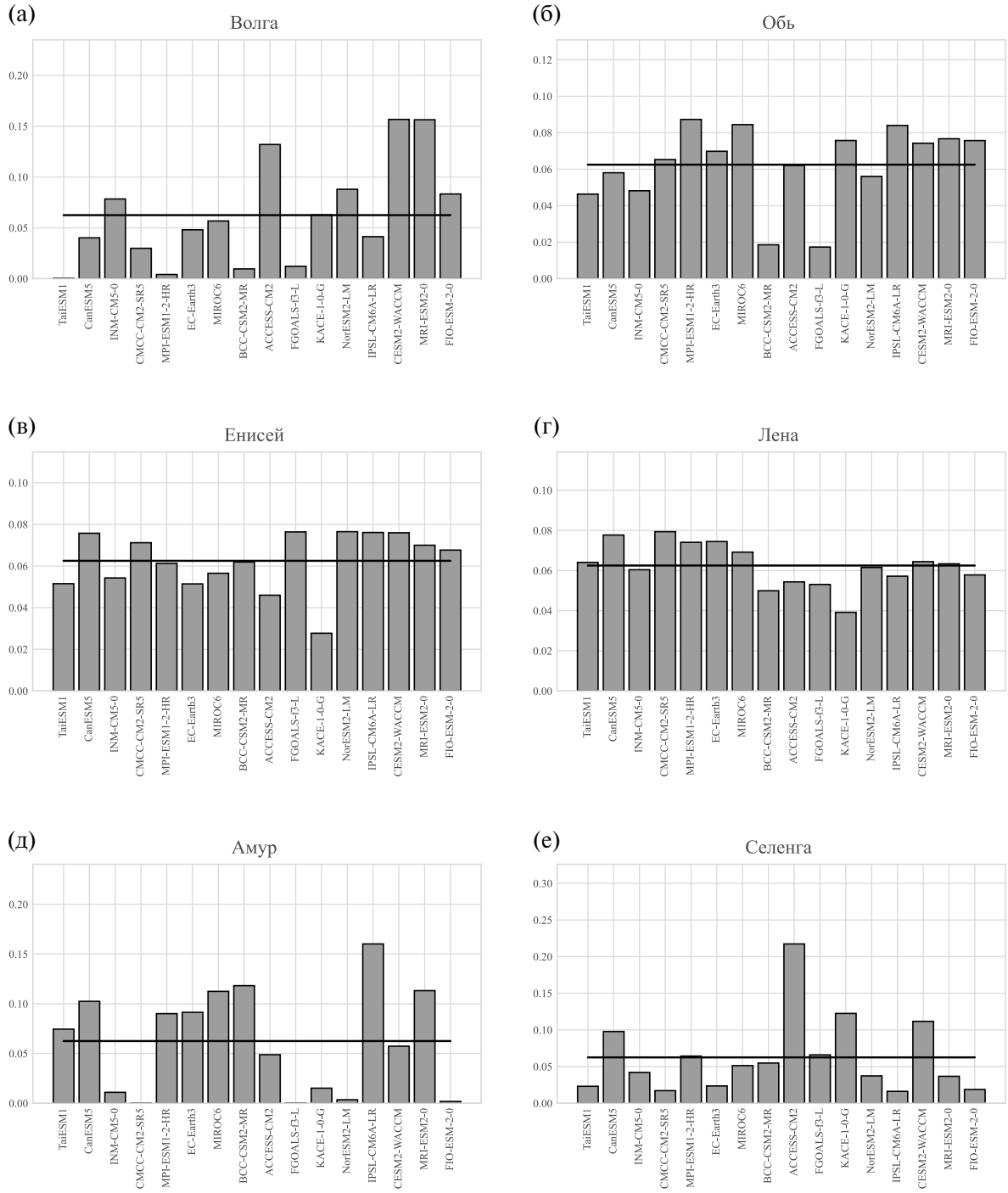


Рис. 3. Подобно рис. 2, но для весов w_{tr}, характеризующих воспроизведение моделями линейного тренда стока.

Таблица 3. Информационная энтропия для байесовых весов

	Волга	Обь	Енисей	Лена	Амур	Селенга
m	0.93	0.97	0.91	0.98	0.95	0.98
tr	0.88	0.98	0.99	0.99	0.86	0.89
IDV	0.99	0.99	0.99	0.99	0.99	0.99
IAV	0.92	0.97	0.99	0.99	0.99	0.97
all	0.73	0.93	0.89	0.95	0.82	0.89

Межмодельное распределение комбинированного веса w_{all} наиболее неоднородно также для водосбора Волги (рис. 6), для которого $H_{all} = 0.73$ (табл. 3). Заметно неоднородны они и для остальных водосборов: $H_{all} = 0.82$ для Амура, $H_{all} = 0.89$ для Енисея и Селенги, $H_{all} = 0.93$ для Оби и

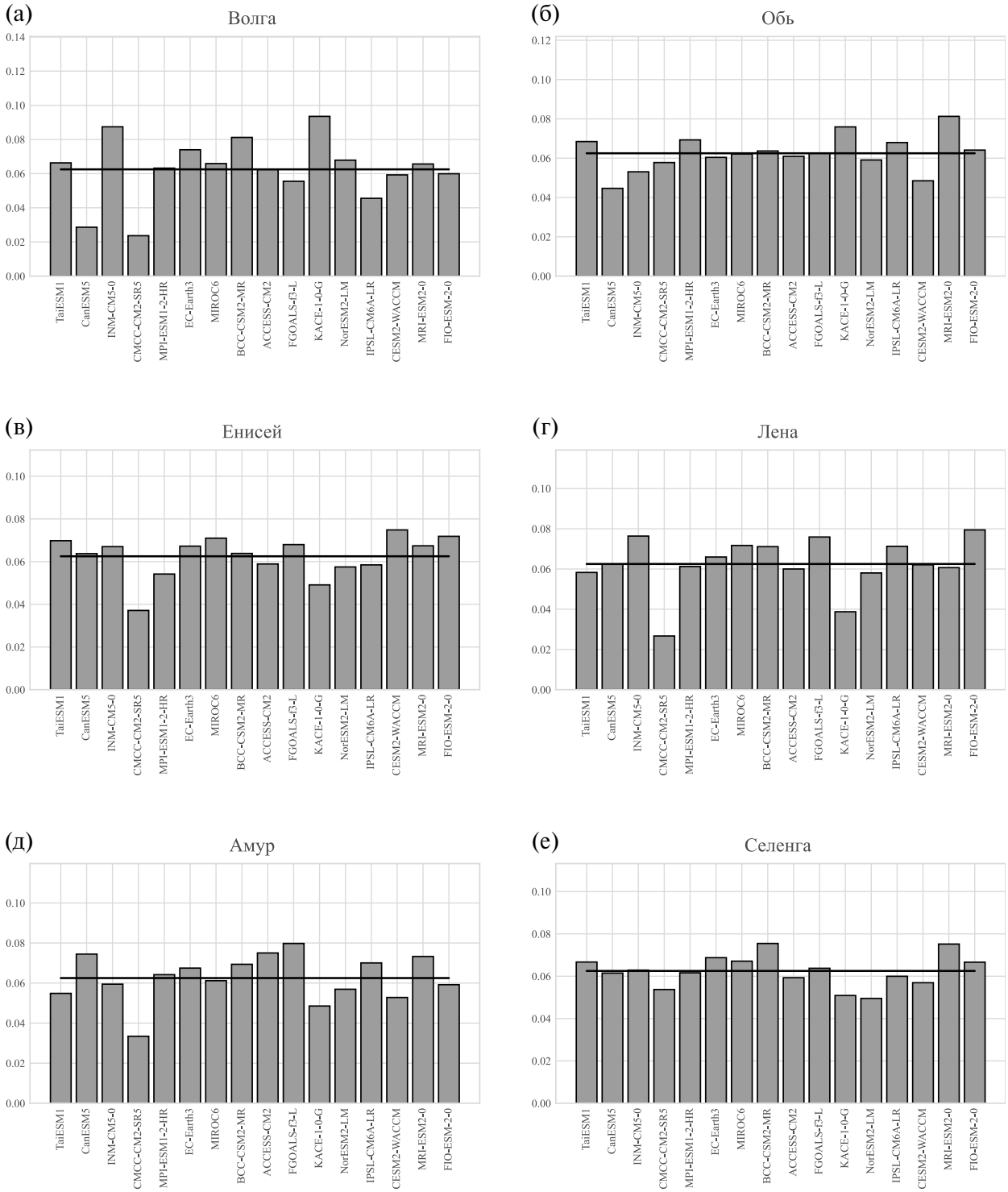


Рис. 4. Подобно рис. 2, но для весов w_{IDV}, характеризующих воспроизведение моделями междесятилетней изменчивости стока.

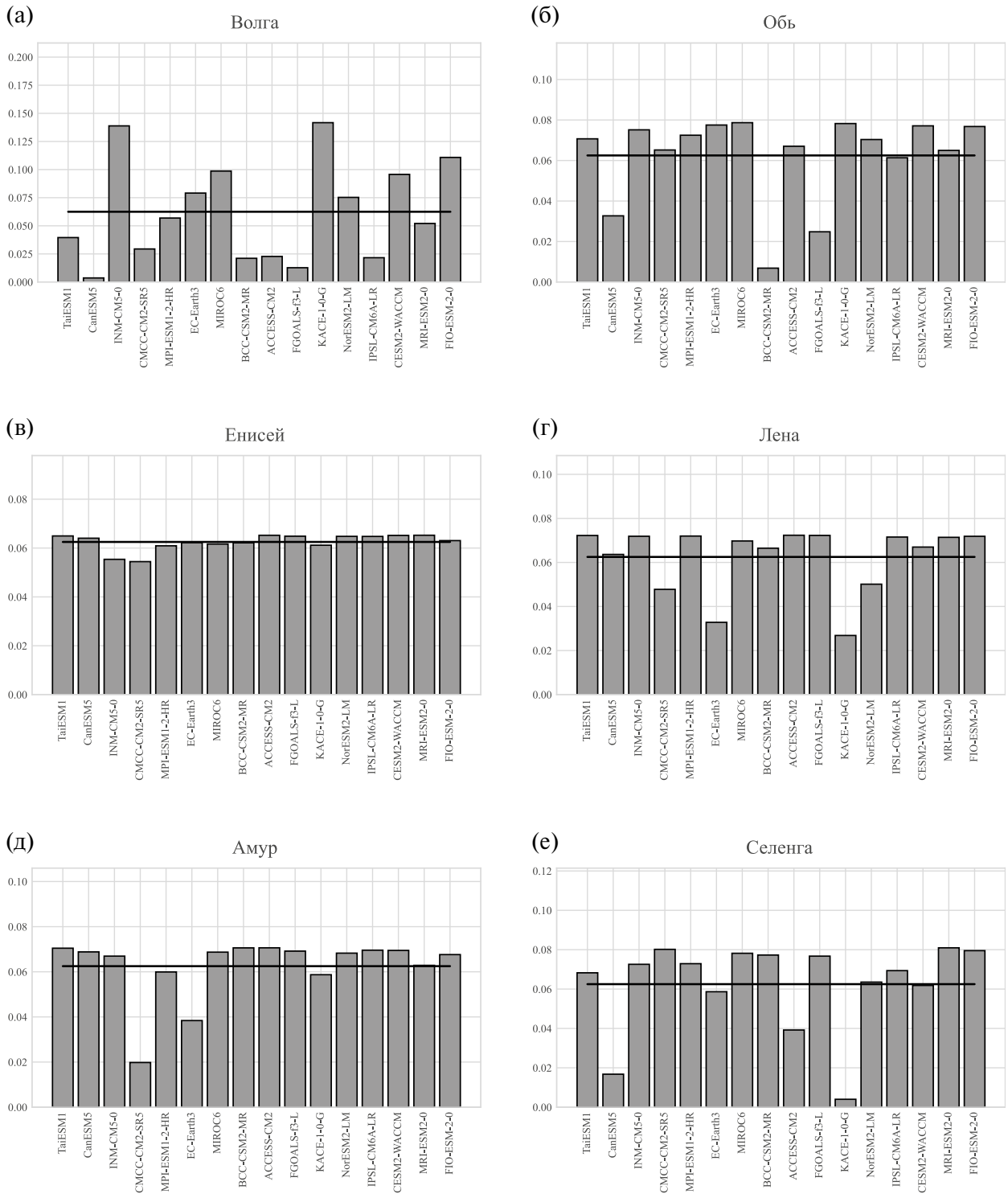


Рис. 5. Подобно рис. 2, но для весов w_{IAV}, характеризующих воспроизведение моделями межгодовой изменчивости стока.

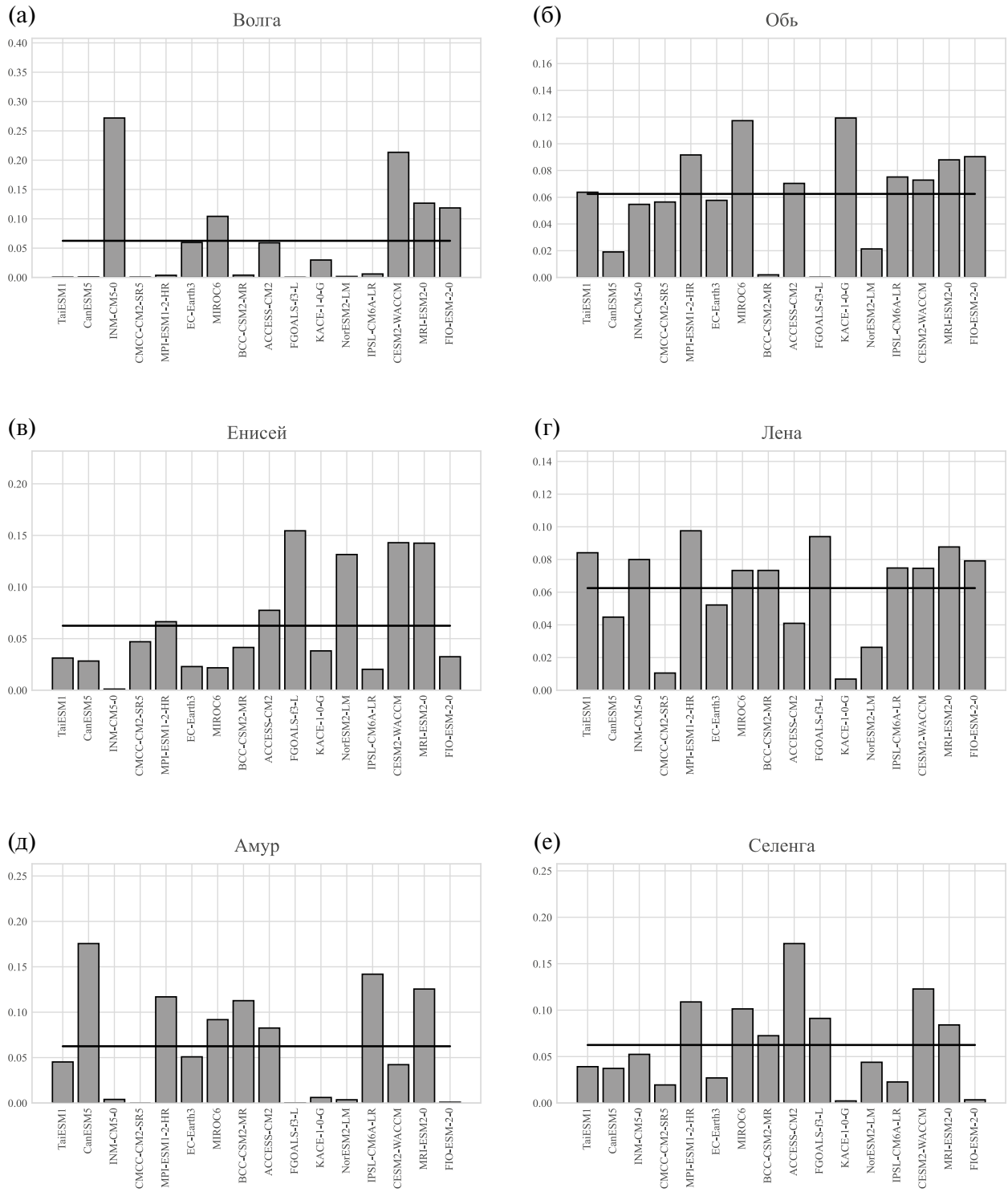


Рис. 6. Подобно рис. 2, но для комбинированных весов w_{all} .

$H_{all} = 0.95$ для Лены. Наибольший вклад в неоднородность весов w_{all} связан с качеством воспроизведения тренда (для Волги, Оби, Амура и Селенги) и многолетнего среднего (для Енисея, Лены и Амура). Значима также соответствующая роль междесятилетней изменчивости (для Лены и Амура) и СКО межгодовой изменчивости (для Волги, Оби и Лены).

Для каждого водосбора можно выделить модели ансамбля, лучше остальных воспроизводящие характеристики стока на различных временных масштабах и дающие наибольший вклад в ансамблевую статистику. В качестве критерия этого можно использовать веса w_{all}, значения которых для таких моделей должны быть сравнимы с 1/K или быть больше этой величины. Для водосбора Волги при этом из 16 моделей выделяются 7, для Оби — 12, для Енисея — 9, для Лены — 13, для Амура — 10, для Селенги — 10. При этом модели, лучше других воспроизводящие характеристики стока на одном из водосборов, могут характеризоваться пониженным качеством восроизведения таких характеристик для другого водосбора.

3.2. Изменения характеристик речного стока в XXI в.

3.2.1. Учет характеристик стока на всех временных масштабах при взвешивании моделей

Результаты вычисления ансамблевого среднего $E(R \mid D)$ для байесового осреднения с комбинированным весом w_{all} в целом подобны соответствующим результатам при осреднении с однородными весами (с учетом ансамблевого межмодельного СКО; см. рис. 7–12). При этом для большинства анализируемых рек (за исключением Волги) выявлен общий тренд увеличения ансамблевого среднего стока при потеплении (табл. 4). Это увеличение более выражено при сценариях с большими антропогенными воздействиями. При сценарии SSP5-8.5, тренд увеличения стока в 2015–2100 гг. составляет 41 ± 15 км^3 год$^{-1}$ для Оби, 94 ± 19 км^3 год$^{-1}$ для Енисея, 207 ± 36 км^3 год$^{-1}$ для Лены, 94 ± 19 км^3 год$^{-1}$ для Амура и 5 ± 2 км^3 год$^{-1}$ для Селенги. Для значений среднего многолетнего стока в табл. 2 это соответствует изменению стока на $(10 \pm 4)\%$ для Оби, $(16 \pm 3)\%$ для Енисея, $(39 \pm 7)\%$ для Лены, $(36 \pm 7)\%$ для Амура и $(18 \pm 6)\%$ для Селенги. При сценарии SSP2-4.5 тренды становятся меньше по абсолютной ве-

Таблица 4. Коэффициент тренда изменения стока рек (ансамблевое среднее ± внутриансамблевое СКО) в 2015–2100 гг., км^3 год$^{-2}$. Значения, имеющие статистическую значимость на уровне 0.95, выделены жирным шрифтом

		m	tr	IDV	IAV	all	AM
Волга	SSP1-2.6	–3 ± 10	–9 ± 11	1 ± 7	1 ± 7	–12 ± 10	5 ± 7
	SSP2-4.5	1 ± 8	–1 ± 10	0 ± 7	–5 ± 7	–4 ± 9	–1 ± 7
	SSP5-8.5	9 ± 10	5 ± 10	19 ± 9	17 ± 9	–7 ± 11	**26 ± 11**
Обь	SSP1-2.6	**–26 ± 7**	**–30 ± 8**	**–33 ± 7**	**–27 ± 7**	**–28 ± 8**	**–30 ± 7**
	SSP2-4.5	5 ± 8	6 ± 8	8 ± 7	8 ± 8	**16 ± 8**	4 ± 7
	SSP5-8.5	**23 ± 11**	**34 ± 14**	**30 ± 13**	30 ± 15	**41 ± 15**	**26 ± 13**
Енисей	SSP1-2.6	–8 ± 8	–2 ± 8	–2 ± 8	–1 ± 8	–12 ± 9	–1 ± 8
	SSP2-4.5	41 ± 10	46 ± 11	**40 ± 10**	**43 ± 10**	**38 ± 10**	**43 ± 10**
	SSP5-8.5	**95 ± 19**	**106 ± 20**	**101 ± 18**	**102 ± 19**	**94 ± 19**	**103 ± 19**
Лена	SSP1-2.6	13 ± 11	17 ± 11	14 ± 10	**21 ± 10**	19 ± 11	14 ± 10
	SSP2-4.5	79 ± 15	**97 ± 19**	**84 ± 16**	**95 ± 18**	**82 ± 15**	**91 ± 18**
	SSP5-8.5	**208 ± 36**	**232 ± 40**	**213 ± 37**	**222 ± 38**	**207 ± 36**	**223 ± 39**
Амур	SSP1-2.6	**30 ± 9**	**43 ± 11**	**30 ± 8**	**31 ± 9**	**43 ± 12**	**30 ± 9**
	SSP2-4.5	**50 ± 11**	**56 ± 12**	**53 ± 11**	**52 ± 10**	**60 ± 13**	**58 ± 11**
	SSP5-8.5	**97 ± 18**	**98 ± 19**	**101 ± 17**	**98 ± 17**	**94 ± 19**	**111 ± 18**
Селенга	SSP1-2.6	1 ± 1	2 ± 1	1 ± 1	2 ± 1	**3 ± 1**	1 ± 1
	SSP2-4.5	2 ± 1	–1 ± 2	1 ± 1	2 ± 1	1 ± 1	1 ± 1
	SSP5-8.5	**5 ± 2**	2 ± 2	**4 ± 2**	**5 ± 1**	**5 ± 2**	**4 ± 2**

личине, но в целом (за исключением Селенги) остаются статистически значимыми. При сценарии SSP1-2.6 тренды стока дополнительно уменьшаются по абсолютной величине и для большинства водосборов становятся статистически незначимы. В целом для анализируемых водосборов (исключая Селенгу) можно отметить общее увеличение роста стока в направлении с запада но восток.

Основной причиной изменения ансамблевого среднего стока в XXI в. в моделях при всех сценариях SSP является изменение осадков (переменная CMIP pr). Влияние изменений эвапо-

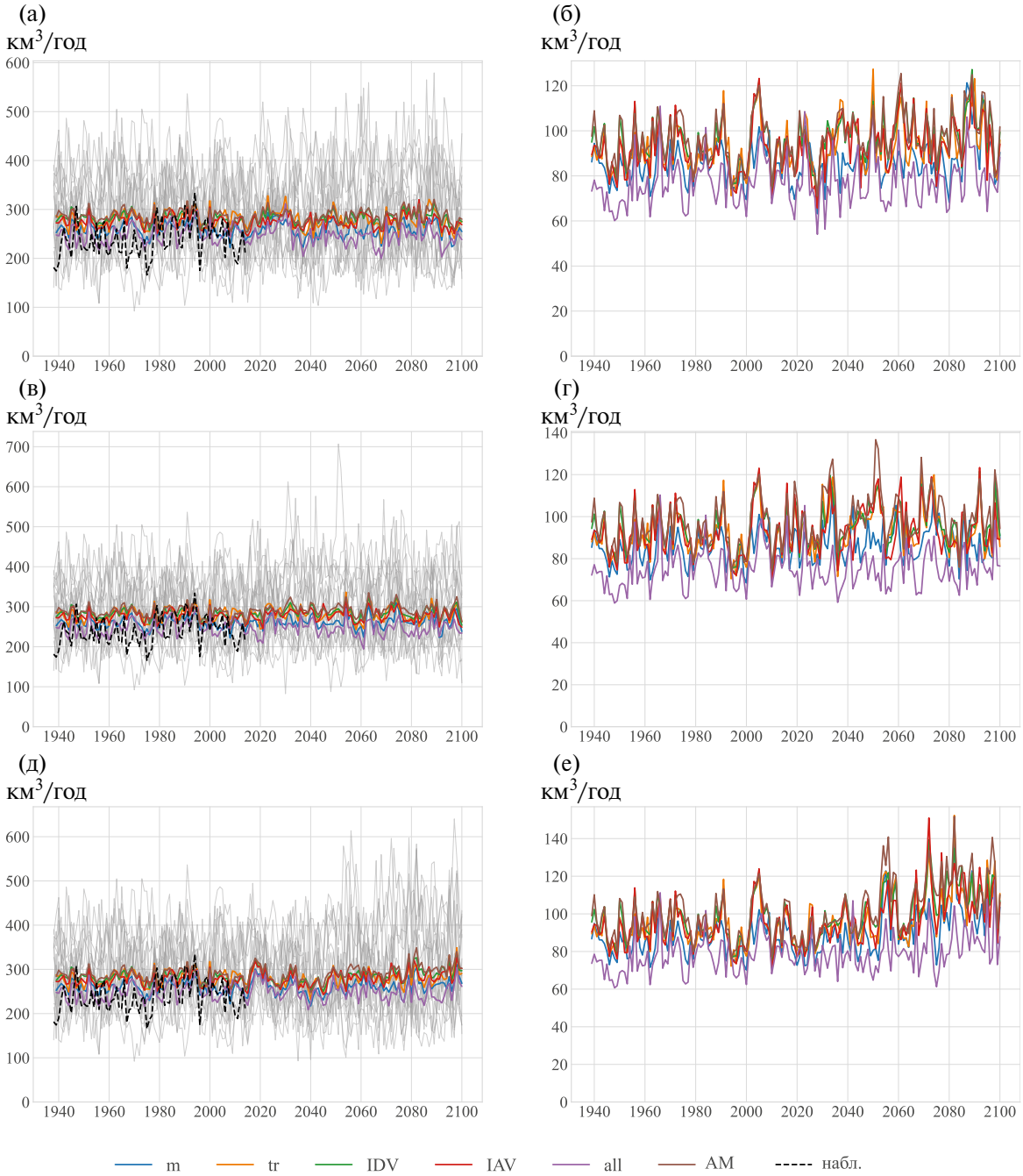


Рис. 7. Ансамблевые средние $E(R \mid D)$ (а, в, д) и межмодельное стандартное отклонение $\sigma(R \mid D)$ (б, г, е) для годового стока Волги при сценариях SSP1-2.6 (а, б), SSP2-4.5 (в, г) и SSP5-8.5 (д, е).

транспирации (переменная CMIP evspsbl), как правило, мало. Статистически значим последний коэффициент корреляции только в случае значимой корреляции между эвапотранспирацией и осадками, что проявляется, например, для модели MPI-ESM1-2-HR над водосбором Селенги.

Учет различия качества моделей при воспроизведении стока рек (характеризуемого весами w_{all}) в среднем для 2015–2100 гг. уменьшает межмодельное СКО $\sigma(R \mid D)$ относительно соответствующего значения при однородном взвешивании моделей на 22–26% в зависимости от сценария SSP для Волги, на 6–8% для Енисея

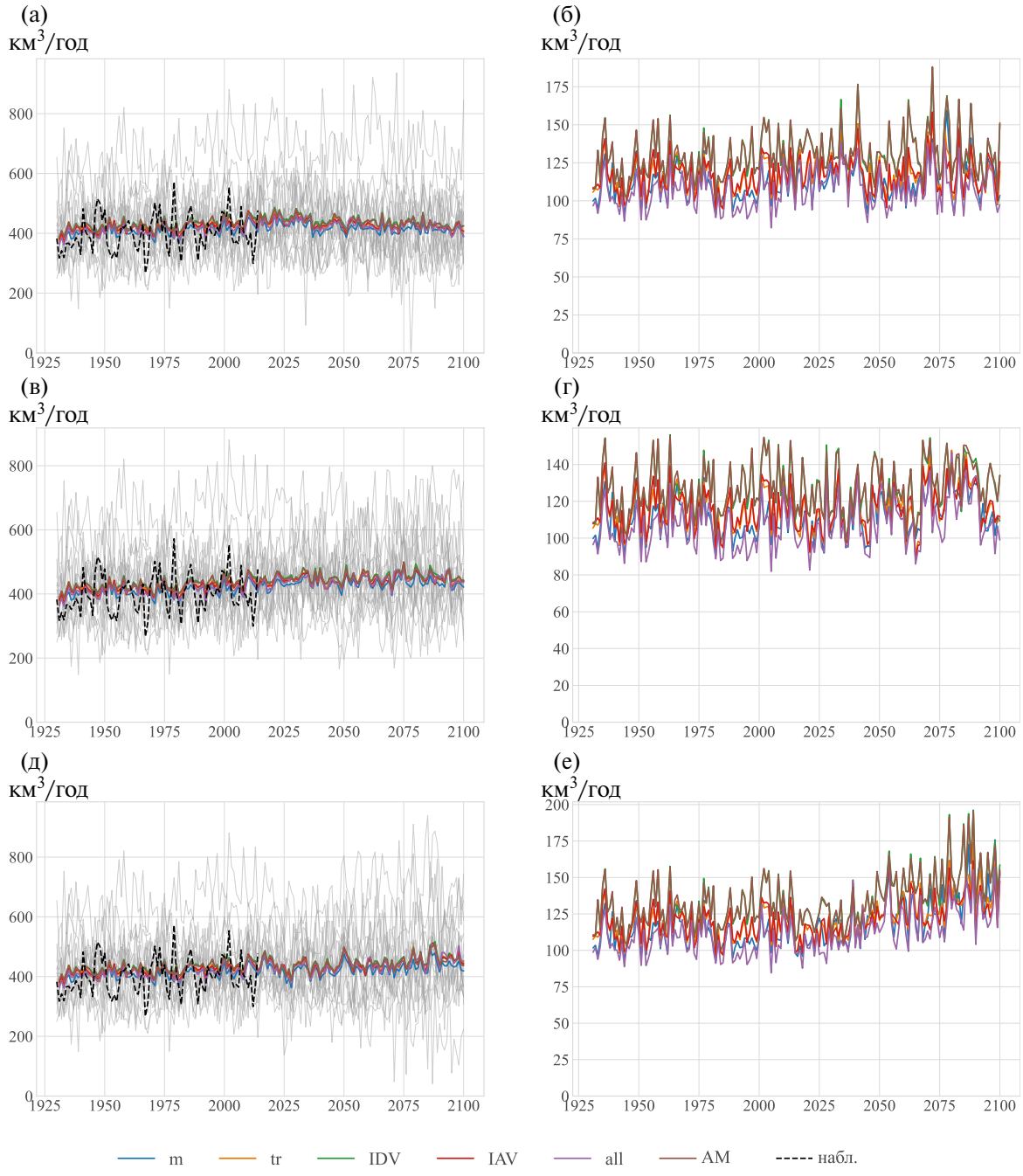


Рис. 8. Подобно рис. 7, но для Оби.

и на 14–18% для остальных рек (правые части рис. 7–12).

3.2.2. Влияние критерия выбора моделей на результаты анализа

В целом влияние выбора временного масштаба для выделения качества моделей на результаты вычисления ансамблевого среднего стока $E(R \mid D)$ не является принципиальным. Использование любого из весов w_{m}, w_{tr}, w_{IAV} и w_{IDV} (а также однородного веса $w_0 = 1/K$) вместо веса w_{all} не сказывается принципиальным образом на результате вычисления среднего ансамблевого стока: вычисленные при этом $E(R \mid D)$ для данного водосбора различаются

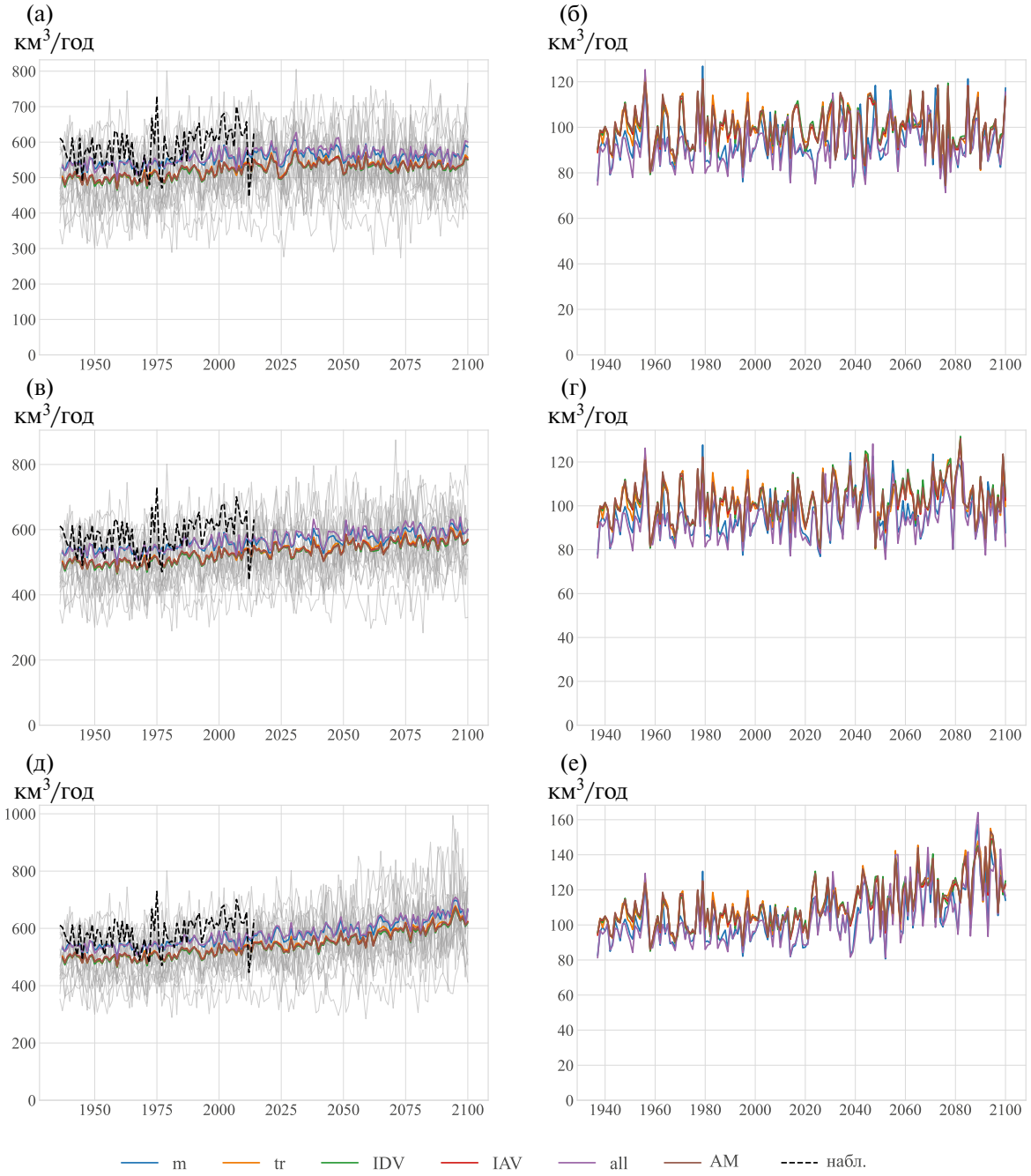


Рис. 9. Подобно рис. 7, но для Енисея.

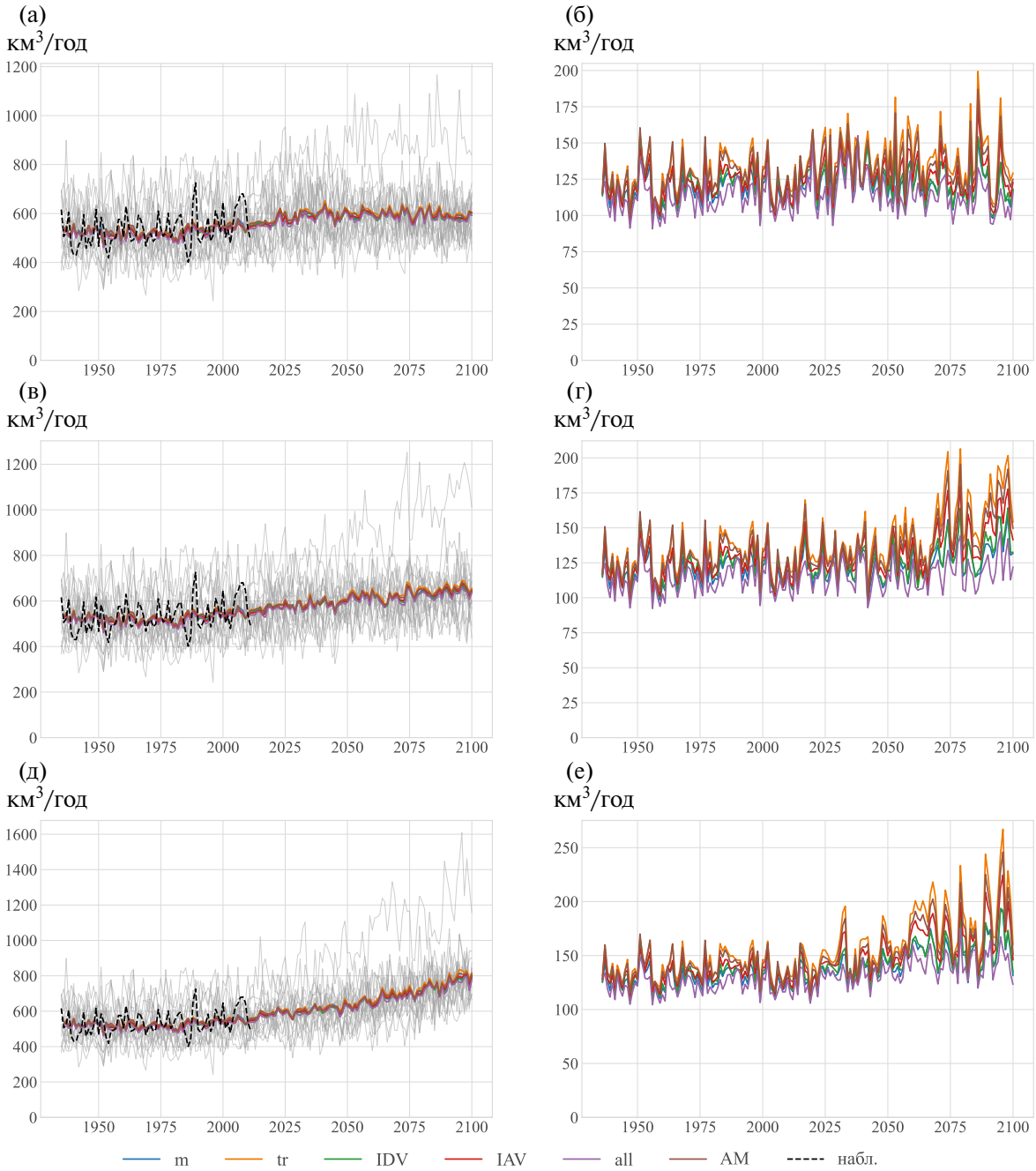


Рис. 10. Подобно рис. 7, но для Лены.

менее чем на внутриансамблевое СКО $\sigma(R \mid D)$ (рис. 7–12).

Для водосбора Оби отмечено, что при сценарии SSP2-4.5 тренд увеличения стока проявляется только при осреднении моделей ансамбля с комбинированными весами w_{all}. При осреднении с весами w_{m}, w_{tr}, w_{IAV} и w_{IDV}, а также с однородными весами w_0 коэффициент тренда для среднего по ансамблю стока $E(R \mid D)$ становится статистически незначимым, а его абсолютное значение уменьшается в несколько раз (см. табл. 4).

Можно отметить, что для всех водосборов наибольший тренд увеличения стока в XXI в. проявляется при осреднении с весами w_{tr}, которые характеризуют качество воспроизведения моделями тренда стока в XX и начале XXI в. (табл. 4). В свою

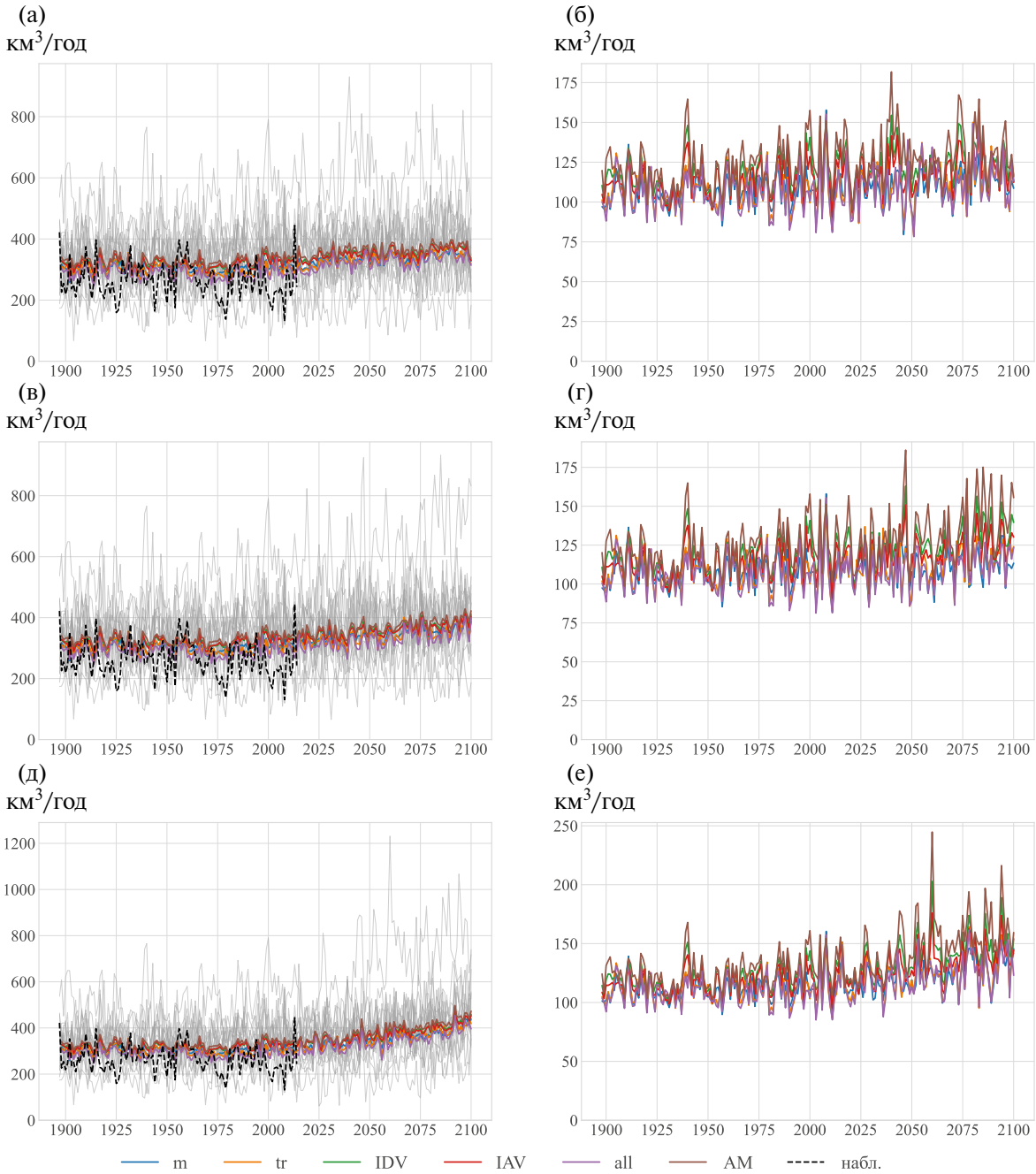


Рис. 11. Подобно рис. 7, но для Амура.

очередь, наименьший по абсолютной величине тренд увеличения стока в XXI в. для всех водосборов отмечается при байесовом осреднении с весами w_{m}, характеризующими качество воспроизведения моделями многолетнего среднего стока.

Отмеченное уменьшение межмодельного СКО при байесовом осреднении связано прежде всего с влиянием качества воспроизведения среднего многолетнего стока различными моделями. В частности, уже при осреднении с весами w_{m} уменьшение $\sigma(R \mid D)$ в среднем для 2015–2100 гг. относительно соответствующего значения при осреднении с весами w_0 может составлять 1/5. Наиболее значимо это уменьшение для Амура и наименее значимо для Енисея. Это в целом согласуется с результатами вычисления энтропии весов для различных водосборов.

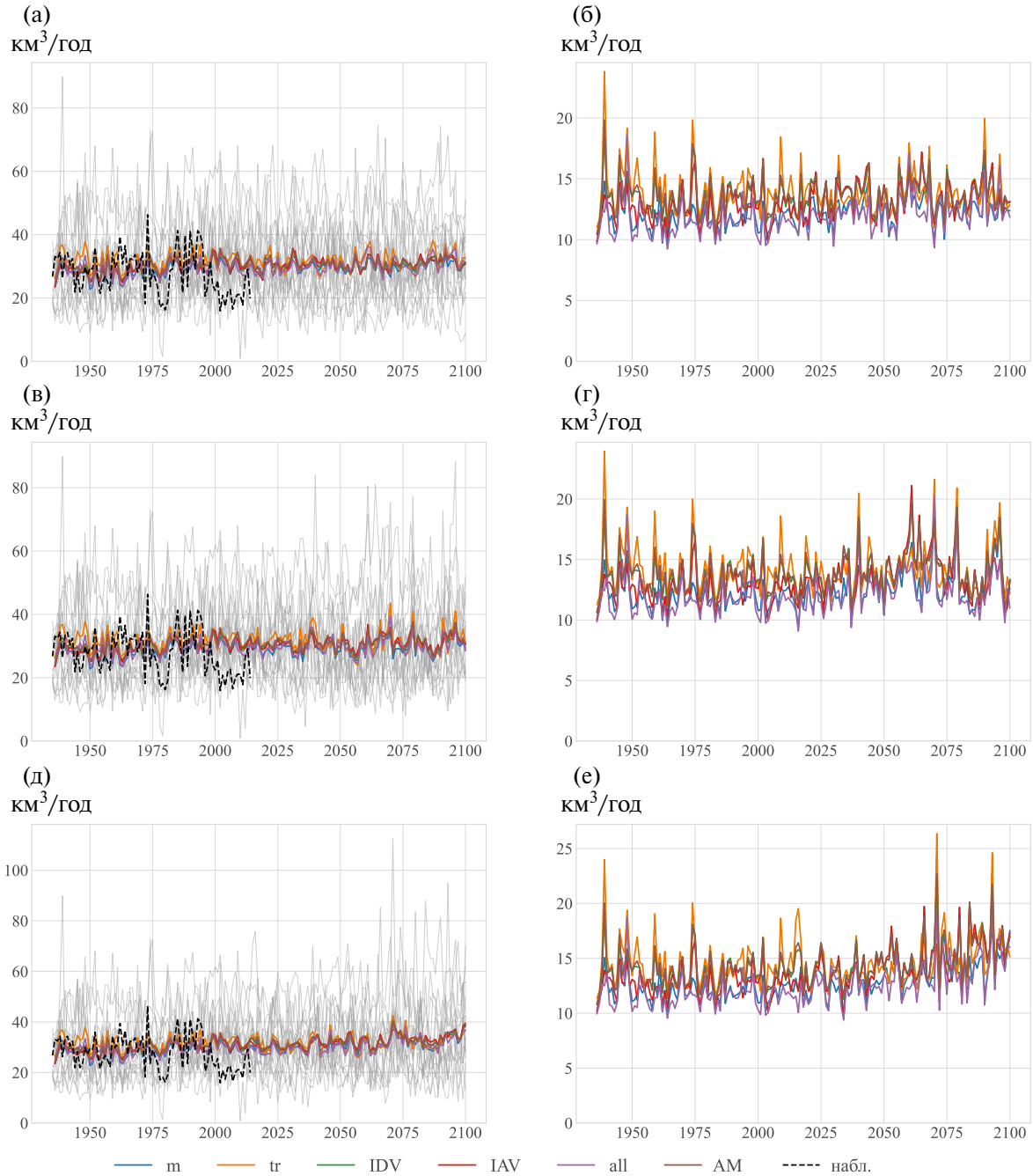


Рис. 12. Подобно рис. 7, но для Селенги.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе анализ проведен анализ стока крупнейших российских рек в XXI в. по расчетам с ансамблем климатических моделей CMIP6 с использованием байесова осреднения. При этом с помощью фильтра Ланцоша были явно выделены два интервал временных масштабов климатической изменчивости – межгодовой и междесятилетней. Для первого масштаба характеристика качество воспроизведения моделями межгодовой изменчивости определялось величиной ансамблевого СКО. Для междесятилетней изменчивости наряду с СКО учитывалась также временная корреляция выделенного фильтром Ланцоша временного ряда с данными измерений стока.

В качестве эталонных данных для стока были использованы данные гидропостов вблизи устья соответствующих рек с началом в середине 1930-х гг. (для Амура – с 1897 гг.) и вплоть до 2014 г. (последний календарный год численного эксперимента “historical” проекта CMIP6). Такой выбор данных обусловлен, в частности, выделением интервалов межгодовой и междесятилетней изменчивости в данной работе. При этом в связи с недостаточной длиной данных для количества осадков над крупными речными водосборами эта переменная не использовалась как характеристика качества моделей ансамбля в данной работе.

Качество воспроизведения характеристик стока отдельными моделями ансамбля CMIP6 наиболее сильно различается для среднего многолетнего стока, тренда стока и, в меньшей степени, для СКО межгодовой изменчивости. Для междесятилетних вариаций распределение байесовых весов, несмотря на использование для данного интервала временных масштабов как СКО, так и временной корреляции с наблюдениями (т.е. увеличения числа характеристик качества воспроизведения стока моделями по сравнению с подобным для межгодового масштаба) оказывается наиболее однородным между моделями. Следует отметить, что это не обязательно указывает на хорошее качество всех моделей – скорее, это связано со взаимной компенсацией качества воспроизведения этих двух характеристик отдельными моделями.

Несмотря на однородность весов w_{IDV} между моделями, выделение этого временного масштаба является целесообразным. При этом изменяются веса w_{IAV} по сравнению со случаем вычисления таких весов по временному ряду, характеризующему объединенный междекадный + междесятилений интервал временных масштабов.

Следует также отметить, что при вычислении весов w_{IDV} использовались также только СКО без учета временной корреляции с наблюдениями. Полученные при этом результаты принципиально не отличаются от представленных в данной работе.

В XXI в. средний по ансамблю сток увеличивается для большинства анализируемых рек за исключением Волги. Это увеличение более выражено при сценариях с большими антропогенными воздействиями. Оно особенно значимо для сценария SSP5-8.5, при котором тренд увеличения стока в 2015–2100 гг. относительно его современного среднего многолетнего значения составляет $(10 \pm 4)\,\%$ для Оби, $(16 \pm 3)\,\%$ для Енисея, $(39 \pm 7)\,\%$ для Лены, $(36 \pm 7)\,\%$ для Амура и $(18 \pm 6)\,\%$ для Селенги. Основной причиной изменения ансамблевого среднего стока в XXI в. в моделях при всех сценариях SSP является изменение осадков.

Учет различия качества моделей при воспроизведении стока рек в среднем для 2015–2100 гг. уменьшает межмодельное СКО относительно соответствующих значений при однородном взвешивании моделей на 22–26% в зависимости от сценария SSP для Волги, на 6–8% для Енисея и на 14–18% для остальных рек.

Результаты данной работы для водосборов Амура и Селенги согласуются с полученными ранее в [Липавский и др., 2022]. Они также качественно согласуются с результатами расчетов с моделью Земной системы Института физики атмосферы им. А.М. Обухова РАН [Елисеев и др., 2009] при сценариях антропогенного воздействия семейства SRES (Special Report on Emission Scenarios). Однако результаты настоящей работы отличаются от полученных в [Гельфан и др., 2018], где преобладали отрицательные аномалии стока Амура при всех использованных сценариях антропогенных воздействиях в XXI в. Причины последнего обсуждаются в [Липавский и др., 2022].

Разработка метода построения ансамблевой статистики выполнена за счет гранта Российского научного фонда № 23-62-10043 (https://rscf.ru/project/23-62-10043/). Анализ роли естественной изменчивости проводился в рамках проекта РНФ 19-17-00240. Оценки изменений стока рек арктического бассейна при изменениях в XXI в. выполнены за счет проекта РНФ 23-47-00104.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Аржанов М.М., Елисеев А.В., Демченко П.Ф. и др. Моделирование температурного и гидрологического режима водосборов сибирских рек в условиях вечной мерзлоты с использованием данных

реанализа // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2008. Т. 44. № 1. С. 86–93.

Арпе К., Бенгтссон Л., Голицын Г.С. и др. Анализ и моделирование изменений гидрологического режима в бассейне Каспийского моря // Докл. РАН. 1999. Т. 366. № 2. С. 248–252.

Арпе К., Бенгтссон Л., Голицын Г.С. и др. Анализ изменений гидрологического режима на водосборе Ладожского озера и стока Невы в XX и XXI веках с помощью глобальной климатической модели // Метеорология и гидрология. 2000. № 12. С. 5–13.

Гельфан А.Н., Калугин А.С., Мотовилов Ю.Г. Оценка изменений водного режима реки Амур в XXI веке при двух способах задания климатических проекций в модели формирования речного стока // Водные ресурсы. 2018. Т. 45. № 3. С. 223–234.

Елисеев А.В., Аржанов М.М., Демченко П.Ф. и др. Из менения климатических характеристик суши внетропических широт Северного полушария в XXI веке: оценки с использованием климатической модели ИФА РАН // Изв. РАН. Физика атмосферы океана. 2009. Т. 45. № 3. С. 291–304.

Калюжный И.Л., Лавров С.А. Основные физические процессы и закономерности формирования зимнего и весеннего стока рек в условиях потепления климата // Метеорология и гидрология. 2012. № 1. С. 68–81.

Кибанова О.В., Елисеев А.В., Мохов И.И. и др. Изменения продолжительности навигационного периода Северного морского пути в XXI в. по расчетам с ансамблем климатических моделей: байесовские оценки // Докл. АН. 2018. Т. 481. № 1. С. 88–92.

Липавский А.С., Елисеев А.В., Мохов И.И. Байесовы оценки изменения стока Амура и Селенги в XXI веке по результатам ансамблевых модельных расчетов CMIP6 // Метеорология и гидрология. 2022. № 5. С. 64–82.

Марченко О.Ю., Мордвинов В.И., Бережных Т.В. Экстремальная водность р. Селенга и особенности летней циркуляции атмосферы // Метеорология и гидрология. 2012. № 10. С. 81–93.

Мелешко В.П., Голицын Г.С., Говоркова В.А. и др. Возможные антропогенные изменения климата России в XXI в.: оценки по ансамблю климатических моделей // Метеорология и гидрология. 2004. № 4. С. 38–49.

Мохов И.И., Хон В.Ч. Гидрологический режим в бассейнах сибирских рек: модельные оценки изменений в XXI веке // Метеорология и гидрология. 2002. № 8. С. 77–93.

Мохов И.И., Хон В.Ч. Модельные сценарии изменений стока сибирских рек в XXI веке // Докл. АН. 2002. Т. 383. № 5. С. 684–687.

Мохов И.И., Семенов В.А., Хон В.Ч. Оценки возможных региональных изменений гидрологического режима в XXI веке на основе глобальных климатических моделей // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2003. Т. 39. № 2. С. 150–165.

Мохов И.И. Гидрологические аномалии и тенденции изменения в бассейне реки Амур в условиях глобального потепления // Докл. АН. 2014. Т. 455. № 5. С. 585–588.

Мохов И.И. Экстремальные атмосферные и гидрологические явления в российских регионах: связь с Тихоокеанской десятилетней осцилляцией // Докл. АН. Науки о Земле. 2021. Т. 500. № 2. С. 73–78.

Парфенова М.Р., Елисеев А.В., Мохов И.И. Изменения периода навигации в арктических морях на Северном морском пути в 21 веке: байесовы оценки по расчетам с ансамблем климатических моделей // Докл. АН. Науки о Земле. 2022. Т. 507. № 1. С. 118–125.

Романовский Н.Н., Булдович С.Н., Типенко Г.С. и др. Оценка влияния климатических изменений на поверхностный сток с помощью моделирования теплового взаимодействия многолетнемерзлых пород и подземных вод (на примере верхней части водосборного бассейна р. Лены) // Криосфера Земли. 2009. Т. 13. № 1. С. 55–64.

Фролова Н.Л., Белякова П.А., Григорьев В.Ю. и др. Многолетние колебания стока рек в бассейне Селенги // Водные ресурсы. 2017. Т. 44. № 3. С. 243–255.

Хон В.Ч., Мохов И.И. Гидрологический режим бассейнов крупнейших рек Северной Евразии в XX–XXI вв. // Водные ресурсы. 2012. Т. 39. № 1. С. 3–12.

Adler R.F., Sapiano M.R.P., Huffman G.J. et al. The Global Precipitation Climatology Project (GPCP) monthly analysis (new version 2.3) and a review of 2017 global precipitation // Atmosphere. 2018. V. 9. № 4. P. 138.

Berezovskaya S., Yang D., Kane D. L. Compatibility analysis of precipitation and runoff trends over the large Siberian watersheds // Geophys. Res. Lett. 2004. V. 31. № 21. L21502.

Bronstert A., Carrera J., Kabat P., Lütkemeier S. Coupled Models for the Hydrological Cycle: Integrating Atmosphere, Biosphere, and Pedosphere // Berlin, heidelberg: Springer. 2005. P. 345.

Brunner L., Pendergrass A.G., Lehner F. et al. Reduced global warming from CMIP6 projections when weighting models by performance and independence // Earth Syst. Dyn. 2020. V. 11. № 11. P. 995–1012.

Cook B.I., Shukla S.P., Puma M.J. et al. Irrigation as an historical climate forcing // CD. 2015. V. 44. № 5–6. P. 1715–1730.

de Vries I.E., Sippel S., Pendergrass A.G. et al. Robust global detection of forced changes in mean and extreme precipitation despite observational disagreement on the magnitude of change // Earth Syst. Dyn. 2023. V. 14. № 1. P. 81–100.

Duchon C.E. Lanczos filtering in one and two dimensions // Journal of Applied Meteorology and Climatology. 1979. V. 18. № 8. P. 1016–1022.

Eyring V. et al. Overview of the Coupled Model Intercomparison Project Phase 6 (CMIP6) experimental design and organization. // Geoscientific Model Development. 2016. V. 9. № 5. P. 1937–1958.

Gerten D., Rost S., von Bloh W. et al. Causes of Change in 20th Century Global River Discharge // Geophys. Res. Lett. 2004. V. 35. № 20. L20405

Gidden M.J. et al. Global emissions pathways under different socioeconomic scenarios for use in CMIP6: a dataset of harmonized emissions trajectories through the end of the century // Geoscientific model development. 2019. V. 12. № 4. P. 1443–1475.

Graham S.T., Famiglietti J.S., Maidment D.R. Five minute, 1/2°, and 1° data sets of continental watersheds and river networks for use in regional and global hydrologic and climate system modeling studies // Water Resour. Res. 1999. № 2. P. 583–587.

Hawkins E., Sutton R. The potential to narrow uncertainty in regional climate predictions // Bull. Amer. Meteorol. Soc. 2009. V. 90. № 8. P. 1095–1107.

Held I.M., Soden B.J. Robust Responses of the Hydrological Cycle to Global Warming // J. Climate. 2006. V. 19. P. 5686–5699.

Hoeting J.A., Madigan D., Raftery A.E. et al. Bayesian model averaging: A tutorial // Stat. Sci. 1999. V. 14. № 4. P. 382–401.

Jun M., Knutti R., Nychka D.W. Spatial analysis to quantify numerical model bias and dependence: How many climate models are there? // JASA. 2008. V. 103. № 483. P. 934–947.

Kattsov V.M., Walsh J.E., Chapman W.L. et al. Simulation and Projection of Arctic Freshwater Budget Components by the IPCC AR4 Global Climate Models // J. Hydrology. 2007. V. 8. № 3. P. 571–589.

Lehner F., Deser C., Maher N. et al. Partitioning climate projection uncertainty with multiple large ensembles and CMIP5/6 // Earth Syst. Dyn. 2020. V. 11. № 2. P. 491–508.

Liu C., Allan R.P., Huffman G.J. Co-variation of temperature and precipitation in CMIP5 models and satellite observations // Geophys. Res. Lett. 2012. V. 39. № 13. P. L13803.

Masson-Delmotte V. et al. Climate Change 2021: The Physical Science Basis. Working Group I contribution to the Sixth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change // Cambridge Univ. Press. 2021.

Pendergrass A.G. The Global-mean precipitation response to CO2-induced warming in CMIP6 models // Geo phys. Res. Lett. 2020. V. 47. № 17. e2020GL089964.

Reichler T., Kim J. How well do coupled models simulate today'sclimate? // Bull. Amer. Meteorol. Soc. 2008. V. 89. № 3. P. 303–311.

Taylor R.G., Scanlon B., Döll P. et al. Ground water and climate change // NatCC. 2013. V. 3. № 4. P. 322–329.

von Storch H., Zwiers F.W. Statistical Analysis in Climate Research // Cambridge Univ. Press. 2003. P. 484.

Weigel A.P., Knutti R., Liniger M.A. et al. Risks of model-weighting in multimodel climate projections // J. Climate. 2010. V. 23. № 15. P. 4175–4191.

Yang H., Zhou F., Piao S. et al. Regional Patterns of Future Runoff Changes from Earth System Models Constrained by Observation // Geophys. Res. Lett. 2017. V. 44. № 11. P. 5540–5549.

Zhang X., Tang Q., Zhang X. et al. Runoff sensitivity to global mean temperature change in the CMIP5 models // Geophys. Res. Lett. 2014. V. 41. № 15. P. 5492–5498.

Bayesian Estimates for Changes of the Russian River Runoff in the 21st Century as Based on the CMIP6 Model Ensemble Simulations

A. I. Medvedev[1], A. V. Eliseev[1, 2, 3, 4, *], I. I. Mokhov[1, 2]

[1]*Lomonosov Moscow State University, GSP-1, Leninskie Gory, Moscow, 119991 Russia*
[2]*Obukhov Institute of Atmospheric Physics, Russian Academy of Sciences, Pyzhevskii per., 3, Moscow, 119017 Russia*
[3]*Marchuk Institute of Numerical Mathematics, Russian Academy of Sciences, Gubkin str., 8, Moscow, 119333 Russia*
[4]*Federal State Institution of Science Institute of Applied Physics of the Russian Academy of Sciences, Ulyanova str., 46, Nizhniy Novgorod, 603950 Russian Federation*
**e-mail: eliseev.alexey.v@gmail.com*

Based on ensemble calculations with the CMIP6 (Coupled Model Intercomparison Project, phase 6) climate models and using Bayesian averaging, an analysis was conducted on the changes in the 21st century runoff of several Russian rivers – the Volga, Ob, Yenisei, Lena, Amur, and Selenga. Bayesian weights considered the quality of models' reproduction of runoff (long-term average runoff, linear runoff trend over the time interval with available runoff observations, interannual and interdecadal variability). The quality of runoff characteristics reproduction by individual models in the CMIP6 ensemble varies most significantly for the long-term average runoff, runoff trend, and, to a lesser extent, for interannual variability. In the 21st century, the ensemble average runoff increases for most of the analyzed rivers, except for the Volga. This increase is more pronounced under scenarios with larger anthropogenic impacts. It is especially significant for the SSP5-8.5 scenario (Shared Socioeconomic Pathways, 5-8.5), under which the runoff increase trend from 2015 to 2100 relative to its current long-term average is $(10 \pm 4)\%$ for the Ob, $(16 \pm 3)\%$ for the Yenisei, $(39 \pm 7)\%$ for the Lena, $(36 \pm 7)\%$ for the Amur, and $(18 \pm 6)\%$ for the Selenga. The primary reason for the change in ensemble average runoff in the 21st century in models under all SSP scenarios is the change in precipitation. Accounting for differences in model quality in reproducing river runoff on average for 2015–2100 reduces inter-model deviations relative to the corresponding values with uniform weighting of model results by 6–26%, depending on the SSP scenario and river basin.

Keywords: River runoff, Volga River, Ob River, Yenisei River, Lena River, Amur River, Selenga River, CMIP6, Bayesian estimation

ИЗВЕСТИЯ РАН. ФИЗИКА АТМОСФЕРЫ И ОКЕАНА, 2024, том 60, № 2 , с. 157–171

УДК 551.510

ЕСТЕСТВЕННЫЕ СТОКИ И ИСТОЧНИКИ CO_2 И CH_4 В АТМОСФЕРЕ РОССИЙСКИХ РЕГИОНОВ И ИХ ВКЛАД В ИЗМЕНЕНИЯ КЛИМАТА В XXI ВЕКЕ ПО РАСЧЕТАМ С АНСАМБЛЕМ МОДЕЛЕЙ CMIP6

© 2024 г. С. Н. Денисов[a, *], А. В. Елисеев[a, b, c], И. И. Мохов[a, b, d]

[a] *Институт физики атмосферы им. А.М. Обухова РАН, Пыжевский пер., 3, Москва, 119017 Россия*
[b] *Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, ГСП-1, Ленинские горы, 1, стр. 2, Москва, 119991 Россия*
[c] *Казанский (Приволжский) федеральный университет, ул. Кремлевская, д. 18, корп. 1, Казань, Республика Татарстан, 420008 Россия*
[d] *Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), Институтский пер., 9, Долгопрудный, Московская обл., 141701 Россия*

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

Поступила в редакцию 01.10.2023 г.
После доработки 11.12.2023 г.
Принята к публикации 28.02.2024 г

Проведен анализ естественных потоков CO_2 и CH_4 в атмосферу с территории России в XXI в. с использованием результатов расчетов с ансамблем глобальных климатических моделей международного проекта CMIP6. Оценки природных потоков CO_2 для российских регионов сильно различаются для разных моделей. Их значения для начала XXI в. находятся в пределах от –1 до 1 ГтС/год. В XXI в. различия модельных оценок потоков растут и в конце XXI в. при сценарии с наибольшими антропогенными воздействиями SSP5-8.5 находятся в диапазоне от –2.5 до 2.5 ГтС/год. Оценки естественных эмиссий метана в атмосферу с территории России также сильно различаются для разных моделей – современные эмиссии метана оцениваются в диапазоне от 10 до 35 МтСH_4/год, при этом рост в XXI в. может достигать 300%. В ансамблевых модельных расчетах проявляются общие тенденции для изменений естественных потоков парниковых газов. Для большинства моделей ансамбля CMIP6 характерно достижение максимума поглощения CO_2 наземными экосистемами и его дальнейшее сокращение к концу XXI в., а естественные эмиссии метана в атмосферу для всех моделей и сценариев антропогенных воздействий растут на протяжении XXI в. Кумулятивный температурный потенциал естественных потоков CO_2 на территории России в XXI в. оценен, в зависимости от сценария антропогенных воздействий, от –0.3 до 0.1 K, а ускоряющее потепление воздействие естественных эмиссий CH_4 – в диапазоне 0.03–0.09 K.

Ключевые слова: углеродный цикл, моделирование климата, потоки парниковых газов, углекислый газ, метан, температурный потенциал

DOI: 10.31857/S0002351524020039 **EDN**: KQVVIQ

ВВЕДЕНИЕ

Концентрация углекислого газа в земной атмосфере увеличилась в полтора раза с начала индустриальной эпохи – от уровня около 280 ppm [Joos, Spahni, 2008] до уровня около 420 ppm к 2023 г. [https://gml.noaa.gov/ccgg/trends/global.html]. Первоначально антропогенный рост содержания CO_2 в атмосфере был вызван главным образом выбросами углерода в атмосферу в результате вырубки лесов и других видов деятельности, связанных с землепользованием. А с середины XX в. доминирующим фактором стали антропогенные выбросы в атмосферу, связанные с использованием ископаемого топлива и производством цемента, и их относительная доля продолжает расти вплоть до настоящего времени. Антропогенные выбросы происходят на фоне природного углеродного обмена, в котором углерод циркулирует между резервуарами атмосферы, океана, биосферы и почвы в масштабах от внутрисуточных до тысячелетних и более [Archer et al., 2009].

Согласно прогностическим оценкам, концентрация CO_2 в атмосфере к 2100 г. может достигнуть уровня от 795 до 1145 ppm при сценарии

антропогенных эмиссий CO_2 RCP 8.5. Диапазон неопределенности связан с изменчивостью наземного углеродного обмена и неопределенностью в обратной связи углеродный цикл–климат [Friedlingstein et al., 2014]. Необходимо, возможно, более точное понимание отклика наземной экосистемы на изменение климата для уточнения подобных количественных оценок. Это особенно актуально в связи с Парижским соглашением (2015 г.) Рамочной конвенции ООН об изменении климата, касающегося проблем уменьшения выбросов парниковых газов и соответствующей адаптации [Метан и климатические изменения..., 2022; Мохов, 2022].

Углеродный баланс в российских регионах с большой протяженностью лесов, торфяных и водно-болотных угодий и значительными почвенными запасами углерода играет важную роль в глобальном углеродном цикле. Большая часть территории России находится в зоне вечной мерзлоты. В этих регионах при низкой температуре подавляется микробное разложение углерода, в то время как его сток из атмосферы через фотосинтез может оставаться на высоком уровне в течение весенних и летних сезонов. Поэтому за последние тысячелетия в озерных отложениях и в болотных, лесных и тундровых почвах этих регионов накопились большие запасы углерода, которые могут дестабилизироваться при дальнейшем потеплении.

По современным оценкам рост суммарного поглощения CO_2 на суше связан главным образом с Северным полушарием [Ciais et al., 2019], и наибольший вклад вероятно вносят бореальные и умеренные леса [Tagesson et al., 2020]. Повышение температуры и удлинение вегетационного периода в результате климатических изменений должно способствовать усилению биосферной активности в высоких широтах [Lucht et al., 2002; Chen et al., 2006]. При этом усиление “дыхания почвы” и рост эмиссий метана в атмосферу могут компенсировать рост потока углерода из атмосферы, связанный с фотосинтезом [Piao et al., 2008; Parmentier et al., 2011].

В [Денисов и др., 2019] были получены оценки изменений природных потоков CO_2 и CH_4 в атмосферу с территории России в XXI в. и их возможного вклада в изменения климата с использованием модели Земной системы Института физики атмосферы им. А.М. Обухова РАН (МЗС ИФА РАН). Было показано, что поглощение CO_2 наземными экосистемами России при всех рассмотренных сценариях антропогенного воздействия достигает максимума к середине XXI в., а далее сокращается. В то же время природные эмиссии метана в атмосферу растут на протяжении всего XXI в., и их вклад в повышение глобальной температуры атмосферы может превысить эффект от поглощения CO_2 естественными экосистемами, так что суммарный эффект естественных потоков этих газов к концу XXI в. может ускорять потепление. При этом как потоки метана [Melton et al., 2013; Saunois et al., 2020], так и углекислого газа [Friedlingstein et al., 2022] обладают высокой изменчивостью, и их оценки по расчетам с разными моделями сильно различаются даже для современного периода.

В данной работе представлены количественные оценки антропогенных и естественных потоков углекислого газа и метана для наземных экосистем России в XXI в. при разных сценариях антропогенных воздействий и их вклада в глобальное потепление с использованием результатов расчетов с ансамблем моделей земной системы.

ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ ДАННЫЕ И МЕТОДЫ АНАЛИЗА

В представленной работе анализ естественных потоков CO_2 и CH_4 в атмосферу с территории России в XXI в. проводился с использованием результатов расчетов с ансамблем глобальных климатических моделей международного проекта CMIP6 [Eyring et al., 2016]. На основе расчетов с предшествующим поколением моделей в рамках проекта CMIP5 [Taylor et al., 2012] были доступны результаты расчетов потоков CO_2 только для нескольких моделей, а результаты расчетов природных эмиссий метана отсутствовали. По расчетам с семейством моделей CMIP6 доступны модельные оценки потоков CO_2 уже для десятков моделей, и для нескольких моделей доступны оценки потоков CH_4.

При анализе рассматривались результаты модельных расчетов при 4-х сценариях антро-

погенных воздействий семейства SSP [Riahi et al., 2017] в XXI в.: SSP1-2.6, SSP2-4.5, SSP3-7.0 и SSP5-8.5. При этом анализировались только результаты модельных расчетов, доступные для периода 1990–2100 гг. (для 1990–2015 гг. рассматривались потоки, рассчитанные при сценарии “historical”). Информация о моделях, расчеты с которыми использовались при анализе, приведена в табл. 1, 2. Нужно отметить, что некоторые модели представлены в нескольких версиях. Отличия разных модельных версий связаны с различным пространственным разрешением (EC-Earth3-Veg, NorESM2) или со включением блока атмосферной химии. Далее показано, что эти различия мало влияют на полученные результаты. Кроме того, в моделях CMCC, NorESM и TaiESM1 для расчета потоков парниковых газов используются более ранние версии блока наземных процессов CLM, разработанного для модели CESM.

В табл. 1, 2 приведена информация о количестве численных модельных расчетов при разных начальных условиях для каждого сценария SSP. В данной работе при анализе использовались средние значения потоков по всем модельным вариантам расчетов для каждого сценария.

В данной работе анализировались данные, доступные на сайте (https://esgf-node.llnl.gov/projects/cmip6/), в том числе для определения естественных потоков CO_2 и CH_4 – переменные “NEP” (net ecosystem production) и “wetlandCH4”. При этом данные NEP для моделей CESM2, CESM2-WACCM и IPSL-CM5A-INCA, судя по всему, представлены с противоположным знаком (эмиссии, а не поглощение CO_2), поэтому при анализе в данной работе эти данные использовались с обратным знаком.

Для сравнения были проведены расчеты с МЗС ИФА РАН [Мохов и др., 2002, 2005; Мохов, Елисеев, 2012]. МЗС ИФА РАН относится к классу глобальных климатических моделей промежуточной сложности [Claussen et al., 2002; Petoukhov et al., 2005; Eby et al., 2013; Zickfeld et al., 2013; MacDougall et al., 2020]. Крупномасштабная динамика атмосферы и океана в ней описывается явно, а синоптические процессы параметризованы, что позволяет существенно увеличить скорость расчетов. Модель содержит блок углеродного цикла, включая цикл метана, учитывающий эмиссии в атмосферу и поглощение углекислого газа и метана разными природными экосистемами [Мохов и др., 2006; Елисе-

Таблица 1. Информация о модельных расчетах, использовавшихся при анализе потоков CO_2

Модель	Институт	Наземный блок	Разрешение (широта × долгота)	Сценарии SSP			
				1–2.6	2–4.5	3–7.0	5–8.5
ACCESS-ESM1-5	CSIRO, Австралия	CABLE 2.4	145 × 192	40	40	40	40
BCC-CSM2-MR	BCC, Китай	BCC-AVIM2	160 × 320	1	1	1	1
CanESM5	CCCma, Канада	CLASS 3.6/CTEM 1.2	64 × 128	50	50	50	50
CESM2	NCAR, США	CLM 5	192 × 288	3	3	3	3
CESM2-WACCM			192 × 288	1	3	1	3
CMCC-ESM2	CMCC, Италия	CLM 4.5	192 × 288	1	1	1	1
CMCC-CM2-SR5			192 × 288	1	1	1	1
CNRM-ESM2-1	CNRM, Франция	Surfex 8.0c	128 × 256	5	10	5	5
EC-Earth3-Veg			256 × 512	7	8	5	6
EC-Earth3-Veg-LR	Ec-Earth-Consortium	LPJ-GUESS	160 × 320	3	3	3	3
EC-Earth3-CC			256 × 512	–	1	–	1
GFDL-ESM4	NOAA-GFDL, США	GFDL-LM4.1	180 × 288	1	–	–	–
IPSL-CM5A-INCA	IPSL, Франция	ORCHIDEE	96 × 96	1	–	1	–
IPSL-CM6A-LR			143 × 144	6	11	11	6
MPI-ESM1-2-LR	MPI-M, Германия	JSBACH 3.20	96 × 192	10	10	10	10
MRI-ESM2-0	MRI, Япония	HAL 1.0	160 × 320	–	–	–	1
NorESM2-LM	NCC, Норвегия	CLM	96 × 144	1	3	1	1
NorESM2-MM			192 × 288	1	2	1	1
TaiESM1	AS-RCEC, Тайвань	CLM 4.0	192 × 288	1	1	1	1

Таблица 2. Информация о модельных расчетах, использовавшихся при анализе потоков CH_4

Модель	Институт	Наземный блок	Разрешение	Сценарии SSP			
				1–2.6	2–4.5	3–7.0	5–8.5
CESM2	NCAR, США	CLM 5	192 × 288	3	3	3	3
CESM2-WACCM			192 × 288	1	3	1	3
NorESM2-LM	NCC, Норвегия	CLM	96 × 144	1	3	1	1
NorESM2-MM			192 × 288	1	2	1	1
UKESM1-0-LL	MOHC, Великобритания	JULES-ES-1.0	144 × 192	16	5	16	5

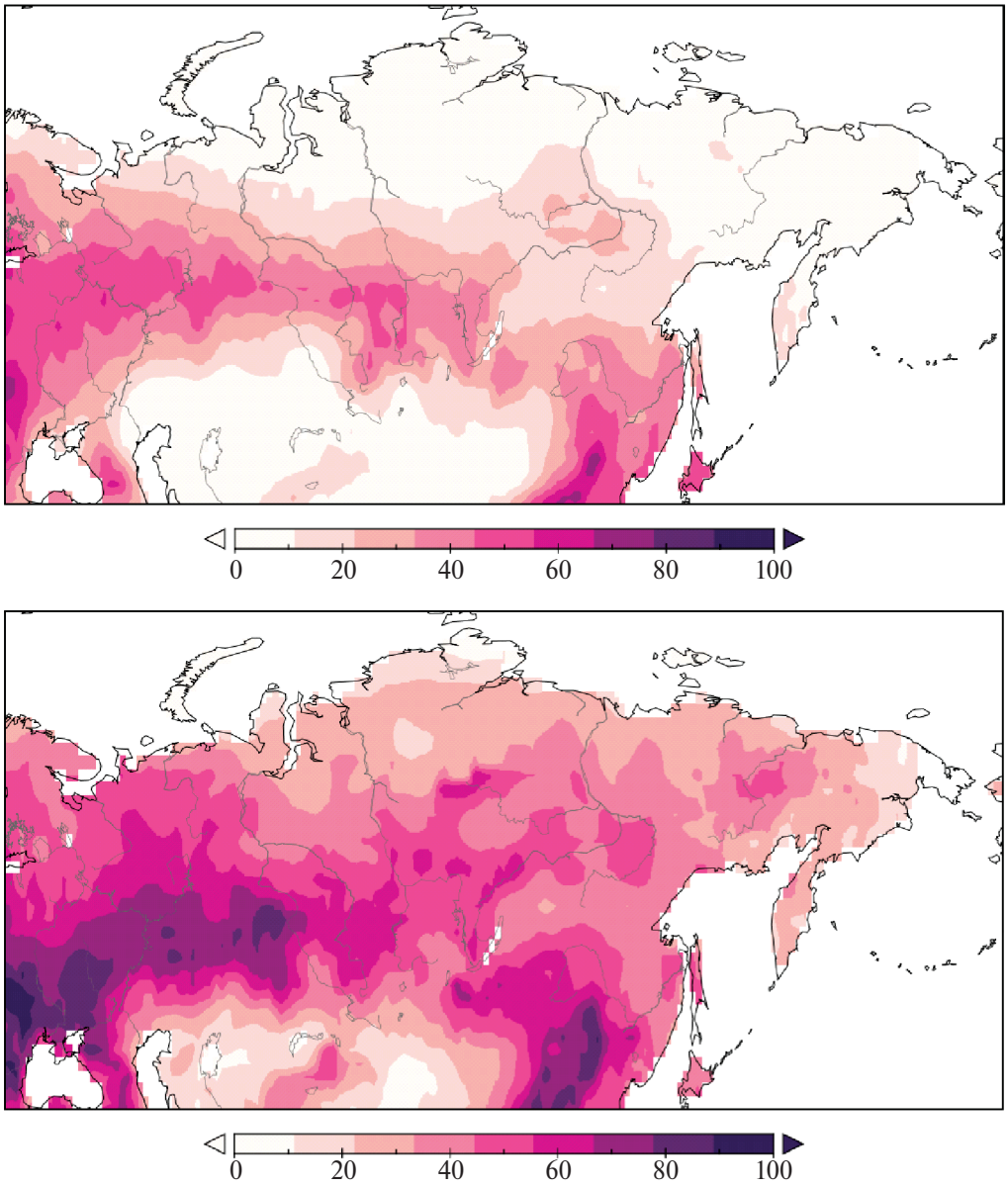


Рис. 1. Среднее по ансамблю моделей CMIP6 поглощение CO_2 (NEP) наземными экосистемами Северной Евразии [гС/м^2/год] (сверху) и стандартное отклонение этих оценок (снизу).

ев и др. 2008; Mokhov et al., 2008; Денисов и др., 2015].

Численные расчеты проводились с версией МЗС ИФА РАН с 40 и 60 модельными ячейками по широте и долготе и шагом интегрирования 5 сут. С использованием МЗС ИФА РАН проведены численные расчеты для периода 1850–2100 гг. при разных сценариях антропогенных воздействий. Учитывались изменения содержания парниковых газов, тропосферных и стратосферных вулканических сульфатных аэрозолей в атмосфере, изменение суммарной солнечной радиации на верхней границе атмосферы и изменения площадей сельскохозяйственных земель. Для периода 1850–2014 гг. эти воздействия задавались в соответствии со сценарием “historical” проекта CMIP6. Для периода 2015–2100 гг. антропогенные воздействия задавались в соответствии со сценариями семейства SSP.

Вклад естественных потоков CO_2 и CH_4 в атмосферу в российских регионах в глобальные изменения климата оценивался с помощью кумулятивного температурного потенциала CT аналогично [Денисов и др., 2019, 2022]. Суммарный климатический эффект источника парниковых газов может на временном горизонте $[T_0;T_\text{Н}]$ быть оценен как

$$\mathrm{CT}\left(T_0,T_H\right)=\sum_{t=T_0}^{T_H-1}E\left(t\right)\mathrm{GTP}^{(a)*}\left(t,T_H\right), \qquad (1)$$

где $E(t)$ – поток парникового газа за год t, а $\mathrm{GTP}^{(a)*}(t,T_\text{Н})$ – абсолютный потенциал изменения глобальной температуры, связанный с конкретным газом, на горизонте $[t;T_\text{Н}]$, модифицированный с учетом изменения фоновых условий. Подробное описание модификации GTP и ее эффектов приведено в [Денисов и др., 2022]

РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 1 показано среднее по ансамблю моделей CMIP6 поглощение CO_2 наземными экосистемами Северной Евразии с межмодельными стандартными отклонениями для периода 1990–2014 гг. В среднем за год естественное поглощение CO_2 из атмосферы превосходит эмиссии в атмосферу на большей части территории России с характерными значениями 20–40 гС/м^2/год, что согласуется с оценками [Friedlingstein et al., 2022]. При этом поглощение CO_2 имеет выраженный зональный характер, а его максимумы достигаются на европейской территории России в полосе 50°–60° с.ш. Практически для всей территории России стандартное отклонение этих оценок значительно превышает сами значения поглощения CO_2 с характерными значениями 40–70 гС/м^2/год.

На рис. 2 показаны среднегодовые суммарные естественные потоки CO_2 из наземных экосистем в атмосферу на территории России (так называемая net ecosystem production, NEP). Отрицательные значения на графиках соответствуют поглощению CO_2 из атмосферы. В связи с высокой изменчивостью потоков результаты расчетов с МЗС ИФА РАН представлены с 9-летним скользящим осреднением.

Оценки суммарных среднегодовых природных потоков CO_2 для территории суши России сильно различаются для разных моделей. Их современные значения (для начала XXI в., до 2014 г., в соответствии со сценарием “historical”) находятся в пределах от –1 до 1 ГтС/год. При этом для большинства моделей (исключая модели BCC, IPSL, CNRM и MRI) диапазон современных значений потоков CO_2 гораздо более узкий: от –0.5 до –0.2 ГтС/год. В XXI в. расхождение в модельных оценках потоков растет. Наибольший диапазон оценок от –2.5 до 2.5 ГтС/год достигается в конце XXI в. при сценарии с наибольшими антропогенными воздействиями SSP5-8.5. Указанные ранее модели дают диапазон оценок от –1 до –0.2 ГтС/год на протяжении всего XXI в. (исключая модель CanESM5 при более агрессивных антропогенных сценариях).

В [Dolman et al., 2012] приведены оценки поглощения углерода из атмосферы наземными экосистемами России с использованием различных методов. Оценки на основе динамических моделей процессов в наземных экосистемах (аналогичных блокам моделей CMIP6) показывали средние значения около 0.2 ГтС/год и высокое межмодельное расхождение в 100% от этой величины. С использованием других методов оценки поглощения CO_2 в российских регионах существенно больше: 0.6–0.8 ГтС/год [Gurney et al.,

2003; Dolman et al., 2012; Ciais et al., 2010]. Согласно Национальному докладу о кадастре антропогенных выбросов из источников и абсорбции поглотителями парниковых газов, не регулируемых Монреальским протоколом за 1990–2020 гг., поглощение CO_2 в России в секторе ЗИЗЛХ (землепользование, изменения в землепользовании и лесное хозяйство) в последние десятилетия составляло 0.15–0.2 ГтС/год.

Для сравнения на рис. 2 приведены оценки потоков CO_2 по расчетам с МЗС ИФА РАН и антропогенные эмиссии CO_2 с территории России по соответствующим сценариям. В [Денисов и др., 2019, 2022] антропогенные эмиссии с территории России рассчитывались в соответствии со сценариями семейства RCP [Moss et al., 2010] для региона REF (страны Восточной Европы и бывшего СССР) с нормировкой на современные зна-

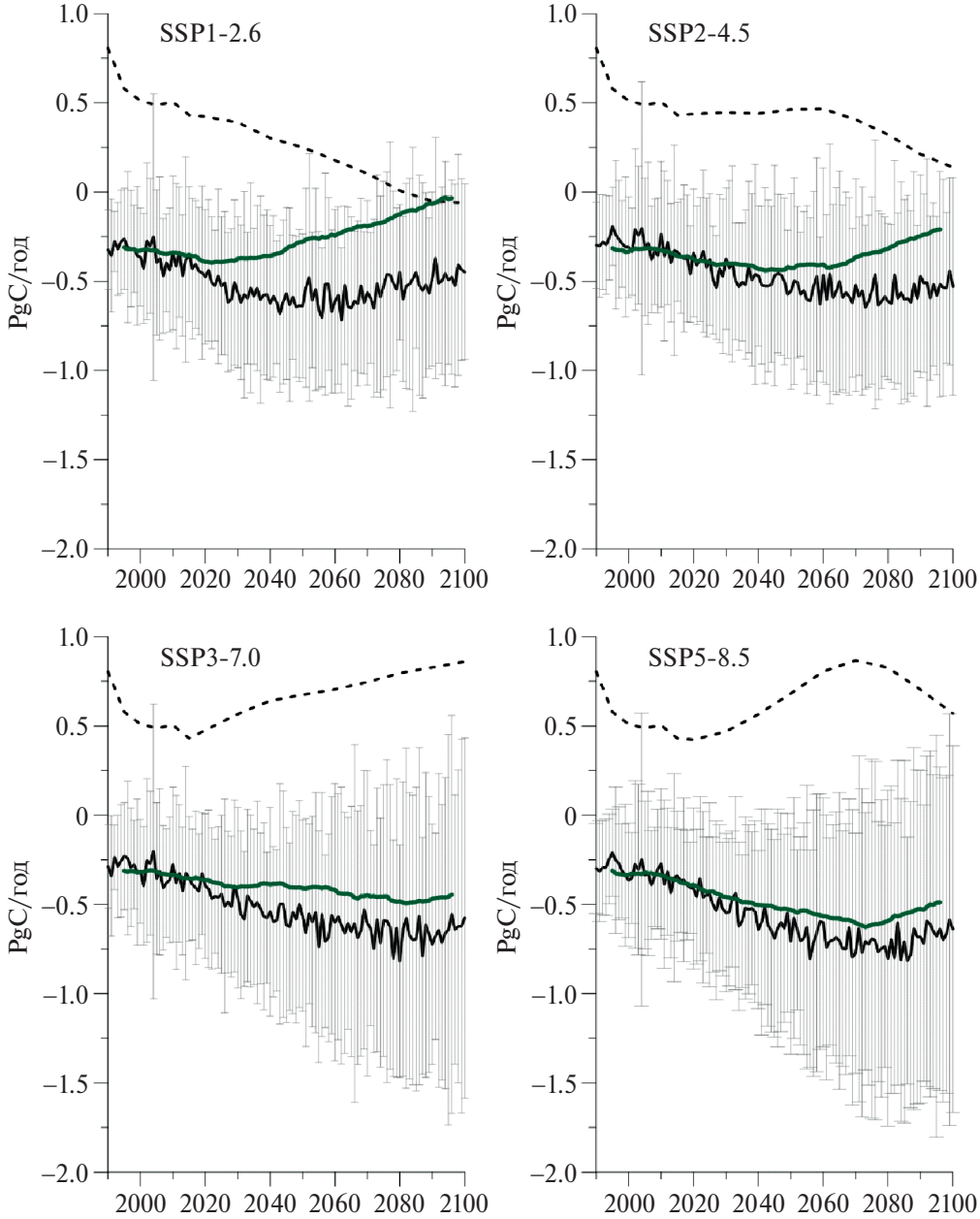


Рис. 2. Естественные стоки CO_2 из атмосферы в российских регионах по расчетам с ансамблем моделей (средние значения и стандартное отклонение) в сопоставлении с потоками CO_2 по расчетам с МЗС ИФА РАН (зеленая линия) и антропогенными эмиссиями в атмосферу (пунктир) при различных сценариях антропогенных воздействий для XXI в.

чения для России. Для сценариев семейства SSP доступны значения антропогенных эмиссий для отдельных стран, в том числе для России.

Оценки естественных потоков CO_2 с использованием МЗС ИФА РАН соответствуют диапазону оценок с использованием моделей ансамбля CMIP6 на всем протяжении XXI в. при всех анализировавшихся сценариях антропогенных воздействий. Если исключить модель BCC, оценки МЗС ИФА РАН немного выходят из диапазона оценок большинства рассматриваемых моделей ансамбля CMIP6 только при сценарии SSP1-2.6 в конце XXI в. Тенденция к сокращению поглощения углекислого газа наземными экосистемами к концу XXI в., полученная по расчетам с МЗС ИФА РАН, характерна и для многих других моделей CMIP6. При этом чем выше антропогенные эмиссии парниковых газов в атмосферу, тем позже достигается максимум поглощения CO_2 и начинается его сокращение.

Антропогенные эмиссии CO_2 в атмосферу с территории России сопоставимы с естественными потоками из атмосферы и могут в значительной мере компенсироваться ими. Даже при наиболее неблагоприятных сценариях значения эмиссии остаются в пределах от 0.5 до 1 ГтС/год. Стоит отметить, что сценарию RCP 8.5 соответствовали значительно более высокие (до 2–2.5 ГтС/год) значения антропогенной эмиссии CO_2 с территории России, чем сценарию SSP5-8.5, при одинаковых значениях глобального радиационного форсинга к концу XXI в. (8.5 Вт/м^2) [Денисов и др., 2019].

Как можно видеть, модель BCC отличается от остальных моделей проекта CMIP6 положительными значениями природного потока CO_2 в атмосферу. При этом по модулю ее отличие от среднеансамблевых значений приблизительно соответствует моделям с наибольшими значениями поглощения CO_2 (CNRM, GFDL, IPSL).

Накопление углерода в наземных экосистемах, отраженное в NEP, определяется балансом интенсивностей GPP, автотрофного и гетеротрофного дыхания и эмиссий от пожаров:

$$\mathrm{NEP} = \mathrm{GPP} - R_a - R_g - F_{fire}. \qquad (2)$$

Каждый компонент в моделях определяется нелинейными зависимостями от множества параметров и по модулю может превышать балансовое значение NEP. С этим связана высокая межгодовая изменчивость значений потоков CO_2. Для понимания различий между моделями представляет интерес рассмотрение данных на более мелком временном масштабе.

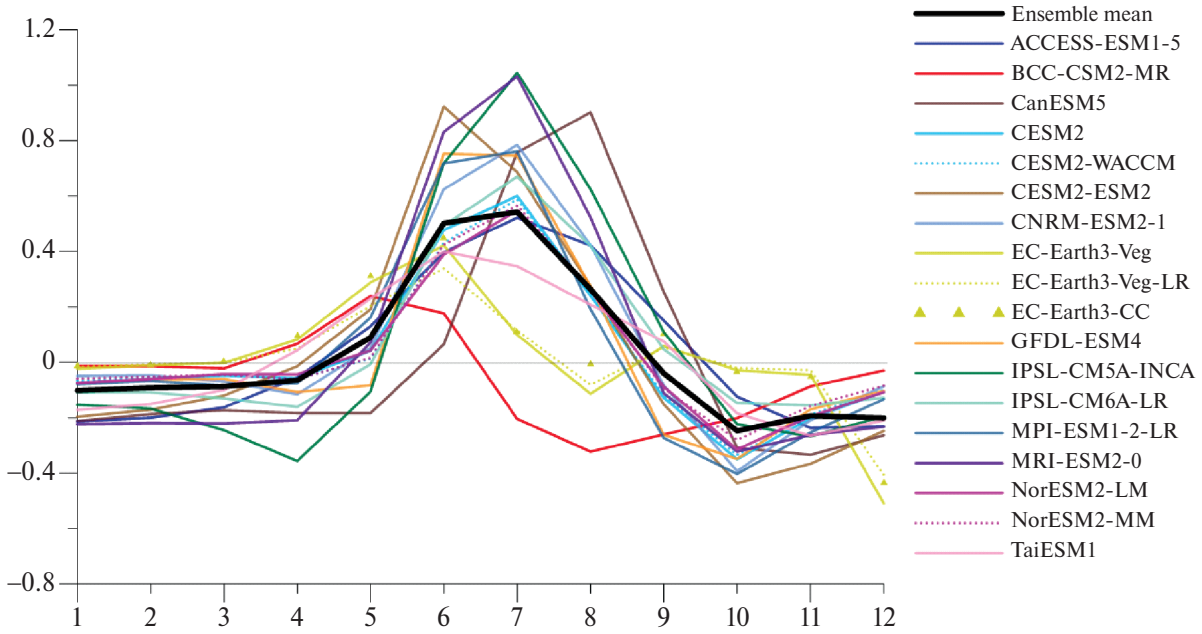


Рис. 3. Годовой ход поглощения CO_2 наземными экосистемами России [ГтС/мес.] по модельным расчетам для современного периода (2010–2014 гг.).

На рис. 3 представлен годовой ход поглощения CO_2 наземными экосистемами России в целом по расчетам с моделями ансамбля CMIP6 для современного периода (2010–2014 гг.). В среднем по ансамблю поглощение CO_2 происходит с мая по сентябрь со значениями до 0.5 ГтС/мес., а в остальные месяцы идут эмиссии CO_2 из наземных экосистем с интенсивностью до 0.3 ГтС/мес. Для отдельных моделей диапазон общих потоков CO_2 составляет от –0.5 до 1.1 ГтС/мес. Для большин-

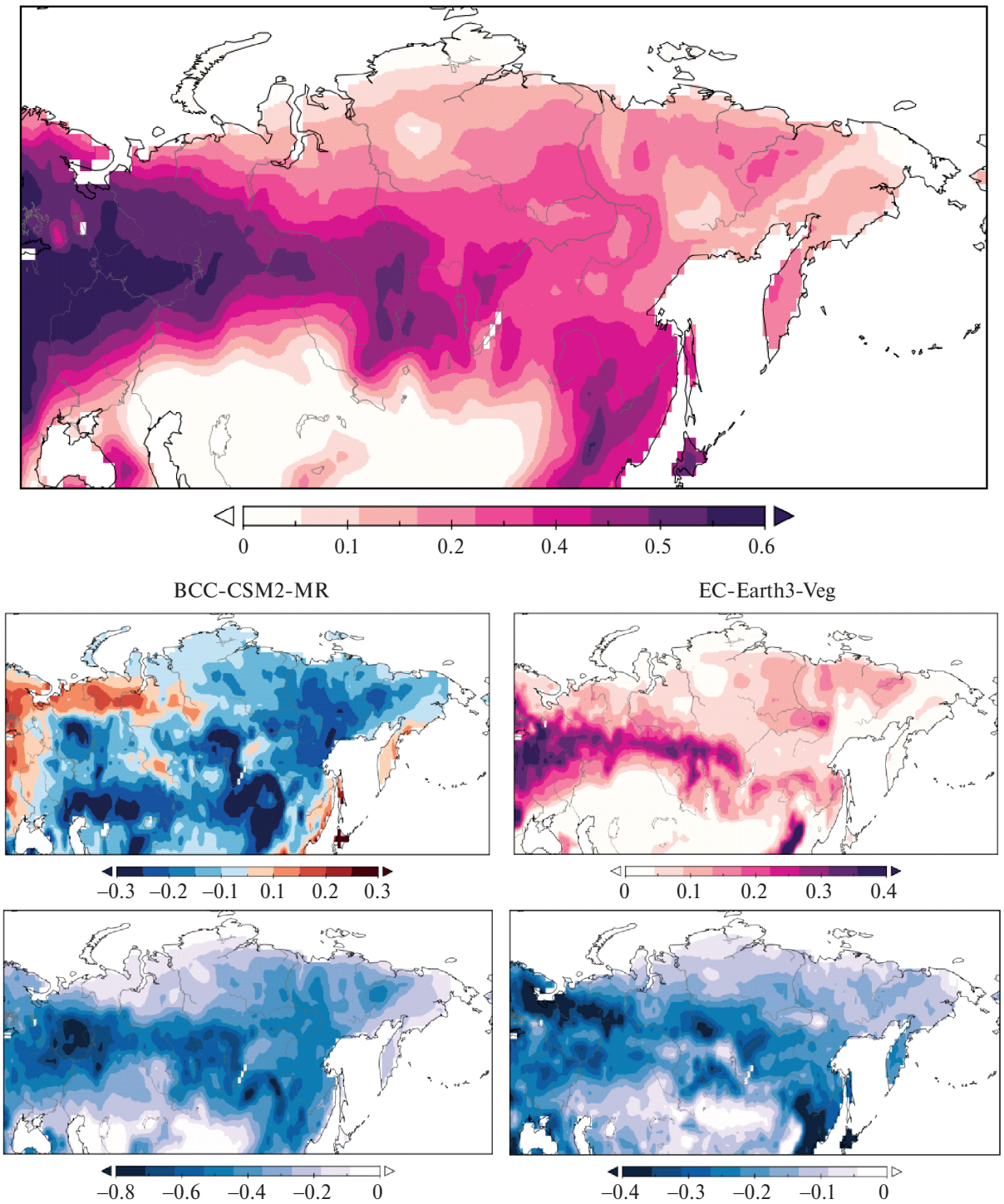


Рис. 4. Среднее современное поглощение CO_2 [кгС/м^2/год] на территории суши России в летний период по расчетам с моделями CMIP6 (вверху), отдельно по расчетам с моделями BCC и EC-Earth3 (средний ряд), и их разница с ансамблевым средним (нижний ряд).

ства моделей максимум поглощения CO_2 достигается в июле, а максимум эмиссии CO_2 в атмосферу в октябре–ноябре. При этом в моделях BCC, CMCC, EC-Earth3 максимум поглощения достигается раньше, а в CanESM5 позже.

Наибольшие отличия от средних по ансамблю изменений природных потоков CO_2 в годовом ходе для российских регионов отмечены для моделей BCC и EC-Earth3. Максимум поглощения в них достигается в мае–июне, а переход от поглощения к эмиссии в атмосферу происходит уже в июле–августе. (Нужно отметить, что в отдельные годы потоки CO_2 по расчетам с моделью BCC могут мало отличаться от других моделей и показывать суммарное естественное поглощение CO_2 в российских регионах.) При этом, хотя по среднегодовым значениям естественных потоков CO_2 модель EC-Earth3 не выделяется на фоне большинства других моделей CMIP6, по особенностям годового хода естественных потоков CO_2 она подобна модели BCC.

На рис. 4 представлены результаты расчетов современных летних значений естественных потоков CO_2 в среднем по ансамблю моделей CMIP6 и отдельно по расчетам с моделями BCC и EC-Earth3. В среднем по расчетам с ансамблем

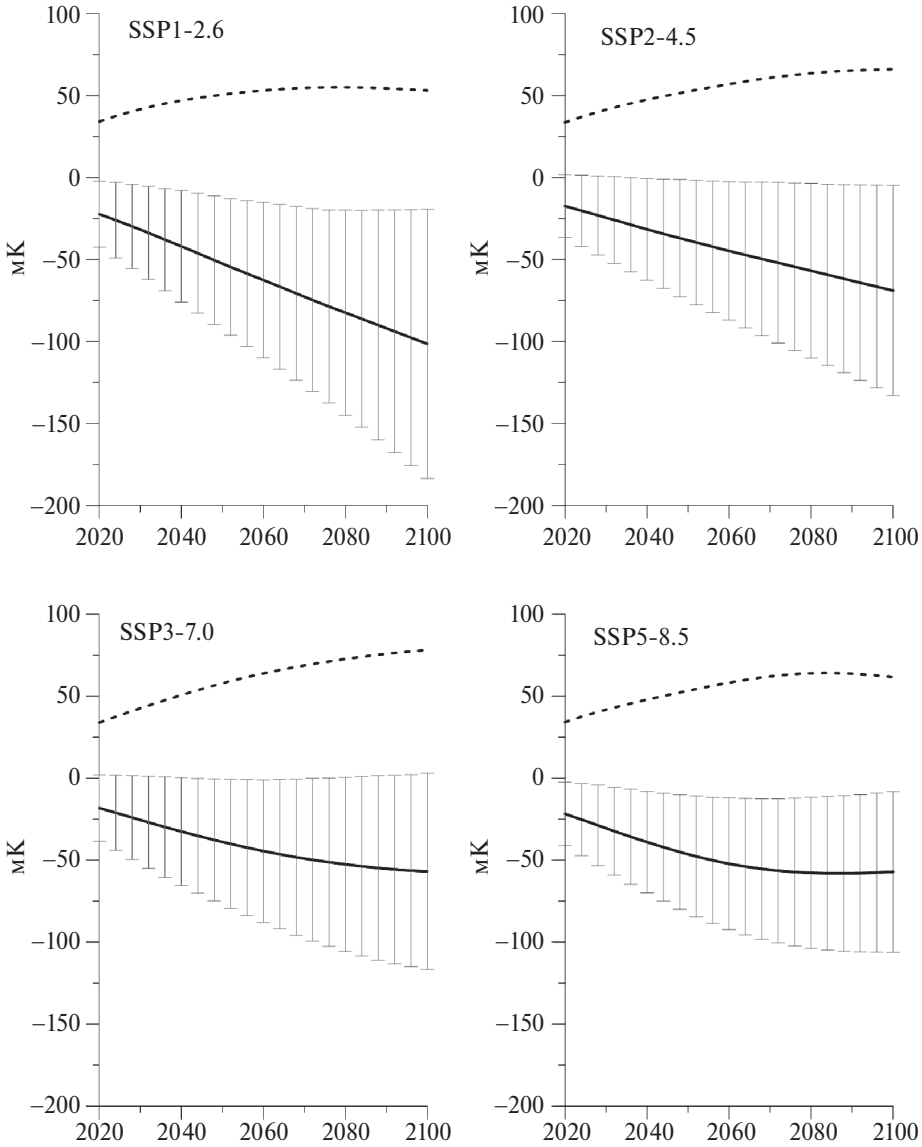


Рис. 5. Кумулятивный температурный потенциал естественных потоков CO_2 [мК] на территории России с 1990 г. по расчетам с ансамблем моделей (средние значения и стандартное отклонение) и антропогенных потоков (пунктир) при различных сценариях антропогенных воздействий.

моделей максимальное поглощение CO_2 природными экосистемами отмечено для западной и центральной частей европейской территории России. Пространственное распределение потоков CO_2 в модели EC-Earth3 похоже на среднеансамблевое, но характерные значения потоков на всей территории России вдвое меньше. По расчетам с моделью BCC в летний период с большей части территории России происходит выделение CO_2 в атмосферу. Поглощение отмечается только в северной и западной частях Европейской территории, в Приморском крае и на Камчатке. Максимальных значений выделение CO_2 в атмосферу достигает в южной части Сибири, при этом наибольшие аномалии по сравнению со среднеансамблевыми оценками отмечены для ETP.

Кумулятивный температурный потенциал естественных потоков CO_2 на территории России с 1990 г. к концу XXI в. по оценкам на основе расчетов с моделями CMIP6 в зависимости от сценария антропогенных воздействий оценен в диапазоне от –0.3 до 0.1 K. Его среднее по ансамблю моделей значение составляет около –0.1 K при сценарии SSP1-2.6 и около –0.06 K при других сценариях (рис. 5). Как и в случае с потоками CO_2, диапазон оценок кумулятивного температурного потенциала сокращается, если выделить основную группу моделей. Отмеченная ранее для МЗС ИФА РАН тенденция к замедлению роста и даже к ослаблению стабилизирующего вклада в глобальные климатические изменения наземных экосистем российских регионов в XXI в.

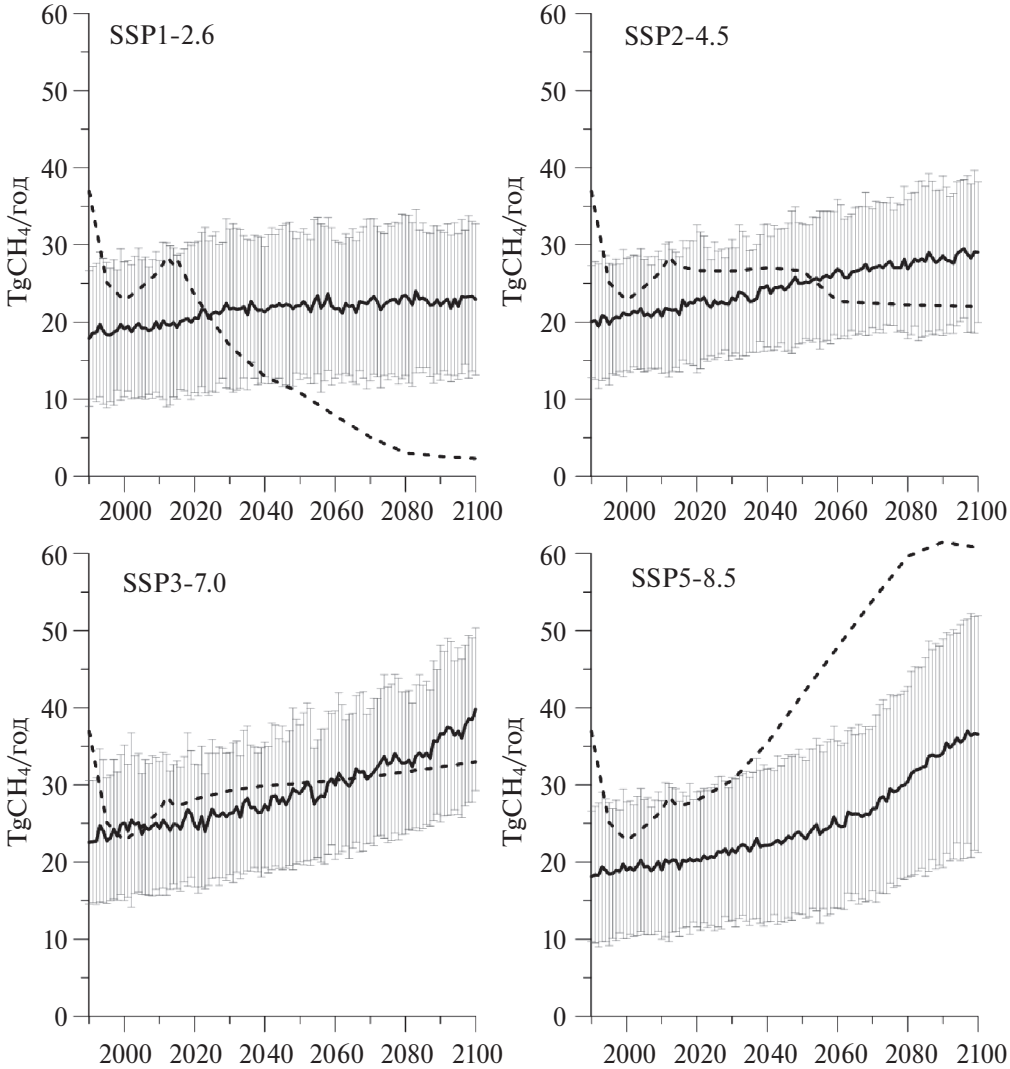


Рис. 6. Потоки CH_4 в атмосферу с территории России (средние по ансамблю значения и стандартное отклонение) и антропогенные эмисси (пунктир) при различных сценариях антропогенных воздействий.

[Денисов и др., 2019] отмечается и для большинства моделей CMIP6 при сценариях с сильными антропогенными воздействиями даже без учета вклада естественных эмиссий метана.

Оценки естественных эмиссий метана с территории России, как и оценки для естественных потоков CO_2, сильно различаются для разных моделей CMIP6. Современные эмиссии метана (рис. 6) составляют от 10 до 35 МтCH_4/год. Оценки с использованием МЗС ИФА РАН наиболее близки к оценкам модели UKESM. Естественные эмиссии метана в атмосферу с территории России сопоставимы по величине с антропогенными эмиссиями и для всех рассмотренных моделей при всех сценариях антропогенных воздействий возрастают к концу XXI в. Согласно полученным оценкам, рост природных эмиссий метана в атмосферу в XXI в. зависит от модели и сценария и достигает 300%. Подобное расхождение резуль-

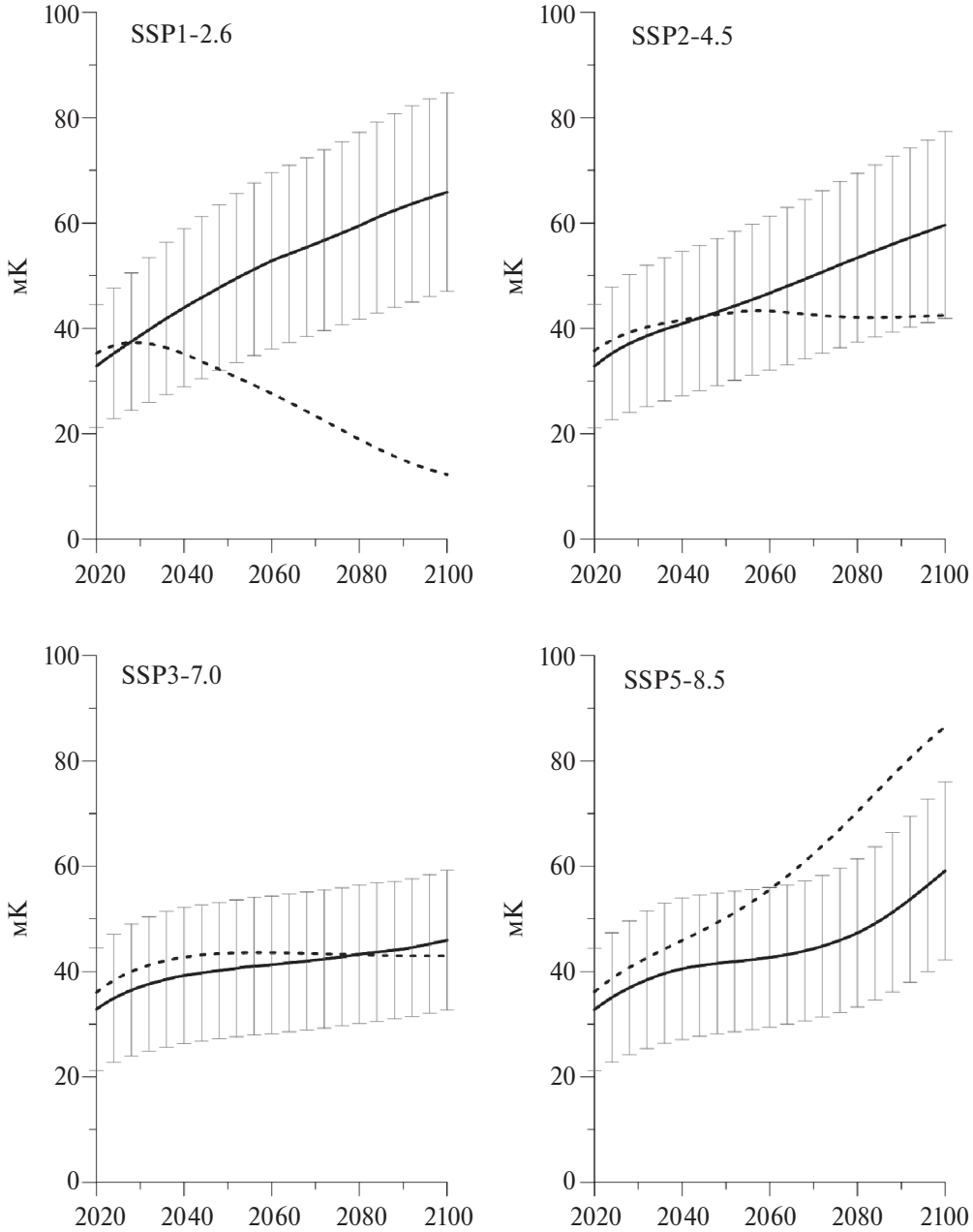


Рис. 7. Кумулятивный температурный потенциал естественных потоков CH_4 [мК] в атмосферу с территории России с 1990 г. по расчетам с ансамблем моделей (средние значения и стандартное отклонение) и антропогенных потоков (пунктир) при различных сценариях антропогенных воздействий.

татов модельных расчетов для природной эмиссии в атмосферу метана было получено ранее в рамках проекта WETCHIMP (The Wetland and Wetland CH_4 Intercomparison of Models Project) [Melton et al., 2013; Bohn et al., 2015]. Согласно результатам проекта в моделях сильно различаются оценки площади болот и соответствующих эмиссий в атмосферу CH_4, даже в согласованных численных экспериментах с заданием состояния атмосферы по данным наблюдений в качестве внешнего воздействия.

Кумулятивный температурный потенциал естественных эмиссий в атмосферу CH_4 с территории России с 1990 г. к концу XXI в. по оценкам на основе расчетов с моделями CMIP6 составит, в зависимости от сценария антропогенных воздействий, от 0.03 до 0.09 K (рис. 7). Это воздействие, ускоряющее потепление климата, сопоставимо по величине со стабилизирующим воздействием природных стоков из атмосферы CO_2. При этом тенденций к его замедлению или сокращению к концу XXI в. по модельным расчетам не отмечено.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представлены модельные оценки потоков CH_4 и CO_2, связанных с природными экосистемами российских регионов, в сопоставлении с антропогенными эмиссиями парниковых газов при разных сценариях семейства SSP для XXI в. Согласно полученным результатам, различия потоков парниковых газов по оценкам с использованием различных современных моделей остаются достаточно большими. Для России в целом диапазон оценок как потоков CH_4, так и CO_2 превышает 100% от средних значений даже для современного периода. При этом проявляются общие тенденции для изменений этих потоков. Так, естественные эмиссии метана в атмосферу для всех моделей и сценариев антропогенных воздействий растут на протяжении всего XXI в. Достижение максимума поглощения CO_2 в XXI в. и его дальнейшее сокращение к концу века, выявленное ранее по расчетам с МЗС ИФА РАН [Денисов и др., 2019], свойственно для большинства моделей ансамбля CMIP6.

Современные антропогенные эмиссии CO_2 с территории России сопоставимы по модулю с естественным поглощением наземными экосистемами и могут в значительной мере компенсироваться. В сценариях семейства SSP оценки возможных в будущем антропогенных эмиссий CO_2 для России значительно сократились по сравнению с предыдущим поколением сценариев семейства RCP. Поэтому по сравнению с [Денисов и др., 2019] поглощение CO_2 наземными экосистемами России в российских регионах по оценкам на основе расчетов со многими моделями может компенсировать антропогенные выбросы с территории России в XXI в. при сценарии SSP2-4.5, а в отдельных случаях и при сценарии SSP3-7.0

Данная работа выполнена в рамках проекта РНФ № 19-17-00240 с использованием результатов, полученных в рамках соглашения № 075-15-2021-577 Министерства науки и высшего образования РФ с ИФА им. А.М. Обухова РАН и в рамках проекта РНФ № 23-47-00104.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Денисов С.Н., Елисеев А.В., Мохов И.И., Аржанов М.М. Модельные оценки глобальных и региональных эмиссий метана влажными экосистемами // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2015. Т. 51. № 5. С. 543–549.

Денисов С.Н., Елисеев А.В., Мохов И.И. Вклад естественных и антропогенных эмиссий CO_2 и CH_4 в атмосферу с территории России в глобальные из менения климата в XXI веке // Доклады АН. 2019. Т. 488. № 1. С. 74–80.

Денисов С.Н., Елисеев А.В., Мохов И.И. Модельные оценки вклада в глобальные изменения климата в XXI в. естественных и антропогенных эмиссий CO_2 и CH_4 в атмосферу с территории России, Китая, Канады и США // Метеорология и гидрология. 2022. № 10. С. 18–32.

Елисеев А.В., Мохов И.И., Аржанов М.М., Демченко П.Ф., Денисов С.Н. Учет взаимодействия метанового цикла и процессов в болотных экосистемах в климатической модели промежуточной сложности // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2008. Т. 44. № 2. С. 147–162.

Метан и климатические изменения: научные проблемы и технологические аспекты / Под ред. Бондура В.Г., Мохова И.И., Макоско А.А. М.: РАН, 2022. 388 с.

Мохов И.И., Демченко П.Ф., Елисеев А.В., Хон В.Ч., Хворостьянов Д.В. Оценки глобальных и региональных изменений климата в XIX-XXI веках на основе модели ИФА РАН с учетом антропогенных воздействий // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2002. Т. 38. № 5. С. 629–642.

Мохов И.И., Елисеев А.В., Демченко П.Ф., Хон В.Ч., Акперов М.Г., Аржанов М.М., Карпенко А.А., Тихонов В.А., Чернокульский А.В., Сигаева Е.В. Климатические изменения и их оценки с использованием глобальной модели ИФА РАН // Доклады АН. 2005. Т. 402. № 2. С. 243–247.

Мохов И.И., Елисеев А.В., Карпенко А.А. Чувствительность к антропогенным воздействиям глобальной климатической модели ИФА РАН с интерактивным углеродным циклом // Доклады АН. 2006. Т. 407. № 3. С. 400–404.

Мохов И.И., Елисеев А.В. Моделирование глобальных климатических изменений в XX–XXIII веках при новых сценариях антропогенных воздействий RCP // Доклады АН. 2012. Т. 443. № 6. С. 732–736.

Мохов И.И. Изменения климата: причины, риски, последствия, проблемы адаптации и регулирования // Вестник РАН. 2022. Т. 92. № 1. С. 3–14.

Archer D., Eby M., Brovkin V., Ridgwell A., Cao L., Mikolajewicz U., Caldeira K., Matsumoto K., Munhoven G., Montenegro A., Tokos K. Atmospheric Lifetime of Fossil Fuel Carbon Dioxide // Annu. Rev. Earth Pl. Sci. 2009. V. 37. P. 117–134.
https:/doi.org/10.1146/annurev.earth.031208.100206

Chen Jing M., Chen B., Higuchi K., Liu J., Chan D., Worthy D., Tans P., and Black A. Boreal ecosystems sequestered more carbon in warmer years // Geophys. Res. Lett. 2006. V. 33. L10803.
https:/doi.org/10.1029/2006GL025919

Ciais P., Canadell J.G., Luyssaert S., Chevallier F., Shvidenko A., Poussi Z., Jonas M., Peylin P., King A.W., Schulze E.D., Piao S.L., Rodenbeck C., Peters W., Breon F.M. Can we reconcile atmospheric estimates of Northern terrestrial carbon sink with land-based accounting? // Curr. Opin. Environ. Sustain. 2010. V. 2. P. 225–230.
https:/doi.org/10.1016/j.cosust.2010.06.008

Ciais, P., Tan J., Wang X., Roedenbeck C., Chevallier F., Piao S.-L., Moriarty R., Broquet G., Le Quéré C., Canadell J.G., Peng S., Poulter B., Liu Z., and Tans P. Five decades of northern land carbon uptake revealed by the interhemispheric CO_2 gradient // Nature. 2019. V. 568. № 7751. P. 221–225.
https:/doi.org/10.1038/s41586-019-1078-6.

Claussen M., Mysak L.A., Weaver A.J., Crucifix M., Fichefet T., Loutre M.-F., Weber S. L., Alcamo J., Alexeev V.A., Berger A., Calov R., Ganopolski A., Goosse H., Lohmann G., Lunkeit F., Mokhov I.I., Petoukhov V., Stone P., Wang Z. Earth system models of intermediate complexity: closing the gap in the spectrum of climate system models // Clim. Dyn. 2002. V. 18. P. 579–586.

Dolman A.J., Shvidenko A., Schepaschenko D., Ciais P., Tchebakova N., Chen T., van der Molen M. K., Belelli Marchesini L., Maximov T.C., Maksyutov S., Schulze E.-D. An estimate of the terrestrial carbon budget of Russia using inventory-based, eddy covariance and inversion methods // Biogeosci. 2012. V. 9. P. 5323–5340.

Eby M., Weaver A.J., Alexander K., Zickfeld K., Abe-Ouchi A., Cimatoribus A.A., Crespin E., Drijfhout S.S., Edwards N.R., Eliseev A.V., Feulner G., Fichefet T., Forest C.E., Goosse H., Holden P.B., Joos F., Kawamiya M., Kicklighter D., Kienert H., Matsumoto K., Mokhov I.I., Monier E., Olsen S.M., Pedersen J.O.P., Perrette M., Philippon-Berthier G., Ridgwell A., Schlosser A., Schneider von Deimling T., Shaffer G., Smith R.S., Spahni R., Sokolov A.P., Steinacher M., Tachiiri K., Tokos K., Yoshimori M., Zeng N., Zhao F. Historical and idealized climate model experiments: an intercomparison of Earth system models of intermediate complexity // Clim. Past. 2013. V. 9. P. 1111–1140.
https:/doi.org/10.5194/cp-9-1111-2013

Eyring V., Bony S., Meehl G.A., Senior C.A., Stevens B., Stouffer R.J., Taylor K.E. Overview of the Coupled Model Intercomparison Project Phase 6 (CMIP6) experimental design and organization // Geosci. Model Dev. 2016. V. 9. 1937–1958.
https://doi.org/10.5194/gmd-9-1937-2016

Friedlingstein P., Meinshausen M., Arora V.K., Jones C.D., Anav A., Liddicoat S.K., Knutti R. Uncertainties in CMIP5 Climate Projections due to Carbon Cycle Feedbacks // Journal of Climate. 2014. V. 27. № 2. P. 511–526.
https://doi.org/10.1175/JCLI-D-12-00579.1

Friedlingstein P., O'Sullivan M., Jones M.W., Andrew R.M., Gregor L., Hauck J., Le Quéré C., Luijkx I.T., Olsen A., Peters G.P., Peters W., Pongratz J., Schwingshackl C., Sitch S., Canadell J.G., Ciais P., Jackson R.B., Alin S.R., Alkama R., Arneth A., Arora V.K., Bates N.R., Becker M., Bellouin N., Bittig H.C., Bopp L., Chevallier F., Chini L.P., Cronin M., Evans W., Falk S., Feely R.A., Gasser T., Gehlen M., Gkritzalis T., Gloege L., Grassi G., Gruber N., Gürses Ö., Harris I., Hefner M., Houghton R.A., Hurtt G.C., Iida Y., Ilyina T., Jain A.K., Jersild A., Kadono K., Kato E., Kennedy D., Klein Goldewijk K., Knauer J., Korsbakken J.I., Landschützer P., Lefèvre N., Lindsay K., Liu J., Liu Z.,

Marland G., Mayot N., McGrath M.J., Metzl N., Monacci N.M., Munro D.R., Nakaoka S.-I., Niwa Y., O'Brien K., Ono T., Palmer P.I., Pan N., Pierrot D., Pocock K., Poulter B., Resplandy L., Robertson E., Rödenbeck C., Rodriguez C., Rosan T.M., Schwinger J., Séférian R., Shutler J.D., Skjelvan I., Steinhoff T., Sun Q., Sutton A.J., Sweeney C., Takao S., Tanhua T., Tans P.P., Tian X., Tian H., Tilbrook B., Tsujino H., Tubiello F., van der Werf G.R., Walker A.P., Wanninkhof R., Whitehead C., Willstrand Wranne A., Wright R., Yuan W., Yue C., Yue X., Zaehle S., Zeng J., Zheng B. Global Carbon Budget 2022 // Earth Syst. Sci. Data. 2022. V. 14. P. 4811–4900. https://doi.org/10.5194/essd-14-4811-2022

Gurney K.R., Law R.M., Denning A.S., Rayner P.J., Baker D., Bousquet P., Bruhwilerk L., Chen Y.-H., Ciais P., Songmiao Fan S., Fung I.Y., Gloor M., Heimann M., Higuchi K., John J., Kowalczyck E., Maki T., Maksyutov S., Masariek K., Peylin P., Pratherkk M., Pak B.C., Randerson J., Sarmiento J., Taguchi S., Takahashi T., Yuen C.-W. TransCom 3 CO2 inversion intercomparison: 1. Annual mean control results and sensitivity to transport and prior flux information // Tellus B. 2003. V. 55. P. 555–579.

Joos F., Spahni R. Rates of change in natural and anthropogenic radiative forcing over the past 20 000 years // P. Natl. Acad. Sci. USA. 2008. V. 105. P. 1425–1430. https://doi.org/10.1073/pnas.0707386105

Lucht W., Prentice I.C., Myneni R.B., Sitch S., Friedlingstein P., Cramer W., Bousquet P., Buermann W., Smith B. Climatic control of the high-latitude vegetation greening trend and Pinatubo effect // Science. 2002. V. 296. P. 1687–1689.

MacDougall A.H., Frölicher T.L., Jones C.D., Rogelj J., Matthews H.D., Zickfeld K., Arora V.K., Barrett N.J., Brovkin V., Burger F.A., Eby M., Eliseev A.V., Hajima T., Holden P.B., Jeltsch-Thömmes A., Koven C., Mengis N., Menviel L., Michou M., Mokhov I.I., Oka A., Schwinger J., Séférian R., Shaffer G., Sokolov A., Tachiiri K., Tjiputra J., Wiltshire A., Ziehn T. Is there warming in the pipeline? A multi-model analysis of the Zero Emissions Commitment from CO_2 // Biogeosciences. 2020. V. 17. № 11. P. 2987–3016.

Melton J.R., Wania R., Hodson E.L., Poulter B., Ringeval B., Spahni R., Bohn T., Avis C.A., Beerling D.J., Chen G., Eliseev A.V., Denisov S.N., Hopcroft P.O., Lettenmaier D.P., Riley W.J., Singarayer J.S., Subin Z.M., Tian H., Zürcher S., Brovkin V., van Bodegom P.M., Kleinen T., Yu Z.C., Kaplan J.O. Present state of global wetland extent and wetland methane modelling: conclusions from a model intercomparison project (WETCHIMP) // Biogeosciences. 2013. V. 10. № 2. P. 753–788.

Mokhov I.I., Eliseev A.V., Karpenko A.A. Decadal-to-centennial scale climate-carbon cycle interactions from global climate models simulations forced by anthropogenic emissions / In: "Climate Change Reseacrh Trends" (ed. Peretz L.N.). Hauppauge, NY: Nova Sci. Publ., 2008. P. 217–241.

Moss R.H., Edmonds J.A., Hibbard K.A., Manning M.R., Rose S.K., van Vuuren D.P., Carter T.R., Emori S., Kainuma M., Kram T., Meehl G.A., Mitchell J.F.B., Nakicenovic N., Riahi K., Smith S.J., Stouffer R.J., Thomson A.M., Weyant J.P., Wilbanks T.J. The next generation of scenarios for climate change research and assessment // Nature. 2010. V. 463. № 7282. P. 747–756.

Parmentier F.J.W., van der Molen M.K., van Huissteden J., Karsanaev S.J., Kononov A.A., Suzdalov D.A., Maximov T.C., Dolman A.J. Longer growing seasons do not increase net carbon uptake in the northeastern Siberian tundra // J. Geophys. Res. 2011. V. 116. G04013. https:/doi.org/10.1029/2011JG001653

Petoukhov V., Claussen M., Berger A., Crucifix M., Eby M., Eliseev A.V., Fichefet T., Ganopolski A., Goosse H., Kamenkovich I., Mokhov I.I., Montoya M., Mysak L.A., Sokolov A., Stone P., Wang Z., Weaver A.J. EMIC Intercomparison Project (EMIP-CO2): Comparative analysis of EMIC simulations of current climate and equilibrium and transient responses to atmospheric CO_2 doubling // Clim. Dyn. 2005. V. 25. № 4. P. 363–385.

Piao S.L., Ciais P., Friedlingstein P., Peylin P., Reichstein M., Luyssaert S., Margolis H., Fang J., Barr A., Chen A., Grelle A., Hollinger D.Y., Laurila T., Lindroth A., Richardson A.D., Vesala T. Net carbon dioxide losses of northern ecosystems in response to autumn warming // Nature. 2008. V. 451. № 7174. P. 49–53.

Riahi K., van Vuuren D.P., Kriegler E., Edmonds J., O'Neill B.C., Fujimori S., Bauer N., Calvin K., Dellink R., Fricko O., Lutz W., Popp A., Cuaresma J.C., Samir K.C., Leimbach M., Jiang L., Kram T., Rao S., Emmerling J., Ebi K., Hasegawa T., Havlik P., Humpenöder F., Da Silva L.A., Smith S., Stehfest E., Bosetti V., Eom J., Gernaat D., Masui T., Rogelj J., Strefler J., Drouet L., Krey V., Luderer G., Harmsen M., Takahashi K., Baumstark L., Doelman J.C., Kainuma M., Klimont Z., Marangoni G., Lotze-Campen H., Obersteiner M., Tabeau A., Tavoni M. The Shared Socioeconomic Pathways and their energy, land use, and greenhouse gas emissions implications: An overview // Global Environ. Change. 2017. V. 42. P. 153–168. https:/doi.org/10.1016/j.gloenvcha.2016.05.009

Saunois M., Stavert A.R., Poulter B., Bousquet P., Canadell J.G., Jackson R.B., Raymond P.A., Dlugokencky E.J.,

Houweling S., Patra P.K., Ciais P., Arora V.K., Bastviken D., Bergamaschi P., Blake D.R., Brailsford G., Bruhwiler L., Carlson K.M., Carrol M., Castaldi S., Chandra N., Crevoisier C., Crill P.M., Covey K., Curry C.L., Etiope G., Frankenberg C., Gedney N., Hegglin M.I., Höglund-Isaksson L., Hugelius G., Ishizawa M., Ito A., Janssens-Maenhout G., Jensen K.M., Joos F., Kleinen T., Krummel P.B., Langenfelds R.L., Laruelle G.G., Liu L., Machida T., Maksyutov S., McDonald K.C., McNorton J., Miller P.A., Melton J.R., Morino I., Müller J., Murguia-Flores F., Naik V., Niwa Y., Noce S., O'Doherty S., Parker R.J., Peng C., Peng S., Peters G.P., Prigent C., Prinn R., Ramonet M., Regnier P., Riley W.J., Rosentreter J.A., Segers A., Simpson I.J., Shi H., Smith S.J., Steele L.P., Thornton B.F., Tian H., Tohjima Y., Tubiello F.N., Tsuruta A., Viovy N., Voulgarakis A., Weber T.S., van Weele M., van der Werf G.R., Weiss R.F., Worthy D., Wunch D., Yin Y., Yoshida Y., Zhang W., Zhang Z., Zhao Y., Zheng B., Zhu Qing, Zhu Qiuan, Zhuang Q. The Global Methane Budget 2000–2017 // EarthSystem Science Data. 2020. V. 12. № 3. P. 1561–1623.
https:/doi.org/10.5194/essd-12-1561-2020

Tagesson T., Schurgers G., Horion S., Ciais P., Tian F., Brandt M., Ahlström A., Wigneron J.-P., Ardö J., Olin S., Fan L., Wu Z., Fensholt R. Recent divergence in the contributions of tropical and boreal forests to the terrestrial carbon sink // Nature Ecology & Evolution. 2020. V. 4. № 2. P. 202–209.
https:/doi.org/10.1038/s41559-019-1090-0

Taylor K.E., Stouffer R.J., Meehl G.A. An Overview of CMIP5 and the experiment design // Bull. Amer. Meteor. Soc. 2012. V. 93. № 4. P. 485–498.
https:/doi.org/10.1175/BAMS-D-11-00094.1

Zickfeld K., Eby M., Weaver A.J., Alexander K., Crespin E., Edwards N.R., Eliseev A.V., Feulner G., Fichefet T., Forest C.E., Friedlingstein P., Goosse H., Holden P.B., Joos F., Kawamiya M., Kicklighter D., Kienert H., Matsumoto K., Mokhov I.I., Monier E., Olsen S.M., Pedersen J.O.P., Perrette M., Philippon-Berthier G., Ridgwell A., Schlosser A., Schneider Von Deimling T., Shaffer G., Sokolov A., Spahni R., Steinacher M., Tachiiri K., Tokos K.S., Yoshimori M., Zeng N., Zhao F. Long-term climate change commitment and reversibility: An EMIC intercomparison // J. Climate. 2013. V. 26. № 16. P. 5782–5809.

Natural Sinks and Sources of CO_2 and CH_4 in the Atmosphere of Russian Regions and Their Contribution to Climate Change in the 21st Century Evaluated with CMIP6 Model Ensemble

S. N. Denisov[1, *], A. V. Eliseev[1, 2, 3], I. I. Mokhov[1, 2, 4]

[1] *Obukhov Institute of Atmospheric Physics, Russian Academy of Sciences, Pyzhevsky per., 3, Moscow, 119017 Russia*
[2] *Lomonosov Moscow State University, Leninskie Gory, 1-2, GSP-1, Moscow, 199991 Russia*
[3] *Kazan Federal University, Kremlevskaya, 18, Kazan, 420008 Russia*
[4] *Moscow Institute of Physics and Technology, Institutskiy per., 9, Dolgoprudny, 141701 Russia*
**e-mail: denisov@ifaran.ru*

The natural fluxes of CO_2 and CH_4 into the atmosphere from the territory of Russia in the 21st century have been analyzed using the results of calculations with the ensemble of global climate models of the international project CMIP6. Estimates of natural CO_2 fluxes in Russian regions differ greatly for different models. Their values for the beginning of the 21st century range from –1 to 1 GtC/yr. In the 21st century the differences in model estimates of fluxes grow and at the end of the 21st century in the scenario with the largest anthropogenic impacts SSP5-8.5 range from –2.5 to 2.5 GtC/year. Estimates of natural methane emissions to the atmosphere from the territory of Russia also differ greatly for different models. Modern methane emissions are estimated in the range from 10 to 35 $MtCH_4$/yr, with an increase in the 21st century of up to 300%. Ensemble model calculations show general trends for changes in natural greenhouse gas fluxes. Most CMIP6 ensemble models are characterized by a maximum of CO_2 uptake by terrestrial ecosystems and its further reduction by the end of the 21st century, while natural methane emissions to the atmosphere for all models and scenarios of anthropogenic impacts grow throughout the 21st century. The cumulative temperature potential of natural CO_2 fluxes on the territory of Russia in the 21st century is estimated, depending on the scenario of anthropogenic impacts, from –0.3 to 0.1 K, and the warming-accelerating impact of natural CH_4 emissions is estimated in the range of 0.03-0.09 K.

Keywords: carbon cycle, climate modeling, greenhouse gas fluxes, carbon dioxide, methane, temperature potential

ИЗВЕСТИЯ РАН. ФИЗИКА АТМОСФЕРЫ И ОКЕАНА, 2024, том 60, № 2 , с. 172–181

УДК 551.577+544.772

ВЛИЯНИЕ УСЛОВИЙ МОДЕЛИРОВАНИЯ НА ОЦЕНКУ СКОРОСТИ СУХОГО ОСАЖДЕНИЯ АЭРОЗОЛЬНЫХ ЧАСТИЦ НА СИЛЬНО НЕОДНОРОДНЫЕ ПОДСТИЛАЮЩИЕ ПОВЕРХНОСТИ

© 2024 г. Д. А. Припачкин[a, b, *], В. Л. Высоцкий[a], А. К. Будыка[b]

[a] *ИБРАЭ РАН, ул. Большая Тульская, д. 52, Москва, 115191 Россия*
[b] *НИЯУ МИФИ, Каширское ш., 31, Москва, 115409 Россия*
**e-mail: dmrwer@mail.ru*

Поступила в редакцию 10.09.2023 г.
После доработки 14.01.2024 г.
Принята к публикации 28.02.2024 г.

Предложен и численно исследован подход к оценке скорости сухого осаждения аэрозольных частиц на подстилающие поверхности характерные для арктических районов, где преобладают поверхности, покрытые снегом, открытая водная поверхность, тундра и хвойный лес. Предложены оптимальные условия моделирования, учитывающие характерные размеры и плотности аэрозольных частиц, вовлекаемых в перенос в пограничном слое атмосферы, и взаимодействие воздушных потоков с подстилающей поверхностью на основе динамической скорости u^*, рассчитанной по модели WRF-ARW. Проведено сравнение предложенного подхода с другими известными моделями и экспериментальными данными. Выполнены оценки зависимости скорости сухого осаждения полученной по предложенному подходу от диаметра, плотности аэрозольных частиц и динамической скорости u^* для подстилающих поверхностей в районах Крайнего Севера.

Ключевые слова: аэрозольные частицы, скорость сухого осаждения, подстилающие поверхности в районах Крайнего Севера, дисперсный состав аэрозолей, взаимодействие с подстилающей поверхностью

DOI: 10.31857/S0002351524020048 **EDN**: KQVION

ВВЕДЕНИЕ

Развитие в районах Крайнего Севера России инфраструктуры Северного морского пути и гражданского атомного ледокольного флота, строительство объектов малой ядерной энергетики обуславливают необходимость повышения качества прогнозирования загрязнения территорий радиоактивными аэрозолями в случае возникновения радиационных аварий на этих объектах [Саркисов и др., 2022]. Районы Крайнего Севера России можно отнести к местности с сильно неоднородной подстилающей поверхностью, включающей открытые водные пространства, тундру, территории, покрытые льдам и снегом, а также хвойным лесом.

Сухое осаждение аэрозольных частиц на поверхность является определяющим механизмом формирования загрязнения территорий радиоактивными веществами. В настоящее время известны модели [Zhang et al., 2001; Алоян, 2008; Пискунов, 2010; Giardina et al., 2018] описывающие это явление для различных типов подстилающей поверхности. Принимается, что плотность загрязнения A_s, Бк/м^2, пропорциональна произведению приземной объемной активности (концентрации) A_v, Бк/м^3, скорости сухого осаждения частиц V_d, м/с, и времени t, с. При этом V_d рассматривают как функцию размера и плотности аэрозольной частицы, а также параметров среды, которая обусловлена гравитационным осаждением V_g, м/с, и турбулентной диффузией. В работе Слинна [Slinn, 1980] было предложено вычислять V_d по следующей формуле:

$$V_d = V_g(d) + \frac{1}{R_a + R_s(d)}, \quad (1)$$

где d – диаметр аэрозольной частицы, мкм, R_a – аэродинамическое сопротивление среды над подстилающей поверхностью, с/м, и R_s – сопротивление подстилающей поверхности земли, с/м.

Предложенный в [Slinn, 1980] вариант расчета V_d в дальнейшем широко стал использоваться с учетом ряда уточнений [Zhang et al., 2001; Giardina et al., 2018; Petroff et al., 2010], что подтверждается удовлетворительной сходимостью расчетной оценки скорости сухого осаждения с экспериментальными данными [Sehmel, 1980; Slinn, 1978; Kharchenko, 1997; Farmer et al., 2021]. Такой подход оправдал себя при наличии достаточного объема исходных данных, но при отсутствии априорной информации о физико-химических параметрах аэрозольных частиц, типе подстилающей поверхности и атмосферной стратификации получить приемлемый прогноз загрязнения территорий крайне сложно, особенно при аварийных выбросах.

При прогнозировании загрязнения местности радиоактивными аэрозолями часто используют “средние“ по параметрам частиц и условиям осаждения скорости их сухого осаждения [Müller, 1993; Гусев и др., 1991; Baklanov et al., 2001; Report 2009, 2010; Методика, 2009]. Однако при меняющихся погодных условиях, неоднородности подстилающей поверхности и нестационарных выбросах (взрыв, длительное горение и пр.) использование осредненной скорости сухого осаждения приводит к получению ограниченной точности прогноза по сравнению с требуемыми показателями.

В настоящей работе в качестве уточняющих условий моделирования сухого осаждения будем рассматривать учет размеров d и плотностей ρ_p, г/см^3, аэрозольных частиц, а также взаимодействие несущего их воздушного потока с подстилающей поверхностью, характеризующееся динамической скоростью u^*, м/с.

Целью работы является оценка влияния условий моделирования сухого осаждения аэрозольных частиц на неоднородные подстилающие поверхности, характерные для районов Крайнего Севера.

ДИСПЕРСНЫЙ СОСТАВ АЭРОЗОЛЬНЫХ ЧАСТИЦ

На начальном этапе рассмотрим диапазон размеров частиц, вовлекаемых в перенос на расстояния до 1000 км от источника выброса. Известно [Будыка и др., 2022; Dorrian et al., 1995], что размеры аэрозольных частиц лежат в диапазоне от 0.001 до 1000 мкм, а распределение массы или активности частиц по размерам можно описать логарифмически нормальным распределением или их суперпозицией [Колмогоров, 1941]. Так, согласно [Пискунов, 2010], при аварийном выбросе вследствие взрыва происходит следующие естественное фракционирование их дисперсного состава: частицы размером более 1000 мкм разлетаются на небольшие расстояния до 100 м от места взрыва и не участвуют в дальнейшем переносе в составе образовавшегося дымового или паровоздушного облака; частицы размером 100–1000 мкм выпадают на землю вблизи источника выброса (несколько сотен метров) за счет высокой скорости гравитационного осаждения и в дальнем переносе также не участвуют; частицы менее 0.01 мкм коагулируют между собой или с атмосферными ядрами конденсации и укрупняются [Волков, 2022]. Соответственно количество частиц уменьшается, а из частиц с размерами от 0.01 до 100 мкм со средней плотностью ~2–3 г/см^3 (плотность атмосферной пыли) начинается формироваться аэрозольное облако, вовлекаемое в атмосферный перенос. Наблюдения [Пискунов, 2010] подтверждают правильность представленной оценки диапазона частиц и показывают, что для радиоактивных аэрозолей, образующихся при взрыве, активностный медианный аэродинамический диаметр в исходном первичном облаке лежит в диапазоне 30–50 мкм при доле респирабельной фракции (частицы менее 10 мкм) на уровне 30%. При этом до 30% по массе частиц от исходного количества выпадает вблизи источника взрыва.

При горении веществ (в техногенных пожарах) дисперсный состав образующихся аэрозолей иной: размеры частиц в основном не превышают 10 мкм [Огородников и др., 1998]. Отдельное аэрозольное облако не образуется, а формируется струя, ориентирующаяся по направлению ветра.

Таким образом, в случае возникновения радиационных аварий можно считать, что размеры аэрозольных частиц, вовлекаемых в атмосферный перенос, преимущественно заключены

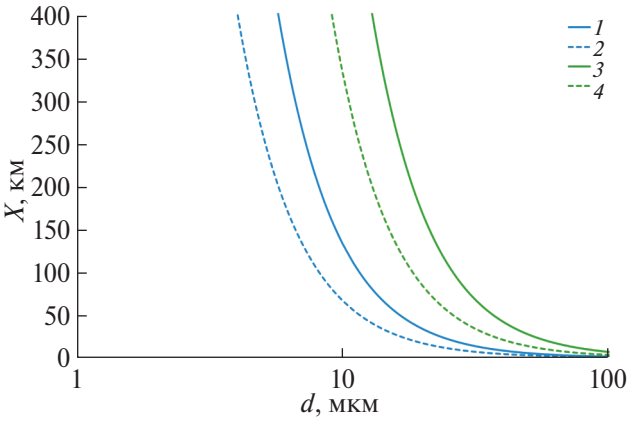


Рис. 1. Расстояние X, пройденное аэрозольными частицами до полного их осаждения на поверхность при скоростях ветра 1 м/с, плотности частиц 2.5 г/см^3 (— 1) и 5 г/см^3 (---2) и 5 м/с, плотность частиц 2.5 г/см^3 (— 3) и 5 г/см^3 (---4).

в диапазоне от 0.01 до 100 мкм. Для тех из них, которые имеют размеры более 10 мкм, основным механизмом осаждения является гравитационное осаждение. В диапазоне менее 1 мкм преобладает осаждение за счет диффузии, а в области от 1 до 10 мкм – суперпозиция этих механизмов. Расчеты, выполненные на основе закона Стокса с учетом максимальной начальной высоты подъема до 1000 м, также показали, что частицы с размером $d \geqslant 10$ мкм не перемещаются далее нескольких десятков километров от источника выброса, а в дальнем атмосферном переносе на сотни и более километров участвуют частицы с $d \leqslant 5$–7 мкм (рис. 1).

По мере удаления от источника выброса средний размер частиц в аэрозольном облаке снижается. Это приводит к уменьшению интенсивности радиоактивного загрязнения поверхностей, что наблюдалось после аварии на ЧАЭС. Средняя скорость сухого осаждения на расстоянии до 100 км от источника уменьшается от 1 до 0.1 см/с, а на большем удалении – от 0.1 до 0.01 см/с [Garger, 2018].

Как правило, диапазон плотности аэрозольных частиц снизу ограничен плотностью атмосферной пыли $\geqslant$2 г/см^3, а сверху плотностями оксидов легкоплавких металлов на уровне 5 г/см^3.

Таким образом, далее будем рассматривать влияние размеров d и плотностей ρ_p аэрозольных частиц на скорость сухого осаждения в следующих диапазонах: 0.01–100 мкм при переносе до 100 км; 0.01–10 мкм на больших расстояниях и в диапазоне средних плотностей частиц от 2 до 5 г/см^3.

УСЛОВИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ С ПОДСТИЛАЮЩЕЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ

Взаимодействие несущего (воздушного) потока с подстилающей поверхностью определяется в том числе динамической скоростью u^*, которая представляет квадратный корень из отношения касательного напряжения турбулентного трения τ, к плотности несущей среды ρ_a [Монин, Обухов, 1954]. Оценка параметра τ возможна только численными методами.

Современные гидродинамические модели [Brioude et al., 2013; Moroz et al., 2010; Skamarock et al., 2008], описывающие поведение воздушных масс в пограничном и приземном слое атмосферы и используемые для построения метеорологических прогнозов прогнозирования развитии опасных метеорологических явлений (тайфуны, песчаные бури, ураганы, ледяные дожди и др.), а также природных явлений (пожары, извержения вулканов и др.), позволяют рассчитать и динамическую скорость u^*.

Рассмотрим динамическую скорость u^*, полученную по модели WRF-ARW [Skamarock et al., 2008], как исходный параметр для оценки скорости сухого осаждения V_d. Динамическая скорость в моделях [Brioude et al., 2013; Moroz et al., 2010; Skamarock et al., 2008] зависит от метеорологических параметров (давление, температура, плотность среды, тепловые потоки и др.) над определенным типом подстилающей поверхности, которая в свою очередь характеризуется параметром шероховатости z_0, *м*. Для тундры z_0 изменяется от 0.1 до 0.3 м; для леса – от 0.5 до 2 м, для территорий, покрытых снегом или льдом – от 10^{-3} до10^{-1} м; для открытой водной поверхностью – 10^{-4} м [Берлянд, 1975]. На основе обобщения результатов в указанных диапазонах z_0 с помощью модели WRF-ARW оценена динамическая скорость u^* в интервале z_0 от 10^{-4} до 1 м.

Установлено, что функциональную зависимость (рис. 2) между ними можно аппроксими-

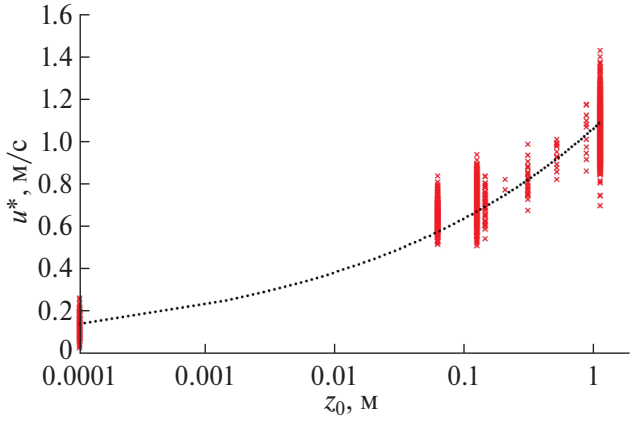


Рис. 2. Зависимость динамической скорости u^* от параметра шероховатости z_0 в модели WRF-ARW (результаты расчета (*X*) и аппроксимация (···) по формуле (2).

ровать эмпирической формулой:

$$u^* = 1.06 \cdot z_0^{0.22}. \quad (2)$$

Следует отметить, что аэродинамическое сопротивление R_a (см. формулу (1)), согласно теории подобия Монина–Обухова [Монин, Обухов, 1954], является функцией u^*. Следовательно, взаимодействие с подстилающей поверхностью и турбулентные процессы в приземном слое, включая величины R_a и R_s, также будут зависеть от u^*. Это позволяет в дальнейших расчетах для оценки влияния условий взаимодействия несущего (воздушного) потока с подстилающей поверхностью на скорость сухого осаждения аэрозольных частиц использовать полученную зависимость (2).

ОЦЕНКА СКОРОСТИ СУХОГО ОСАЖДЕНИЯ АЭРОЗОЛЬНЫХ ЧАСТИЦ

Согласно (1) V_d является суммой скорости гравитационного осаждения V_g и обратной величины суммы сопротивлений R_a и R_s. Для оценки V_g воспользуемся с учетом закона Стокса известным соотношением (3) [Будыка и др., 2022]:

$$V_g = \frac{\rho_p \cdot d_p^2 \cdot g \cdot C_{Kn}}{18 \cdot \mu}, \quad (3)$$

где ρ_p – плотность и d – диаметр частицы; g – скорость гравитационного ускорения; C_{Kn} – поправочный фактор Каннингема; μ – динамическая вязкость воздуха.

Для частиц с $d = 0.1$ мкм и плотностью $\rho_p = 2.5$ г/см^3 скорость $V_g = 2.2 \cdot 10^{-6}$ м/с, а для $d = 10$ и 100 мкм с той же плотностью она резко возрастает до $7.7 \cdot 10^{-3}$ и 0.76 м/с соответственно. Иными словами, величина V_g для рассматриваемого диапазона частиц будет оказывать существенное влияние на осаждение и должна учитываться при оценке V_d.

Согласно [Метеорология, 1971], аэродинамическое сопротивление над подстилающей поверхностью R_a обратно пропорционально u^*

$$R_a = -\frac{\psi_h}{k \cdot u^*}, \quad (4)$$

где k – постоянная Кармана (0,4); ψ_h – функция термической устойчивости (*безразм.*).

В свою очередь и сопротивление подстилающей поверхности земли R_s также зависит от u^* и от эффективности осаждения аэрозольных частиц:

$$R_s = \frac{1}{3 \cdot u^* \left(E_b + E_{int} + E_{in}\right) \cdot R_I}, \quad (5)$$

где E_b, E_{int}, E_{in} – эффективности осаждения аэрозольных частиц на подстилающей поверхности за счет диффузии, зацепления и инерции; R_I – коэффициент прилипания частиц к поверхности, равный $e^{-St^{1/2}}$ [Slinn, 1980].

Эффективность осаждения за счет диффузии E_b, равная $Sc^{-\gamma}$, для гладких поверхностей (например, водных) примет значение γ на уровне 1/2 и 2/3 для покрытых растительностью [Slinn, 1980]. Следовательно, диффузионный механизм осаждения определяется числом Шмидта – $Sc = \frac{\mu}{A_a \cdot D}$, где ρ_a – плотность воздуха и D – коэффициент диффузии аэрозольных частиц в воздухе.

Эффективность осаждения за счет зацепления E_{int}, имеет вид $\frac{1}{2} \cdot (d/A)^2$, A – характерный размер препятствия, на котором реализуется зацепление аэрозольных частиц. Эффективность инерционного захвата E_{in} для гладких поверхностей равна $\left(\frac{St^2}{400 + St^2}\right)$, где St – число Стокса [Будыка и др.,

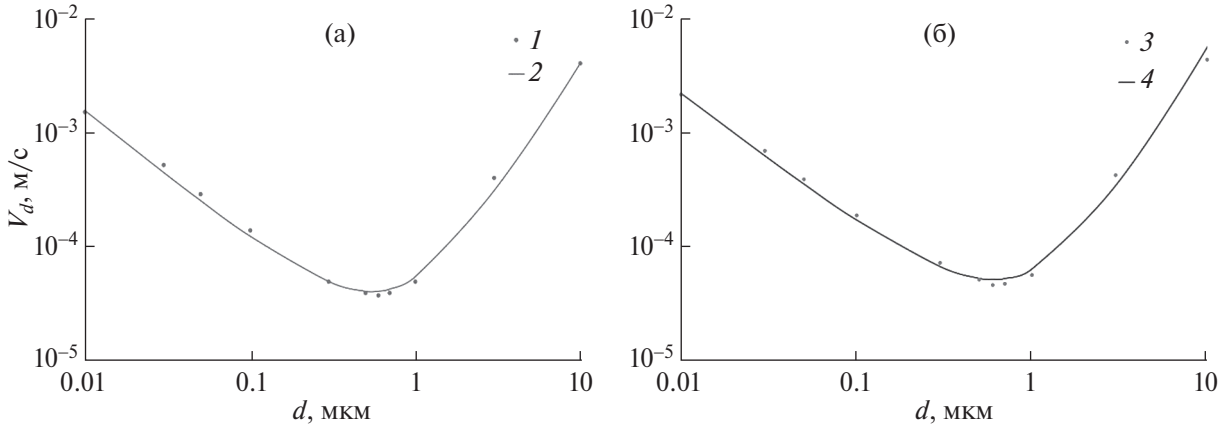


Рис. 3. Результаты оценки скорости сухого осаждения V_d аэрозольных частиц на водную (а) и покрытую снегом поверхности (б), полученные при условиях: *2*, *4* – расчет по формуле (7), 1, 3 – данные из [Giardina et al., 2018] при u^* = = 0.10 и 0.14 м/с соответственно.

2022], а для поверхностей покрытых растительностью $\left(\frac{St}{0.8+St}\right)^2$, в приближении Петерса–Эйдена [Peters, 1992]. Таким образом, выражение (1) с учетом, (3), (4) и (5), примет следующий обобщенный вид:

$$V_d = \frac{\rho_p \cdot d^2 \cdot g \cdot C_c}{18 \cdot \mu} + \frac{3 \cdot k \cdot u^* \cdot \left(E_b + E_{int} + E_{in}\right) \cdot R_I}{k - 3 \cdot \left(E_b + E_{int} + E_{in}\right) R_I \cdot \psi_h}. \quad (6)$$

Выражение (6) с учетом реальных значений эффективности осаждения в рассматриваемом диапазоне размеров частиц и значений параметров ψ_b можно упростить. Эффективности процессов сухого осаждения за счет диффузии, зацепления и инерции в целом невысоки и всегда много меньше 1, при этом абсолютное значение функции ψ_b для всех условий стабильности атмосферы также порядка 1 и менее. Гравитационное осаждение начинает играть значимую роль только для частиц с диаметром более 50 мкм [Giardina et al., 2018]. Получено, что выражение (6) для частиц размерами от 0.01 до 100 мкм можно представить в виде:

$$V_d = \frac{\acute{A}_p \cdot d^2 \cdot g \cdot C_c}{18 \cdot ¼} + 3 \cdot u^* \cdot \left(Sc^- + \frac{1}{2} \cdot \left(\frac{d}{A}\right)^2 + E_{in}\right) \cdot R_I. \quad (7)$$

Для обоснования применения предложенного подхода с учетом (7) выполнено сравнение расчетных значений V_d с данными, приведенными в работе [Giardina et al., 2018], а также были получены оценки V_d для подстилающих поверхностей характерных для районов Крайнего Севера.

РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Водные поверхности и поверхности, покрытые снегом, будем считать гладкими, так как для них выполняется известное условие $z_0 < \frac{4.3 \cdot ¼}{\acute{A}_a \cdot u^*}$ [Пискунов, 2010], а поверхности, покрытые растительностью (тундра и хвойный лес), – шероховатыми. На начальном этапе все расчеты выполнены по формуле (7) для частиц размером 0.01–10 мкм с плотностью 1 г/см^3 и u^* от 0.10 до 1.5 м/с, рассчитанными по формуле (2) в сопоставлении с экспериментальными данными, взятыми из [Giardina et al., 2018] (рис. 3, 4).

Оценки скорости сухого осаждения, полученные в соответствии с (7), для водных поверхностей и покрытых снегом оказались близки к экспериментальным данным (рис. 3а, 3б) и совпадают с ними в пределах ±5% относительно среднего, для тундры (рис. 4а) – ±12%, для хвойного леса (рис. 4б) при менее 0.7 мкм – ±10%, но в области 0.8–1 мкм – оказались в 1.1–1.5 раза меньше.

На рис. 3 и 4 видно, что с увеличением шероховатости z_0 и динамической скорости u^* возрастает скорость сухого осаждения. Действительно, при столкновении воздушного потока, содержащего аэрозольные частицы, с более шероховатой

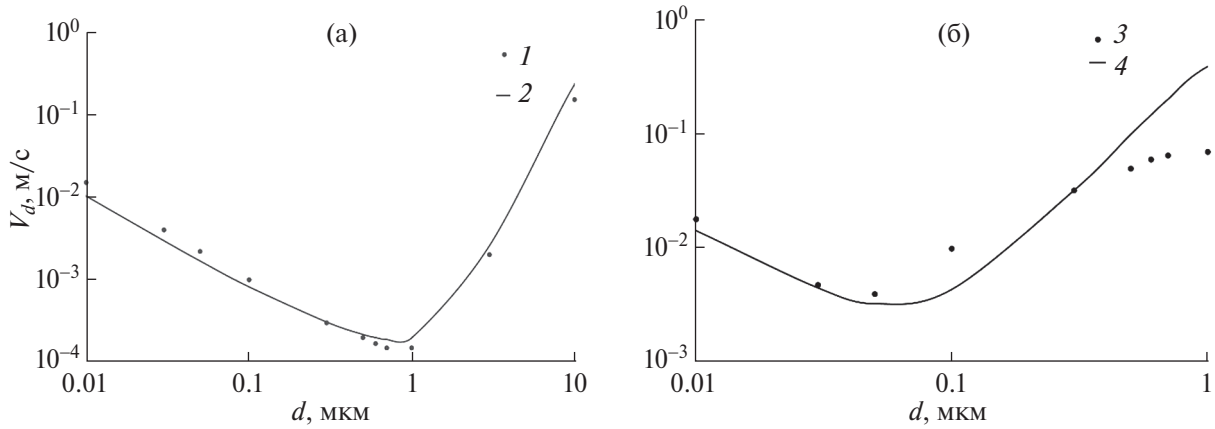


Рис. 4. Результаты оценки скорости сухого осаждения V_d аэрозольных частиц на поверхности, покрытые растительностью: тундра (а) и хвойный лес (б). *2*, *4* – расчет по формуле (7); *1*, *3* – данные из [Giardina et al., 2018] при u^* = 0.5 и 1.5 м/с соответственно.

поверхностью, турбулентные эффекты усиливаются, и время взаимодействия с поверхностью увеличивается, что в конечном счете будет приводить к росту скорости сухого осаждения за счет диффузионного захвата (до 1 мкм), зацепления и инерции (более 1 мкм).

В то же время необходимо отметить, что расчетная скорость сухого осаждения для хвойного леса (рис. 4б) при u^*, равной 1.5 м/с, хорошо совпадает с данными [Giardina et al., 2018] только для частиц менее 0.05 мкм, т.е. при преобладании диффузионного осаждения. В диапазоне более 0.1 мкм в области инерционного захвата до размеров 0.5–0.7 мкм совпадение с [Giardina et al., 2018] остается хорошим (ошибка до ±10%). Однако для частиц более 0.7 мкм различия с [Giardina et al., 2018] существенны, хотя в целом оценки (7) показывают рост скорости сухого осаждения на хвойный лес, по сравнению с гладкими поверхностями и тундрой, что согласуется с общей теорией и экспериментальными данными.

Далее проведем численное исследование зависимости скорости сухого осаждения от диаметра d, плотности ρ_p аэрозольных частиц и динамической скорости u^* для водных поверхностей ($z_0 \sim 10^{-4}$ м), покрытые снегом ($z_0 \sim 10^{-3}$ м), тундры (z_0 от 0.1 до 0.3 м) и хвойного леса (z_0 от 0.5 до 2 м). Все расчеты выполнены по формуле (7) для следующих условий моделирования: диапазон размеров частиц от 0.1 до 100 мкм, плотность частиц равна 1, 2.5 и 5 г/см^3, среднее значение u^* вычислено по формуле (2), граничные значения u^* взяты из модели *WRF-ARW* [Skamarock et al., 2008] (рис. 5–8).

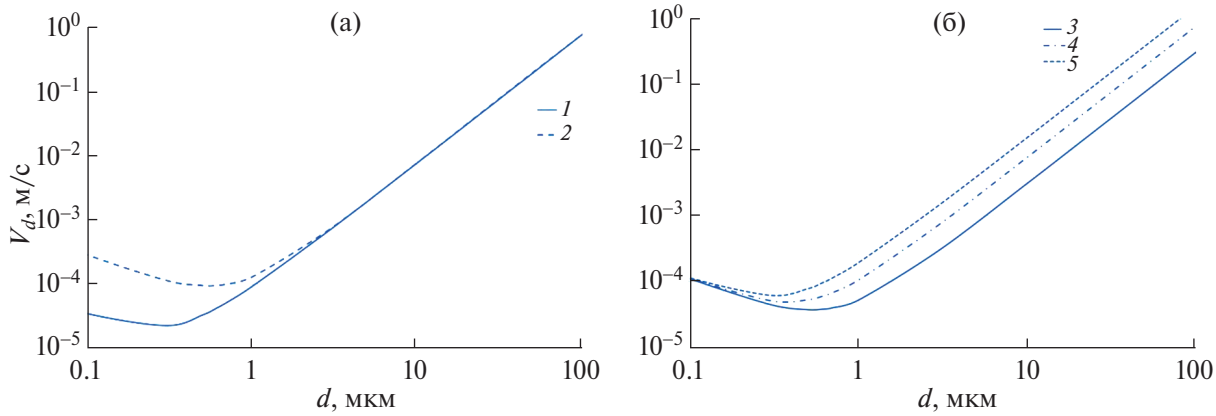


Рис. 5. Скорость сухого осаждения V_d от диаметра частицы d при изменении u^* (а) и ρ_p (б) для водной поверхности (*1*, *2* – u^* = 0.03 и 0.25 м/с для ρ_p = 2.5 г/см^3; *3*, *4*, *5* – ρ_p = 1, 2.5, 5 г/см^3 для u^* = 0.1 м/с).

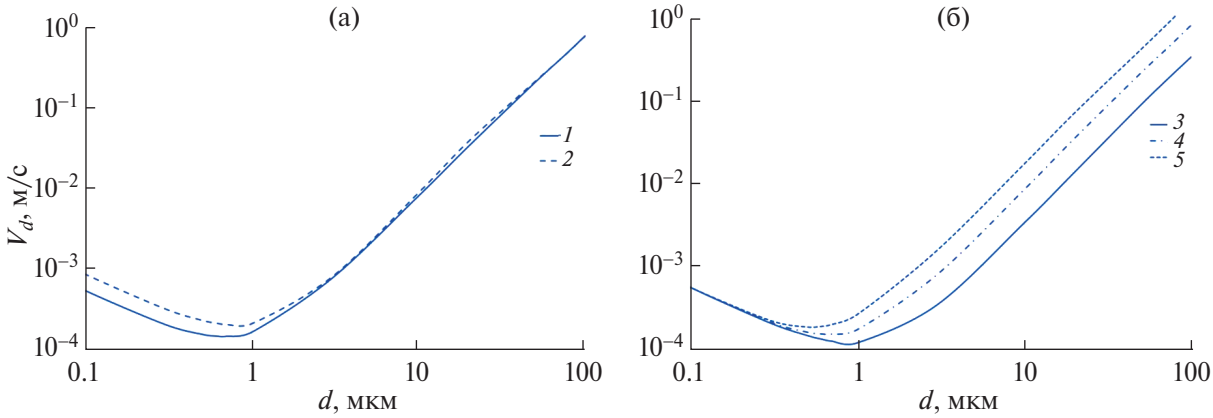


Рис. 6. Скорость сухого осаждения V_d от диаметра частицы d при изменении u^* (а) и ρ_p (б) для поверхности, покрытой снегом (*1*, *2* – $u^* = 0.5$ и 0.8 м/с для $\rho_p = 2.5$ г/см^3; *3*, *4*, *5* – $\rho_p = 1$, 2.5, 5 г/см^3 для $u^* = 0.5$ м/с).

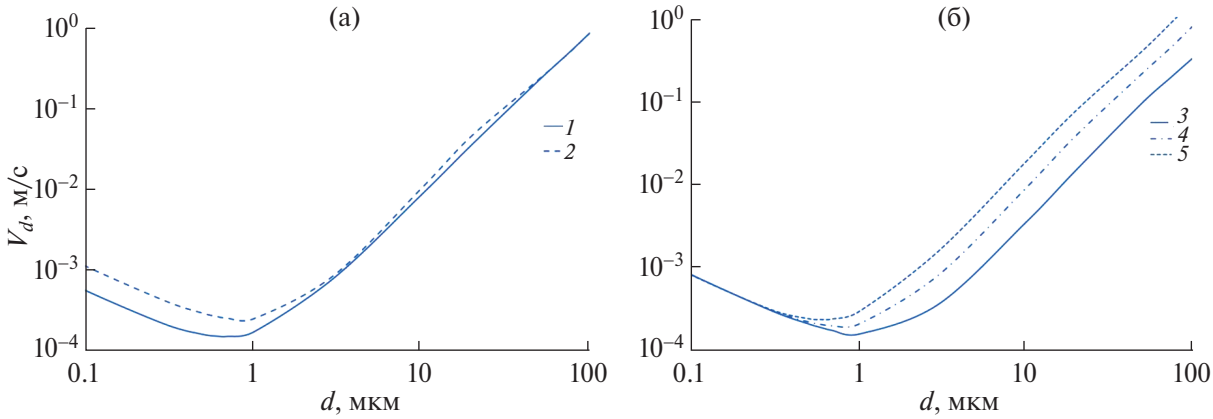


Рис. 7. Скорость сухого осаждения V_d от диаметра частицы d при изменении u^* (а) и ρ_p (б) для тундры (*1*, *2* – $u^* = 0.5$ и 1 м/с для $\rho_p = 2.5$ г/см^3; *3*, *4*, *5* – $\rho_p = 1$, 2.5, 5 г/см^3 для $u^* = 0.75$ м/с).

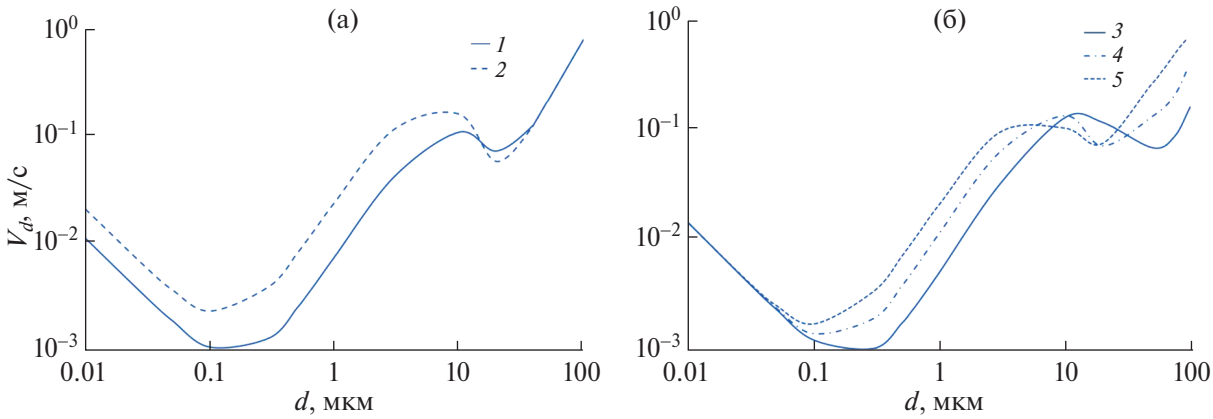


Рис. 8. Скорость сухого осаждения V_d от диаметра частицы d при изменении u^* (а) и ρ_p (б) для хвойного леса (*1*, *2* – $u^* = 0.8$ и 1.5 м/с для $\rho_p = 2.5$ г/см^3; *3*, *4*, *5* – $\rho_p = 1$, 2.5, 5 г/см^3 для $u^* = 1$ м/с).

На рис. 5–8 показана скорость сухого осаждения для максимального и минимального значений u^* (рис. 2) для рассматриваемых типов подстилающей поверхности и плотности частиц 2.5 г/см^3 (а) и для среднего значения u^*, полученного по формуле (2), для различных типов подстилающей поверхности и плотностей частиц 1, 2.5 и 5 г/см^3 (б).

Для водных и поверхностей, покрытых снегом (рис. 5 и 6), скорость сухого осаждения частиц менее 1 мкм определяется диффузионным механизмом, вклад которого усиливается с ростом u^*, а для частиц более 1 мкм с ростом плотности частиц ρ_p от 1 до 5 г/см^3 величина V_d возрастает в 5 раз.

Минимальные значения V_d для частиц 0.3–0.5 мкм и водных поверхностей составляют ~10^{-5} м/с, а покрытых снегом ~10^{-4} м/с при их размерах 0.5–1 мкм. Эффект зацепления и инерционного осаждения минимален для водных поверхностей, но усиливается над поверхностями, покрытыми снегом, в результате чего V_d становится на порядок выше. Это свидетельствует об усилении сухого осаждения при увеличении шероховатости поверхности.

Для условий тундры (рис. 7) скорость сухого осаждения для частиц менее 1 мкм также определяется диффузионным механизмом, который усиливается с ростом u^*. Более крупные частицы ($d > 10$ мкм) с ростом их плотности от 1 до 5 г/см^3 оседают в 5 раз быстрее. Минимальные значения V_dдля тундры составили ~10^{-4} м/с для частиц 0.7–1 мкм. Минимум V_d сдвигается вправо, по сравнению с водными поверхностями. Эффект зацепления незначителен. Эффект инерционного осаждения более ярко выражен, особенно для частиц более 10 мкм. Это обусловлено ростом u^* над более шероховатой поверхностью тундры по сравнению с водной поверхностью или поверхностями, покрытыми снегом.

Оценка скорости сухого осаждения на хвойный лес (рис. 8) показала, что при u^* более 0.7 м/с существенно возрастает эффективность осаждения, по сравнению с осаждением на другие рассмотренные поверхности. Это приводит к тому, что наименьшие значения V_d возрастают до ~10^{-3} м/с, а его минимум смещается влево до частиц размерами 0.1–0.3 мкм. Скорость сухого осаждения на хвойный лес одновременно увеличивается для частиц менее 0.1 мкм за счет диффузионного захвата и более 0.1 мкм за счет инерционного захвата на порядок по сравнению с тундрой. Уменьшение величины V_d (рис. 8б) для частиц более 10 мкм, вероятно, связано с возрастающим отскоком от поверхностей. Начиная с размеров частиц более 50 мкм, V_d вновь увеличивается и асимптотически приближается, в соответствии с их плотностью, к скорости гравитационного осаждения V_g.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Численные исследования показали, что для арктических районов, где в подстилающих поверхностях преобладают снег, открытая водная поверхность, тундра и хвойный лес, предложенный подход, связанный с оценкой скорости сухого осаждения, оптимален, согласуется с результатами прогноза по другим известным моделям и с экспериментальными данными.

На гладких поверхностях (водная поверхность, снег) и в тундре для частиц с $d < 1$ мкм скорость сухого осаждения определяется диффузией частиц к поверхности, усиливающейся с ростом u^* и z_0. Для частиц более 1 мкм для этих же типов поверхностей начинается выход на асимптоту гравитационного осаждения в соответствии с плотностью частиц ρ_p, а механизмы зацепления и инерционного осаждения невелики из-за того, что $z_0 < 0.1$ м.

Для хвойного леса положение несколько иное, т.к. область преобладания диффузионного механизма осаждения сдвигается влево до 0.01 мкм и менее. В ней диффузия так же, как и для поверхностей с малым z_0, возрастает по мере увеличения u^*. Одновременно для частиц более 1 мкм начинает наблюдаться увеличение скорости сухого осаждения за счет инерционного захвата в результате повышения значений ρ_p и u^*.

Следует отметить, что по данным отдельных авторов эффективность инерционного захвата E_{in} от числа St сильно отличаются друг от друга, что свидетельствует о необходимости дальнейшего

продолжения развития теории осаждения аэрозольных частиц на поверхности с z_0 более 0.5 м.

Предложенная модель оценки скорости сухого осаждения аэрозольных частиц может быть использована при прогнозировании загрязнения радиоактивными аэрозолями территорий с неоднородной подстилающей поверхностью в арктических районах Крайнего Севера.

Работа выполнена при поддержке гранта Российского научного фонда (проект № 20-19-00615-П).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Алоян А.Е. Моделирование динамики и кинетики газовых примесей и аэрозолей в атмосфере. М.: Наука, 2008. 415 с.

Берлянд М.Е. Современные проблемы атмосферной диффузии загрязнения атмосферы. Л.: Гидрометеоиздат, 1975. 448 с.

Будыка А.К., Припачкин Д.А. Радиоактивные аэрозоли. Начальные сведения. Учебное пособие. М.: НИЯУ МИФИ, 2022. 96 с.

Волков В.А. Коллоидная химия. Поверхностные явления и дисперсные системы: учебник. СПб.: Лань, 2022. 672 с.

Гусев Н.Г., Беляев В.А. Радиоактивные выбросы в биосфере: Справочник. М.: Энергоатомиздат, 1991. 256 с.

Колмогоров А.Н. О логарифмически-нормальном законе распределения размеров частиц при дроблении // Докл. АН СССР. 1941. Т. 31. С. 99–101.

Монин А.С., Обухов А.М. Основные закономерности турбулентного перемешивания в приземном слое атмосферы // Тр. Геофиз. ин-та АН СССР. 1954. Т. 24. С. 163–187.

Метеорология и атомная энергия / Под ред. Н.Л. Бызовой. Л.: Гидрометеоиздат, 1971. 648 с.

Методика расчета рассеяния загрязняющих веществ в атмосфере при аварийных выбросах. Обнинск. РД 52.18.717-2009. 2009. 121 с.

Огородников Б.И., Скитович В.И., Будыка А.К. Дисперсный состав искусственных и естественных радиоактивных аэрозолей в 30-км зоне ЧАЭС в 1986–1996 гг. // Радиационная биология. Радиоэкология. 1998. Т.38. № 6. С. 889–892.

Пискунов В.Н. Динамика аэрозолей. М.: Физматлит, 2010. 296 с.

Саркисов А.А., Антипов С.В., Высоцкий В.Л. и др. Радиационные и радиоэкологические последствия гипотетической ядерной аварии на атомном объекте в районе расположения ФГУП “Атомфлот” // Атомная энергия. 2022. Т. 133. № 4. С. 229–238.

Baklanov A., Sorensen J.H. Parameterization of radionuclide deposition in atmospheric long-range transport modelling // Phys. Chem. Earth. (B). 2001. V. 26. №. 10. P. 787–799.

Brioude J., Arnold D., Stohl A. et al. The Lagrangian particle dispersion model FLEXPART-WRF version 3.1 // Geosci. Model Dev. 2013 V. 6. P. 1889–1904.

Dorrian M.-D., Bailey M.R. Particle size distributions of radioactive aerosols in workplaces // Radiat. Prot. Dosimetry. 1995. V. 60. № 2. P. 119–133.

Farmer D.K., Boedicker E.K., DeBolt H.M. Dry deposition of atmospheric aerosols: approaches, observations, and mechanism // Annu. Rev. Phys. Chem. 2021. V. 72. P. 375–97.

Garger E.K. The rate of dry deposition of radioactive substances of Chernobyl origin according to observations // Problemi Bezpeki Atomnikh Elektrostantsyij yi Chornob. 2018. V. 31. P. 85–103.

Giardina M., Buffa P. A new approach for modeling dry deposition velocity of particles // Atmos. Environ. 2018. V. 180. P. 11–22.

Kharchenko A.I. Parametrization of dry deposition velocity in the atmospheric surface layer // J. Aerosol Sci. 1997. V. 28. P. 589–590.

Moroz B.E., Beck H.L., Bouville A. et al. Predictions of dispersion and deposition of fallout from nuclear testing using the NOAA-HYSPLIT meteorological model. Health Phys. 2010. V. 99. № 2. P. 252–269.

Müller H. ECOSYS-87. A dynamic model for assessing radiological consequences of nuclear accidents // Health Physics. 1993. V. 64. № 3. P. 232–252.

Peters K.K. Modelling the dry deposition velocity of aerosol particles to a spruce forest // Atmospheric Environment. 1992. V. 21. P. 2555–2564.

Petroff A., Zhang L. Development and validation of a size-resolved particle dry deposition scheme for application in aerosol transport models // Geosci. Model Dev. 2010. V. 3. P. 753–69.

Report 2009. Technical Analysis of Dry Deposition. Department of Energy Washington, DC 20585, 2010. 13 p.

Sehmel G.A. Particle and gas dry deposition: a review // Atmos. Environ. 1980. V. 14. P. 983–1011.

Skamarock W.C., Klemp J.B., Dudhia J. et al. Description of the Advanced Research WRF Version 3. NCAR Technical Note NCAR/TN-475+STR. 2008. 520 p.

Slinn W.G.N. Parameterization for resuspension and for

Wet and Dry Deposition of Particles and Gases for Use in Radiation Dose Calculations // Nucl. Safety. 1978. V. 19. № 2. P. 205–219.

Slinn S.A. Prediction for particle deposition on natural waters // Atmos. Environ. 1980. V. 14. P. 1013–1016.

Zhang L., Gong S., Padro J. et al. A size-segregated particle dry deposition scheme for an atmospheric aerosol model // Atmos. Environ. 2001. V. 35. P. 549–560.

Influence of Modeling Conditions on the Estimation of the Dry Deposition Velocity of Aerosols on Highly Inhomogeneous Surfaces

D. A. Pripachkin[1, 2, *], V. L. Vysotsky[1], A. K. Budyka[2]

[1]IBRAE RAS, Bolshaya Tulskaya str., 52, Moscow, 115191 Russia
[2]NRNU "MEPhI", Kashirskoe Highway, 31, Moscow, 115409 Russia
**email: dmrwer@mail.ru*

An approach to estimating the dry deposition velocity of aerosol particles on the surfaces of Arctic regions, where snow-covered surfaces, open water surface, tundra and coniferous forest predominate, is proposed and numerically investigated. Optimal modeling conditions are proposed, taking into account the characteristic sizes and densities of aerosol particles involved in transport in the planetary boundary layer, and the interaction of air flows with the surface through the parameter u^*, calculated using the WRF-ARW model. The proposed approach is compared with other known models and experimental data. The dependence of the dry deposition velocity obtained by the proposed approach on the diameter, density of aerosol particles and dynamic velocity u^* for the surfaces in the Far North is estimated.

Keywords: aerosol particles, dry deposition velocity, surfaces in the Far North, particles size distribution, interaction with the rough surface

ИЗВЕСТИЯ РАН. ФИЗИКА АТМОСФЕРЫ И ОКЕАНА, 2024, том 60, № 2 , с. 182–194

УДК 532.5.013.13

ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ПРИЗЕМНОГО СЛОЯ ПРИ НАЛИЧИИ ВЗВЕШЕННЫХ СНЕЖНЫХ ЧАСТИЦ С ПОМОЩЬЮ ДАННЫХ НАБЛЮДЕНИЙ И ВИХРЕРАЗРЕШАЮЩЕГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

© 2024 г. В. И. Суязова[a, b, c, *], А. В. Дебольский[a, b, c], Е. В. Мортиков[a, c]

[a] *Научно-исследовательский вычислительный центр Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова, Ленинские горы, д. 1, стр. 4, Москва, 119991 Россия*

[b] *Институт физики атмосферы им. А.М. Обухова РАН, Пыжевский пер., 3, Москва, 119107 Россия*

[c] *Московский центр фундаментальной и прикладной математики, Ленинские горы, 1, Москва, 119991 Россия*

**e-mail: er-riad@mail.ru*

Поступила в редакцию 28.09.2023 г.
После доработки 26.11.2023 г.
Принята к публикации 28.02.2024 г.

Ветровой перенос снега представляет собой двухфазный поток, состоящий из воздуха и взвешенных частиц. При наличии снежных частиц в воздухе в приземном слое появляется дополнительная устойчивость за счет градиента плотности. Градиент плотности подавляет турбулентность и влияет на процессы обмена в приземном слое. Поэтому для описания свойств потока с включенными в него частицами снега необходимо привлечение дополнительных параметризаций. В данной работе представленно описание параметризации приземного слоя с наличием взвешенных частиц снега. Влияние взвешенных частиц учитывается изменением формулировки турбулентного масштаба длины Обухова. Новая параметризация приземного слоя позволяет учесть влияние частиц снега на турбулентный поток и позволяет уточнить оценки скорости трения и высоты пограничного слоя. Описываемая в данной работе параметризация была успешно проверена на данных наблюдений. Описание влияния частиц снега было включено в вихреразрешающую модель (Large-Eddy Simulation, LES). Численные эксперименты показывают увеличение устойчивости приземного слоя. Механизм влияния взвешенных частиц на приземный слой аналогичен термической устойчивости потока, при котором отрицательная плавучесть подавляет крупномасштабную компоненту течения и способствует уменьшению турбулентной кинетической энергии.

Ключевые слова: сальтация, приземный слой, вихреразрешающее моделирования, турбулентный масштаб длины, двухфазные течения

DOI: 10.31857/S0002351524020057 **EGN**: KQHIHY

1. ВВЕДЕНИЕ

Ветровое перераспределение снега может привести к сходу лавин, снижению урожайности озимых культур, снежным заносам на транспортных магистралях и другим негативным последствиям. Перенос снега представляет собой сложное природное явление. Когда ветер в приземном слое достигает пороговой скорости, снег на поверхности приходит в движение, подхватываемый ветром. Снежинки, ударяясь о снежную поверхность, разрушают ее и приводят в движение новые массы частиц. Бэнголд [Bagnold, 1937] выделил три способа движения частиц: влечение, сальтацию и суспензию.

а) влечение – скольжение частиц в тонком слое (до одного сантиметра) по снежной поверхности. При таком движении частицы никогда не теряют контакта с неподвижными поверхностными частицами. Этот процесс может рассматриваться как часть процесса сальтации;

б) сальтация – скачкообразное движение частиц в нижнем слое. При сальтации движимые частицы соударяются со статичными, выбивая и вовлекая их в дальнейший процесс движения;

в) взвесь (диффузия) – процесс подъема снежных частиц ветром на значительную высоту, витание снежинок в воздухе. Силы сопро-

тивления, создаваемые турбулентным воздушным потоком, определяют траектории движения снежинок близкие к случайным. Ветровой поток с наличием снежных частиц ведет себя иначе, чем "чистый" поток, так как снежные частицы влияют на практически весь спектр физических процессов в нижних слоях атмосферы, изменяя динамические, термические и оптические свойства потока. По концентрации вовлеченных в процессы частиц преобладает процесс сальтации [Дюнин, 1963]. Однако снежная сальтация имеет достаточно малый вертикальный масштаб и, по сравнению с диффузионным переносом снега, значительно меньше влияет на свойства приземного слоя атмосферы.

С середины прошлого века теория двухфазных течений с твердой фазой была разработана в работах [Bagnold, 1937; Дюнин, 1963] и [Бютнер, 1978]. Г.И. Баренблатт и Г.С. Голицын доказали уменьшение пульсаций в двухфазном потоке с увеличением концентрации твердой фазы [Баренблатт, Голицын, 1973; Barenblatt, Golitsyn, 1974]. Они показали, что часть энергии турбулентных движений расходуется на диффузию мелких частиц. Уменьшение турбулентного обмена приводит к более быстрому росту скорости потока с увеличением расстояния от поверхности. В работах [Баренблатт, Голицын, 1973; Barenblatt, Golitsyn, 1974] была получена параметризация профиля скорости в нейтрально стратифицированном потоке, несущем частицы. Аппроксимация была предложена и оценена по данным наблюдений. К. Вамсер и В.Н. Лыкосов разработали теорию увеличения скорости ветра при переносе снега [Wamser, Lykossov]. Одной из важных задач при диагностике и моделировании метелевого переноса является определение критической скорости ветра, достижение которой повлечет за собой подъем снежинок с поверхности. Помероем и соавторами [Pomeroy, Male, 1992; Pomeroy et al., 1993; Pomeroy, Li, 2000] исследована зависимость интенсивности подъема частиц от скорости ветра. На основе полученных наблюдений были предложены эмпирические формулы для пороговой скорости ветра, высоты уровня сальтации и коэффициента перемешивания снега на уровне сальтации. С конца прошлого века были предложены и разработаны математические модели переноса снега: одномерные вертикальные модели PIEKTUK K [Déry, Yau, 1999], SNOWSTORM [Bintanja, 2000], BSM [Pomeroy, Li, 2000]. Во всех моделях предполагается, что движение частиц определяется турбулентной диффузией и силой тяжести. Снежинки представлены сферами с плотностью льда, так как кристаллические структуры снега, образующиеся при выпадении осадков, быстро разрушаются, согласно [Smith, McLean, 1977].

Успешность моделирования ветрового переноса снега напрямую зависит от точности описания и моделирования турбулентного потока. С ростом вычислительных ресурсов в последние десятилетия активно разрабатываются трехмерные нестационарные численные модели высокого разрешения. Вихреразрешающее моделирование (LES, Large-Eddy Simulation) является перспективным методом моделирования турбулентности в пограничном слое атмосферы, основанным на декомпозиции потока на крупномасштабную и мелкомасштабную (подсеточную) составляющую, при этом первая из них явно разрешается на расчетной сетке [Groot et al., 2014]. Существующие модели переноса снега позволяют описать основные особенности движения частиц снега в турбулентном потоке (с использованием лагранжевого или эйлерова подхода). Однако в известных авторам моделях пограничного слоя атмосферы, в которых используется приближение приземного слоя для расчета поверхностных потоков, не учитывается обратное влияние частиц снега на турбулентный поток.

В двухфазных потоках наибольшая плотность взвешенных частиц наблюдается вблизи поверхности и постепенно уменьшается с высотой. Это приводит к образованию устойчивого градиента плотности. Поток в приземном слое становится устойчиво-стратифицированным, а турбулентный перенос подавляется. В результате скорость потока увеличивается. Этот механизм аналогичен термически устойчивому турбулентному поверхностному слою, в котором отрицательная плавучесть способствует уменьшению турбулентной кинетической энергии потока. Согласно [Adams, Weatherly, 1981; Bintanja, 2001], это приводит к уменьшению коэффициентов обмена, которое может быть значительным не только вблизи поверхности, но и на более высоких уров-

нях. В данной работе представлена новая параметризация турбулентных потоков в приземное слое, в которой учитывается наличие взвешенных частиц снега. Для учета влияния снежных частиц модифицируется выражение для турбулентного масштаба длины Обухова. Представленная параметризация позволяет учесть влияние частиц снега на турбулентную динамику потока, в том числе скорость трения и высоту пограничного слоя. Данный подход может быть использован как в RANS (Reynolds-Averaged Navier-Stokes), так и в LES-моделях атмосферного пограничного слоя. Новый аспект параметризации состоит в совмещении описания сальтации и диффузии снежных частиц.

2. ПРИЗЕМНЫЙ СЛОЙ С ВКЛЮЧЕНИЕМ СНЕЖНЫХ ЧАСТИЦ

2.1. Приземный слой

Расчет поверхностных потоков тепла и импульса можно описать следующим образом. Предположим, что турбулентные потоки и масштаб длины Обухова L не зависят от высоты, система уравнения для динамической скорости u_*, масштаба потенциальной температуры Θ_*, и L определяется согласно теории подобия Монина–Обухова [Monin, Yaglom, 1971]. Турбулентные потоки тепла и импульса (H, τ_s) определяются как $H = c_p \rho \Theta_* u_*$, $\tau_s = \rho u_*^2$. Выражение для основных параметров теории подобия можно выразить как:

$$u_* = \frac{\left(|U(z)| - |U_s|\right)\kappa}{\Psi_m(z / L) - \Psi_m(z_0 / L)}, \quad (1)$$

$$\Theta_{*s} = \frac{\left(\Theta(z) - \Theta_s\right)\kappa}{\Psi_h(z / L) - \Psi_h(z_{0t} / L)}, \quad (2)$$

где Ψ_m и Ψ_h являются интегральными универсальными функциями, κ – константа Кармана, ρ – плотность воздуха, c_p – теплоемкость при постоянном давлении. Параметрами для этой системы уравнений являются значения скорости ветра $U(z)$ и температуры $\Theta(z)$ на уровне z, значения на поверхности U_s, Θ_s, а также характеристики поверхности z_0, z_{0t} – уровень аэродинамической и термической шероховатости. Мы предполагаем, что это приближение справедливо для (1), (2) и для обобщений теории подобия, где допускается изменчивость турбулентных потоков с высотой. Здесь мы рассматриваем только сухой приземный слой, но эта теория может быть расширена и на случай влажной атмосферы.

2.2. Модификация турбулентного масштаба длины Обухова

Частицы снега находятся во взвешенном состоянии на некоторой высоте над поверхностью в результате баланса между силой тяжести, направленной вниз, и турбулентным напряжением, направленным вверх. Это сопровождается ослаблением процессов турбулентного обмена в приземном слое и может быть выражено как изменение турбулентного масштаба длины [Adams, Weatherly, 1981]. Сформулировать динамические эффекты для устойчиво стратифицированного слоя со взвешенными частицами можно так же, как обобщение случая термически-стратифицированного потока. Масштаб длины Обухова характеризует влияние стратификации на турбулентность [Monin, Yaglom, 1971]. Тогда выражение для масштаба длины Обухова с использованием плотности воздуха представим как:

$$L = \frac{u_*^3 \bar{\rho}}{\kappa g \overline{\rho' w'}} \quad (3)$$

где $\bar{\rho}$ – средняя плотность, $\overline{\rho' w'}$ – вертикальный турбулентный поток массы и g – ускорение свободного падения.

Если воздух и взвешенные частицы снега рассматривать как двухфазное течение, то средняя плотность $\bar{\rho}$ может быть выражена как:

$$\bar{\rho} = \bar{\rho}_a \left(1 + \sigma_s \bar{S}\right) \quad (4)$$

где $\sigma_s = \left(\rho_s - \bar{\rho}_a\right) / \bar{\rho}_a$, ρ_a и ρ_s – плотности воздуха и снега соответственно, $\bar{S}$ – средняя объемная концентрация взвешенных снежных частиц. Поток плотности может быть представлен как сумма потока тепла и потока снежных частиц:

$$\overline{\rho' w'} = \overline{\rho_a' w'}\left(1 - \bar{S}\right) + \overline{\rho_a \sigma_s S' w'} \quad (5)$$

$$\overline{\rho_a' w'} = -\frac{\bar{\rho}_a}{\theta_0} \overline{\theta' w'} \quad (6)$$

где $\overline{\theta' w'}$ – турбулентный поток тепла, θ_0 – характерная потенциальная температура.

Предполагая, что турбулентный поток снежных частиц, направленный вверх, компенсируется оседанием частиц, можно написать соотношение:

$$\overline{S'w'} = -K_s \frac{dS}{dz} = w_s \overline{S}, \tag{7}$$

где w_s – скорость оседания снежных частиц, K_s – коэффициент диффузии для снега. С учетом вышеизложенного выражение для масштаба турбулентной длины Обухова примет вид:

$$L = \frac{\left(1 + \sigma_s \overline{S}\right) u_*^3}{\kappa g \left(-\frac{1}{\theta_0} \overline{\Theta' w'} \left(1 - \overline{S}\right) + \sigma_s w_s \overline{S}\right)}, \tag{8}$$

2.3. Концентрация взвешенных снежных частиц

Для определения средней объемной концентрации взвешенных снежных частиц используем уравнение [Wamser, Lykossov, 1995]:

$$\overline{S} = \delta q_s \left(\frac{z}{h_{salt}}\right)^{-w_s/\left(\kappa u_*\right)}, \tag{9}$$

где h_{salt} – высота уровня сальтации (м), q_s – объемная концентрация взвешенных снежных частиц на уровне сальтации ($\text{кг} \cdot \text{кг}^{-1}$), z – расстояние от поверхности (м) и $\delta = q_s \Big/ \left(q_s + \frac{\rho_s}{\rho_a}\right)$.

Для частиц с диаметром d скорость оседания может быть рассчитана как [Wamser, Lykossov, 1995]:

$$w_s = \frac{g d^2 \sigma_s}{18\nu}, \tag{10}$$

где ν – кинематическая вязкость воздуха. Частицы снега представлены как сферы с радиусом 8.86×10^{-5} м [Wamser, Lykossov, 1995] и плотностью 900 $\text{кг} \cdot \text{м}^3$.

Снег с поверхности начинает приходить в движение, когда скорость ветра становится больше пороговой скорости. Чем больше скорость ветра, тем интенсивнее происходит обмен снега с подстилающей поверхностью. Существует несколько подходов к определению пороговой скорости ветра. Все они основаны на данных наблюдений за скоростью ветра и началом подъема частиц. Превышение скорости потока над пороговым значением определяет концентрацию снега на уровне сальтации. На основе наблюдений была предложена формула для объемной концентрации снежных частиц на уровне сальтации, использующая значение пороговой скорости ветра на высоте 10 м (стандартной для метеорологических наблюдений) [Pomeroy et al., 1993]:

$$q_s = \frac{a_p}{u_*} \left(1 - \frac{U_t}{U_{10}}\right)^{b_p}, \tag{11}$$

где U_{10} и U_t – скорость ветра на уровне 10-м и пороговая скорость ветра $\text{м} \cdot \text{с}^{-1}$ соответственно, $a_p = 0.385\ \text{м} \cdot \text{с}^{-1}$ и $b_p = 2.59$.

Для моделирования приземного слоя не всегда удобно использовать значение скорости ветра на фиксированной высоте. В этом случае удобнее использовать зависимость объемной концентрации от скорости трения. Согласно [Pomeroy, Male, 1992], объемная концентрация снежных частиц q_s ($\text{кг} \cdot \text{нг}^{-1)}$ на уровне сальтации h_{salt} (м) может быть определена как:

$$q_s = \frac{\left(u_*^2 - u_{*t}^2\right)}{C_1 u_* g h_{salt}}, \tag{12}$$

где $C_1 \approx 3.25$ эмпирическая константа ($\text{с} \cdot \text{м}^{-1}$).

Основываясь на данных наблюдений в [Pomeroy, Male, 1992], предложена зависимость высоты уровня сальтации от скорости трения:

$$h_{salt} = C_2 u_*^{C_3}. \tag{13}$$

где $C_2 = 0.08436$ и $C_3 = 1.27$ эмпирические константы. Параметр C_3 является безразмерным, а величина C_2 имеет размерность ($\text{с}^{C_3} \cdot \text{м}^{1-C_3}$). Плотность снега на поверхности зависит от температуры воздуха. С другой стороны, начало подъема частиц снега зависит от его плотности. Поэтому значение пороговой скорости трения может быть определено с использованием значения температуры воздуха следующим образом [Marsh et al., 2020]:

$$u_{*t} = u_{*t0} + \frac{T - T_{fr}}{C_4} + \frac{\left(T - T_{fr}\right)^2}{C_5}, \tag{14}$$

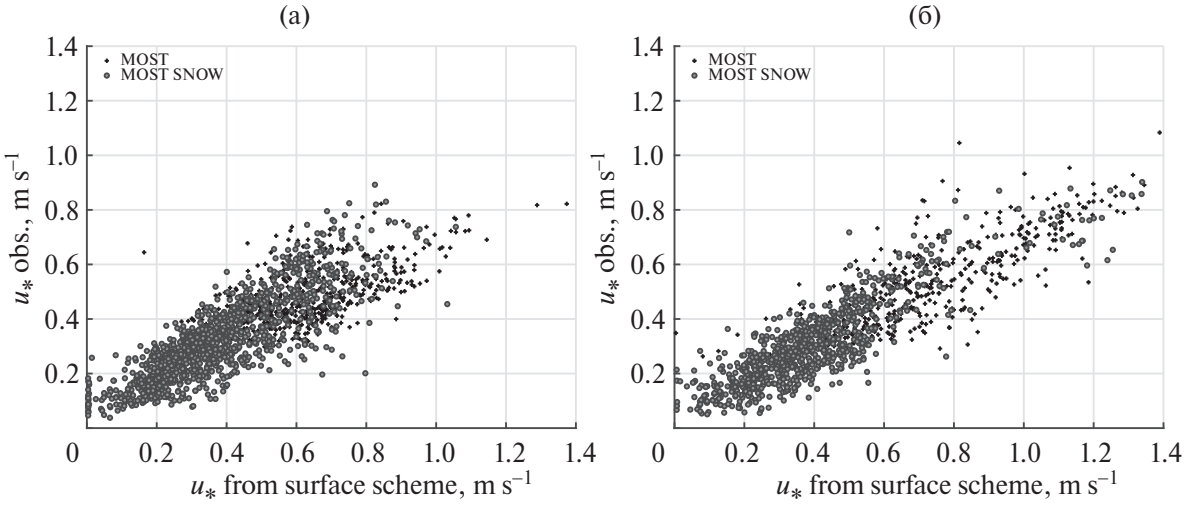


Рис. 1. Диаграммы рассеяния скорости трения рассчитанной по двум сериям (“MOST” и “MOST SNOW”) и измеренной на станции Тикси в 2015 (а) и 2016 (б) гг.

где T – температура воздуха (K), T_{fr} – температура замерзания воды, $u_{*t0} = 0.35$ – критическая скорость без учета поправки на температуру (м · с$^{-1}$), $C_4 = 150$ · (с · м$^{-1}$ · K^{-1}) и $C_5 = 8200$ (с · м$^{-1}$ · K^{-2}). Формулы (11), (12), (13), (14), были получены при анализе данных наблюдений, ограниченных интервалами: скорость ветра – до 14 м · с$^{-1}$, температура воздуха на 10 м – от 0 до –40°C, динамическая скорость – до 0.8 м · с$^{-1}$, согласно работам [Pomeroy, Male, 1992; Pomeroy, Li, 2000; Li, Pomeroy, 1997].

3. ВЕРИФИКАЦИЯ ПО НАТУРНЫМ ДАННЫМ

Одна из задач данной работы состояла в исследовании, насколько точно предложенный подход объясняет повышение устойчивости приземного слоя во время метелей на основе данных наблюдений. Для этого мы использовали данные станции FLUXNET “Тикси” [Uttal et al., 2016], доступно в NOAA PSL data archives, 2023 за 6 лет: с 2011 по 2016. Акустический анемометр располагался на высоте 9 м. Станция Тикси (71.583° N, 128.783° W) расположена в полярном климате с большой продолжительностью холодного периода и высокой повторяемостью метелей. Проанализировано влияние частиц снега на скорость трения. Получены две серии данных: в первой серии скорость трения была рассчитана в соответствии с теорией подобия Монина-Обухова. Результаты этого расчета обозначим как “MOST”. Для второй серии расчета скорости трения использовалось изменение формулировки турбулентного масштаба длины Обухова в соответствии с уравнением (12). Критерий начала ветрового переноса снега определен с использованием уравнения (14). Присвоим результатам второго расчета обозначение “MOST SNOW”. Все расчеты выполнены для высоты уровня шероховатости равным $z_0 = 0.022$ м. Это значение получено для нейтральных условий $|z / L| \leq 0.01$.

Полученные результаты мы сравнили с данными наблюдений. На рис. 1 показаны графики рассеяния для скорости трения для 2015 и 2016 гг. Вариант “MOST SNOW” отмечен серыми кружками, вариант “MOST” – черными крестиками. Рассчитывалась медианная квадратичная ошибка. Результаты приведены в табл. 1. Во всех случаях (2011–2016 гг.) учет влияния частиц снега на масштаб турбулентной длины (“MOST SNOW”) приводит к улучшению опре-

Таблица 1. Средняя квадратичная ошибка (м/с) между двумя методами расчета скорости трения (“MOST” и “MOST SNOW”) и наблюдениями

Year	“MOST SNOW”	“MOST”
2011	0.032	0.034
2012	0.009	0.014
2013	0.017	0.034
2014	0.013	0.021
2015	0.020	0.034
2016	0.016	0.020

деления скорости трения. Таким образом, параметризация поверхностного слоя с учетом наличия взвешенных частиц снега была успешно проверена на данных наблюдений.

4. ВИХРЕРАЗРЕШАЮЩЕЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Далее рассматривается влияние взвешенных снежных частиц на характеристики турбулентности в приземном слое с использованием вихреразрешающей модели. Модель разработана в Научно-исследовательском вычислительном центре (НИВЦ) МГУ им. М.В. Ломоносова и Институте вычислительной математики (ИВМ) им. Г.И. Марчука РАН на основе унифицированного гидродинамического кода, сочетающего LES-, DNS- и RANS-подходы для моделирования геофизических турбулентных потоков с высоким пространственным разрешением [Kadantsev et al., 2012; Mortikov, 2016; Mortikov et al., 2019; Tkachenko et al., 2022; Debolskiy et al., 2023].

Рассматривается динамика термически стратифицированного течения, описываемая фильтрованными уравнениями Навье–Стокса в приближении Буссинеска, включая уравнения переноса импульса, тепла и уравнение неразрывности:

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u}_i \bar{u}_j}{\partial x_j} = -\frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} - \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j \partial x_j} + \varepsilon_{ij3} f \bar{u}_j + \bar{F}_i, \quad (15)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0, \quad (16)$$

$$\frac{\partial \bar{\Theta}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u}_i \bar{\Theta}}{\partial x_i} = -\frac{\partial h_i}{\partial x_i} + \chi \frac{\partial^2 \bar{\Theta}}{\partial x_j \partial x_j}, \quad (17)$$

где $\bar{\mathbf{u}} = (\bar{u}_1, \bar{u}_2, \bar{u}_3) \equiv (\bar{u}, \bar{v}, \bar{w})$ обозначает вектор скорости и его компоненты, направленные по координатам $\mathbf{x} = (x_1, x_2, x_3) \equiv (x, y, z)$ соответственно, $\bar{p}$ – давление, нормированное на постоянную плотность, $\bar{\Theta}$ – потенциальная температура, ν и χ – коэффициенты кинематической вязкости и диффузии, t – время. Член $\varepsilon_{ij3} f \bar{u}_j$ учитывает ускорение Кориолиса, где ε_{ijk} символ Леви–Чивиты (знакопеременный тензор), $f = 2\Omega \sin\phi$ – параметр Кориолиса для широты ϕ и Ω – угловая скорость вращения Земли. Компоненты вектора $\bar{F}_i$ соответствуют внешним силам, действующим на поток, и для термически стратифицированной жидкости включают силу плавучести $\bar{\mathbf{F}}_b = \alpha g \bar{\Theta} \cdot \mathbf{e}_3$, где α – коэффициент теплового расширения, g – ускорение свободного падения $\mathbf{e}_3$ – единичный вектор в вертикальном направлении z. Здесь $\overline{(\cdot)}$ обозначает фильтрацию в вихреразрешающей модели, $\bar{a}(\mathbf{x}, t) = F_{\bar{\Delta}} a(\mathbf{x}, t)$, где $\bar{\Delta}$ является шириной фильтра и a – любая скалярная переменная или векторная компонента. Соответствующие подфильтровые или подсеточные (поскольку ширина фильтра связана с шагом сетки дискретной системы) члены напряжений τ_{ij} и потока тепла h_i выражены как:

$$\tau_{ij} = \overline{u_i u_j} - \bar{u}_i \bar{u}_j, \quad (18)$$

$$h_i = \overline{u_i \Theta} - \bar{u}_i \bar{\Theta}. \quad (19)$$

Для расчета тензора турбулентных напряжений используется подсеточная модель Смагоринского, в которой константа Смагоринского и подсеточное число Прандтля (зависящие от времени и пространственных координат) определяются динамической процедурой [Germano et al., 1991]. Задача минимизации ошибки в динамической процедуре решается с помощью Лагранжевого осреднения [Meneveau et al., 1996; Bou-Zeid et al., 2005].

В численной модели используются консервативные конечно-разностные схемы [Mortinishi et al., 1998] второго порядка точности для пространственной аппроксимации на прямоугольных сетках. Метод дробных шагов [Brown et al., 2001] применяется для интегрирования по времени уравнений движения и неразрывности и выполнения условия несжимаемости, а для аппроксимации уравнений переноса импульса и тепла используется явная схема Адамса–Башфорта третьего порядка. Представленная параметризация взвешенных частиц снега включена в схему приземного слоя LES модели.

5. РЕЗУЛЬТАТЫ ВИХРЕРАЗРЕШАЮЩЕГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Для изучения эффекта модификации тур-

булентного обмена в пограничном слое за счет наличия снежных частиц было проведено несколько серий экспериментов с использованием вихреразрешающей модели. Для постановки экспериментов по моделированию как нейтрального, так и устойчивого пограничного слоя за основу была взята конфигурация GABLS-1 [Cuxart et al., 2006] с модификациями, приведенными ниже. Высота, ширина и длина расчетной области составляли 4000 м при пространственном разрешении 62.25 м. Задана постоянная по времени и не зависящая от высоты величина геострофического ветра, $U = 18$ м · с$^{-1}$, V = 0 м · с$^{-1}$. Значение параметра аэродинамической шероховатости поверхности фикисированно: $z_0 = 0.01$м.

Были проведены две серии экспериментов: “MOST” и “MOST SNOW”. В эксперименте “MOST” приземный слой описывался в соответствии с теорией подобия Монина-Обухова с линейными безразмерными градиентами скорости и температуры [Businger et al., 1971]. В экспериментах “MOST SNOW” использовалась представленная в настоящей работе параметризация, учитывающая влияние частиц снега. Изменения по времени объемной концетрации снежных частиц на высоте уровня сальтации для численных экспериментов с различной скоростью выхолаживания поверхности $C_r = [0,1,2]\,\mathrm{K}\cdot\mathrm{ч}^{-1}$ показаны на рис. 2. Высота уровня сальтации определена по формуле (13). Характерные значения h_{salt} для экспериментов с $C_r = [0,1,2]$ составили 0.032, 0.018 и 0.016 м соответственно. При полученных значениях объемной концентрации снежных частиц на высоте уровня сальтации, характерные значения плотности твердой фазы метели составляют ≈ 0.2 кг · м$^{-3}$. Такой масштаб концентрации твердой фазы метели хорошо согласуется с предыдущими исследованиями [Курбатова, Бычкова, 2020; Бычкова, Рубенштейн, 2018].

С увеличением скорости выхолаживания поверхности устойчивость также возрастает, а концентрация частиц уменьшается, так как концентрация пропорциональна скорости трения. Увеличение выхолаживания поверхности приводит к повышению устойчивости в приземном слое, что приводит к уменьшению скорости трения (рис. 3). Аналогичный эффект увеличения устойчивости наблюдается и при добавлении взвешенных частиц снега (серые кривые). Без включения частиц и без охлаждения динамиче-

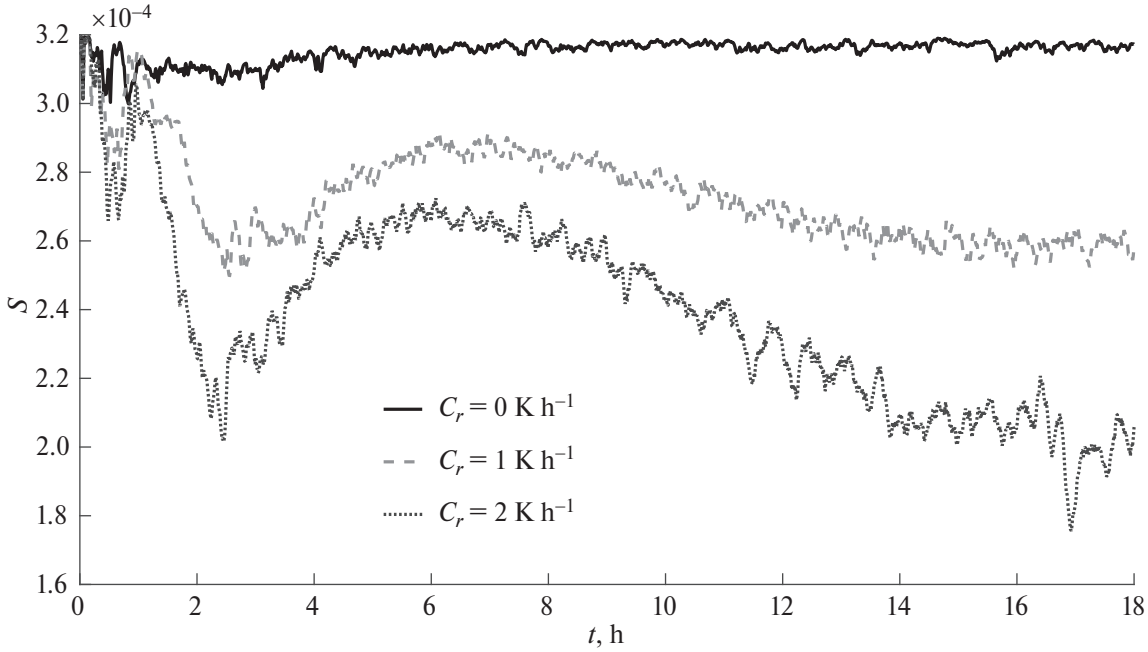


Рис. 2. Изменения приповерхностной объемной концентрации частиц снега для экспериментов с различной скоростью охлаждения поверхности (C_r) на высоте уровня сальтации.

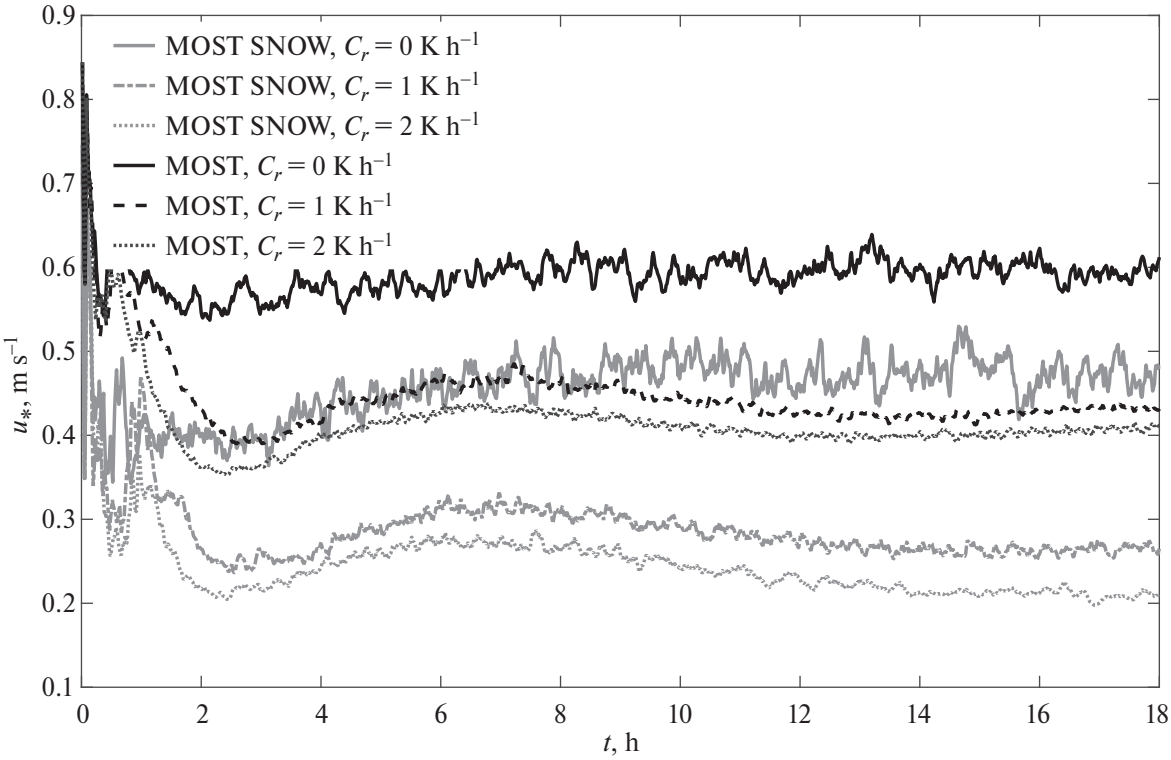


Рис. 3. Скорость трения в экспериментах при наличии всвешенных снежных частиц (“MOST SNOW”) и при их отсутствии (“MOST”) с разным охлаждением (C_r).

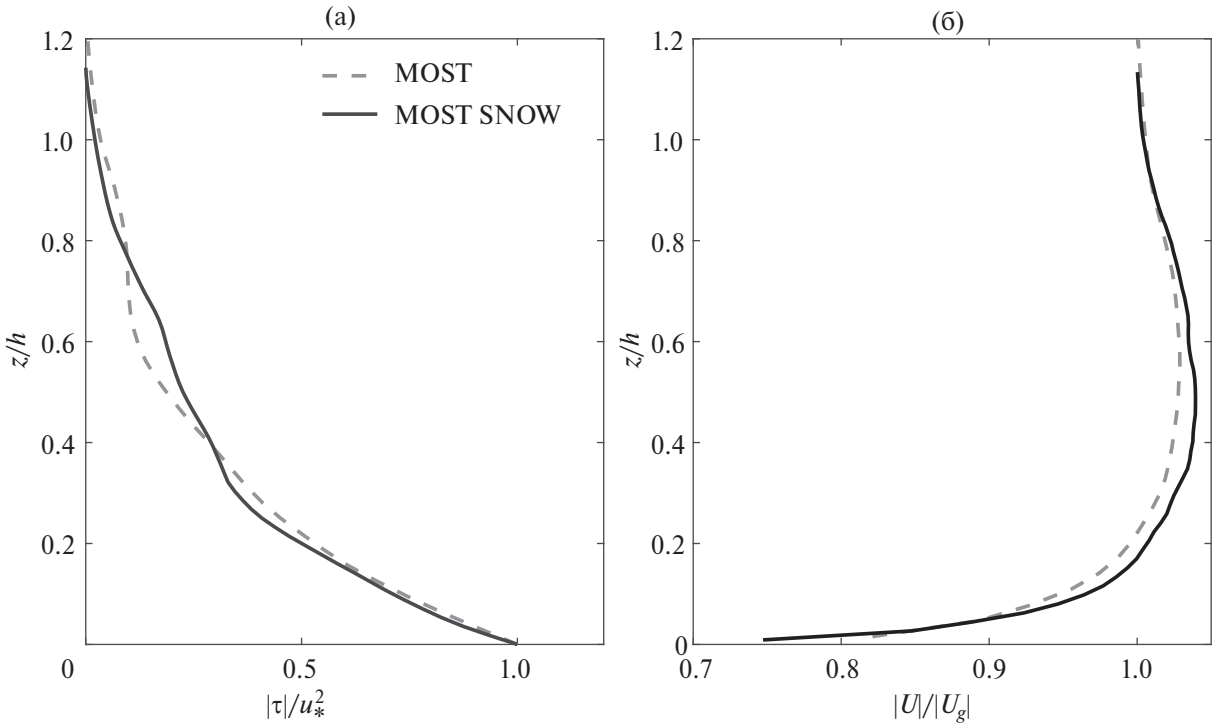


Рис. 4. Скорость ветра на 10 м в эксперименте с наличием (“MOST SNOW”) и отсутствием (“MOST”) взвешенных снежных частиц.

ская скорость имеет максимальное значение (черная сплошная линия). Включение частиц снега снижает динамическую скорость примерно на 0.1 $м \cdot с^{-1}$, такой масштаб изменения динамической скорости соответствует эффекту увеличения скорости выхолаживания поверхности на 1 $к \cdot ч^{-1}$. Минимальные значения динамической скорости наблюдаются при учете влияния как температурной стратификации, так и стратификацией, обусловленной наличием снежных частиц.

Увеличение устойчивости приводит к увеличению скорости ветра. Для оценки влияния частиц снега на устойчивость далее рассмотрим только случаи с термически нейтрально-стратифицированным потоком, т.е. без охлаждения поверхности. На рис. 4 показано изменение скорости ветра на высоте 10 м в эксперименте с включением частиц снега (серая кривая) и без снега (черная кривая). По результатам эксперимента “MOST SNOW” скорость ветра выше.

Рассмотрим влияние представленной параметризации на другие характеристики приземного слоя. Уменьшение турбулентности выражается в уменьшении потока импульса, см. рис. 5а. На рисунке 5б показан профиль скорости ветра. Добавление взвешенных частиц снега приводит к ламинаризации потока и увеличению скорости ветра.

Турбулентная кинетическая энергия является количественной мерой интенсивности мелкомасштабных пульсаций скорости ветра. Наличие в потоке частиц снега приводит к появлению устойчивого градиента плотности. Таким образом, добавление взвешенных частиц снега приводит также к уменьшению турбулентной кинетической энергии (**ТКЭ**) в нижней части пограничного слоя – см. рис. 6а. Изменяется не только величина ТКЭ, но и распределение плотности энергии между отдельными компонентами. Рисунок 6а показывает диагональные компоненты тензора анизотропии напряжений Рейнольдса.

$$a_{ij} = \frac{\left\langle u_i' u_j' \right\rangle}{2E_k} - \frac{1}{3}\delta_{ij}, \qquad (20)$$

где скобки $< \cdot >$ обозначают осреднение по гори-

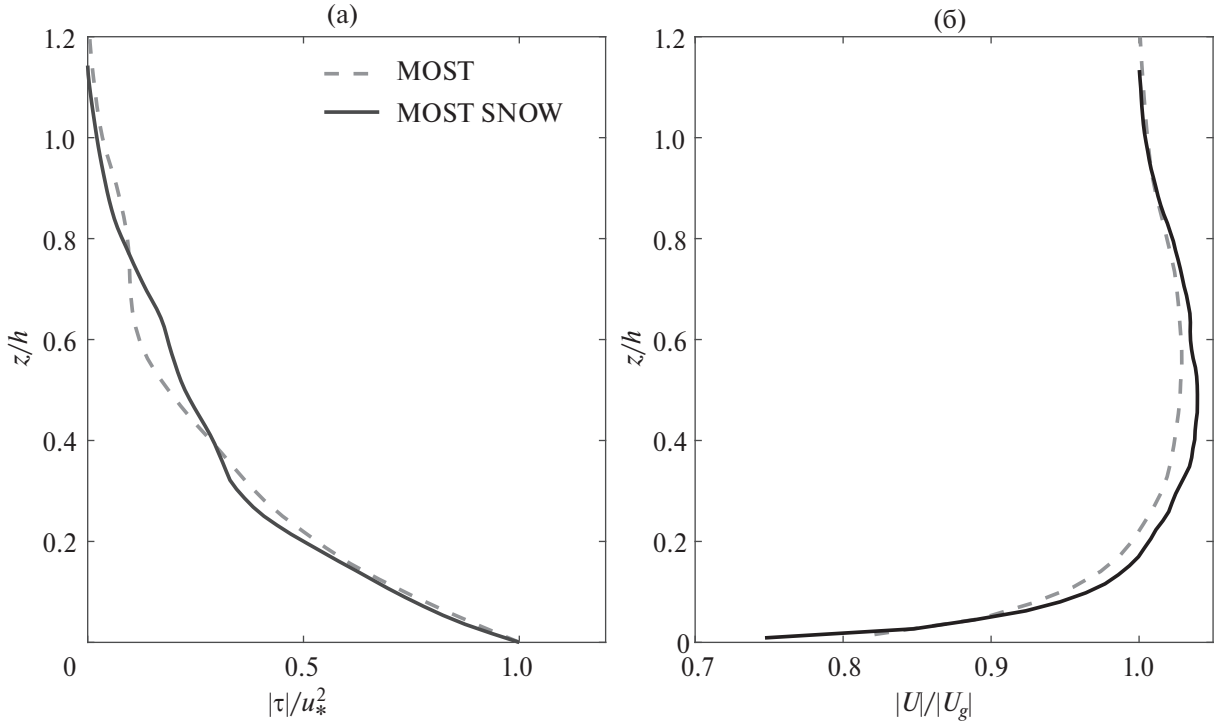


Рис. 5. Профили скорости ветра (б) и потока импульса (а), в экспериментах с наличием “MOST SNOW” и отсутствием “MOST” взвешенных снежных частиц.

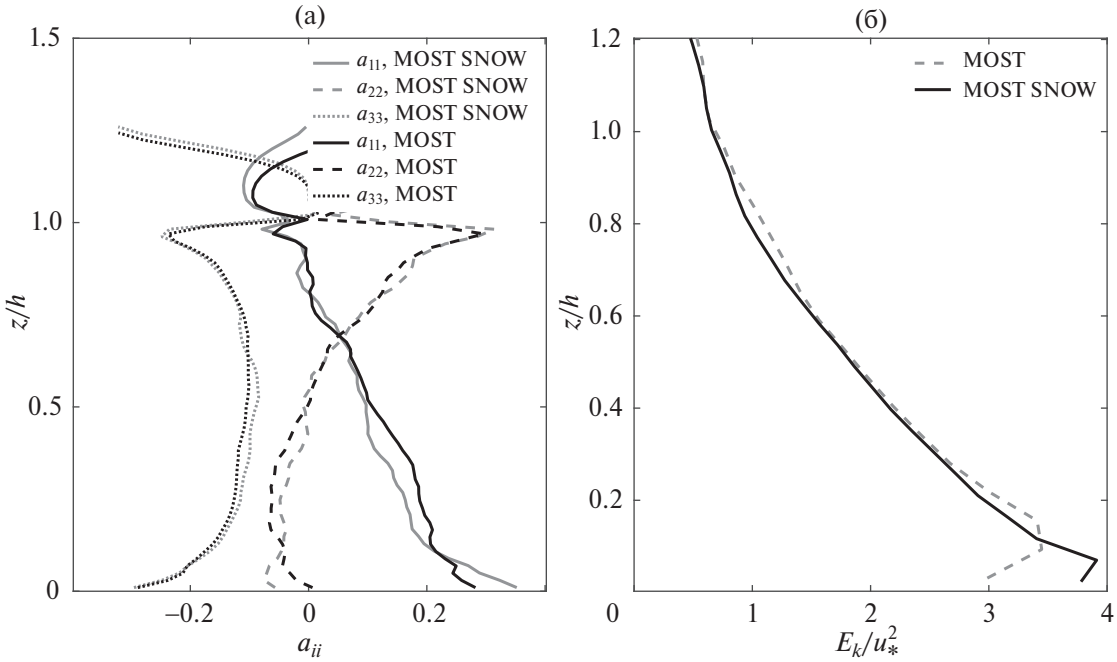


Рис. 6. Компоненты тензора анизотропии Рейнольдса (а) и нормированных профилей ТКЭ (б), осредненных за 9-й час моделирования в экспериментах при наличии (“MOST SNOW”) и при отсутствии (“MOST”) взвешенных частиц снега.

зонтальным направлениям и по времени. В нижней части наблюдается уменьшение ТКЭ, что соответствует повышению устойчивости. Это сопровождается увеличением продольной и уменьшением поперечной компоненты ТКЭ, в то время как вблизи поверхности доля вертикальной компоненты остается неизменной. Такое изменение распределения энергии между компонентами может иметь значение для описания переноса снежных частиц лагранжевыми моделями.

Ламинаризация потока приводит к уменьшению высоты пограничного слоя – см. табл. 2. Во всех экспериментах с наличием ("MOST SNOW") взвешенных частиц снега высота пограничного слоя меньше, чем в "MOST" экспериментах. Разница между экспериментами увеличивается с усилением геострофического ветра.

Таблица 2. Высота пограничного слоя (м)

Скорость геострафического ветра	“MOST SNOW”	“MOST”
18	2000	3500
16	1400	2600
14	800	1400

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе предложена формулировка турбулентного масштаба длины Обухова, позволяющая учесть эффект присутствия взвешенных снежных частиц. Частицы снега, поднятые с поверхности во время ветрового переноса, образуют устойчивый градиент плотности и, как следствие, снижают интенсивность турбулентных движений. Учет данного эффекта за счет модификации масштаба Обухова позволяет рассчитать скорость трения, поток импульса, скорость течения и другие характеристики пограничного слоя. Параметризация наличия взвешенных частиц снега была проверена с помощью данных наблюдений. Для этого использовались данные станции FLUXNET “Тикси” за 6 лет с 2011 по 2016 гг. Учет влияния переноса снежных частиц позволил улучшить оценки динамической скорости.

Влияние взвешенных частиц снега на характеристики приземного слоя было включено в вихреразрешающую (LES) модель. Для изучения эффекта повышения устойчивости за счет присутствия частиц снега проведены две серии экспериментов: с учетом наличия снежных взве-

шенных частиц и без учета. На основе сравнения двух экспериментов для нейтрально и устойчиво стратифицированных условий сделана оценка чувствительности моделируемых характеристик пограничного слоя (динамической скорости, распределения потока импульса, скорости ветра и высоты пограничного слоя). При наличии в воздухе частиц снега в приземном слое появляется дополнительная плотностная устойчивость, что подавляет турбулентное перемешивание и влияет на величины поверхностных потоков импульса и тепла. Влияние переноса снежных частиц проявляется во всех рассматриваемых характеристиках приземного слоя.

Таким образом, получена новая параметризация приземного слоя, которая может быть использована для расчета значений концентраций взвешенных частиц снега и их влияния на турбулентные характеристики приземного слоя. В данной работе не учитывается изменение турбулентного масштаба длины с высотой при расчете поверхностных потоков. Сложность такой постановки также связана с необходимостью обобщения параметризации на случай универсальных функций устойчивости, которые могут отличаться от функций Бусинджера – Дайера [Businger et al., 1971; Dyer, 1974; Grachev et al., 2007]. В дальнейших исследованиях мы постараемся рассмотреть возможность учета изменения масштаба длины Обухова по высоте. Мы планируем дальнейшее развитие параметризации приземного слоя со взвешенными частицами, которая будет направлена на уточнение характеристик переноса снега. Например, может быть изменена схема определения параметра шероховатости. Уровень шероховатости не является постоянной величиной для сальтирующей снежной поверхности. Размер частиц снега может быть параметризован с помощью распределения по размерам, а также могут быть учтены эффекты сублимации. Исследованный подход позволит усовершенствовать методику расчета турбулентных потоков в крупномасштабных моделях, в особенности для полярных областей.

Разработка модели приземного слоя с описанием взвешенных частиц снега была поддержана проектом ФНТП “Исследование процессов в пограничных слоях атмосферы, океана и вод суши и их параметризации в моделях Земной системы” в рамках программы “Совершенствование глобальной модели Земной системы мирового уровня для исследовательских целей и сценарного прогнозирования климатических изменений”. Разработка вихреразрешающей (LES) модели и проведение численных экспериментов выполнены при поддержке Российского научного фонда (грант 21-71-30003), статистический анализ данных наблюдений и результатов численных экспериментов выполнены при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (соглашение 075-15-2019-1621).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Баренблатт Г.И., Голицын Г.С. Локальная структура развитых пыльных бурь. М: Изд-во МГУ, 1973. 44 с.

Бычкова В.И., Рубенштейн К.Г. Параметризация процессов возникновения и эволюции низовой метели // Оптика атмосферы и океана. Т. 31. № 2. С. 143–150.

Бютнер Э.К. Динамика приповерхностного слоя воздуха. Л.: Гидрометеоиздат, 1978.

Дюнин А.К. Механика метелей (вопросы теории проектирования снегорегулирующиз средств). Новосибирск: Изд. Сибирского отделения АН СССР, 1963.

Курбатова М.М., Бычкова В.И. Моделирование скорости ветра при низовой метели с помощью модели WRF-ARW // Гидрометеорологические исследования и прогнозы. 2020. Т. 375. № 1. С. 130–141.

Adams J.E., Weatherly G.L. Some effects of suspended sediment stratification on an oceanic bottom boundary layer // Journal of Geophysical Research: Oceans. 1981. V. 86. № 5. P. 4161–4172.

Bagnold R.A. The transport of sand by wind // The Geographical Journal. 1937. V. 89. № 5. P. 409–438.

Barenblatt G.I., Golitsyn G.S. Local structure of mature dust storms // Journal of Atmospheric Sciences. 1974. V. 31. № 7. P. 1917–1933.

Bintanja R. Snowdrift suspension and atmospheric turbulence. Part I: Theoretical background and model description // Boundary-layer meteorology. 2000. V. 95. № 3. P. 343–368.

Bintanja R. Buoyancy effects induced by drifting snow particles // Annals of Glaciology. 2001. V. 32. P. 147–152.

Bou-Zeid E., Meneveau C., Parlange M.B. A scale-dependent lagrangian dynamic model for large eddy simula-

tion of complex turbulent flows // Phys. Fluids. 2005. V. 17. № 2. P. 105–122.

Brown D.L., Cortez R., Minion M.L. Accurate projection methods for the incompressible Navier–Stokes equations // Journal of computational physics. 2001. V. 168. № 2. P. 464–499.

Businger J.A., Wyngaard J.C., Izumi Y., Bradley E.F. Flux-profile relationships in the atmospheric surface layer // Journal of Atmospheric Sciences. 1971. V. 28. № 2. P. 181–189.

Cuxart, J., Holtslag, A.M., Beare, R.J., Bazile, E., Beljaars, A., Cheng, A., Conangla, L., Ek M., Freedman F., Hamdi R. et al. Single-column model intercomparison for a stably stratified atmospheric boundary layer // Boundary-Layer Meteorology. 2006. V. 118. № 2. P. 273–303.

Debolskiy A.V., Mortikov E.V., Glazunov A.V., Lüpkes C. Evaluation of surface layer stability functions and their extension to first order turbulent closures for weakly and strongly stratified stable boundary layer // Boundary-Layer Meteorology. 2023. V. 187. № 1–2. P. 73–93.

Déry S.J., Yau M.K. A bulk blowing snow model // Boundary-Layer Meteorology. 1999. V. 93. № 2. P. 237–251.

Dyer A.J. A review of flux-profile relationships // Boundary-Layer Meteorology. 1974. V. 7. P. 363–372.

Germano M., Piomelli U., Moin P., Cabot W.H. A dynamic subgrid-scale eddy viscosity model // Phys. Fluids. 1991. V. 3. № 7. P. 1760–1765.

Grachev A.A., Andreas E.L., Fairall C.W., Guest P.S., Persson P.G. SHEBA flux–profile relationships in the stable atmospheric boundary layer // Boundary-layer meteorology. 2007. V. 124. P. 315–333.

Groot C.D., Diebold M., Horender S., Overney J., Lieberherr G., Parlange, M.B., Lehning M. Modelling small-scale drifting snow with a Lagrangian stochastic model-based on large-eddy simulations // Boundary-Layer Meteorology. 2014. V. 153. № 1. P. 117–139.

NOAA PSL data archives. IASOA // 2023.

Kadantsev E.V., Mortikov E.V., Zilitinkevich S.S. The resistance law for stably stratified atmospheric planetary boundary layers // Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society. 2021. V. 147. № 737. P. 2233–2243.

Li L., Pomeroy J.W. Probability of occurrence of blowing snow // Journal of Geophysical Research: Atmospheres. 1997. V. 102. № D18. P. 21955–21964.

Lieberherr G. Modeling snow drift in the turbulent boundary layer.: Ècole polytechnique federale de Lausanne, 2010.

Mann G.W. Surface heat and water vapour budgets over Antarctica // 1998.

Marsh C.B., Pomeroy J.W., Spiteri R.J., Wheater H.S. A finite volume blowing snow model for use with variable resolution meshes // Water Resources Research. 2020. V. 56. № 2. P. 1–28.

Meneveau C., Lund T.S., Cabot W.H. A Lagrangian dynamic subgrid-scale model of turbulence // J. Fluid Mech. 1996. V. 319. P. 353–385.

Monin A.S., Yaglom A.M. Statistical fluid mechanics. Cambridge/Mass: MIT Press, 1971.

Morinishi, Y., Lund, T.S., Vasilyev, O.V., Moin, P. Fully conservative higher order finite difference schemes for incompressible flow // Journal of Computational Physics. 1998. V. 143. № 1. P. 90–124.

Mortikov E.V., Glazunov A.V.V., Lykossov V.N. Numerical study of plane Couette flow: turbulence statistics and the structure of pressure–strain correlations // Russian Journal of Numerical Analysis and Mathematical Modelling. 2019. V. 34. № 2. P. 119–132.

Mortikov E.V. Numerical simulation of the motion of an ice keel in a stratified flow // Izvestiya, Atmospheric and Oceanic Physics. 2016. V. 52. № 1. P. 108–115.

Pomeroy J.W., Male D.H. Steady-state suspension of snow // Journal of hydrology. 1992. V. 136. № 1–4. P. 275–301.

Pomeroy J.W., Gray D.M., Landine P.G. The prairie blowing snow model: characteristics, validation, operation // Journal of Hydrology. 1993. V. 144. № 1–4. P. 165–192.

Pomeroy J.W., Li L. Prairie and arctic areal snow cover mass balance using a blowing snow model // Journal of Geophysical Research: Atmospheres. 2000. V. 105. № D21. P. 26619–26634.

Smith J., McLean S.R. Boundary layer adjustments to bottom topography and suspended sediment // Elsevier oceanography series.: Elsevier, 1977. P. 123–151.

Tkachenko E.V., Debolskiy A.V., Mortikov E.V., Glazunov A.V. Large-eddy simulation and parameterization of decaying turbulence in the evening transition of the atmospheric boundary layer // Izvestiya, Atmospheric and Oceanic Physics. 2022. V. 58. № 3. P. 219–236.

Uttal T., Starkweather S., Drummond J.R., Vihma T., Makshtas, A.P. et al. International arctic systems for observing the atmosphere: An international polar year legacy consortium // Bulletin of the American Meteorological Society. 2016. V. 97. № 6. P. 1033–1056.

Wamser C., Lykossov V.N. On the friction velocity during blowing snow // Beitrage zur Physik der Atmosphare-Contributions to Atmospheric Physics. 1995. V. 68. № 1. P. 85–94.

Study of Surface Layer Characteristics in the Presence of Suspended Snow Particles Using Observational Data and Large-Eddy Simulation

V. I. Suiazova[1, 2, 3, *], A. V. Debolskiy[1, 2, 3], E. V. Mortikov[1, 3]

[1]*Lomonosov Moscow State University, Research Computing Center, Leninskiye Gory, 1, p. 4, Moscow, 119991 Russia*
[2]*Obukhov Institute of Atmospheric Physics of Russian Academy of Sciences, Pyzhevskiy per., 3, Moscow, 119017 Russia*
[3]*Moscow Center for Fundamental and Applied Mathematics, Leninskie Gory, 1, Moscow, 119991 Russia*

**e-mail: er-riad@mail.com*

The snowdrift is a two-phase flow consisting of air and suspended particles. In the presence of snow particles in the air, additional stability appears in the surface layer due to the density gradient. The density gradient reduces turbulence and affects the properties of the surface layer. Therefore, to describe the properties of the flow with included snow particles, additional clarifications are required. A description of the surface layer parameterization with the presence of suspended snow particles is presented in this paper. The formulation of the effect of snow particles consists in reformulation of the Obukhov turbulent length scale. The novel surface layer parameterization allows to take into account the effect of snow particles on turbulent flow and may improve the estimates of friction velocity and boundary-layer height.The parameterization was successfully tested on the observational data. Description of snow particles influence was included in the Large-Eddy Simulation (LES) model. The numerical experiments confirmed an increase in the stability of the surface layer. Mechanism of suspended particles influence on the surface layer is analogous to a thermal stabilization of the turbulent flow, in which negative buoyancy acts to reduce the turbulent kinetic energy.

Keywords: Snow suspension; surface-layer; Large-Eddy Simulation;turbulent length scale;two-phase flows

ИЗВЕСТИЯ РАН. ФИЗИКА АТМОСФЕРЫ И ОКЕАНА, 2024, том 60, № 2, с. 195–204

УДК 541:528.342

ДИНАМИКА ИЗМЕНЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ ВОЗДУХА В АТМОСФЕРНОМ ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ ВО ВРЕМЯ СОЛНЕЧНОГО ЗАТМЕНИЯ 29 МАРТА 2006 ГОДА

© 2024 г. Г. А. Буш[a, *], Н. Ф. Еланский[a], Е. Н. Кадыгров[b], С. Н. Куличков[a, c **], И. П. Чунчузов[a], Н. С. Прокошева[d]

[a] *Институт физики атмосферы им. А.М. Обухова РАН, Пыжевский пер., 3, Москва, 119017 Россия*
[b] *Центральная аэрологическая обсерватория Росгидромета, ул. Первомайская, 3, Долгопрудный, Московская обл., 141700 Россия*
[c] *МГУ им. М.В. Ломоносова, Ленинские горы, д. 1, стр. 2, ГСП-1, Москва, 119081 Россия*
[d] *Владимирский государственный университет им. А.Г. и Н.Г. Столетовых, ул. Горького, 87, Владимир, 600000 Россия*

**e-mail: bushgregory@yandex.ru*
***e-mail: snk@ifaran.ru*

Поступила в редакцию 06.06.2023 г.
После доработки 23.07.2023 г.
Принята к публикации 28.08.2023 г.

Приведены данные измерений профилей температуры воздуха в атмосферном пограничном слое атмосферы (АПС) во время полного солнечного затмения 29 марта 2006 года на центральной линии тени в г. Кисловодске и на Высокогорной научной станции (ВНС) Института физики атмосферы им. А.М. Обухова РАН. Солнечное затмение длилось с 14 ч 08 мин по 16 ч 27 мин местного времени, полная фаза затмения началась в 15 ч 15 мин и продолжалась 2 мин 32 с. В развитие результатов, полученных нами в предыдущей работе, проведено сравнение данных профилей температуры воздуха в двух пунктах – Кисловодске и ВНС. Исследовано влияние местных условий. Было показано, что местные условия существенно влияют как на амплитуду пульсаций атмосферного давления, вызванных солнечным затмением, так и на их фазу, а также на характер изменения спектральной плотности температуры воздуха с высотой в диапазоне периодов, соответствующих длительности солнечного затмения

По измерениям температурных профилей восстановлены колебания разности атмосферного давления на уровне земной поверхности и на некоторой высоте, до которой измерялись профили температуры, равной 600 м. Показано, что амплитуда колебаний температуры воздуха, соответствующих периоду затмения, быстро убывает с высотой, а положение минимума температуры воздуха, вызванного солнечным затмением, в координатах: высота – время имеет разные траектории в случае г. Кисловодска и ВНС. Разница же траекторий минимумов температуры воздуха в Кисловодске и на ВНС определяет и разные задержки минимумов давления относительно начала затмения и временные задержки между колебаниями приземного давления в пунктах наблюдения в целом.

Также предложена новая методика определения скорость восходящих потоков воздуха с использованием данных о высотной зависимости момента времени достижения минимума во временных вариациях температуры, вызванного солнечным затмением. Сравниваются изменения спектральной плотности воздуха, с высотой, амплитуда восстановленных пульсаций атмосферного давления в Кисловодске и на ВНС, скорости восходящих потоков воздуха.

Ключевые слова: солнечное затмение. пульсации атмосферного давления. реконструированные профили температуры

DOI: 10.31857/S0002351524020068 **EDN**: KQFRFQ

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящей работе в развитие результатов, полученных нами в предыдущей работе [Буш и др., 2022], проведено сравнение данных профилей температуры воздуха в двух пунктах – Кисловодске и ВНС.

Солнечное затмение вызывает как охлаждение атмосферы из-за движения лунной тени,

перекрывающей световой поток к части атмосферы, которая поглощает солнечное излучение, так и колебание температуры почвы, вызванное постепенным уменьшением потока солнечного света к поверхности Земли, с последующем постепенным увеличением потока света после полной фазы затмения. Изменения температуры почвы, вызванные солнечным затмением, вызывают соответствующие изменения температуры приземного слоя воздуха с последующим их распространением в вышележащие слои. Колебания температуры воздуха, в свою очередь, вызывают изменения плотности воздуха и атмосферного давления. Таким образом, прохождение лунной тени по всему пути своего движения через атмосферу и по поверхности Земли со сверхзвуковой скоростью может вызвать генерацию акустико-гравитационных волн планетарного масштаба.

Исследованию глобальных волн посвящена работа Марти и др. [Marty et al., 2013]. В [Marty et al., 2013] оцениваются колебания приземного атмосферного давления, вызванные полным солнечным затмением 1 августа 2008 года, с использованием численной линейной спектральной модели, описанной Марти и Далодье [Marty, Dalaudier, 2010]. Эта оценка сравнивается с данными, полученными на временной сети микробарографов в Монголии и инфразвуковых станций Международной системы мониторинга (МСМ) в стороне от траектории полного солнечного затмения. В [Marty et al., 2013] было обнаружено, что тропосферное охлаждение, скорее всего, является преобладающим источником колебаний атмосферного давления в диапазоне периодов порядка 12–16 ч.

Следует отметить, что в охлаждение тропосферы также вносит свой вклад и понижение температуры почвы, вызванное затмением, которое передается турбулентным перемешиванием в вышележащие слои АПС. Охлаждение тропосферы и поверхности Земли сильно зависят от облачности и погодных условий. Кроме глобальных колебаний атмосферного давления, вызванных прохождением лунной тени вдоль всего пути, происходят и локальные колебания атмосферного давления с периодами порядка длительности солнечного затмения в точках наблюдения.

Эти колебания давления вызываются колебаниями температуры почвы при затмении. Андерсон и Кифер [Anderson, Keefer, 1975] сообщали, что в спектре колебаний приземного атмосферного давления во время солнечного затмения 7 марта 1970 года на центральной линии тени, во Флориде, наибольшую амплитуду – 25 Па – имеет первая гармоника с периодом 89 м.

Другие гармоники с периодами от 12 до 57 мин имели амплитуду меньше одной четверти от амплитуды первой гармоники. Следует отметить, что на результаты наблюдений в работе [Anderson, Keefer, 1975] повлияла облачная погода во время всей продолжительности солнечного затмения.

Гудвин и Хобсон сообщают о пульсациях атмосферного давления с амплитудой 0.1–0.2 Па, периодом 23 мин и скоростью 310 м/с, записанных в нескольких сотнях километров от центральной линии тени, во время солнечного затмения 23 октября 1976 года в Южной Австралии [Goodwin, Hobson, 1978].

В работе Буша и Грачёва [Буш, Грачёв, 1984] приводятся зарегистрированные колебания атмосферного давления на центральной линии тени, во время солнечного затмения 31 июля 1981 года в Тынде, в спектре которых выделяются гармоники с периодами: 2 ч 54 мин, 1 ч 27 мин, 53 мин, 30 мин и с соответствующими амплитудами 7, 6, 4 и 2.3 Па, а также более короткие периоды с меньшей амплитудой – при длительности затмения 2 ч 40 мин. Таким образом, в спектре флуктуаций атмосферного давления, записанных на временном отрезке от 12 до 16 ч в Тынде, присутствуют различные периоды и соответствующие им пространственные масштабы: начиная от турбулентных, мезомасштабов, масштабов, соответствующих длительности затмения, и вплоть до синоптических. Необходимо отметить, что во время солнечного затмения в Тынде погода была солнечная с переменной облачностью [Буш и др., 2022; Буш, Грачёв, 1984].

Во время солнечного затмения 29 марта 2006 года в Кисловодске записаны колебания атмосферного давления при безоблачной погоде, в спектре которых сильно выделяется гармони-

ка, соответствующая длительности солнечного затмения. Эти колебания давления были сравнены с восстановленными по профилям температуры воздуха колебаниями давления в пределах высот от 0 до 600 м. На основании этого сравнения сделан вывод о том, что колебания приземного атмосферного давления в диапазоне периодов, соответствующих длительности затмения, определяются в основном изменениями температуры воздуха в АПС высотой порядка одного километра, вызванными колебаниями температуры почвы, обусловленными затмением [Буш и др., 2022]. В отличие от работы [Буш и др., 2022], в которой сравнивались данные двух разных приборов – профилемера и микробарографа в одном пункте, в настоящей работе сравниваются результаты обработки данных записанных двумя профилемерами в двух пунктах – Кисловодске и ВНС, что позволяет обнаружить влияние местных условий на результаты измерений.

В [Barrie et al., 1992] сообщается о колебаниях приземного атмосферного давления с амплитудой около 15 Па и периодом, примерно равным 2 ч, во время полного солнечного затмения на юго-востоке Великобритании 22 июля 1990 года. Наблюдаемый в [Barrie et al., 1992] период колебаний приземного давления примерно соответствует длительности затмения.

Таким образом, исследователи сообщают о разных периодах колебаний приземного давления во время солнечных затмений, что может быть вызвано разной стратификацией_температуры и скорости ветра атмосферного пограничного слоя; разными погодными условиями; рельефом местности в точках наблюдения, а также различием диапазонов периодов, в которых производились измерения, и разным расстоянием пунктов наблюдения от центральной линии тени. В частности, во время солнечного затмения 10 мая 1994 года с помощью радара (FM-CW radar) наблюдалось понижение интенсивности турбулентности в пограничном слое атмосферы над пустыней и развитие волновых структур Кельвина-Гельмгольца [Eaton et al., 1997].

В работе [Kadygrov et al., 2013] были представлены результаты измерений во время полного солнечного затмения в г. Новосибирске (1 августа 2008 г.), где также использовался для измерений профилей температуры в АПС микроволновый профилемер, но одновременно с помощью СВЧ радиометра измерялись изменения общего содержания водяного пара в столбе атмосферы до, в течение и после солнечного затмения.

Целью настоящей работы является изучение динамики колебаний температуры воздуха и ее стратификации в атмосферном пограничном слое, вызванных полным солнечным затмением 29 марта 2006 года, с использованием данных измерений температурных профилей в Кисловодске и на ВНС ИФА РАН при помощи микроволновых температурных профилемеров, расположенных на центральной линии движения лунной тени. Характеристики профилемеров описаны в [Кадыгров, 2009].

Измерения профилей температуры воздуха были произведены на высотах от 0 до 600 м от уровня поверхности Земли с шагом 50 м в городе Кисловодске (43.9° N, 42.7° E), расположенном на высоте 870 м и на ВНС (43.7° N, 42.7° E), находящейся на уровне 2070 м от уровня моря южнее Кисловодска. Погода во время затмения была безоблачной, что было благоприятным фактором для проведения эксперимента.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Колебания температуры воздуха, записанные при помощи профилемера во время солнечного затмения 29 марта 2006 года для высот: 0–600 м в городе Кисловодске – левая панель – и на ВНС – правая панель, – показаны на рис. 1 с шагом по высоте 100 м.

На рис. 2 показана временная зависимость спектральной плотности колебаний температуры воздуха, записанных в Кисловодске на отрезке времени 28–30.03.2006 г. на высотах от 0 до 600 м с интервалом 100 м в диапазоне периодов: 1 ч 26 мин – 4 ч 16 мин и зависимость во времени спектральной плотности колебаний температуры воздуха, записанных на ВНС ИФА РАН в диапазоне периодов: 1 ч 42 мин – 3 ч 25 мин для 4-часовых отрезков, на которые разбивались записанные реализации.

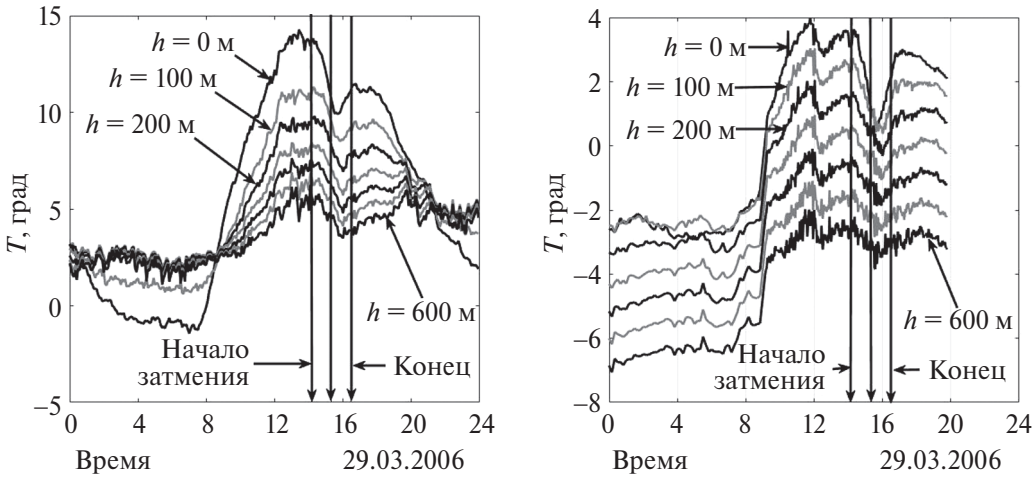


Рис. 1. Колебания температуры воздуха во время солнечного затмения 29.03.2006 г. в зависимости от высоты. Кисловодск – левая панель, ВНС – правая панель.

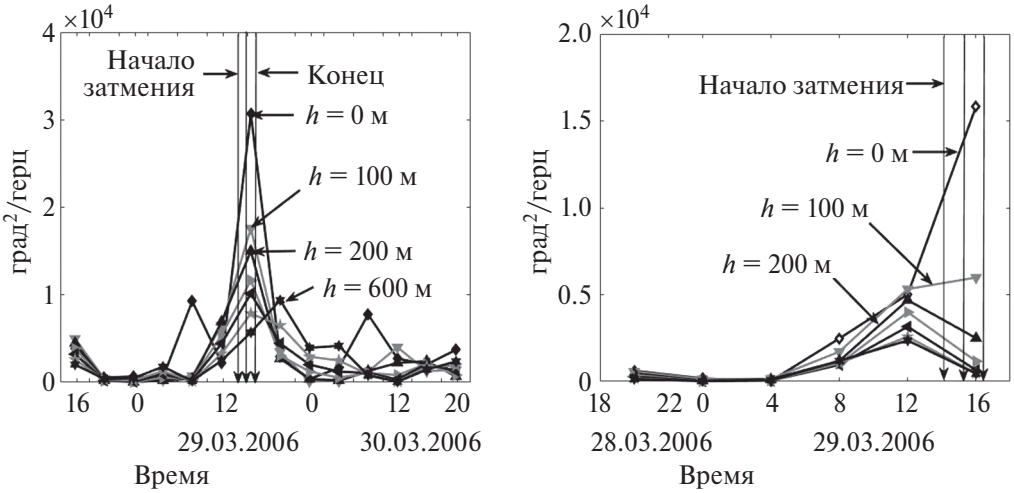


Рис. 2. Спектральная плотность колебаний температуры воздуха в диапазоне периодов 1 ч 42 мин – 4 ч 16 мин, на 4-часовых отрезках, в зависимости от времени для высот от 0 до 600 м с шагом 100 м в Кисловодске (левая панель) и спектральная плотность в диапазоне периодов 1 ч 42 мин – 3 ч 12 мин для ВНС (правая панель). Маркерами отмечены центры 4-часовых отрезков, на которые разбивались реализации колебаний температуры воздуха.

Из рис. 2 видно, что спектральная плотность колебаний температуры воздуха на временном интервале от 14 до 18 ч 29.03.2006 г., в котором произошло солнечное затмение, резко увеличивается для периодов колебаний, близких к длительности затмения, по сравнению с фоновыми значениями этих колебаний в приземном слое, а затем быстро убывает с высотой. При обработке 4-часовых отрезков колебаний температуры воздуха из них удалялись квадратичные тренды, как и в работе [Буш и др., 2022].

На рис. 3 для временного отрезка от 14 до 18 ч 29.03.2006 г., в котором произошло солнечное затмение, показаны зависимости отношений спектральных плотностей колебаний температуры воздуха к спектральным плотностям на нулевой высоте (левая панель) и зависимости спектральных плотностей от высоты (правая панель), в диапазонах периодов 1 ч 42 мин – 3 ч 12 мин, для высот от 0 до 600 м с шагом 50 м над уровнем земной поверхности в Кисловодске – 1 и ВНС – 2.

Из рис. 3 видно, что выше 100 м спектральная плотность температуры воздуха для периодов, соответствующих длительности затмения, равной 2 ч 20 м, на ВНС убывает сильнее, чем в г. Кисловодске. Разная скорость убывания спек-

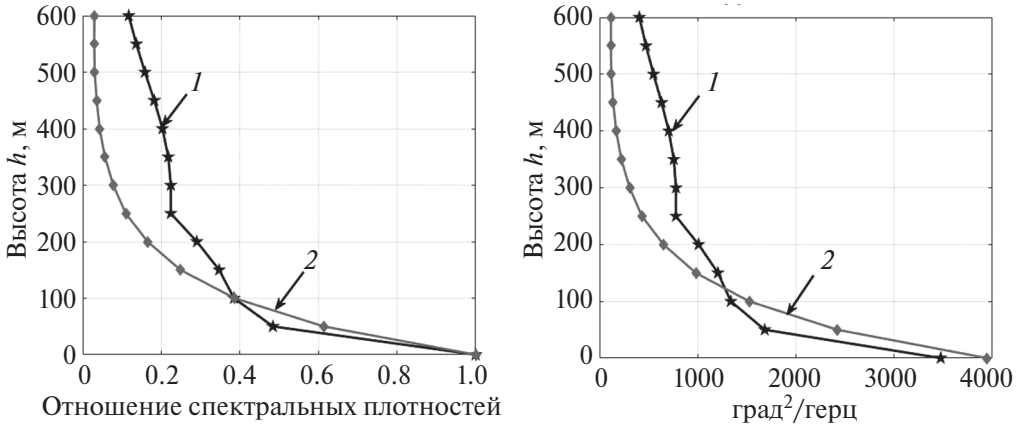


Рис. 3. Отношения A(h)/ A(0) спектральных плотностей температуры воздуха A(h) к спектральным плотностям A(0) на высоте h = 0 для диапазона периодов 1 ч 42 мин – 3 ч 12 мин – левая панель, и зависимости спектральных плотностей в данном диапазоне периодов от высоты – правая панель, для г. Кисловодск – 1 и ВНС – 2, на временном отрезке от 14 до 18 ч 29.03.2006 г.

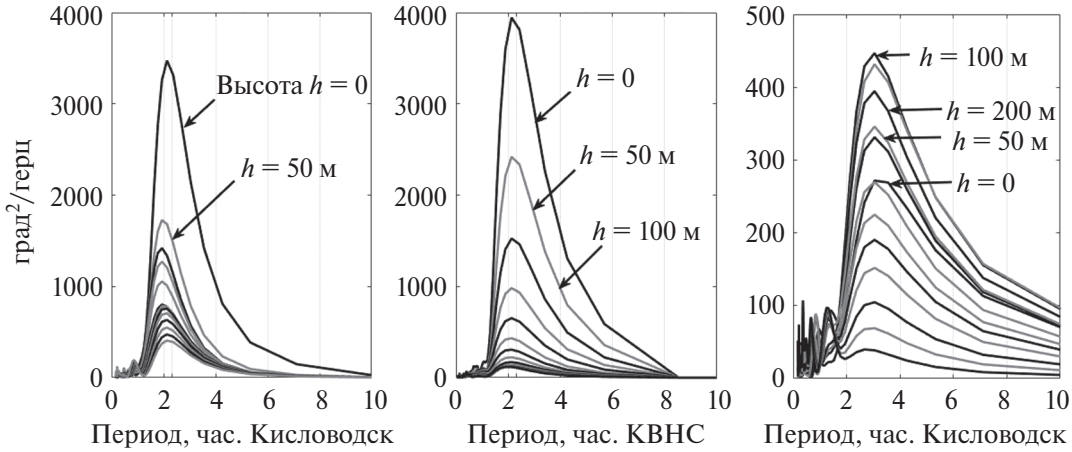


Рис. 4. Спектральная плотность колебаний температуры воздуха 29.03.2006 г. на временном отрезке от 14 до 18 ч, для высот от 0 до 600 м с шагом 50 м. Левая панель – Кисловодск, средняя панель – ВНС, правая панель – Кисловодск 28.03.2006 г.

тральной плотности колебаний температуры воздуха с высотой определяется разным влиянием турбулентного перемешивания воздушных масс в пограничных слоях г. Кисловодска и высокогорной станции ВНС. Так, спектральная плотность колебаний температуры воздуха на высоте 600 м на ВНС уменьшилась в 33.8 раз, а в городе Кисловодске – в 8.5 раз по сравнению со значениями на уровнях земной поверхности.

Спектральные плотности колебаний температуры воздуха на этом отрезке для Кисловодска и ВНС показаны на рис. 4.

Из рис. 4 видно, что во время солнечного затмения в Кисловодске и на ВНС ИФА им. А.М. Обухова РАН в спектре колебаний температуры воздуха заметно преобладает гармоника с периодом, соответствующим длительности затмения, что обусловлено отсутствием облачности во время проведения измерений в день произошедшего полного солнечного затмения. Спектральная плотность температуры воздуха в Кисловодске для 28.03.2006, предшествующего дню затмения, на таком же временном отрезке от 14 до 18 ч, как и в день затмения 29.03.2006, значительно меньше, чем во время затмения для периодов, соответствующих длительности солнечного затмения. При этом в день затмения величины спектральных плотностей воздуха убывают с высотой, не нарушая порядка (большей высоте соответствует меньшая плотность). А для

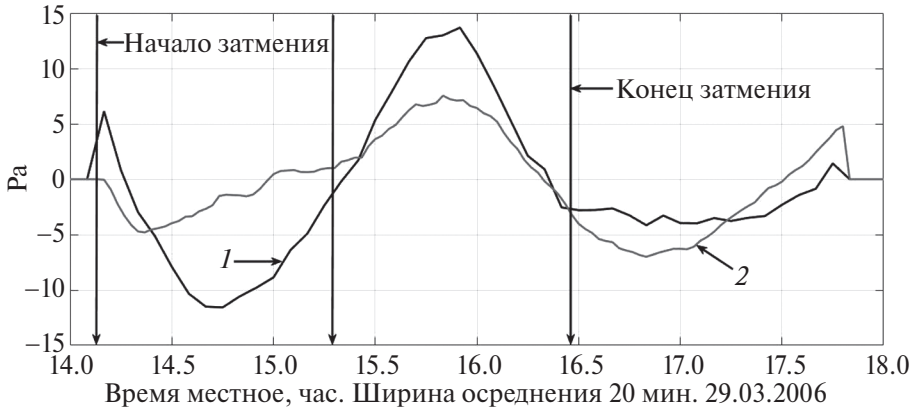


Рис. 5. Осредненные колебания атмосферного давления, за вычетом полиномов 2-й степени, восстановленные по профилям температуры воздуха в Кисловодске – 1 и на ВНС – 2. Ширина осреднения 20 мин.

28.03.2006 такой порядок нарушен, и большим высотам могут соответствовать большие величины спектральной плотности.

На рис. 5 показаны восстановленные по профилям температуры воздуха в пределах высот 0–600 м, колебания атмосферного давления, за вычетом полиномов 2-й степени, в Кисловодске-1 и на ВНС-2, с шириной осреднения 20 мин.

Восстановление пульсаций атмосферного давления на уровне земли по измеренным профилям температуры воздуха *T(z,t)* производилось по алгоритму, изложенному ниже.

Разность атмосферного давления на уровне земли и высоте h равна весу столба воздуха $\int_0^h g\rho(z,t)dz$ высотой h, который при $h << H$, можно приближенно представить в виде:

$$p(0,t) - p(h,t) \approx p(0,t)\int_0^h dz \frac{g}{RT(z,t)}, \qquad (1)$$

где $H(z,t) = RT/g$ – высота однородной атмосферы, $T(z,t)$ – абсолютная температура, $\rho(z,t)$ – плотность воздуха, R – газовая постоянная, отнесенная к молекулярной массе воздуха, g – ускорение свободного падения, t – время, z – высота.

При этом в (1) приземное давление представлялось в виде $p(0,t) = \bar{p}_0 + \Delta p(t)$, где $\bar{p}_0$ – среднее давление на поверхности земли за период измерений, а $\Delta p(t)$ – его малые флуктуации $\Delta p(t)/\bar{p}_0 << 1$, что позволяет приближенно рассчитать вклад $\bar{p}_0\int_0^h \frac{g}{RT(z,t)}$ от временных изменений профилей температуры воздуха в атмосферном пограничном слое атмосферы и разность давлений (1).

Вследствие уменьшения плотности воздуха с высотой амплитуда восстановленных по профилям температуры пульсаций атмосферного давления на ВНС была меньше, чем в Кисловодске. Так, при перепаде температуры воздуха, равном 2.9°С на уровне земли, вызванном солнечным затмением, амплитуда пульсаций приземного атмосферного давления на ВНС, восстановленных по профилям температуры воздуха, составляет 6 Па, тогда как, в Кисловодске при перепаде температуры воздуха на уровне земли равном 3.8°С, амплитуда восстановленных пульсаций атмосферного давления составляет 12.5 Па (рис. 5).

При этом минимум температуры воздуха в Кисловодске, вызванный солнечным затмением, поднимается вверх со скоростью 0.17 м/с в координатах высота–время до высоты 100 м, а далее, ускоряясь, поднимается до высоты 600 м. В среднем скорость подъема минимума температуры воздуха от земной поверхности до высоты 600 м составляет 0.5 м/с.

На рис. 6 показаны колебания температуры воздуха на временном отрезке 14–18 ч 29.03.2006, после вычета трендов с помощью полиномов 2-й степени и фильтрации в пределах диапазона пе-

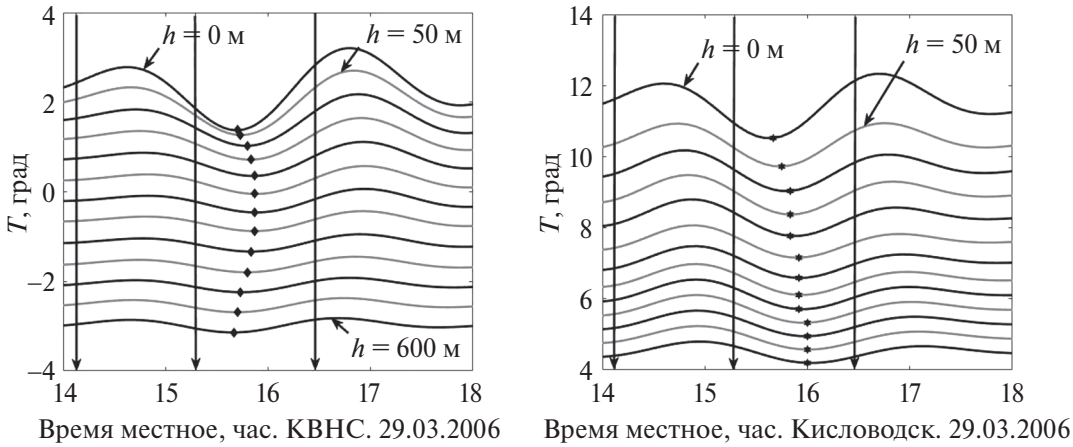


Рис. 6. Колебания температуры воздуха, отфильтрованные в диапазоне периодов 1 ч 25 мин – 4 ч 16 мин в зависимости от высоты, а также минимумы температуры воздуха, вызванные солнечным затмением (отмечены ромбами), записанные на ВНС (левая панель) и в Кисловодске (правая панель). Вертикальными линиями отмечены начало, полная фаза и конец солнечного затмения.

риодов 1 ч 26 мин – 4 ч 16 мин. Маркерами отмечены положения минимумов температуры воздуха, вызванных солнечным затмением, в зависимости от высоты и времени для профилей температуры, полученных на ВНС (левая панель) и в Кисловодске (правая панель), для высот 0–600, шаг 50 м.

На ВНС минимум температуры воздуха, вызванный затмением, поднимается со скоростью 0.4 м/с в координатах высота–время сначала до высоты 250 м, затем траектория подъема минимума по оси времени разворачивается в обратную сторону. Другими словами, минимум температуры воздуха оказывается одновременно, например, на высоте 50 м и высоте 550 м – рис. 6. Такая ситуация может быть обусловлена движением воздушных масс в горных условиях. Здесь необходимо учитывать то обстоятельство, что измерения профиля температуры воздуха производятся с определенным периодом: в случае ВНС период был равен 2 мин, в случае города Кисловодска – 5 мин, при этом профилемеры производят измерения в тех объемах воздуха, которые были перемещены движением воздушных масс с некоторых расстояний, определяемых скоростью ветра, за время паузы между измерениями.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В развитие результатов, полученных нами в предыдущей работе [Буш и др., 2022], проведено сравнение данных профилей температуры воздуха в двух пунктах – Кисловодске и на ВНС. Было показано, что местные условия существенно влияют как на амплитуду пульсаций атмосферного давления, вызванных солнечным затмением, так и на их фазу, а также на характер изменения спектральной плотности температуры воздуха с высотой в диапазоне периодов соответствующих длительности солнечного затмения.

Предложена новая методика определения скорости восходящих потоков воздуха с использованием данных о высотной зависимости момента времени достижения минимума во временных вариациях температуры, вызванного солнечным затмением.

Показано, что изменение температуры земной поверхности во время солнечного затмения вызывает соответствующее изменение температуры воздуха, которое распространяется вверх с заметным уменьшением амплитуды (рис. 1–4). При этом возмущение спектральной плотности температуры воздуха, вызванное солнечным затмением, хорошо выделяется_на временном отрезке 14–18 ч, 29.03.2006, по сравнению с фоновыми временными участками (рис. 2).

Значения спектральной плотности в диапазоне периодов от 1.7 до 3.2 ч для Кисловодска и для Высокогорной научной станции (ВНС) уменьшаются с высотой сходным образом. Зависимо-

сти убывания спектральной плотности температуры воздуха от высоты на временном отрезке от 14 до 18 ч, во время затмения, для Кисловодска и ВНС показаны на рис. 3.

Установлено, что выше 100 м спектральная плотность температуры воздуха для периодов, соответствующих длительности затмения, равной 2 ч 20 м, на ВНС убывает сильнее, чем в городе Кисловодске.

Разная скорость убывания спектральной плотности колебаний температуры воздуха с высотой определяется разным влиянием турбулентного перемешивания воздушных масс в пограничных слоях г. Кисловодска и высокогорной станции ВНС. Так, спектральная плотность колебаний температуры воздуха на высоте 600 м на ВНС уменьшилась в 33.8 раз, а в городе Кисловодске – в 8.5 раз, по сравнению со значениями на уровнях земной поверхности.

Вследствие уменьшения плотности воздуха с высотой амплитуда восстановленных по профилям температуры пульсаций атмосферного давления на ВНС была меньше, чем в Кисловодске. Так, при перепаде температуры воздуха, равном 2.9°С на уровне земли, вызванном солнечным затмением, амплитуда пульсаций приземного атмосферного давления на ВНС, восстановленных по профилям температуры воздуха, составляет 6 Па, тогда как в Кисловодске при перепаде температуры воздуха на уровне земли, равном 3.8°С, амплитуда восстановленных пульсаций атмосферного давления составляет 12.5 Па (рис. 5).

Измеренная микробарографом в Кисловодске амплитуда пульсаций атмосферного давления, вызванных солнечным затмением, составляла 9.5 Па, что согласуется с амплитудой восстановленных по профилям температуры пульсаций давления, принимая во внимание, что в измеренных микробарографом пульсациях давления присутствуют пульсации, обусловленные слоями атмосферы, которые расположены выше 600 м – верхнего предела измерений по высоте при помощи профилемера.

При этом минимум температуры воздуха в Кисловодске, вызванный солнечным затмением, поднимается вверх до высоты 100 м со скоростью 0.17 м/с в координатах высота–время, а далее, ускоряясь, поднимается до высоты 600 м. В среднем скорость подъема минимума температуры воздуха от земной поверхности до высоты 600 м составляет 0.5 м/с.

Таким образом, наблюдая при помощи профилемера перемещение температурного возмущения в координатах высота–время, можно определять скорость восходящих воздушных потоков в зависимости от высоты (рис. 6).

В отличие от пункта наблюдений в г. Кисловодске, на ВНС минимум температуры воздуха, вызванный затмением, поднимается до высоты 250 м со скоростью 0.4 м/с в координатах высота–время, затем траектория минимума по оси времени разворачивается в обратную сторону. Другими словами, минимум температуры воздуха оказывается одновременно, например, на высоте 50 м и высоте 550 м – рис. 6. Такая ситуация может быть обусловлена движением воздушных масс в горных условиях. Здесь необходимо учитывать то обстоятельство, что измерения профиля температуры воздуха производятся с разными интервалами времени: в случае ВНС этот интервал был равен 2 мин, в случае города Кисловодска – 5 мин.

Таким образом, измерение температуры воздуха в определенный момент времени производится в тех объемах воздуха, которые переместились в точку наблюдения из мест, в которых указанные объемы находились по оси времени раньше на время паузы между измерениями за счет горизонтального ветра и восходящих потоков воздушных масс.

Скорость же ветра зависит от высоты, а скорость восходящих потоков воздуха зависит от рельефа окружающей местности и неравномерного прогрева подстилающей поверхности. Это обстоятельство и определяет траекторию переноса температурного возмущения в координатах: высота время. В рассматриваемом случае – траекторию движения минимума температуры воздуха, вызванного солнечным затмением (рис. 6).

В свою очередь, траектория движения минимума температуры воздуха в координатах вы-

сота–время определяет задержку регистрации максимума пульсаций атмосферного давления относительно полной фазы солнечного затмения, а также задержку регистрации минимума давления относительно начала затмения. Разные траектории движения минимумов температуры, зависящие от местных условий, дают разные задержки, так как пульсации давления на уровне земли определяются суммированием вкладов тонких слоев воздуха в результирующие пульсации давления.

Отсюда следует, что развитие процессов, происходящих во время солнечного затмения в АПС, определяется скоростью турбулентного перемешивания воздушных масс, а также рельефом местности, неравномерным прогревом подстилающей поверхности и местными воздушными потоками, как горизонтальными, так и вертикальными, – в местах наблюдения.

Работа была выполнена в соответствии с Госзаданием ИФА им. А.М. Обухова РАН: разделы 1–2 – FMWR-2022-0017; раздел 3 – Тема 17.1.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Буш Г. А., Грачёв А. И. Флуктуации атмосферного давления во время солнечного затмения 31 июля 1981 г. // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1984. Т. 20. № 7. С. 49–650.

Буш Г.А, Еланский Н.Ф, Кадыгров Е.Н., Куличков С.Н., Чунчузов И.П., Прокошева Н.С. Влияние солнечного затмения 29 марта 2006 года на флуктуации атмосферного давления и приземные профили температуры // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2022. Т. 58. № 4. С. 1–8.

Кадыгров Е.Н. Микроволновая радиометрия атмосферного пограничного слоя: метод, аппаратура, результаты измерений // Оптика атмосферы и океана. 2009. Т. 22. № 7. С. 697–704.

Anderson R.C., Keefer D.R. Observation of the temperature and pressure changes during the 30 June 1973 solar eclipse // Journal Atmos. Sci. 1975. V. 32. № 1. P. 228– 231.

Goodwin G.L., Hobson G.J. Atmospheric gravity waves generated during a solar eclipse // Nature. 1978. V. 275. P. 109–111.

Jones B.W., Miseldine G.J., Lambourne R.J.A. A possible atmosphericpressure wave from the total solar eclipse of 22 July 1990 // J. of Atmospheric and Terrestrial Physics. 1992. V. 54. № 2. P. 113–115.

Eaton F.D., Hines, J.R., Hatch W.H. et al. Solar eclipse effects observed in the planetary boundary layer over a desert // Boundary-Layer Meteorology 1997. V. 83. P. 331–346.

Kadygrov E.N., Miller E.A., Troitsky A.V. Study of Atmospheric Boundary Layer Thermodynamics During Total Solar Eclipses // IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing. 2013. V. 51. № 9. P. 4672–4677.

Marty J.F., Daladier D. Linear spectral numerical model for internal gravity wave propagation // J. Atmos. Sci. 2010. V. 67. P. 1632–1642.

Marty J.F., Daladier D., Ponceau E., Blank U., Munkhuu. Surface Pressure Fluctuations Produced by the Total Solar Eclipse of 1 August 2008 // J. Atm. Sci. 2013. V. 70. P. 809–823.

Dynamics of Air Temperature Changes in the Atmospheric Boundary Layer during the Solar Eclipse of March 29, 2006

G. A. Bush[1, *], N. F. Elansky[1], E. N. Kadyrov[2], S. N. Kulichkov[1, 3, **], I. P. Chunchuzov[1], and N. S. Prokosheva[4]

[1] Obukhov Institute of Atmospheric Physics of the Russian Academy of Sciences, Pyzhevsky lane, 3, Moscow, 119017 Russia
[2] "Central Aerological Observatory" of Roshydromet, Pervomayskaya str., 3, Dolgoprudny, Moscow region, 141700 Russia
[3] Lomonosov Moscow State University, Leninskie Gory, building 1, building 2, GSP-1, Moscow, 119081 Russia
[4] Vladimir State University named after Alexander Grigoryevich and Nikolai Grigoryevich Stoletov, Gorky str., 87, Vladimir, 600000 Russia

**e-mail: bushgregory@yandex.ru*
***e-mail: snk@ifaran.ru*

The data of measurements of air temperature profiles in the atmospheric boundary layer (ABL) during the total solar eclipse on March 29, 2006 in Kislovodsk and at the Kislovodsk High-Mountain Scientific Station (KVNS) on the central shadow line are presented. The solar eclipse lasted from 14:08 to 16:27 local time, the total phase of the eclipse began at 15:15 and lasted 2:32. In development of the results obtained by us in our previous work, we compared the data on air temperature profiles at two points, Kislovodsk and KVNS. The influence of local conditions has been studied. It was shown that local conditions significantly affect both the amplitude of atmospheric pressure pulsations caused by a solar eclipse and their phase, as well as the nature of the change in the spectral density of air temperature with height in the range of periods corresponding to the duration of the solar eclipse. Based on the measurements of temperature profiles, the fluctuations of the atmospheric pressure difference at the level of the earth's surface and at a certain height, up to which the temperature profiles were measured equal to 600 m, were reconstructed, caused by a solar eclipse, in coordinates: height – time has different trajectories in the case of Kislovodsk and KVNS. The difference in the trajectories of air temperature minima in Kislovodsk and at the KVNS determines both different delays in pressure minima relative to the beginning of the eclipse and time delays between surface pressure fluctuations at observation points as a whole. Also, a new method is proposed for determining the speed of ascending air currents using data on the altitude dependence of the time of reaching a minimum in temporal temperature variations caused by a solar eclipse. The changes in the spectral density of air are compared with height, the amplitude of the reconstructed atmospheric pressure pulsations in Kislovodsk and at the KVNS, and the speed of ascending air currents.

Keywords: solar eclipse atmospheric, pressure pulsations, reconstructed temperatures profiles

ИЗВЕСТИЯ РАН. ФИЗИКА АТМОСФЕРЫ И ОКЕАНА, 2024, том 60, № 2 , с. 205–219

УДК 551.510.42

АНАЛИЗ ИЗМЕНЧИВОСТИ КОНЦЕНТРАЦИИ ПРИЗЕМНОГО ОЗОНА В КАРАДАГСКОМ ПРИРОДНОМ ЗАПОВЕДНИКЕ

© 2024 г. Е. И. Федорова[a, *], В. А. Лапченко[b], Н. Ф. Еланский[a], В. С. Ракитин[a], А. И. Скороход[a], А. В. Васильева[a]

[a]*Институт физики атмосферы им. А.М. Обухова РАН, Пыжевский пер., 3, Москва, 119017 Россия*
[b]*Карадагская научная станция им. Т.И. Вяземского — природный заповедник РАН филиал ФИЦ "Институт биологии южных морей им. А.О. Ковалевского РАН", п.г.т. Куротное, ул. Науки, Феодосия, Республика Крым, 299011 Россия*

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

Поступила в редакцию 20.06.2023 г.
После доработки 06.12.2023 г.
Принята к публикации 28.02.2024 г.

В работе представлены результаты исследования изменчивости концентрации приземного озона в Крыму на станции фонового экологического мониторинга Государственного природного заповедника "Карадагский" (СФЭМ) за 2012–2021 гг. с более подробным анализом последних шести лет с 2016 по 2021 гг. Выявлен значимо высокий уровень загрязнения воздуха приземным озоном в районе наблюдений, несмотря на отсутствие значимых антропогенных источников загрязнений в окрестностях станции.
Исследована взаимосвязь концентрации приземного озона с метео-параметрами, установлены характерные направления ветра, приводящие к повышенным уровням загрязнения приземным озоном. Проанализированы внутригодовые вариации, установлены факторы, вызывающие локальный летний минимум концентрации приземного озона в отдельные годы.
С использованием модели NOAA HYSPLIT и метеополей реанализа ERA5 проведен пространственный анализ картины атмосферной циркуляции в регионе; оценена повторяемость эпизодов превышения допустимого по рекомендации ВОЗ среднего за 8 ч уровня концентрации озона, равного 100 мкг/м^3, и определены возможные причины возникновения этих эпизодов. Установлены механизмы дальнего переноса и их вклад в режим озона в районе станции. Годовые тренды приземной концентрации озона в период 2012–2021 гг. оценены как статистически незначимые.

Ключевые слова: мониторинг состава атмосферы, тропосферный озон, предшественники озона, предельные допустимые концентрации озона, дальний перенос примесей, траекторный анализ, дистанционное зондирование атмосферы

DOI: 10.31857/S0002351524020075 **EDN**: kqenem

ВВЕДЕНИЕ

Озон представляет собой химически активный токсичный газ, неравномерно распределенный в стратосфере и тропосфере Земли. В стратосфере находится около 90% озона (озоновый слой, поглощающий коротковолновое УФ солнечное излучение), где он образуется естественным образом. Почти весь остальной O_3 находится в тропосфере, значительная доля которого образуется в результате деятельности человека [Ларин, 2022].

На распределение озона в тропосфере влияют такие факторы, как адвективный перенос, стратосферные вторжения в зоне холодных фронтов, фотохимическое разрушение и образование, сухое и влажное осаждение [Белан, 2010; Ларин, 2022].

Как известно, тропосферный озон оказывает сильное воздействие на биосферу и климат Земли. Он относится к первому классу опасности, является агрессивным окислителем и может вызывать серьезные проблемы со здоровьем [Котельников, 2015], наносить ущерб окружающей среде и ускорять деградацию материалов [Разумовский и др., 1974], что приводит к значительным экономическим и экологическим последствиям.

В целом время жизни озона в приземном слое атмосферы относительно короткое, от нескольких часов до нескольких дней, но точная количественная оценка может значительно меняться. Образование приземной молекулы озона в нижней тропосфере представляет собой сложный динамичный процесс с участием т.н. газов-предшественников – оксидов азота NO_x ($NO + NO_2$), углеводородов (например, метана CH_4), летучих органических соединений (**ЛОС**), окиси углерода (**CO**) и пр. Концентрация этих веществ и их реакции с радикалом гидроксила наиболее существенно влияют на химию приземного озона [Белан, 2010].

Озон является одним из компонентов фотохимического смога. Свой вклад в загрязнение озоном вносят лесные пожары, выбросы углеводородов, сжигание ископаемого топлива и т.д. Интенсивная эмиссия газов-предшественников озона в городах, промышленных и урбанизированных зонах с развитой инфраструктурой не только способствует формированию повышенных концентраций озона, но и увеличению времени его жизни [Stevenson et al., 2006]. Так, в загрязненных городских районах, где концентрация его предшественников высока, время жизни озона может составлять от нескольких недель до нескольких месяцев. Благодаря этому озон способен играть активную роль в атмосферных фотохимических процессах, обуславливающих изменение радиационного баланса и климата [Белан, 2010; Котельников, 2015; IPCC, 2007].

Перенос газов-предшественников на дальние расстояния может оказывать влияние на концентрацию озона в удаленных фоновых районах. Например, окись углерода (CO), имея время жизни в атмосфере от 2 недель до 3 месяцев [Novelli et al., 1998, Gurjar et al., 2008], способна смещать фотохимическое равновесие приземного озона в сторону его генерации.

Озон считается важным парниковым газом [IPCC, 2007], и по некоторым оценкам его вклад в нагревание воздуха составляет более 8% [Белан, 1996].

Исследование режимов образования и разрушения озона крайне важно для мониторинга и прогнозирования качества воздуха. Несмотря на это, измерение концентрации приземного озона на территории Российской Федерации ведется на небольшом количестве станций (городского типа, пригородных и фоновых), с использованием различных методических подходов и способов калибровки приборов [Андреев и др., 2020], что препятствует систематизации и оценке качества данных.

Целью данной статьи является исследование многолетней сезонной изменчивости концентрации приземного озона, режимов формирования высоких уровней загрязнений и механизмов поступления, образования и разрушения озона в прибрежной зоне Крыма. В работе проводится анализ данных непрерывных наблюдений приземной концентрации озона на станции фонового экологического мониторинга (**СФЭМ**) в Карадагском природном заповеднике в период 2016–2021 гг. во взаимосвязи с основными метеорологическими параметрами и атмосферной циркуляцией. Для оценки трендов концентрации озона задействован более длинный ряд измерений СФЭМ (с 2012 по 2021 гг.).

Важность мониторинга и изучения поведения приземного озона в Государственном природном заповеднике “Карадагский” состоит в том, что измерения проводятся здесь в течение многих лет при регулярной калибровке приборов. СФЭМ находится в курортной зоне и является единственным пунктом регулярных измерений концентрации приземного озона на Черноморском побережье страны.

В целом в Центральной и Западной Европе измерения концентрации приземного озона и исследования ведутся довольно активно. В [Звягинцев, 2004; Звягинцев и др., 2008; Звягинцев и др., 2010] проводится анализ периодической изменчивости концентрации приземного озона в Центральной, Западной Европе и Украине. Наибольший интерес представляют именно Причерноморские районы, являющиеся курортной зоной. Влияние Черноморского бассейна вносит ряд особенностей в наблюдаемую картину вариаций озона на морском побережье. Подобные измерения, особенно в отдалении от источников антропогенного загрязнения, к сожалению, про-

водятся крайне редко. Это утверждение относится не только к измерениям на Российском побережье; результаты исследования вариаций озона в Черноморском регионе (в том числе в других странах региона) в научной литературе весьма скудны ввиду отсутствия сети наблюдательных станций.

Так, в работе [Шалыгина и др., 2017] проводилось сравнение данных измерений приземной концентрации озона на станциях России (данные СФЭМ, 2010–2011 гг.), Болгарии, Греции и Черногории, выделена зависимость концентрации озона от уровней антропогенного загрязнения, удаления от моря и топографических особенностей. Также установлено, что дневной максимум концентрации озона на СФЭМ близок к максимумам, наблюдаемым в Варне, Болгария (43°23' с.ш., 27°89' в.д.) и Бургасе, Болгария (42°52' с.ш., 27°37' в.д.). В этой работе рассмотрена также и третья станция – Бар, Болгария (42°10' с.ш., 19°10' в.д.), периодически оказывающаяся в шлейфе антропогенного загрязнения.

Что же касается анализа измерений в местах, удаленных от интенсивной антропогенной деятельности, то работ на эту тему в литературе еще меньше. В [Barantiev et al., 2013] проведено сравнение результатов метеорологической обсерватории Ахтопол (Болгарское побережье Черного моря) и измерений с пика Рожен (гора Родопа, высота 1750 м над уровнем моря), где уровень загрязнения приземным озоном на 20% ниже, чем на Черноморском побережье.

Столь небольшое количество исследований лишний раз подчеркивает важность измерений, проводимых на СФЭМ КНС – ПЗ РАН филиал ФИЦ ИнБЮМ. Уникальное расположение станции, а также регулярность измерений вместе с дополнительными методами анализа позволяют улучшить понимание механизмов атмосферной циркуляции в регионе и влияния атмосферного переноса на уровень загрязнения приземным озоном.

МЕТОДЫ И СРЕДСТВА НАБЛЮДЕНИЙ

Станция фонового экологического мониторинга (СФЭМ) находится в Государственном природном заповеднике “Карадагский” на юго-восточном побережье Крымского полуострова (44°55’ с.ш., 35°14’ в.д.; 180 м над уровнем моря) в километре от береговой зоны на северо-восточном склоне горы Святая (см. рис. 1). Из-за своего расположения станция считается условно “чистой”, так как значительно удалена от промышленных районов [Лапченко и др., 2015].

В данной работе задействованы данные с 2012 по 2021 гг. Мониторинг приземного озона на станции ведется с 2006 г. различными приборами. Массовая концентрация озона с 2013 г. измеряется оптическим методом по поглощению в УФ-области спектра электромагнитного излучения с помощью газоанализатора APOA-370 (HORIBA, Япония) с погрешностью не более 15 мкг/м^3. Данные непрерывной регистрации озона усредняются за минутные, получасовые и часовые периоды с сохранением информации в регистраторе – I/O – EXPANDER (HORIBA). С помощью программы IOVIS 2,2 из регистратора извлекаются среднечасовые значения, на основании которых проводится анализ.

Пробы отбираются с использованием тефлоновых трубок на высоте 2 м. Корректность данных измерений подтверждается ежемесячными калибровками с помощью генератора APMC-370 (HORIBA) и регулярными контрольными поверками прибора во Всероссийском научно-исследовательском институте метрологии (ВНИИМ) им. Д.И. Менделеева (г. Санкт-Петербург).

В 2012 г. на СФЭМ измерения приземного озона проводилось газоанализатором 3.02 П-А (ОПТЭК, Россия).

Метеорологические параметры (давление, температура, относительная влажность воздуха, скорость и направление ветра) определяются в непрерывном режиме с помощью метеостанции WS-600 (G. Lufft Mess und Regeltechnik GmbH, Германия). Устройство оснащено датчиком температуры, являющимся термистором и работающим в диапазоне от –50 до 60°C. Погрешность измерений составит ±0.2°C в диапазоне от –20 до 50°C. Емкостный измеритель влажности имеет точность ±2% и работает в диапа-

Рис. 1. Расположение СФЭМ на карте (44°55' с.ш., 35°14' в.д.; 180 м над уровнем моря).

зоне от 0 до 100%. Абсолютное давление воздуха измеряется с помощью емкостного датчика (**MEMS**). Относительное атмосферное давление относительно уровня моря рассчитывается по барометрической формуле с учетом конкретной высоты. WS600 оснащен ультразвуковым датчиком ветра, измеряющим как скорость, так и его направление. Метеостанция представляет собой единый модуль, расположенный на мачте на высоте 6 м (выше крон деревьев) [https://lufft.com.ru/ws600-umb-kompaktnaya-meteostanciya/?ysclid=lnab12admi61339 9247].

Для интерпретации полученных результатов, определения природы загрязнения озоном, его связи с окисью углерода, влияния на содержание озона трансграничного и нисходящего переноса привлечены наблюдения орбитального спектрометра AIRS (Atmospheric InfraRed Sounder), установленного на борту аппарата “Aqua” [Aumann et al., 2003; McMillan et al., 2011]. Были использованы данные 3 уровня (Level 3, версия v.6, общее содержание CO и O_3, разрешение 1° × 1°, “ascending only”, т.е. только дневные данные, [AIRS/AMSU/HSB Version 6 Data Release User Guide. Ed. by E.T. Olsen]), представленные в свободном доступе [https://cmr.earthdata.nasa.gov/search/concepts/C1238517230-GES _DISC.html], а также результаты численного моделирования обратных траекторий движения воздушных масс по модели NOAA HYSPLIT [https://www.ready.noaa.gov/ HYSPLIT.php; Stein et al., 2015]. Метод статистики обратных траекторий является эффективным инструментом для визуализации переноса загрязняющих атмосферу примесей и определения их возможных источников. Целью применения метода является установление связи между фактом повышенного содержания примеси в районе ее регистрации и траекториями приходящих воздушных масс.

Для анализа направления и скорости ветра, кроме станционных наблюдений, были использованы метеополя реанализа ERA5 с разрешением 0.25° по широте и долготе, и шагом 1 ч по времени с давлением в качестве вертикальной координаты [Hersbach, 2020; https://climate.copernicus.eu/climate-reanalysis].

Анализ данных дистанционного орбитального зондирования выполнен с помощью разработанного в ИФА РАН специального программ-

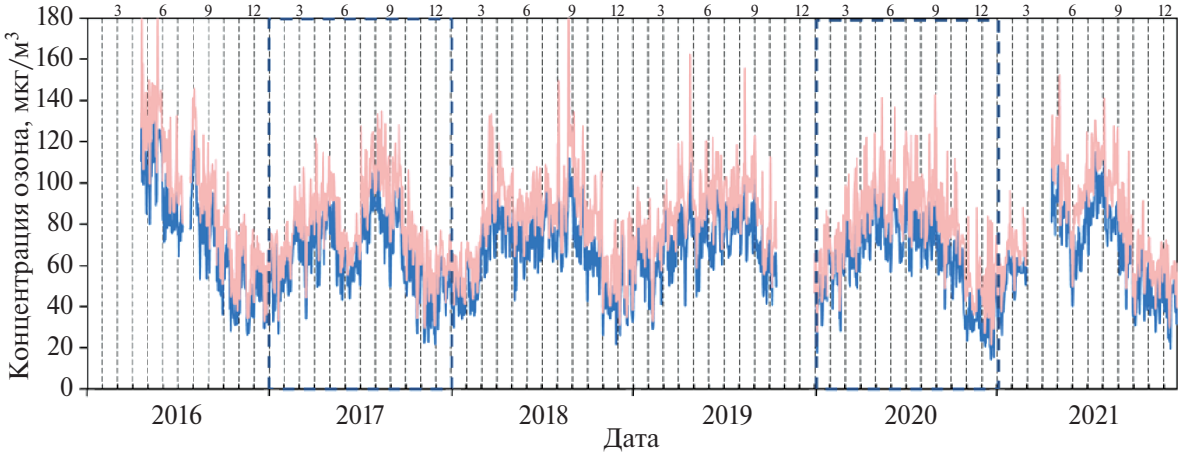


Рис. 2. Сезонный ход концентрации озона и максимальных значений (мкг/м^3, усреднение за сутки), 2016–2021 гг. Синим цветом обозначены среднесуточные значения; красным цветом – максимальные значения. Прямоугольной штриховкой выделены 2017 и 2021 гг., выбранные для дальнейшего анализа. Вертикальные линии соответствуют месяцам; на верхней стороне диаграммы дополнительно отмечено начало каждого сезона (вертикальные риски).

ного пакета Tropomi tools [Rakitin et al., 2023]. Программа предназначена: для обработки данных орбитальных спектрометров MODIS, AIRS, OMI, TROPOMI с фильтрацией данных по качеству; для проведения валидационных работ, сопоставления орбитальных, наземных данных и модельных расчетов; для построения пространственных распределений содержания и трендов атмосферных примесей, а также наложения траекторий NOAA HYSPLIT MODEL на распределения исследуемых параметров.

Программа неоднократно использовалась при анализе пространственно-временных вариаций состава атмосферы и валидации орбитальных данных, например, в [Ракитин и др., 2023].

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЯ

В данной работе проводится анализ непрерывных рядов измерений приземной концентрации озона за 2016–2021 гг., полученных на станции фонового экологического мониторинга (СФЭМ) и являющихся продолжением долгосрочных измерений, результаты которых отражены в других работах, например [Шалыгина и др., 2019, Холопцев и др., 2015]. С целью более точной оценки трендов к расчетам статистических величин привлечен полный ряд данных СФЭМ с 2012 по 2021 г.

Так, в ходе анализа определены внутригодовые вариации концентрации приземного озона (рис. 2). O_3 имеет ярко выраженный сезонный ход, максимум концентрации приходится на весенне-летний период (среднесезонные значения колеблются в районе 71–90 мкг/м^3), что соответствует другим оценкам на СФЭМ [Шалыгина и др., 2019; Андреев и др., 2020; Лапченко и др., 2015]. Весеннее повышение концентрации озона, характерное для всех исследуемых годов, является естественным. Концентрация озона нарастает весной в результате окисления долгоживущих соединений-предшественников озона на фоне сезонного роста уровня УФ-излучения и температуры воздуха, при сравнительно более низкой скорости осаждения озона на подстилающую поверхность, по сравнению с летним периодом. Весенний максимум озона является одним из характерных признаков годового хода озона в чистом и слабо загрязненном воздухе во внетропических широтах Северного полушария [Monks, 2000].

Различия в характере весенне-летних вариаций могут заключаться как в метеорологических условиях, так и в различиях глобальных синоптических процессов, оказывающих влияние на наблюдаемую на СФЭМ картину. Так, в отдельные годы весенний и летний максимумы сливаются в единый повышенный уровень озона в период с середины весны по начало осени, характерный для ряда озонометрических станций в регионе (юго-восточная Европа) [Monks, 2000]. В некоторых работах подобный эффект (расширение мак-

симума на соседний сезон) также фиксируется и объясняется увеличением нисходящего переноса (например, для зимне-весеннего периода [Еланский и др., 2015]). В нашем случае выполнить подобный анализ не представляется возможным вследствие отсутствия необходимого экспериментального материала. Однако мы предполагаем, что и в случае СФЭМ увеличение стратосферно-тропосферного обмена в отдельные годы тоже может вносить вклад в слияние весеннего и летнего максимумов, см. ниже рис. 4б и пояснения к нему.

Минимум концентрации озона наблюдается в зимние месяцы и колеблется в районе 49–54 мкг/м^3. Это обусловлено снижением активности фотохимического образования озона в холодный период в связи с ограниченным притоком ультрафиолетовой солнечной радиации, недостаточным для образования возбужденного атомарного кислорода и инициирования реакции образования гидроксила.

Как видно из рис. 2, на станции наблюдается сезонный ход двух различных типов: с одним максимумом (когда, нарастая с началом весны, высокая концентрация приземного озона держится до конца лета – начала осени) и с двумя максимумами (когда в конце весны – начале лета возникает локальный минимум различной степени выраженности). За исследуемый период сезонный ход с одним максимумом отмечается в 2016, 2019, 2020 гг.; с двумя максимумами в 2017, 2018, 2021 гг. При этом в последнем случае локальный минимум возникает примерно в один и тот же период, с 15 апреля по 30 июня. Стоит дополнительно отметить, что второй летний максимум в двух случаях из трех незначительно превышает первый.

Полученные в ходе анализа ряда измерений с 2012 по 2021 гг. оценки линейных трендов концентрации приземного озона указывают на то, что зимой наблюдается слабо выраженный положительный тренд 0.77 ± 0.68%/год (здесь и далее приведены величина тренда и доверительный интервал 95%), летом – слабовыраженный отрицательный (–0.59 ± 0.39%/год). В весенний и осенний сезоны тренды имеют околонулевые значения. Величина годового тренда за весь исследуемый период также близка к нулю и является статистически не значимой. При этом 2016 г. был исключен из расчетов по причине отсутствия первых 4 месяцев измерений.

Несмотря на отсутствие значимых антропогенных источников загрязнений в окрестности станции, общий уровень концентрации озона на СФЭМ довольно высок. При значении ПДК среднесуточной 30 мкг/м^3 в 97% дней с измерениями этот норматив превышен [Гигиенические нормативы 2.1.6.1338-03]. Случаи превышения максимальной разовой ПДК, равной 160 мкг/м^3, в 2016–2021 гг. практически не были зафиксированы (0.03% от всех часовых значений, 14 эпизодов), а максимальная среднечасовая концентрация озона, равная 195 мкг/м^3, наблюдалась 25.08.2018. Вместе с этим эпизоды превышения ПДК среднего за 8 ч, рекомендованного ВОЗ и равного 100 мкг/м^3 (далее “норматив”), наблюдаются достаточно часто (около 5% случаев от всех дней с измерениями в период с 2016–2021 гг.), а среднесуточные значения концентрации в весенне-летний период регулярно приближаются к выбранному нормативу. Полученные оценки согласуются с результатами исследований в близком по характеру регионе, таком как Болгарское Черноморское побережье [Barantiev et al., 2013], где авторы указывают уровень среднемесячной концентрации приземного озона в диапазоне от 52 до 69 ppb (105–139 мкг/м^3), а максимальные значения до 144.6 ppb (290 мкг/м^3).

Если рассматривать баланс озона в целом, вклад в общую картину могут добавлять также и местные процессы, такие как наличие стока на подстилающую поверхность. С учетом региональных климатических и природных особенностей в весенние месяцы и в июне естественные процессы стока озона на подстилающую поверхность могут составлять около 0.6 см/с [Белан, 2010], но к июлю, когда растительность в значительной степени выгорает, а почвы пересыхают, вклад этих процессов уменьшается.

Для понимания различий в сезонном ходе концентрации приземного озона в весенне-летний период авторы выбрали два года (2017 г. сезонный ход с двумя максимумами; 2020 г. – с одним максимумом), характеризующиеся с одной

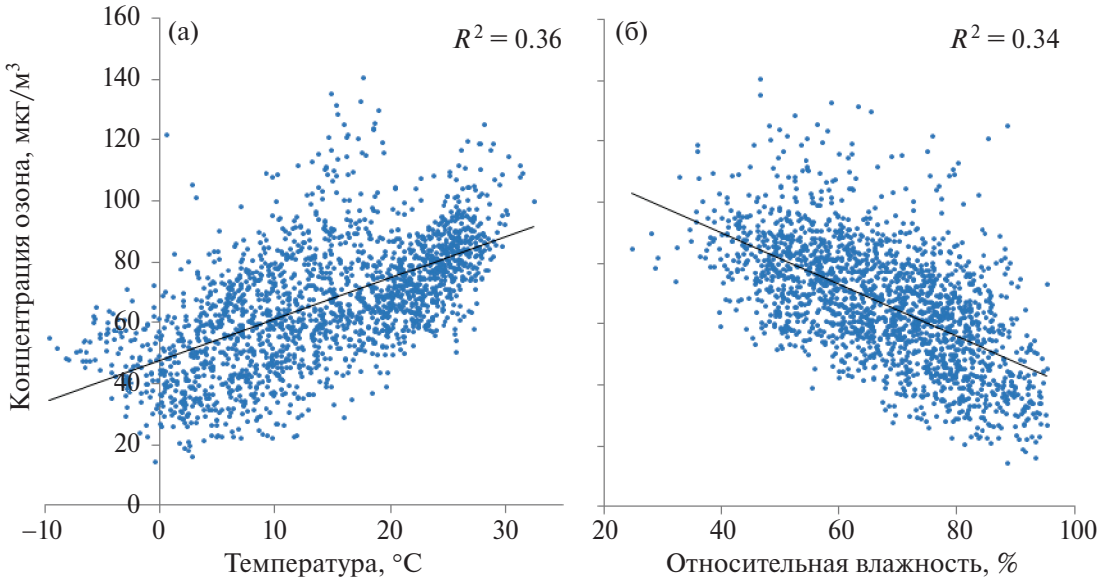


Рис. 3. Корреляционная связь среднесуточных значений концентрации приземного озона (мкг/м^3) за период 2016–2021 гг.: а – с температурой (°C); б – с относительной влажностью (%).

стороны непрерывностью, а с другой – наиболее ярко отражающие различия внутригодовых вариаций. Сравнения параметров, оказывающих влияние на концентрацию приземного озона, проводились за период с 15 мая по 30 июня, в который наблюдается проявление локального минимума.

В результате проведенного дополнительного анализа выяснилось, что наличие или отсутствие весенне-летнего минимума не соотносится с особенностями метеорологических характеристик, таких как температура и относительная влажность, или количеством солнечных дней. Рассматриваемые 2017 и 2020 гг. оказались практически идентичными. При количественной оценке за этот период относительная влажность различается менее чем на 2%, температура менее 1°C (4%). Проведенный анализ также не выявил различий в режимах облачности в указанный период, среднее распределение ясных и облачных дней для обоих годов идентично с преобладанием ясной, солнечной погоды (около 70%).

К тому же, в целом за период 2016–2021 гг. наблюдается прямая связь приземной концентрации O_3 с температурой (рис. 3а) и обратная связь с относительной влажностью (рис. 3б). Температура выступает как фактор генерации озона, влажность способствует разрушению, так как является природным механизмом сорбции каплями воды [Feister et al., 1991; Rasmussen et al., 2012].

Здесь следует отметить, что на рис. 3б указана относительная влажность, которая имеет свою собственную зависимость от температуры, поэтому рис. 3б следует рассматривать как дополнительное пояснение к рис. 3а, косвенно отражающее тот же самый эффект, а именно влияние атмосферной стратификации на приземный озон, степень неустойчивости которой возрастает с ростом температуры, в особенности в условиях летних антициклонов [Локощенко и др., 2014].

Величина коэффициента корреляции R колеблется около 0.6, достигая в некоторые годы 0.7 для обоих параметров (при анализе годовых наборов данных). Однако в период с 15 мая по 30 июня для сравниваемых годов какая-либо значимая корреляция отсутствует, из чего следует, что наличие локального весенне-летнего минимума в некоторые годы не связано с метеорологическими параметрами и может объясняться характером атмосферной циркуляции в регионе.

На рис. 4 представлены обратные траектории движения воздушных масс, полученные с помощью модели NOAA HYSPLIT на высоте 200 м

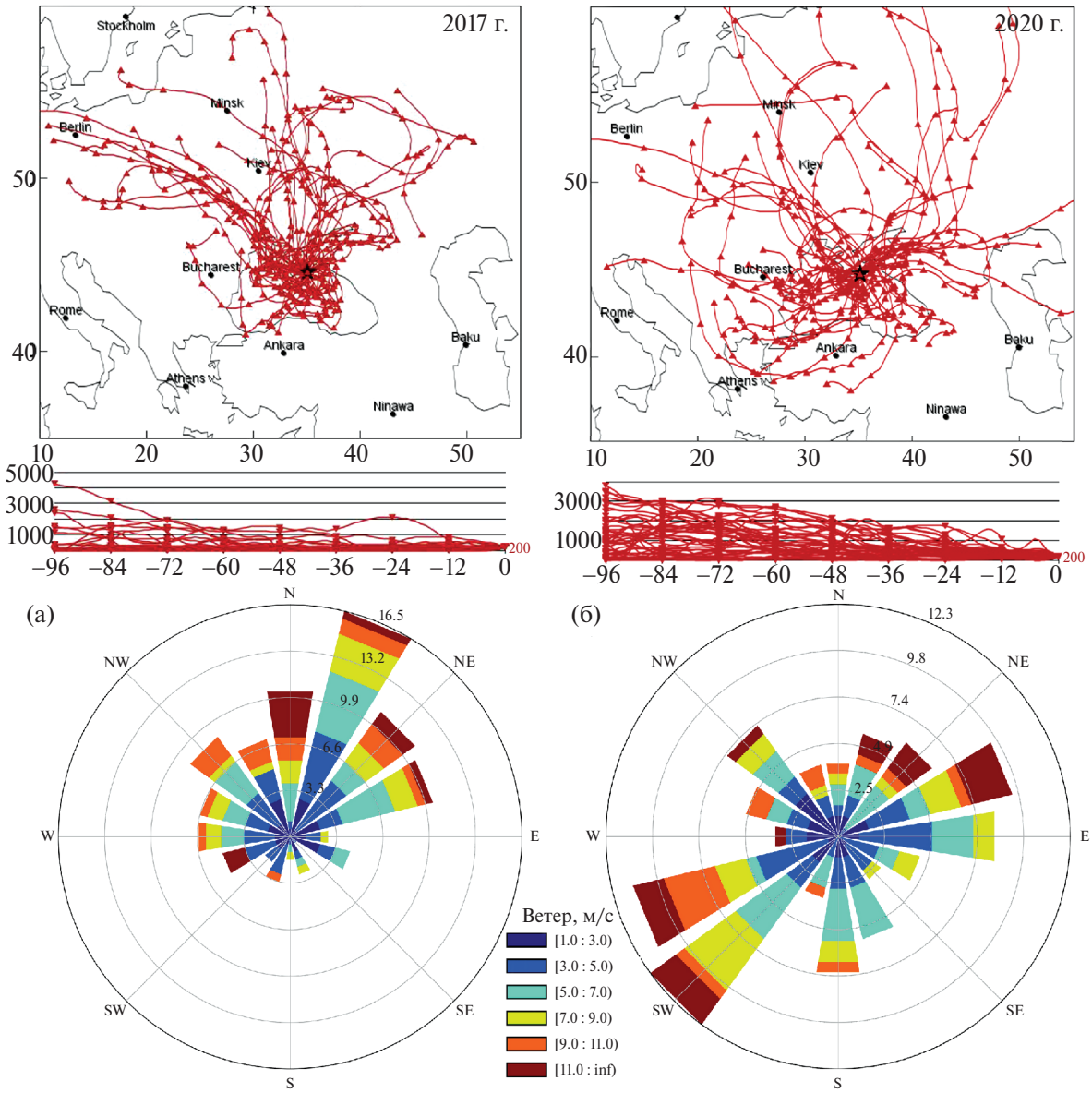


Рис. 4. Обратные траектории движения воздушных масс по модели NOAA HYSPLIT на высоте 200 м (местное время 12:00, траектории 96 ч), а также розы ветров и распределение скорости ветра на основе метеополей реанализа ERA5 (разрешение 0.25° × 0.25°, шаг 1 ч), 900 мбар с 15.05 по 30.06: а – 2017 г.; б – 2020 г.

(местное время 12:00, продолжительность траекторий 96 ч), а также розы ветров и распределение скорости ветра на основе метеополей реанализа ERA5 на уровне 900 мбар для 2017 (рис. 4а) и 2020 гг., (рис. 4б) в период 15 мая – 30 июня. В данном случае целесообразность использования метеополей реанализа ERA5 на уровне 900 мбар (что соответствует примерно 1000 м над уровнем моря) для построения роз ветров обусловлена тем, что район наблюдений характеризуется крайне сложным режимом ветровой нагрузки, и станционные данные о приземном ветре не полностью отображают региональную картину. Это в первую очередь связано с расположением станции на склоне у моря в горном районе со значительным перепадом высот. Заметим, что максимальная высота горы Святая, на северо-восточном склоне которой расположена СФЭМ, составляет 577 м, и это не единственная вершина в округе.

Пространственное распределение обратных траекторий в мае–июне 2017 г. и 2020 г. значительно разнится как в направлении переноса, так и в части высоты движения воздушных масс. В случае сезонного хода с двумя максимумами прослеживается ярко выраженный меридиональный северный перенос с большим вкладом приземной компоненты ветра (рис. 4а). В то же время для сезонного хода с одним максимумом характерен смешанный тип атмосферной циркуляции со значительным числом нисходящих траекторий, что указывает на возможность более интенсивного стратосферно-тропосферного обмена (рис. 4б).

Отстроенные по полям реанализа ERA5 розы ветров для уровня 900 мбар исключают влияние сложного ландшафта района измерений и подтверждают результаты траекторного анализа.

Ситуации, приводящие к формированию высокого уровня концентрации приземного озона в районе СФЭМ, требуют дополнительного изучения с целью определения механизмов загрязнения и выявления их источников. Так, анализ приземного ветра показал, что в месте измерений нечасто отмечаются штилевые дни (8.4%), как и ветер свыше 3 м/с, который наблюдается лишь в 8.6% случаев. Чаще всего в месте измерений фиксируется умеренный ветер скоростью 1–3 м/с (83%). Бризовая, а также горно-долинная внутрисуточная циркуляция отсутствуют из-за особенностей ландшафта.

Для всех годов и сезонов (рис. 5а) распределение приземного ветра на СФЭМ можно охарактеризовать как смешанное, но для эпизодов превышения норматива статистическое распределение указывает на то, что до 50% случаев связаны с эпизодами южного и юго-восточного ветра (в связи со сложной орографией оба случая относятся к ветру с моря) (рис. 5б, табл. 1).

Таблица 1. Статистическое распределение ветра по направлениям (дни, %; С – северный ветер, СВ – северо-восточный, В – восточный, ЮВ – юго-восточный, Ю – южный, ЮЗ – юго-западный, З – западный, СЗ – северо-западный)

Направление ветра	Число случаев 2016–2021	Число случаев 2016–2021, %	Число случаев (превышение норматива)	Число случаев (превышение норматива), %
С	4804	9.7	400	12.1
СВ	1308	2.7	112	3.4
В	1658	3.4	210	6.3
ЮВ	6906	14.2	860	**25.9**
Ю	9043	18.6	756	**22.8**
ЮЗ	7116	14.6	358	10.8
З	6945	14.3	292	8.8
СЗ	10942	22.5	330	9.9
Итого	**48722**		**3318**	

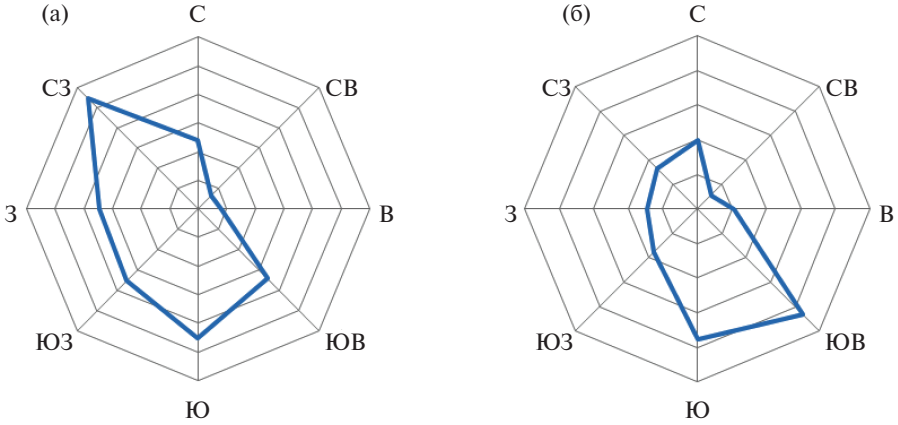


Рис. 5. Розы ветров, 2016–2021 гг.: а – все значения; б – для случаев с концентрацией O_3 выше 100 мкг/м^3.

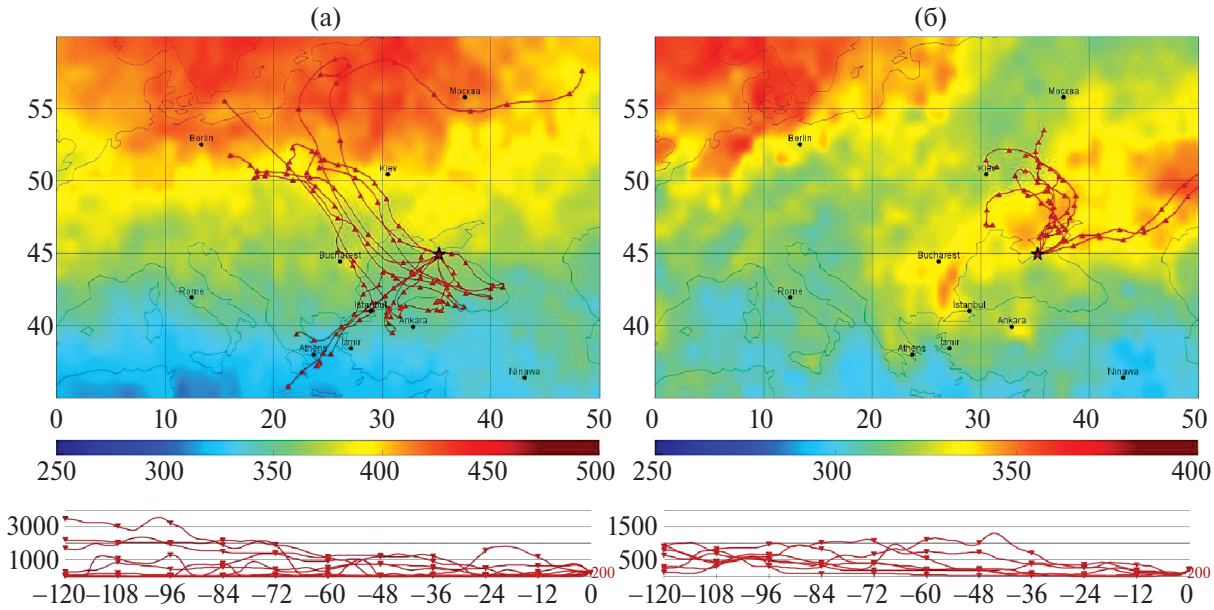


Рис. 6. Среднее распределение общего содержания озона (в единицах Добсона, по данным AIRS v6) и обратные траектории (120 часов) для высоты 200 м н.у.м. для случаев концентрации $O_3 \geqslant 100$ мкг/м3 в течение 8 ч подряд и более, 2016 г.: а – весна (апрель, 12 случаев), б – лето (6 случаев).

Траекторный анализ на основании модели NOAA HYSPLIT для случаев превышения норматива показал, что картина циркуляции воздушных масс в регионе также имеет свои сезонные и межгодовые особенности (рис. 6).

Если для фиксируемых на СФЭМ низких концентраций озона в период локального минимума характерен меридиональный северный перенос (дополнительно см. рис. 4а), то случаи высоких концентраций в весенний период связаны, как показано на рис. 6а, с юго-западным, западным и северо-западным переносом; при этом практически все траектории так или иначе проходят над акваторией Черного моря. На циркуляцию воздушных масс в этом случае оказывают влияние черноморские циклонические мезомасштабные вихри, которые возникают при обтекании Кавказских гор сильным северным ветром и представляют собой поток воздуха юго-восточного направления, имеющего циклоническую завихренность [Ефимов и др., 2009; Зацепин и др., 2010]. В этом случае источниками загрязнения, предшественниками озона могут служить такие страны, как Украина, Турция, Румыния и Болгария.

Длительная циркуляция (до нескольких дней) атмосферных масс над акваторией Черного моря также играет важную роль в процессах переноса загрязнений, так как сток озона на поверхность соленой воды крайне незначителен (0.04 см/с) [Белан, 2010]. Следует дополнительно отметить, что наличие или отсутствие большого числа приходящих с запада траекторий, во-первых, может являться причиной одного или двух максимумов концентрации приземного озона в сезонном ходе, а во-вторых, связано с уровнем загрязнения приземным озоном района СФЭМ, что косвенно подтверждается как рис. 4, так и представленным ниже рис. 6.

К лету, когда циркуляция над черноморским бассейном ослабевает, перенос воздушных масс осуществляется в основном над сушей со стороны Украины и юга России (рис. 6б).

Количественно метод обратных траекторий позволяет установить распределение, представленное в табл. 2.

Проведенный анализ 131 эпизода превышения норматива за 6 лет (обратные траектории отстроены на 96 ч) показывает, что весной 25% обратных траекторий приходятся на перенос воздушных масс над акваторией Черного моря и представляют собой миграцию с территорий близлежащих регионов и стран (Украины, Турции, Румынии, Болгарии) при наличии газов-предшественников с протеканием процессов генерации и разрушения цепочек фотохимических реакций. 20%

Таблица 2. Процентное соотношение случаев нисходящего и приземного переноса (над морем или сушей) по сезонам для эпизодов превышения норматива

Сезон, количество дней, траектории	Нисходящий перенос, %	Приземный перенос над морем, %	Приземный перенос над сушей, %
Весна (60 случаев)	55	25	20
Лето (64 случая)	53	5	42

приземного переноса осуществляется над сушей, остальные 55% связаны с нисходящим переносом.

Нисходящий перенос в данном случае определяется по схождению трех траекторий, отстроенных для высот 200, 500, 1000 м. За критерий принято преодоление траекториями более чем 800 м от начальной точки.

В летний период картина несколько иная: 42% траекторий, связанных с приземным переносом, проходят над территорией суши.

Единичные случаи превышения концентрации приземного озона норматива наблюдаются также в осенний период, но таковых за исследуемое время насчитывается 7, что не позволяет статистически охарактеризовать распределение как значимое.

Рассмотрим частный случай превышения норматива на СФЭМ, наблюдаемый на станции 8 мая 2016 г. (рис. 7д), и восстановим картину атмосферной циркуляции за 4 дня до фиксации такого превышения в месте наблюдений.

Так, в качестве визуального индикатора перемещения загрязненных воздушных масс выбраны посуточные распределения общего содержания CO (орбитальный прибор AIRS) как в основном антропогенного газа с высоким сроком жизни в атмосфере, который также задействован в цепочках фотохимических реакций и может иметь общие источники антропогенных выбросов с другими газами-предшественниками озона, такими, например, как NO_x.

Также нужно учитывать, что среди прочих фотохимических механизмов генерации O_3 между поведением озона и окиси углерода присутствует высокая корреляция [Котельников, 2015]. При отсутствии CO или углеводородов в нижней тропосфере устанавливается фотохимическое равновесие между оксидами азота и озоном, но в присутствии CO или других углеводородов это равновесие нарушается.

$$CO + OH = CO_2 + H,$$
$$H + O_2 = HO_2 + M,$$

где M – любая третья молекула, абсорбирующая энергию реакции.

$$HO_2 + NO = OH + NO_2,$$
$$NO_2 + h\nu = NO + O,\ \lambda \leqslant 420\ \text{нм},$$
$$O + O_2 + M = O_3 + M,$$
$$CO + 2O_2 = CO_2 + O_3.$$

В ходе этой череды реакций образуется свободный гидроксил OH, который в дальнейшем может окислять следующую молекулу CO.

Как уже говорилось ранее, примеси, являющиеся предшественниками образования озона, могут переноситься на значительные расстояния, а в загрязненной ими среде происходит генерация озона, что может приводить к фиксации повышенных концентраций в местах, условно не загрязненных. Измерения AIRS по CO (имеющие в качестве недостатка невысокую чувствительность к приземному слою атмосферы и в отдельные дни – неполное покрытие поверхности сигналом), тем не менее позволяют построить распределения, отражающие механизмы перемещения примесей (см. рис. 7).

На рис. 7д представлена картина пространственного распределения общего содержания окиси углерода (CO) по данным AIRS с наложенными на нее обратными траекториями (96 ч, 12:00) для случая превышения норматива, зафиксированного в месте измерений 08.05.2016 г.

И до, и после 08.05.2016 г. в месте измерений постоянно фиксировался повышенный уровень загрязнения озоном (см. табл. 3), что позволило определить начало данного эпизода днем, когда норматив не превышен, а также привести картину устойчивого атмосферного переноса для данного случая.

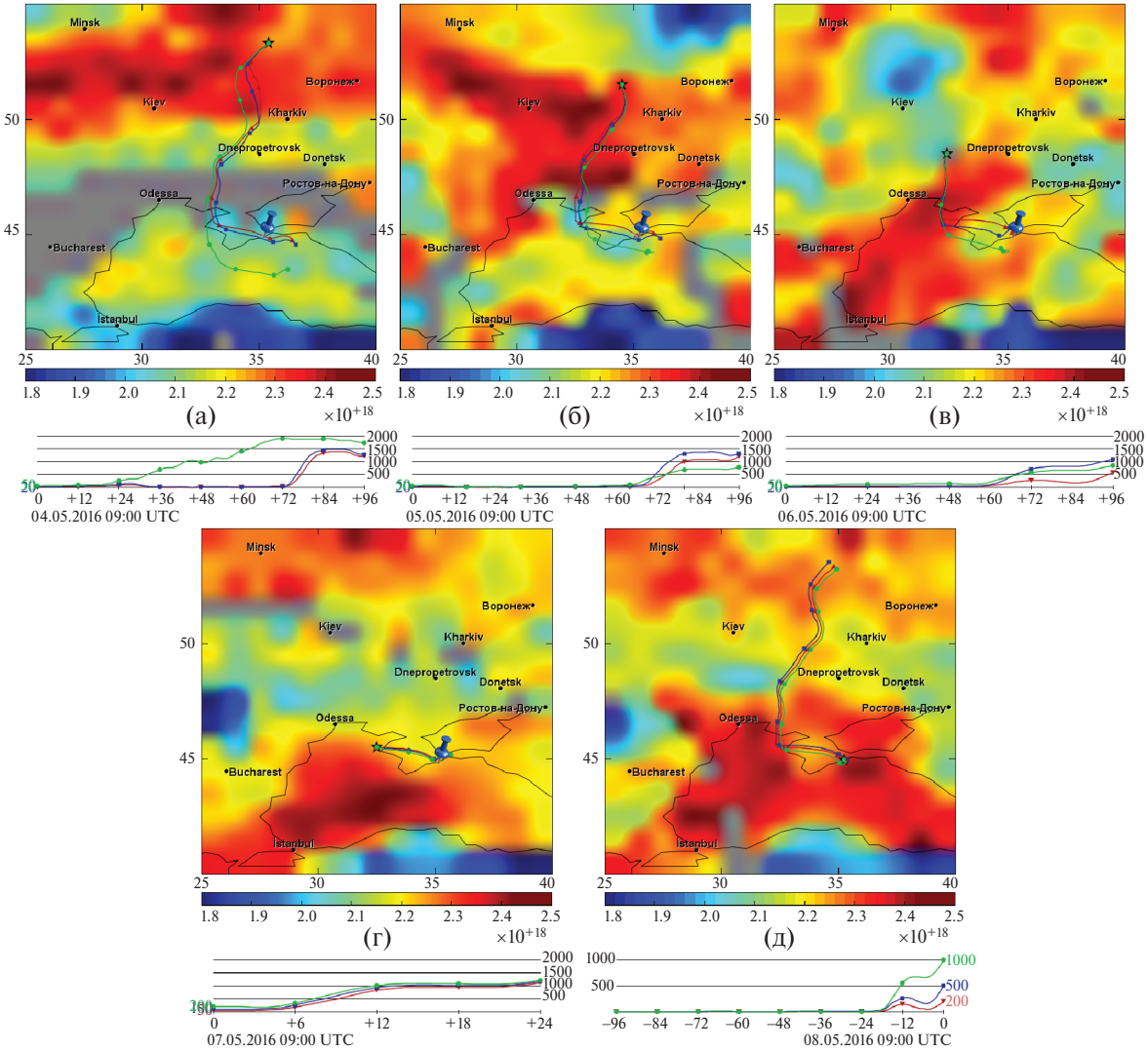


Рис. 7. Посуточные пространственные распределения общего содержания окиси углерода (CO) (молекула/см^2, AIRS v6) с наложенными на них прямыми траекториями движения воздушных масс – (а) 04.05.2016 г.; (б) 05.05.2016 г.; (в) 06.05.2016 г.; (г) 07.05.2016 г.; и наложенными обратными траекториями (96 ч) – (д) 08.05.2016 г. для случая превышения концентрации приземного озона норматива, зарегистрированного на СФЭМ 08.05.2016 г.

Таблица. 3. Пример среднесуточных значений концентрации приземного озона на СФЭМ для выбранного периода с 04.05.2016 по 12.05.2016, а также наличия или отсутствия превышения норматива (концентрация $O_3 \geqslant 100$ мкг/м^3 в течение 8 ч подряд и более)

Дата	Среднесуточная концентрация O_3, мкг/м^3	Превышение норматива
04.05.2016	81	нет
05.05.2016	97	да
06.05.2016	104	да
07.05.2016	103	да
08.05.2016	**110**	**да**
09.05.2016	120	да
10.05.2016	116	да
11.05.2016	111	да
12.05.2016	132	да

Как видно из рис. 7д, СФЭМ находится в поле повышенного содержания окиси углерода. Рисунки 7а, б, в, г с наложенными на них прямыми траекториями (неизменно ведущими к месту измерений) наглядно иллюстрируют региональный низкоуровневый перенос загрязненных CO воздушных масс.

Это в сочетании с вышесказанным означает, что значительное влияние на наблюдаемую на СФЭМ картину оказывают сложные процессы атмосферной циркуляции в регионе, что также подтверждается малым количеством штилевых дней.

ВЫВОДЫ

Концентрация приземного озона в районе Карадага имеет ярко выраженный сезонный ход. Минимум концентрации наблюдается в зимние месяцы, максимум (один или два) приходится на весенне-летний сезон. Установлено, что в отдельные годы сезонный ход может иметь выраженный локальный минимум в конце весны – начале лета.

Определено, что различия между двумя типами вариаций концентрации озона в весенне-летний период не обусловлены различиями температурно-влажностного режима и числом солнечных дней. Причиной наличия или отсутствия локального минимума являются особенности режима атмосферной циркуляции в разные годы.

Несмотря на отсутствие вблизи станции локальных источников загрязнений, общий уровень концентрации озона на СФЭМ довольно высок, особенно в эпизодах, сопровождающихся южным и юго-восточным приземным ветром (ветер с моря). Частота превышения ПДК (среднего значения за 8 ч) составляет около 5% за период 2016–2021 гг.

Траекторный анализ показал, что для случаев превышения норматива весной движение воздушных масс происходит над акваторией Черного моря, преобладает атмосферный перенос с северного–северо-западного направлений со стороны центральной Украины, Турции, Румынии и Болгарии; в летние месяцы преобладает перенос над сушей с восточного направления (Украина, юг России).

Тренды концентрации озона как в целом за период 2012–2021 гг., так и в рамках сезонных оценок, имеют близкие к нулю значения и статистически незначимы.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена в рамках договора о сотрудничестве № 12 от 16.02.2016.

Измерения приземной концентрации озона и их обработка проведены научным сотрудником В.А. Лапченко в рамках темы Гос. задания № 1022061600227-9-1.6.20, работа выполнена на УНУ ГПЗ “Карадагский”.

Статистический траекторный анализ и интерпретация результатов измерений выполнены в рамках Проекта Российского Научного фонда, проект 20-17-00200.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Андреев В.В., Аршинов М.Ю., Белан Б.Д., Давыдов Д.К., Еланский Н.Ф., Жамсуева Г.С., Заяханов А.С., Ивлев Г.А., Козлов А.В., Котельников С.Н., Кузнецова И.Н., Лапченко В.А., Лезина Е.А., Постыляков О.В., Савкин Д.Е., Сеник И.А., Степанов Е.В., Толмачев Г.Н., Фофонов А.В., Челибанов И.В., Челибанов В.П., Широтов В.В. Приземная концентрация озона на территории России в первом полугодии 2020 г. // Оптика атмосферы и океана. 2020. № 9. С. 710–721.

Белан Б. Д. Озон в тропосфере. Томск: Изд-во Ин-та оптики атмосферы СО РАН. 2010. 487 с.

Белан Б.Д. Проблема тропосферного озона и некоторые результаты его измерений // Оптика атмосферы и океана. 1996. № 9. С. 1184–1207.

Данные спутника AIRS, электронный ресурс. URL:https://cmr.earthdata.nasa.gov/search/concepts/C1238517230-GES_DISC.html

Ефимов В.В., Шокуров М.В., Яровая Д.А., Hein D. Статистика мезомасштабных циклонических вихрей над Черным морем // Морской гидрофизический журнал. 2009. С. 19–33.

Еланский Н.Ф. Локощенко М.А., Трифанова А.В., Беликов И.Б., Скороход А.И. О содержании малых газовых примесей в приземном слое атмосферы над Москвой // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2015. Т. 51. № 1. С. 39–51.

Зацепин А.Г., Кременецкий В.В., Станичный С.В., Бурдюгов В.М. Бассейновая циркуляция и мезомасштабная динамика Черного моря под ветровым воздействием // Современные проблемы динамики океана и атмосферы. Гидрометцентр России. Сб. статей, Москва, 2010. С. 347–368.

Звягинцев А.М. Основные периодичности временного хода приземного озона в Европе // Метеорол. и гидрол. 2004. №10. С. 46–55.

Звягинцев А.М., Беликов И.Б., Еланский Н.Ф., Кузнецова И.Н., Романюк Я.О., Сосонкин М.Г., Тарасова О.А. Изменчивость концентрации приземного озона в Москве и Киеве // Метеорол. и гидрол. 2010. № 12. С. 26–35.

Звягинцев А.М., Какаджанова Г., Крученицкий Г.М., Тарасова О.А. Периодическая изменчивость приземной концентрации озона в Западной и центральной Европе по данным наблюдений. // Метеорол. и гидрол. 2008. № 3. С. 38–47.

Котельников С.Н. Основные механизмы взаимодействия озона с живыми системами и особенности проблемы приземного озона для России// Труды ИОФАН. 2015. Т. 71. С. 10–41.

Лапченко В.А., Звягинцев А.М. Малые газовые составляющие атмосферы в Карадагском природном заповеднике в Крыму // Оптика атмосферы и океана. 2015. Т. 28. № 2. С. 178–181.

Ларин И.К. История озона. Москва: Российская академия наук, 2022. 477 с.

Локощенко М.А., Еланский Н.Ф., Трифанова А.В. Влияние метеорологических условий на загрязнение воздуха в Москве. // Вестник РАЕН. 2014. Т. 14. № 1. С. 64–67.

Метеополя реанализа ERA5 REANALYSIS, электронный ресурс. URL: https://climate.copernicus.eu/climate-reanalysis

Модель NOAA HYSPLIT, электронный ресурс. https://www.ready.noaa.gov/HYSPLIT.php

Предельно допустимые концентрации (ПДК) загрязняющих веществ в атмосферном воздухе населенных мест. Гигиенические нормативы 2.1.6.1338-03. Министерство здравоохранения Российской Федерации. ПОСТАНОВЛЕНИЕ от 30 мая 2003 года N 114, электронный ресурс. https://docs.cntd.ru/document/901865554

Разумовский С.В., Зайков Г.Е. Озон и его реакции с органическими соединениями (кинетика и механика). Москва: Наука. 1974. 322 с.

Ракитин В.С., Кириллова Н.С., Федорова Е.И., Сафронов А.Н., Джола А.В., Гречко Е.И. Валидация орбитальных наблюдений TROPOMI общего содержания оксида углерода по данным наземным измерений на станциях ИФА РАН в Москве и Звенигороде // Оптика атмосферы и океана. 2023. Т. 36. № 4. С. 289–298.

Холопцев А.В., Лапченко В.А. Происхождение ночных максимумов фоновых концентраций приземного озона в Юго-Восточном Крыму // Scientific Journal “ScienceRise”. 2015. № 9/1 (14). С.6–12.

Шалыгина И.Ю., Кузнецова И.Н., Лапченко В.А. Режим приземного озона на станции Карадаг в Крыму по наблюдениям 2009–2018 гг. // Гидрометеорологические исследования и прогнозы. 2019. № 2 (372). С. 102–113.

Шалыгина И.Ю., Кузнецова И.Н., Звягинцев А.М., Лапченко В.А. Приземный озон на побережьях Балканского полуострова и Крыма. // Оптика атмосферы и океана. 2017. Т. 30. № 6. С. 515–523.

AIRS/AMSU/HSB Version 6 Data Release User Guide. Ed. by E.T. Olsen. https://docserver.gesdisc.eosdis.nasa.gov/repository/Mission/AIRS/3.3_ScienceDataProductDocumentation/3.3.4_ProductGenerationAlgorithms/V6_Data_Release_User_Guide.pdf

Aumann H.H., Chahine M.T., Gautier C., Goldberg M., Kalnay E., McMillin L., Revercomb H., Rosenkranz P.W., Smith W.L., Staelin D., Strow L., Susskind J. AIRS/AMSU/HSB on the Aqua mission: Design, science objectives, data products and processing systems // IEEE Trans. Geosci. Remote Sens. 2003. V. 41. № 2. P. 253–264.

Barantiev D., Veltchev K., Batchvarova E., Georgieva E., Novitzky M. Turbulence, ozone and wind profile at a background site on the Bulgarian black sea coast. WMO/GAW Symposium, 18–20 March 2013, Geneva, Switzerland.

Feister U., Balzer K. Surface ozone and meteorological predictors on a subregional scale // Atmos. Environ. A. 1991. V. 25. № 9. P. 1781–1790.

Gurjar B.R., Butler T.M., Lawrence M.G. Lelieveld J. Evaluation of emissions and air quality in megacities // Atmos. Environ. 2008. V. 42. P. 1593–1606.

Hersbach H., Bell B., Berrisford P., Hirahara S., Horányi A., Muñoz-Sabater J., Nicolas J., Carole Peubey C. et al. The ERA5 global reanalysis // Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society. 2020. V. 146. P. 1999–2049.

IPCC, 2007. Climate Change 2007. Synthesis Report. Contribution of Working Groups I, II & III to the Fourth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change. Geneva, 2007.

McMillan W.W., Evans K.D., Barnet C.D., Maddy E.S., Sachse G.W., Diskin G.S. AIRS V5 CO retrieval with DACOM in situ measurements // IEEE Trans. Geosci. Remote Sens. 2011. V. 49. P. 1–12.

Monks P.S. Gas-Phase Radical Chemistry in the Troposphere // Chem.Soc. Rev. 2005. V. 34. P. 376–395.

Novelli P.C., Masarie K.A., Lang P.M. Distributions and Recent Changes in Carbon Monoxide in the Lower Troposphere // J. Geophys. Res. 1998. V. 103 (19). P. 15–33.

Rakitin V., Kazakov A., Elansky N. Multifunctional software of the OIAP RAS for processing and analysis of orbital data on the atmospheric composition: tasks, possibilities, application results, and ways of development // Proc. SPIE 12780, 29th International Symposium on Atmospheric and Ocean Optics: Atmospheric Physics,

127805T. 17 October 2023.

Rasmussen D.J., Fiore A.M., Naik V., Horowitz L.W., McGinnis S.J., Schultz M.G. Surface ozone-temperature relationships in the eastern US: A monthly climatology for evaluating chemistry-climate models // Atmos. Environ. 2012. V. 47. P. 142–153.

Stein A.F., Draxler R.R., Rolph G.D., Stunder B.J.B., Cohen M.D., Ngan F. NOAA's HYSPLIT atmospheric transport and dispersion modeling system // Bull. Amer. Meteorol. Soc. 2015. V. 96. P. 2059–2077.

Stevenson D.S., Dentener F.J., Schultz M.G., Ellingsen K., van Noije T.P.C., Wild O., Zeng G., Amann M., Atherton C.S., Bell N., Bergmann D.J., Bey I., Butler T., Cofala J., Collins W.J., Derwent R.G., Doherty R.M., Drevet J., Eskes H.J., Fiore A.M., Gauss M., Hauglustaine D.A., Horowitz L.W., Isaksen I.S.A., Krol M.C., Lamarque J.-F., Lawrence M.G., Montanaro V., Müller J.-F., Pitari G., Prather M.J., Pyle J.A., Rast S., Rodriguez J.M., Sanderson M.G., Savage N.H., Shindell D.T., Strahan S.E., Sudo K., Szopa S. Multimodel ensemble simulations of present-day and near-future tropospheric ozone // Journal of geophysical research. 2006. V. 111. 1–23.

Near-Surface Ozone Concentration Variability Analysis in the Karadag Nature Reserve

E. I. Fedorova[1], V. A. Lapchenko[2], N. F. Elansky[1], V. S. Rakitin[1], A. I. Skorohod[1], A. V. Vasilyeva[1]

[1]Obukhov Institute of Atmospheric Physics, Russian Academy of Sciences, Pyzhevsky per., 3, Moscow, 119017 Russia
[2]Vyazemsky Karadag Scientific Station – Nature Reserve of RAS – Branch of A.O. Kovalevsky Institute of Biology of the Southern Seas of RAS, Nauki Street, 24, Kurortnoye, Feodosiya, Republic of Crimea, 299011 Russia
**e-mail: fedorova@ifaran.ru*

The article presents the results of a study of a near-surface ozone concentration variability in the Crimea at the background environmental monitoring station in the Karadag Nature Reserve for 2012–2021 years with a more detailed analysis of the last six years from 2016 to 2021. A significantly high level air pollution of a near-surface ozone was revealed in the observation region, despite the absence of nearby sources of industrial emissions.

The relationship of near-surface ozone concentration and meteorological parameters was investigated. Wind directions leading to increased levels of near-surface ozone pollution are established. Intra-annual variations of near-surface ozone concentration are analyzed, the factors causing the local summer minimum of surface ozone concentration in some years are established.

By using the NOAA HYSPLIT model and ERA5 reanalysis, a spatial analysis of the atmospheric circulation pattern in the region was carried out. The recurrence of episodes of exceeding the ozone concentration 100 micrograms/m^3 during 8 or more hours (WHO recommendation) was estimated. Possible causes of these episodes were determined. The mechanisms of long-range transport and its contribution to the near-surface ozone regime in the area of the station have been established. Annual trends of near-surface ozone concentration in the period 2012–2021 years are estimated as statistically insignificant.

Keywords: monitoring of atmospheric composition, tropospheric ozone, ozone precursors, maximum permissible concentrations of ozone, long-range transport of impurities, trajectory analysis, remote sensing of the atmosphere

ИЗВЕСТИЯ РАН. ФИЗИКА АТМОСФЕРЫ И ОКЕАНА, 2024, том 60, № 2, с. 220–227

УДК 551.510.533:551.576:528.71

АНАЛИЗ ПОЛЕЙ СЕРЕБРИСТЫХ ОБЛАКОВ ПО ДАННЫМ СЕТЕВОЙ НАЗЕМНОЙ И САМОЛЕТНОЙ ФОТОСЪЕМОК

© 2024 г. Н. Н. Перцев[a, *], П. А. Далин[b, c], В. И. Перминов[a], Н. К. Гусев[d], Е. Ю. Цимеринов[e], А. А. Солодовник[f], А. М. Задорожный[g], Д. В. Коротышкин[h], Г. С. Бордонский[i]

[a]*Институт физики атмосферы им. А.М. Обухова РАН, Пыжевский пер., 3, Москва, 119017 Россия*
[b]*Шведский институт космической физики, Box 812, Кируна, SE-981 28, Швеция*
[c]*Институт космических исследований РАН, Профсоюзная ул., 84/32, Москва, 117997 Россия*
[d]*Заволжский городской художественно-краеведческий музей, ул. Фрунзе, 2, Заволжск, 155412 Россия*
[e]*Центр наблюдения и изучения серебристых облаков, Чонгарский бульв., 21, Москва, 117452 Россия*
[f]*Северо-Казахстанский государственный университет им. М. Козыбаева, ул. Жумабаева, 114, Петропавловск, 150000 Казахстан*
[g]*Новосибирский Государственный Университет, ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090 Россия*
[h]*Казанский (Приволжский) Федеральный Университет, ул. Кремлевская, 18, Казань, 420008 Россия*
[i]*Институт природных ресурсов, экологии и криологии СО РАН, ул. Недорезова, 16а, Чита, 672014 Россия*

**e-mail: n.pertsev@bk.ru*

Поступила в редакцию 07.11.2023 г.
После доработки 10.01.2024 г.
Принята к публикации 28.02.2024 г.

В статье анализируются поля серебристых облаков над территорией РФ, зафиксированные наземной сетью фотокамер с использованием также самолетной фотосъемки, в течение двух ночей в июне 2021 г. Продемонстрировано, что самолетная съемка может существенно улучшать покрытие территории вероятного появления серебристых облаков. Обнаруженные поля серебристых облаков сопоставляются с модельными областями конденсации водяного пара, полученными с помощью спутниковых измерений температуры и отношения смеси водяного пара. Предлагаются практические шаги по развитию самолетных наблюдений серебристых облаков.

Ключевые слова: серебристые облака, мониторинг, самолетная фотосъемка, сеть наземных фотокамер

DOI: 10.31857/S0002351524020089 **EDN**: kpziig

ВВЕДЕНИЕ

Мониторинг изменчивых мезосферных (серебристых) облаков (**С.О.**) верхней мезосферы проводится с помощью сети наземных фотокамер, расположенных на широтах 55°–57° Северного полушария [Dalin и др., 2008; Dubietis и др., 2011], а также искусственных спутников с околополярными орбитами. И наземные, и спутниковые способы мониторинга, осуществляемого в летнее время, когда они появляются в высоких и средних широтах, имеют достоинства и недостатки [Dalin и др., 2020], но даже их объединение не дает достаточно полной картины изменчивости полей С.О. в пространстве и времени. Вместе с тем, в настоящее время имеется мало использованный потенциальный источник информации о С.О., базирующийся на ночных полетах самолетов на дальние расстояния.

Летом 2019 г. впервые было проведено комплексное наблюдение и изучение С.О. с бортов регулярных авиарейсов японской авиакомпании All Nippon Airways [Suzuki и др., 2022]. На борту самолетов были установлены малогабаритные легкие камеры GoPro HERO 7 для визуальной регистрации С.О. через иллюминаторы. Всего было выполнено 13 авиарейсов между Японией и Северной Америкой, и между Японией и Западной Европой. В результате анализа данных было установлено, что из этих 13 полетов серебристые облака были зафиксированы в 8-ми случаях на средних и субполярных широтах. По результатам данных тестовых наблюдений было показано, что

авиалайнер является мощным инструментом для непрерывного контроля частоты появления С.О. на средних широтах, что обычно затруднительно делать со спутников, находящихся на полярных орбитах, из-за их редкой выборки наблюдений С.О. на средних широтах.

Российская Федерация с ее подходящей зоной широт и уникальной зональной протяженностью обладает весьма благоприятным потенциалом для таких самолетных наблюдений. В настоящей работе рассматриваются результаты пробных наблюдений во время двух ночей с использованием не только сетевых наземных наблюдений, но и фотосъемки, проведенной с самолета во время двух пассажирских авиарейсов Москва–Иркутск и Иркутск–Москва в июне 2021 г. Обсуждается перспективность более широкого использования самолетной фотосъемки для изучения С.О.

ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ ДАННЫЕ

В настоящей работе использовались данные наземной сети автоматической фотосъемки серебристых облаков [Dalin и др., 2008; Dubietis и др., 2011], которая в период 13–22 июня 2021 г. включала в себя следующие пункты (здесь перечислены только пункты в Российской Федерации и Северной части Казахстана, с запада на восток): Обнинск (55° с.ш., 37° в.д.), Красногорск (56° с.ш., 37° в.д.), Заволжск (57° с.ш., 42° в.д.), Казань (56° с.ш., 49° в.д.), Петропавловск (55° с.ш., 69° в.д.), Новосибирск (55° с.ш., 83° в.д.). На возможность обнаружения С.О. по данным наземных фотокамер влияли локальные погодные условия, различные в разных пунктах. Использовались также фотоснимки и записи отдельных наземных наблюдателей, в том числе и собранные на сайте meteoweb (http://meteoweb.ru/astro/nlc/map.php?date=2021-6-13, http://meteoweb.ru/astro/nlc/map.php?date=2021-6-21), самолетные наблюдения и съемка с пассажирского самолета (**ПС**) во время ночных авиарейсов Москва–Иркутск 13/14 июня и Иркутск–Москва 21/22 июня. Примеры наземных и самолетных фотоизображений С.О. даны на рис. 1. Поскольку бóльшая часть обоих полетов проходила выше тропосферных облаков, результаты самолетных наблюдений менее зависели от погодных условий, однако движение ПС относительно солнечного терминатора налагало другие ограничения. При полете на восток ПС довольно быстро пролетел весь ночной сектор пути (ночной участок выше тропосферных облаков продолжался 1 ч 23 мин), перекрывая при этом сравнительно небольшой участок (19°) долгот, где было возможно наблюдение С.О. по световым условиям. Быстрому окончанию сумерек способствовало постепенное смещение ПС к северу до 59.6° с.ш. При полете на запад ПС перемещался приблизительно со скоростью солнечного терминатора, так что производился разрез большого интервала долгот (63°) фактически при фиксированном местном солнечном времени (LST) 21 ч 50 мин ÷ 22 ч 15 мин. Соответствующая длительность по UT (выше тропосферных облаков) составила 4 ч 42 мин. При этом эволюция облачных полей относительно местного времени оставалась не наблюдаемой с ПС, но было возможно проследить эту эволюцию относительно всемирного времени. Отслеживание пространственно-временных координат ПС осуществлялось при помощи международного авиационного архива Flight Aware https://ru.flightaware.com/live/flight/AFL1442/history/20210613/1825Z/UUEE/UIII/tracklog, https://ru.flightaware.com/live/flight/AFL1565/history/20210621/1435Z/UIII/UUEE/tracklog.

Иногда, в некоторой области долгот и местного солнечного времени, на интересующих нас широтах 55–64° с.ш., С.О. регистрировались фотокамерами прибора CIPS ультрафиолетового диапазона, установленными на американском спутнике AIM (https://lasp.colorado.edu/aim/). К сожалению, в рассматриваемые две ночи работа этого аппарата была сконцентрирована на других долготах. Однако в ночь 21/22 июня все же было одно пересечение спутниковых и наземных наблюдений по времени и долготе (UT 19:55, 50°–70° в.д.), но соответствующая камера CIPS снимала в этот момент лишь севернее 67° с.ш. (и зафиксировала С.О. на 67°–68° с.ш.), тогда как наземные и самолетные наблюдения позволяли видеть С.О. до ~64° с.ш.

Для сопоставления наблюдаемых полей С.О. с полями насыщенного водяного пара в работе используются карты полей температуры и концентрации водяного пара примерно на высоте образования С.О. (~85 км) в ночное время

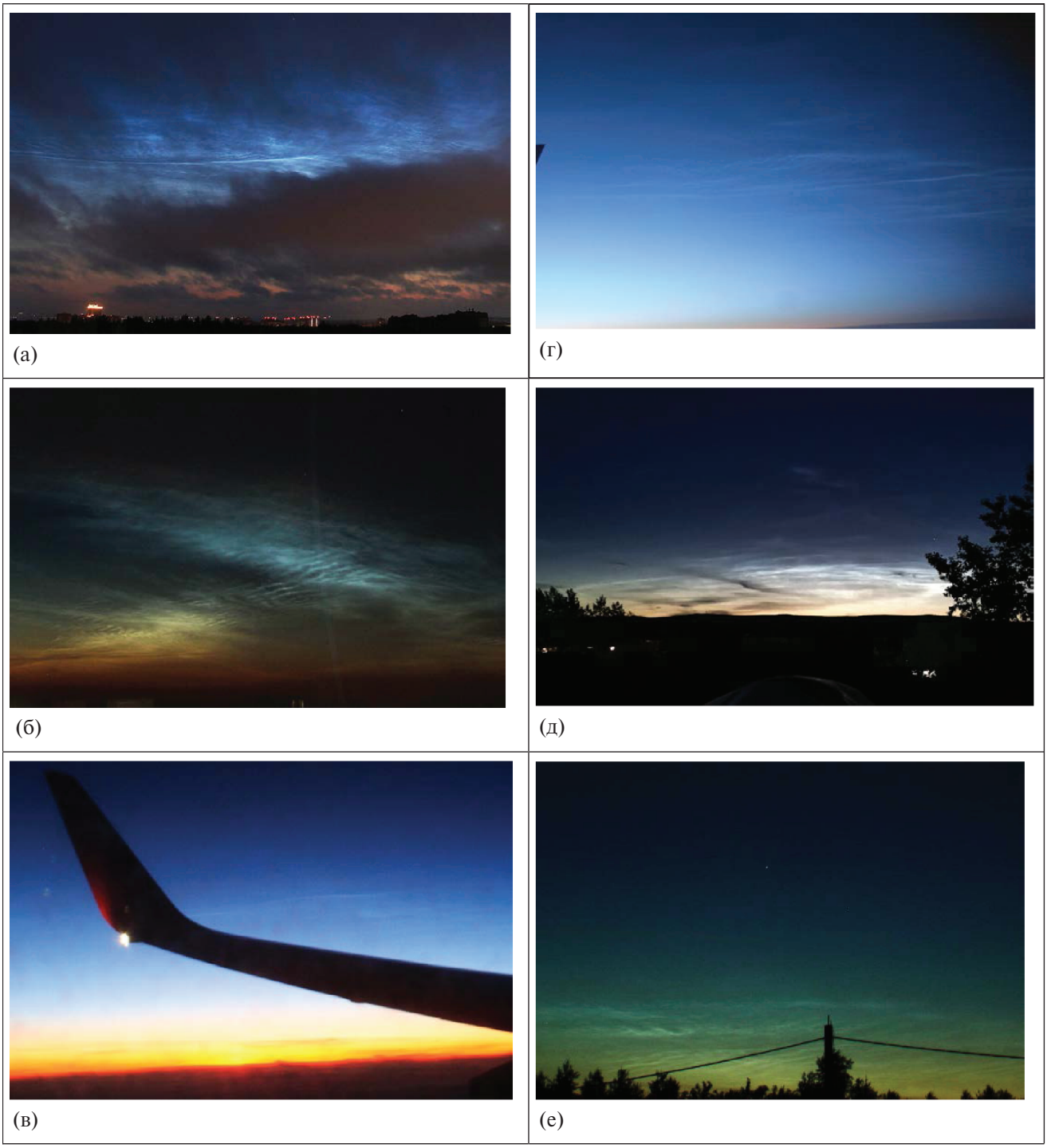


Рис. 1. Наземные и самолетные фотоснимки С.О. 13/14 (а–в) и 21/22 июня (г–е) 2021 г.: Новосибирск, 55° с.ш. 83° в.д., UT 19:56 (а); Петропавловск, 55° с.ш. 69° в.д., UT 20:07 (б); ПС, 59.5° с.ш. 54° в.д., UT 21:05 (в); ПС, 55° с.ш. 94.5° в.д., UT 15:42 (г); Преображенка 52° с.ш. 113° в.д., UT 17:59 (д); Заволжск, 57° с.ш. 42° в.д., UT 21:29 (е). Наземные снимки (а, б, д, е) ориентированы приблизительно на север, самолетные (в, г) – на северо-северо-восток. Снимок (в) показывает одновременно С.О. и край восходящего Солнца, что едва ли осуществимо при наземных наблюдениях.

Таблица 1. Сведения о С.О. и условиях их наблюдений 13/14 июня 2021 г.

Место наблюдения	Подмосковье	Заволжск	Казань	Самолет высота 10.67 км	Ирбит	Петропавловск	Новосибирск
Φ_o°, с.ш.	55–56	57	56	59.1–59.6	58	55	55
Λ_o°, в.д.	37	42	49	48.5–57.5	63	69	83
UTр	20:40–23:30	20:00–23:00	–	19:55–21:19	18:45–21:20	18:00–21:10	17:00–20:47[1]
UT начала набл С.О.	20:55		–	20:42	18:45	18:03	17:00
UT конца набл С.О.	22:20		–	21:19	21:20	21:08	20:47
LST начала набл С.О.	23:23		–	23:56	22:57	22:39	24:32
LST конца набл С.О.	24:48		–	25:09	24:32	25:44	26:19
Формы С.О.	1, 2а		–	1, 2а, 2б	?	1, 2а, 2б, 3а	1,2а,2б
Направл-е движ-я полей	На ЮЗ		–	?	?	На З	На З
Диапазон зенитных расст-й (°)	78÷83		–	84.5÷86	⩾78	74÷86	66÷78
Диапазон азимутов (°)	–30÷10		–	–10÷10[2]	~ 0	–90÷30	–45÷45
Φ°, с.ш.	59÷61		–	63÷64	⩾ 61	55÷61	57÷58
Λ°, в.д.	35–37		–	56.3	63	65÷72	81÷85

Примечания. [1] В Новосибирске С.О. видны в просветах тропосферной облачности.
[2] Азимут поля С.О. постепенно смещался относительно ПС с северо-востока на северо-запад. Диапазон азимутов указан для UT 21:14, $\Lambda_o = 56.3^\circ$ E.

(02:30–03:00 LST), полученные прибором MLS спутника Aura (https://acdisc.gesdisc.eosdis.nasa.gov/data/Aura_MLS_Level2/).

СВОДКА РЕЗУЛЬТАТОВ НАЗЕМНЫХ И САМОЛЕТНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

Результаты наземных и самолетных наблюдений в ночи 13/14 и 21/22 июня 2021 г. сведены в табл. 1 и 2 соответственно. Указанные в них всемирное (UT) и местное солнечное (LST) время относятся к вечерней дате, а время, превышающее 24 ч, означает переход на следующую дату. В строке UTр указан диапазон UT, внутри которого С.О. могли быть видимы по погодным и световым условиям, либо прочерк при полном отсутствии условий. В последнем случае прочерк ставился и во всех ниже следующих ячейках этого столбца. Незаполненные ячейки таблицы означают отсутствие видимости С.О. при наличии благоприятных условий для их наблюдения. Широта и долгота мест наблюдения обозначены через Φ_o и Λ_o, а рассчитанных наблюдаемых полей С.О., – через Φ и Λ соответственно. Для самолетных наблюдений диапазон Φ_o и Λ_o указывались лишь для того участка траектории, где тропосферные облака и дневной свет не мешали видимости С.О. Формы С.О. приведены согласно морфологической классификации [Гришин, 1954; Бронштэн, Гришин, 1970]. Зенитные расстояния С.О. и их азимуты (отсчитываемые от направления на север по ч.с.) оценивались по фотоснимкам с использованием положения звезды Капеллы и ее смещения между двумя кадрами.

СОПОСТАВЛЕНИЕ НАБЛЮДАЕМЫХ И РАССЧИТАННЫХ ПОЛЕЙ С.О.

После оценки зенитных расстояний и азимутов С.О. они пересчитывались с помощью стандартных формул в широты и долготы полей С.О. (последние две строки табл. 1 и 2), в предположении, что их высота над уровнем моря составляет 82 км (что близко к средней высоте С.О. по многолетним данным) при использовании геодезического радиуса кривизны земной поверхности 6382 км в нужном диапазоне широт [Бронштэн, 1984].

Таблица 2. Сведения о С.О. и условиях их наблюдений 21/22 июня 2021 г.

Место наблюдения	Подмосковье	Заволжск	Нижн. Новгород	Казань	Петропавловск	Новосибирск	Самолет Выс. 9.7÷11.0 км (часть без С.О.)	Самолет Выс. 10.2÷11.0 км (часть с С.О.)	Преображенка
Φ_o°, с.ш.	55–56	57	56	56	55	55	55.9÷58.7	53.7÷56.0	52
Λ_o°, в.д.	37	42	44	49	69	83	92.5÷40.0	103.1÷92.5	113
UTр	19:00–23:59	19:46–23:45	20:30–21:03	18:10–23:30	18:05–21:20	–	15:53–19:40)[1]	14:58–15:53[1]	17:59 (один снимок)
UT начала набл-я С.О.		20:00	20:30		20:48	–		14:58	17:59
UT конца набл-я С.О.		22:38	21:03		21:15	–		15:53	17:59
LST начала набл-я С.О.		22:48	23:26		25:24	–		21:50	25:30
LST конца набл-я С.О.		25:26	23:59		25:51	–		22:03	25:30
Формы С.О.		1, 2а, 3а	?		1, 2а	–		1, 2 аб, 3 ав, 4 б	1, 2а
Напр-е движ-я полей		На З	?		На ЮВ	–		?	?
Диап-н зенит-х расст-й (°)		57.5 ÷ 88	80÷?		60÷83	–		70÷83	80÷85
Диап-н азимутов (°)		–20÷45	0		–50÷75	–		0÷60[2]	–10÷20
Φ°, с.ш.		58÷64	60÷?		6÷59.5	–		57÷59	55.5÷57.5
Λ°, в.д.		40÷46	44		67÷72	–		97÷101	112÷115

Примечания. [1] При этом LST самолета почти постоянно (в пределах 21:50÷22:15).
[2] Азимут поля С.О. постепенно смещался относительно ПС с северо-запада на северо-восток. Диапазон азимутов указан для UT 15:30, $\Lambda_o = 97^\circ$ E.

Поскольку поля С.О. могут служить индикаторами температурно-влажностного режима верхней мезосферы, для развития этой методики полезно сравнивать положение наблюдаемых полей с рассчитанными на основе спутниковых измерений температуры и концентрации водяного пара в мезосфере [Dalin и др., 2011]. Такое моделирование проведено по данным измерений прибора MLS спутника Aura. На рис. 1а (для 13/14 июня) и б (для 20/21 июня) показаны наблюдавшиеся поля с координатами, полученными из табл. 1 и 2, на фоне рассчитанных полей разностей температуры и точки замерзания водяного пара на высоте 85 км. Более точно брался барический уровень 0.0046 гПа, примерно соответствующий высоте 85 км, – наиболее подходящий для сопоставления с наблюдаемыми полями С.О. из возможных дискретных барических уровней выдачи температуры и влажности по данным MLS, поскольку наиболее яркие С.О. должны наблюдаться несколько ниже уровня их образования (частицы опускаются во время их роста). В тех местах, где разность температуры и точки замерзания водяного пара отрицательна (голубой и синий цвета), можно ожидать образование и существование С.О.

Точка замерзания водяного пара вычислялась с помощью уравнения 9.6 из работы (Gadsden, Schröder, 1989). Сопоставление наблюдавшихся полей С.О. (красные прямоугольники) с полями насыщенного водяного пара (голубой и синий цвет карты) на рис. 2 и 3 показывает в целом удовлетворительное согласие. Однако есть и различия. Поля разностей температур для ночи 13/14 июня не предсказывают наблюдавшиеся С.О. в Новосибирске и отсутствие С.О. в Заволжске. Как ни странно, на тех же долготах проти-

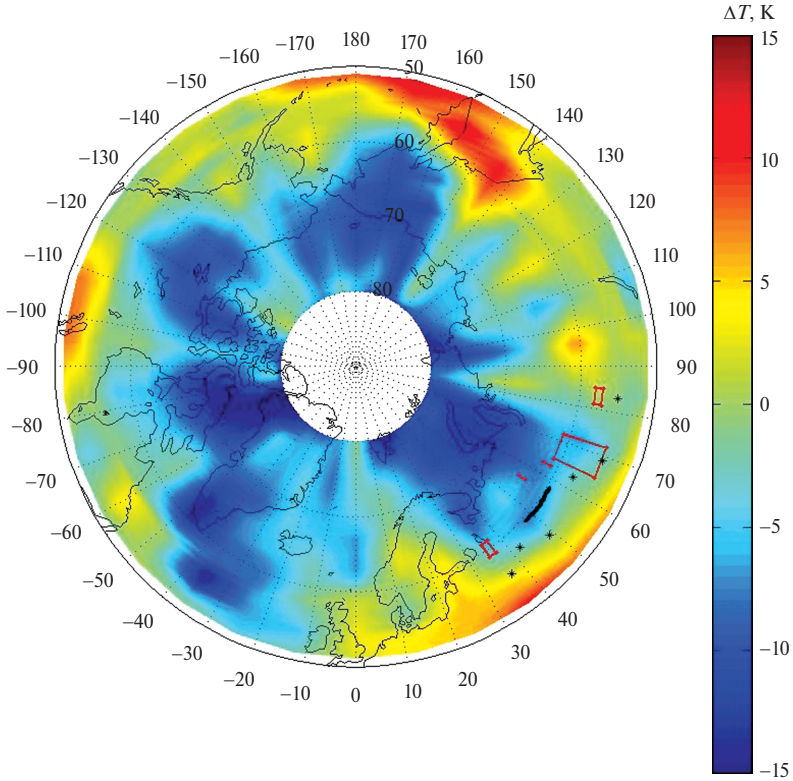


Рис. 2. Зафиксированные наземной и самолетной фотосъемкой 13 июня 2021 г. (UT 17:00÷23:30) поля С.О. (красные прямоугольники) на фоне карты разностей температуры и точки замерзания на барическом уровне 0.0046 гПа (~85 км), построенной по данным прибора MLS спутника Aura. Наземные пункты, где наблюдались С.О. либо отмечено их отсутствие при благоприятных погодных условиях, показаны черными звездочками. Часть траектории ПС, проходившая в сумеречных или ночных условиях выше тропосферной облачности, показана жирной черной линией.

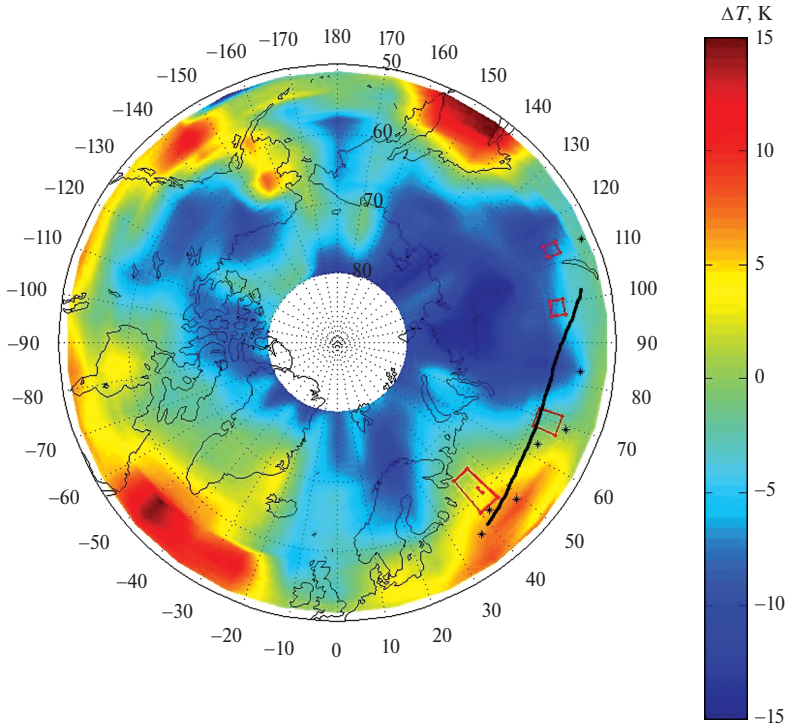


Рис. 3. То же, что на рис. 2, но для 21 июня 2021 г. (UT 14:58÷23:45).

воположное несоответствие произошло и в ночь 21/22 июня. На этот раз в Заволжске С.О. наблюдались при модельной температуре, большей точки замерзания (стали видимыми примерно через полчаса после пролета самолета), и не наблюдались с самолета в окрестности Новосибирска при температурах, меньших точки замерзания.

Одной из причин этих различий является несовпадение спутниковых и наземно-самолетных данных по долготе. Измерения MLS/ Aura температуры и влажности в обе ночи проходили восточнее Новосибирска примерно на 6° долготы и во вторую ночь восточнее Заволжска на 11°. Обсуждаемое несоответствие могло быть вызвано и разницей во времени между измерениями MLS/ спутника Aura (производившихся в интервале LST 02:30–02:45) и наземными и самолетными наблюдениями, а также большой неопределенностью (10–12 км) в высоте измерений температуры и влажности на высотах мезопаузы 80–90 км.

ДИСКУССИЯ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты проведенного исследования показывают, что ночная самолетная съемка может давать ценную добавочную информацию о полях С.О. к данным наземной сети и спутниковой съемки. При этом полезно использование самолетных трасс как с запада на восток, так и с востока на запад. Доля времени реальной видимости С.О. с самолета по отношению к потенциально возможной по световым условиям может быть 100% (как 13/14 июня), так и меньше 50% (как 21/22 июня).

Естественно предположить, что при более широком использовании ночных пассажирских авиарейсов над территорией РФ возможно систематическое во время летнего сезона отслеживание полей С.О. почти на всем долготном протяжении РФ. В качестве первого шага, по-видимому, следует оборудовать один из рейсовых самолетов, используемых на дальних трассах, двумя автоматическими малогабаритными фотокамерами, закрепленными на иллюминаторах (одна – по левому борту для полетов на восток, другая – по правому). Для этого целесообразно использовать фотокамеры типа GoPro, которые не только автоматически управляют съемкой, но и записывают изображения на встроенные носители памяти. Такая технология уже опробована зарубежными коллегами [Suzuki et al., 2022].

Анализ полученных материалов позволяет сделать следующие выводы:

Ночная самолетная съемка может давать ценную информацию о полях С.О. и заполнять большие пробелы в данных редкой наземной сети фотокамер.

Самолетная съемка С.О. обладает некоторыми преимуществами перед наземной (отсутствие погодных ограничений, увеличенная дальность наблюдения, лучшая прозрачность атмосферы, возможность наблюдения С.О. при меньших углах погружения Солнца).

Поля С.О., построенные на карте по наземным и самолетным данным, в основном соответствуют областям, где температура на высоте образования С.О. (~85 км) по данным спутника Aura превышает точку замерзания водяного пара, однако полного соответствия между этими областями нет, что может объясняться слишком редкой долготно-временной сеткой измерений спутниковых измерений (~24°) и большой ошибкой (10–12 км) в высоте измерений на высотах мезопаузы.

БЛАГОДАРНОСТЬ

Авторы признательны директорату научных миссий NASA и научно-информационному центру Goddard Earth Sciences (GES) Data and Information Services Center (DISC) за предоставление доступа к данным измерений температуры и отношению смеси водяного пара аппаратом MLS на спутнике Aura.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Бронштэн В.А. Серебристые облака и их наблюдение. М.: Наука, 1984. 128 с.

Бронштэн В.А., Гришин Н.И. Серебристые облака. М.: Наука, 1970. 359 с.

Гришин Н.И. О структуре серебристых облаков // Астрономический Циркуляр. 1954. Т. 147. С. 20–24.

Dalin P., Pertsev N., Zadorozhny A., Connors M., Schofield I., Shelton I., Zalcik M., McEwan T., McEachran I., Frandsen S., Hansen O., Andersen H., Sukhodoev V., Perminov V., Romejko V. Ground-based observations of noctilucent clouds with a northern hemisphere network of automatic digital cameras // J. Atmos. Sol.-Terr. Phys. 2008. V. 70. P. 1460–1472.

Dalin P., Pertsev N., Dubietis A., Zalcik M., Zadorozhny A., Connors M., Schofield I., McEwan T., McEachran I., Frandsen S., Hansen O., Andersen H., Sukhodoev V., Perminov V., Balčiunas R., Romejko V. A comparison between ground-based observations of noctilucent clouds and Aura satellite data // J. Atmos. Sol.-Terr. Phys. 2011. V. 73. P. 2097–2109.

Dalin P., Pertsev N., Perminov V., Efremov D., Romejko V. Stratospheric observations of noctilucent clouds: a new approach in studying middle and large-scale mesospheric dynamics// Ann Geophys. 2020. V. 38. P. 61–71.

Dubietis A., Dalin P., Balciunas R., Cernis K., Pertsev N., Sukhodoev V., Perminov V., Zalcik M., Zadorozhny A., Connors M., Schofield I., McEwan T., McEachran I., Frandsen S., Hansen O., Andersen H., Grønne J., Melnikov D., Manevich A., Romejko V. Noctilucent clouds: modern ground-based photographic observations by a digital camera network // Appl. Opt. 2011. V. 50. № 28. P. F72–F79.

Gadsden M., Schröder W. Noctilucent clouds. New York: Springer-Verlag, 1989. 165 p.

Suzuki H., Matsumoto A., Dalin P., Nakamura Y., Ishii S., Sakanoi K., Sakaguchi K., Takada T., Tsuda T.T., Hozumi Y. Capability of airline jets as an observation plat form for noctilucent clouds at middle latitudes // Progress in Earth and Planetary Science. 2022. V. 9. № 11. 10 p. https://doi.org/10.1186/s40645-022-00469-4

Analysis of Noctilucent Clouds' Fields According to Ground-Based Network and Airborne Photography Data

N. N. Pertsev[1, *], P. A. Dalin[2, 3], V. I. Perminov[1], N. K. Gusev[4], E. Tsimerinov[5], A. A. Solodovnik[6], A. M. Zadorozhny[7], D. V. Korotyshkin[8], G. S. Bordonskiy[9]

[1] *A.M. Obukhov Institute of Atmospheric Physics RAS, Pyzhevskiy per., 3, Moscow, 119017 Russia*
[2] *Swedish Institute of Space Physics, Box 812, Kiruna, SE-981 28, Sweden*
[3] *Space Research Institute RAS, Profsoyuznaya str., 84/32, Moscow, 117997 Russia*
[4] *Zavolzhsk City Museum of Art and Local Lore, Frunze str., 2, Zavolzhsk, 155412 Russia*
[5] *Noctilucent Clouds Observing and Study Center, Chongarskiy boul., 21, Moscow, 117452 Russia*
[6] *Kozybayev North Kazakhstan University, Zhumabaeva str., 114, Petropavlovsk, 150000 Kazakhstan*
[7] *Novosibirsk State University, Pirogova str., 2, Novosibirsk, 630090 Russia*
[8] *Kazan (Privolzhskiy) Federal University, Kremlevskaya str., 18, Kazan, 420008 Russia*
[9] *Institute of Natural Resources, Ecology and Cryology SB RAS, Nedorezova str., 16a, Chita, 672014 Russia*
**e-mail: n.pertsev@bk.ru*

The article analyzes the fields of noctilucent clouds over the territory of the Russian Federation, recorded by a ground-based network of cameras using also aircraft photography, over the two nights in June 2021. It is demonstrated that aircraft photography can significantly improve the coverage of the territory of noctilucent clouds' probable appearance. The detected noctilucent cloud fields are compared with model regions of water vapor condensation derived from satellite measurements of temperature and water vapor mixing ratio. Practical steps are proposed for the development of aircraft observations of noctilucent clouds.

Keywords: noctilucent clouds, monitoring, airborne photography, network of ground-based photocameras

ИЗВЕСТИЯ РАН. ФИЗИКА АТМОСФЕРЫ И ОКЕАНА, 2024, том 60, № 2 , с. 228–244

УДК 551.465

МОДЕЛИРОВАНИЕ ЦИРКУЛЯЦИИ ЧЕРНОГО МОРЯ ПРИ ИСПОЛЬЗОВАНИИ УРАВНЕНИЙ АДВЕКЦИИ–ДИФФУЗИИ ТЕПЛА И СОЛИ, ОБЛАДАЮЩИХ ДИСКРЕТНЫМИ НЕЛИНЕЙНЫМИ ИНВАРИАНТАМИ

© 2024 г. С. Г. Демышев[a], *, О. А. Дымова[a], **

[a]*Морской гидрофизический институт РАН, ул. Капитанская, 2, Севастополь, 299011 Россия*

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

***e-mail: olgdymova@mhi-ras.ru*

Поступила в редакцию 29.09.2023 г.
После доработки 14.02.2024 г.
Принята к публикации 28.02.2024 г.

В работе на основе результатов прогностических расчетов анализируется точность воспроизведения циркуляции Черного моря при использовании новых аппроксимаций нелинейных слагаемых в уравнениях переноса, обеспечивающих сохранение температуры и солености в степени больше двух. Проведено три численных эксперимента, которые отличались схемами расчета температуры и солености. В первом использовались традиционные схемы, обеспечивающие сохранение температуры и солености в первой и второй степенях, во втором – сохранялись температура в первой и пятой степени, соленость в первой и третьей, в третьем – температура в первой и третьей, соленость в первой и пятой степени. Расчеты выполнены на основе модели МГИ с разрешением 1.6 км и учетом реалистичного атмосферного форсинга за 2016 г. Валидация результатов проведена на основе сравнения модельных полей с данными контактных и спутниковых измерений температуры и солености в 2016 г. Анализ средних и среднеквадратических ошибок показал, что по сравнению с традиционной аппроксимацией новые разностные схемы уравнений адвекции-диффузии тепла и соли, обеспечивающие сохранение прогностических параметров в степени больше двух, улучшают точность воспроизведения солености Черного моря в верхнем 100-м слое в течение всего года. Среднеквадратические ошибки в поле солености уменьшаются на 15–20%, примерно на 10% точнее моделируются толщина верхнего перемешанного слоя в зимний период и глубина залегания верхней границы слоя скачка температуры летом в центральной части моря. По результатам трех экспериментов наименьшие отклонения от данных наблюдений получены при использовании аппроксимаций, обеспечивающих сохранение температуры в третьей степени и солености в пятой степени.

Ключевые слова: моделирование, нелинейные инварианты, схемы аппроксимации, Черное море, данные наблюдений, термохалинные характеристики

DOI: 10.31857/S0002351524020096 **EDN**: KPTCKU

ВВЕДЕНИЕ

Для воспроизведения и исследования трехмерных гидрофизических полей морей и океанов, непрерывных по времени и пространству, преимущественно используются численные модели динамики морской среды. Достоверность результатов расчетов зависит, в том числе, и от свойств разностных схем, на основе которых строятся модели диагноза и прогноза морских течений. Одним из методов уменьшения ошибки моделирования, особенно при длительных интегрированиях, является построение и использование разностных схем, удовлетворяющих законам сохранения, что по аналогии с непрерывным случаем должно быть связано с инвариантностью системы дискретных уравнений (например, [Самарский и др., 1997; Cheviakov et al., 2020]). Дискретными инвариантами гиперболической системы уравнений динамики океана в адиабатическом приближении и при отсутствии трения, диффузии и внешних источников являются интегралы по объему от плотности, полной (кинетическая плюс потенциальная) энергии, температуры, солености в степени 2 и более. При нелинейной зависимости плотности от темпера-

туры T и солености S для сохранения дискретного интеграла от плотности целесообразно использовать такие аппроксимации нелинейных слагаемых, чтобы наряду с T и S сохранялись T^K и S^L, где K и L – целые положительные числа. Наличие дискретных инвариантов T^K и S^L при нелинейном виде уравнения состояния позволяет при указанных условиях сохранять плотность и полную энергию, что повышает устойчивость разностного решения и его близость к точному.

Убедительным практическим примером важности инвариантности дискретных уравнений для атмосферных и океанических моделей служит известная аппроксимация Аракавы–Лэмба [Arakawa et al., 1981], которую удалось обобщить на схему дискретную по пространству и по времени [Sorgentone et al., 2015]. Она обладает двумя квадратичными инвариантами, что обеспечивает сохранение среднего волнового числа, взвешенного по энергии. Этим самым предотвращается передача энергии по спектру в сторону одних масштабов, например, в малые масштабы. Поскольку в численных моделях наиболее короткие волны – двухшаговые, групповая скорость которых нулевая, то используемые схемы с двумя квадратичными законами сохранения препятствуют накоплению энергии на этих масштабах.

Продолжением этих исследований являются работы [Scott et al., 1994; Palha et al., 2017; Головизнин и др., 1998; Goloviznin et al., 2022; Демышев, 2023]. Для линейных и нелинейных одномерных волновых уравнений на пяти- и девятиточечных шаблонах в [Cheviakov et al., 2020] получены конечно-разностные уравнения, сохраняющие симметрию и законы сохранения. В случае линейного волнового уравнения выписана явная пятиточечная схема, сохраняющая основные геометрические симметрии и шесть соответствующих законов сохранения. Для нелинейных волновых уравнений построена девятиточечная неявная схема, сохраняющая четырехточечные симметрии и три локальных закона сохранения. В работе [Капцов, 2019] для одномерных уравнений мелкой воды в лагранжевых координатах разработана инвариантная конечно-разностная схема, которая обладает локальными законами сохранения энергии, массы, центра масс и импульса.

Ряд работ посвящен выбору дискретных моделей для уравнений Навье–Стокса, обладающих законами сохранения или инвариантности относительно преобразования координат. В [Scott et al., 1994] рассматриваются двумерные уравнения Навье–Стокса для несжимаемой жидкости, выводятся необходимые и достаточные условия, при которых дискретная аппроксимация удовлетворяет закону сохранения в пространстве сеточных интегрируемых функций. Представлены численные результаты, демонстрирующие способность схемы точно разрешать формирующийся пограничный слой. В работе [Palha et al., 2017] предложена специальная дискретизация двумерных уравнений Навье–Стокса для несжимаемой жидкости, которая в пределе исчезающей диссипации точно сохраняет массу, кинетическую энергию, энстрофию и полную завихренность. Приведены доказательства сохранения точных дискретных свойств и демонстрационные численные тестовые примеры на нерегулярных треугольных сетках.

Уравнения адвекции–диффузии тепла и соли являются неотъемлемой частью моделей динамики морей и океанов, что требует их аккуратной аппроксимации. В оригинальных работах [Головизнин и др., 1998; Goloviznin et al., 2022] для одномерного уравнения переноса разработана и апробирована схема КАБАРЕ, которая представляет собой трехслойную явную разностную схему второго порядка аппроксимации и является точной при числах Куранта 0.5 и 1. Представлены результаты по применению новой малодиссипативной многослойной гидростатической модели, которая описывает динамику жидкости с переменной плотностью и свободной поверхностью. Для решения системы гиперболических уравнений в каждом слое используется явная схема КАБАРЕ. Результаты численных расчетов удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными. В работе [Демышев, 2023] для уравнения адвекции непрерывного по времени и разностного по пространственным переменным получены схемы, которые обеспечивают сохранение одновременно температуры в первой и в K-й ($K > 1$), солености в первой и L-й ($L > 1$) степени. Найденные аппроксимации температуры и солености при полиномиальной зависимости плотности от температуры и солености

также приводят к дивергентному виду уравнения адвекции плотности. Такой его вид обеспечивает выполнение закона сохранения полной энергии в дискретной постановке.

Цель настоящей работы – оценить точность результатов моделирования при использовании схем, которые обеспечивают сохранение температуры и солености в первой и в третьей, пятой степенях в сравнении с традиционной аппроксимацией нелинейных слагаемых в уравнениях адвекции–диффузии тепла и соли. На основе сопоставления данных контактных и спутниковых наблюдений с результатами прогностических расчетов циркуляции Черного моря в 2016 г. рассчитаны и проанализированы средние и среднеквадратические ошибки полей температуры и солености.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Численные эксперименты проведены с использованием нелинейной вихреразрешающей модели Морского гидрофизического института [Демышев и др., 1992; Demyshev et al., 2022]. Модель построена на основе полной системы уравнений термогидродинамики океана в приближении Буссинеска и гидростатики в декартовой системе координат. Уравнение состояния представлено в виде полиномиальной зависимости плотности от температуры и солености во второй степени. Изменением давления мы пренебрегаем, что допустимо в Черном море вследствие малости его глубины по сравнению с океаном. Вертикальное турбулентное перемешивание описано моделью замыкания Меллора–Ямады 2.5 [Mellor et al., 1982]. В качестве граничных условий на свободной поверхности задаются напряжение ветра, потоки тепла, осадки и испарение. На твердых участках границы задано отсутствие нормальных потоков импульса, тепла и соли, на дне – условие прилипания. В модели учитываются климатический сток рек и водообмен через проливы [Гидрометеорология, 1991]. В начальный момент времени задаются высота уровня моря, температура, соленость и горизонтальная скорость. Один раз в сутки в модели производится усвоение спутниковой температуры поверхности моря [https://data.marine.copernicus.eu/product/SST_BS_SST_L3S_NRT_OBSERVATIONS_010_013]. Батиметрия бассейна построена на основе цифрового массива глубин EMODnet [https://emodnet.ec.europa.eu/geonetwork/srv/eng/catalog.search#/metadata/19f800a9-f0fd-4055-b4cd-90ed156dc7fc]. Конечно-разностная аппроксимация уравнений модели, граничных и начальных условий по пространственным переменным реализована на сетке *C* и подробно описана в работе [Демышев, 2012]. Для аппроксимации производных по времени используется схема “чехарда“ с периодическим подключением схемы Матсуно.

В работе проведено три численных эксперимента при одинаковых начальных и граничных условиях. Для задания потоков импульса, тепла и влаги на поверхности моря использован атмосферный реанализ ERA5 [https://www.ecmwf.int/en/forecasts/dataset/ecmwf-reanalysis-v5]. Начальные поля взяты из физического реанализа Черного моря CMEMS [https://data.marine.copernicus.eu/product/BLKSEA_MULTIYEAR_PHY_007_004/description]. Расчеты выполнены с горизонтальным разрешением 1.64 км, что соответствует примерно (1/48)° долготы и (1/66)° широты, левый нижний узел соответствует точке с координатами 27.34° в.д., 40.81° с.ш. По вертикали задано 27 горизонтов с глубинами 2.5; 5; 10; 15; 20; 25; 30; 40; 50; 62.5; 75; 87.5; 100; 112.5; 125; 150; 200; 300; 400; 500; 700; 900; 1100; 1300; 1500; 1700; 2100 м. Шаг по времени составляет 96 с. Коэффициенты при бигармонических операторах Лапласа, описывающих горизонтальную турбулентную вязкость и диффузию, равны 10^{16} см^4/с. Коэффициенты вертикальной вязкости и диффузии, изменяющиеся по времени и по глубине, рассчитываются на каждом шаге по времени по [Mellor et al., 1982]. Эмпирические константы в параметризациях вертикального обмена, коротковолновой солнечной радиации на поверхности моря и другие постоянные коэффициенты приведены в Appendix работы [Demyshev et al., 2022]. Численные эксперименты различались аппроксимациями адвективных слагаемых в уравнениях переноса тепла и соли в соответствии с результатами работы [Демышев, 2023] (см. Приложение). В первом расчете T2S2 использовалась традиционная аппроксимация нелинейных слагаемых (П.1), при которой сохранялись T, S и T^2, S^2. Во втором эксперименте

T5S3 использовалась схема, сохраняющая *T, S* и T^5, S^3 (П.2), что соответствует наибольшим степеням температуры и солености в рекомендованном ЮНЕСКО уравнении состояния [IOC, 2010]. В отличие от океана, где плотность в основном определяется температурой и уравнение состояния [IOC, 2010] представлено в виде полинома с различными степенями по температуре, в Черном море плотность в преобладающей степени зависит от солености [Булгаков и др., 1984]. Поэтому третий эксперимент T3S5 проводился на основе аппроксимации адвективных слагаемых по формуле (П.3), которая обеспечивает сохранение *T, S* и T^3, S^5. Все расчеты выполнены на один год с 1 января по 31 декабря 2016 г. Выходными данными модели являются среднесуточные поля уровня моря, температуры, солености и скорости течений.

СОПОСТАВЛЕНИЕ С ДАННЫМИ НАБЛЮДЕНИЙ

Для валидации результатов численных экспериментов использованы данные контактных измерений температуры и солености, полученные 14-ю буями-профилемерами ARGO [https://www.coriolis.eu.org/Data-Products/Data-selection] и в 87, 89, 91-м рейсах НИС “Профессор Водяницкий“ [Артамонов и др., 2018] в 2016 г. Натурные данные имеются за весь 2016 г. и охватывают практически всю глубоководную зону и часть зоны шельфа западнее Крыма. Данные были разделены по вертикальным слоям, районам и сезонам. На рис. 1 представлены карты, показывающие расположение станций измерений для теплого (июнь–август) и холодного (октябрь–декабрь) сезонов.

Для каждого буя/рейса в соответствующий сезон рассчитаны средние (*mean*) и среднеквадратические (*RMSE*) отклонения модельных температуры и солености от измеренных для каждого из трех экспериментов:

$$mean = \frac{1}{N}\sum_{n=1}^{N}\left(q_n^{insitu} - q_n^{model}\right),$$

$$RMSE = \sqrt{\frac{\sum_{n=1}^{N}(q_n^{insitu} - q_n^{model})^2}{N}},$$

где q – исследуемый параметр по натурным (*in situ*) или модельным (*model*) данным, N – количество измерений. Полученные оценки показывают, что ниже верхнего 300-метрового слоя при изменении степени K и L в уравнениях (П.1)–(П.3) отклонения модельных полей температуры и солености от измеренных меняются незначительно. Поэтому ниже мы приводим результаты валидации до указанного горизонта. Если в выбранный сезон в определенном районе моря (западная, центральная, восточная части и т.п.) действовало несколько буев, то в табл. 1–4 представлены средние *RMSE* по буям, указанным в заголовках столбцов.

Из анализа *RMSE* и профилей температуры зимой (табл. 1) следует, что в глубоководной части моря (рис. 1а, буи ARGO 3901852, 3901854, 3901855, 6900807, 6901831) модельная толщина верхнего перемешанного слоя больше, чем реальная. В районе свала глубин в зоне действия Основного черноморского течения ОЧТ (рис. 1а, рейс 91, буи 6901832, 6901833) структура модельных профилей качественно похожа на измеренные, однако для всех расчетов слой скачка температуры залегает в среднем на 20 м ниже,

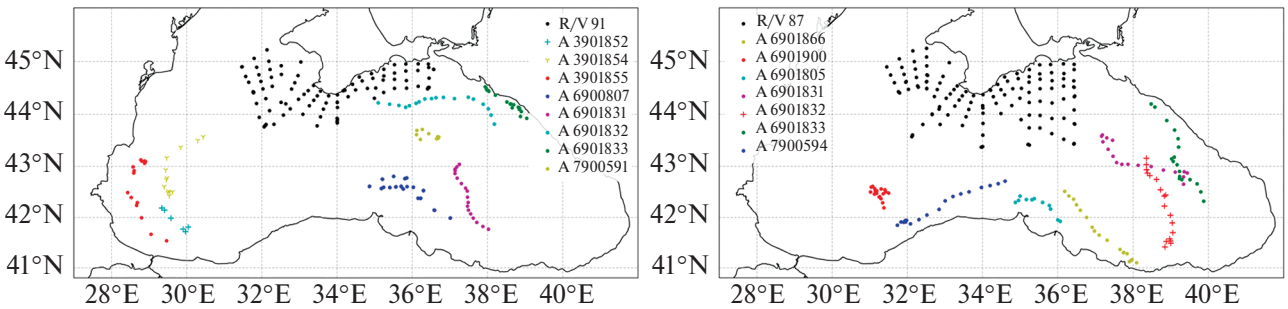


Рис. 1. Карты расположения станций измерений температуры и солености зимой (а) и летом (б) 2016 г. по данным НИС “Профессор Водяницкий” и буев-профилемеров ARGO.

Таблица 1. *RMSE* температуры и профили температуры в ноябре и декабре 2016 г.

Глубина, м	R/V 91 (16 ноя–3 дек)			A 3901852, 3901854, 3901855 (22 окт–29 дек)			A 6900807, 6901831 (1 окт–30 дек)			A 6901832, 6901833 (1 окт–29 дек)		
	T2S2	**T3S5**	**T5S3**	**T2S2**	**T3S5**	**T5S3**	**T2S2**	**T3S5**	**T5S3**	**T2S2**	**T3S5**	**T5S3**
0–5	0.767	0.871	0.718	0.546	0.469	0.351	0.695	0.714	0.631			
5–30	0.792	0.911	0.737	0.715	0.578	0.456	1.022	0.965	1.027	1.053	1.302	1.252
30–100	1.601	0.966	1.018	1.384	0.425	0.603	0.936	0.422	0.581	1.209	0.736	0.880
100–300	0.305	0.342	0.349	0.263	0.277	0.295	0.125	0.259	0.261	0.341	0.338	0.349

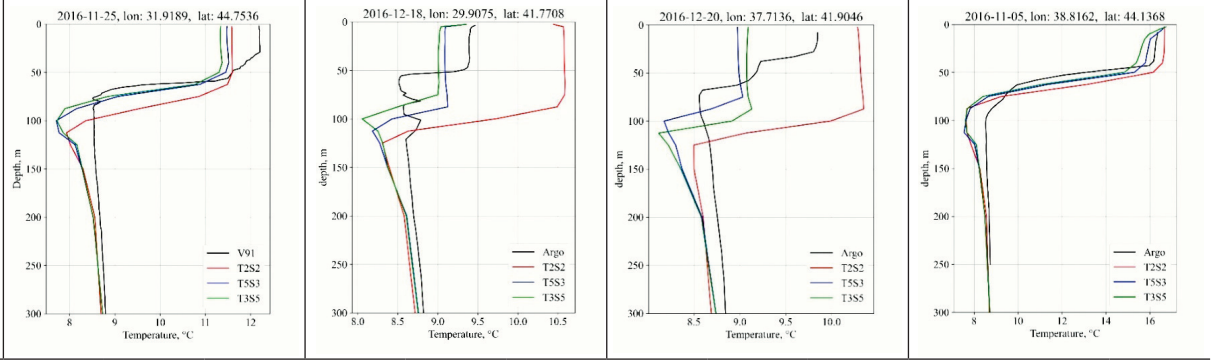
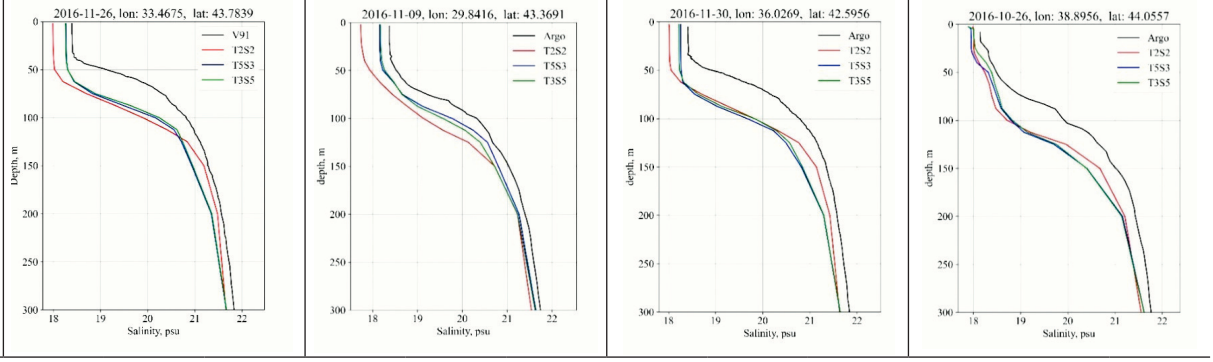


Таблица 2. *RMSE* солености и профили солености в ноябре и декабре 2016 г.

Глубина, м	R/V 91 (16 ноя–3 дек)			A 3901852, 3901854, 3901855 (22 окт–29 дек)			A 6900807, 6901831 (1 окт–30 дек)			A 6901832, 6901833 (1 окт–29 дек)		
	T2S2	**T3S5**	**T5S3**	**T2S2**	**T3S5**	**T5S3**	**T2S2**	**T3S5**	**T5S3**	**T2S2**	**T3S5**	**T5S3**
0–5	0.179	0.142	0.137	0.332	0.181	0.174	0.286	0.165	0.155			
5–30	0.176	0.144	0.138	0.298	0.153	0.183	0.349	0.235	0.203	0.180	0.112	0.130
30–100	0.590	0.531	0.545	0.748	0.481	0.541	0.961	0.911	0.915	0.678	0.583	0.620
100–300	0.653	0.746	0.777	0.558	0.471	0.503	0.403	0.531	0.528	0.619	0.692	0.748

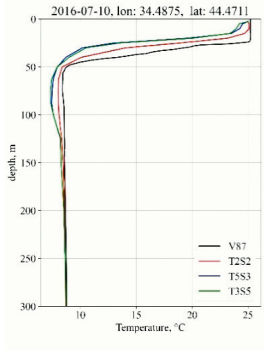


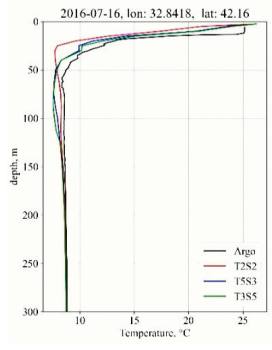
чем по данным наблюдений. При этом разница между результатами трех расчетов наименьшая. В экспериментах T3S5 и T5S3 для всех районов глубина залегания слоя скачка воспроизводится точнее по сравнению с данными T2S2, что демонстрирует величина *RMSE* в слое 30–100 м. Для всех экспериментов в окрестностях слоя 100–150 м обнаруживается ядро вод пониженной температуры (менее 8.5°C), которое в натурных профилях практически не проявляется.

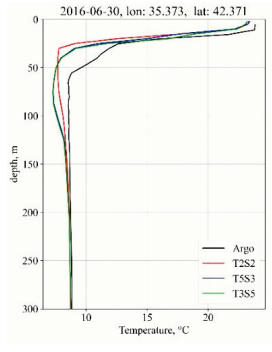
В поле солености зимой (табл. 2) наибольшие *RMSE* для всех экспериментов наблюдается в слое 30–100 м в районе свала глубин (рис. 1а, рейсы 91, буи 6901832, 6901833) и слое 100–300 м в глубоководной части моря (рис. 1а, буи ARGO 3901852, 3901854, 3901855, 6900807, 6901831), что связано с отличиями в глубине залегания верхней границы основного галоклина: как видно из поведения профилей, приведенных в табл. 2, для всех станций измерений характерна мень-

Таблица 3. *RMSE* температуры и профили температуры в июне–августе 2016 г.

Глубина, м	R/V 87 (30 июн–18 июл)			A 6901900, 7900594 (1 июн–25 авг)			A 6900805, 6901866 (2 июн–25 июл)			A 6901831, 6901832, 6901833 (2 июн–29 авг)		
	T2S2	**T3S5**	**T5S3**	**T2S2**	**T3S5**	**T5S3**	**T2S2**	**T3S5**	**T5S3**	**T2S2**	**T3S5**	**T5S3**
0–5	0.662	1.158	1.379	1.023	1.187	1.419	0.708	0.967	0.912			
5–30	3.026	3.005	3.089	2.970	2.082	2.605	1.143	1.005	1.304	2.862	2.117	2.485
30–100	1.112	1.105	1.079	0.902	0.972	1.028	1.323	1.206	1.177	0.999	0.824	0.883
100–300	0.253	0.254	0.255	0.227	0.249	0.253	0.269	0.295	0.292	0.280	0.279	0.283







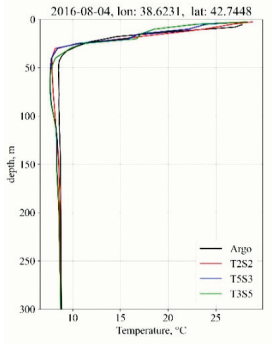
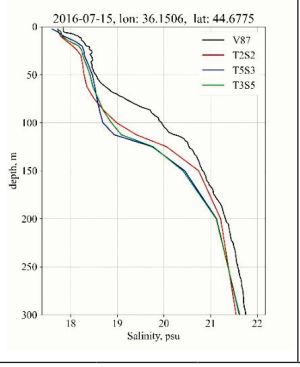
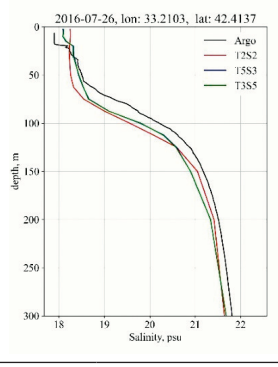
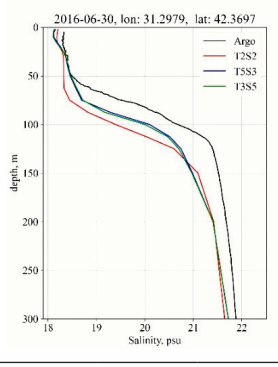


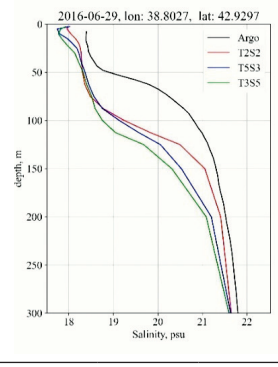
Таблица 4. *RMSE* солености и профили солености в июне–августе 2016 г.

Глубина, м	R/V 87 (30 июн–18 июл)			A 6901900, 7900594 (1 июн–25 авг)			A 6900805, 6901866 (2 июн–25 июл)			A 6901831, 6901832, 6901833 (2 июн–29 авг)		
	T2S2	**T3S5**	**T5S3**	**T2S2**	**T3S5**	**T5S3**	**T2S2**	**T3S5**	**T5S3**	**T2S2**	**T3S5**	**T5S3**
0–5	0.232	0.188	0.217	0.369	0.247	0.294	0.137	0.146	0.146			
5–30	0.184	0.129	0.143	0.216	0.126	0.151	0.110	0.087	0.102	0.231	0.216	0.212
30–100	0.556	0.419	0.422	0.859	0.712	0.777	0.376	0.307	0.302	0.791	0.832	0.830
100–300	0.483	0.557	0.574	0.366	0.403	0.486	0.470	0.462	0.452	0.453	0.716	0.684









шая толщина верхнего перемешанного слоя, чем по данным моделирования. При этом результаты экспериментов T3S5 и T5S3 показывают более близкие к реальности величины солености, что отражается в величине *RMSE* солености для верхнего 100-метрового слоя. Наименьшие отклонения модельной солености для всех экспериментов наблюдаются для юго-западной части моря (рис. 1а, буи ARGO 3901852, 3901854, 3901855) – района с интенсивной струйной динамикой и слабой вихревой изменчивостью в зимний период. Для остальных районов в слое 30–100 м *RMSE* солености, полученной в экспериментах T3S5 и T5S3, меньше примерно на 20%, чем по данным T2S2, а в слое 100–300 м – наоборот, на 15% больше (табл. 2).

В летний период в Черном море такие факторы, как прогрев вод моря, ослабление ОЧТ и интенсификация вихревой изменчивости, при-

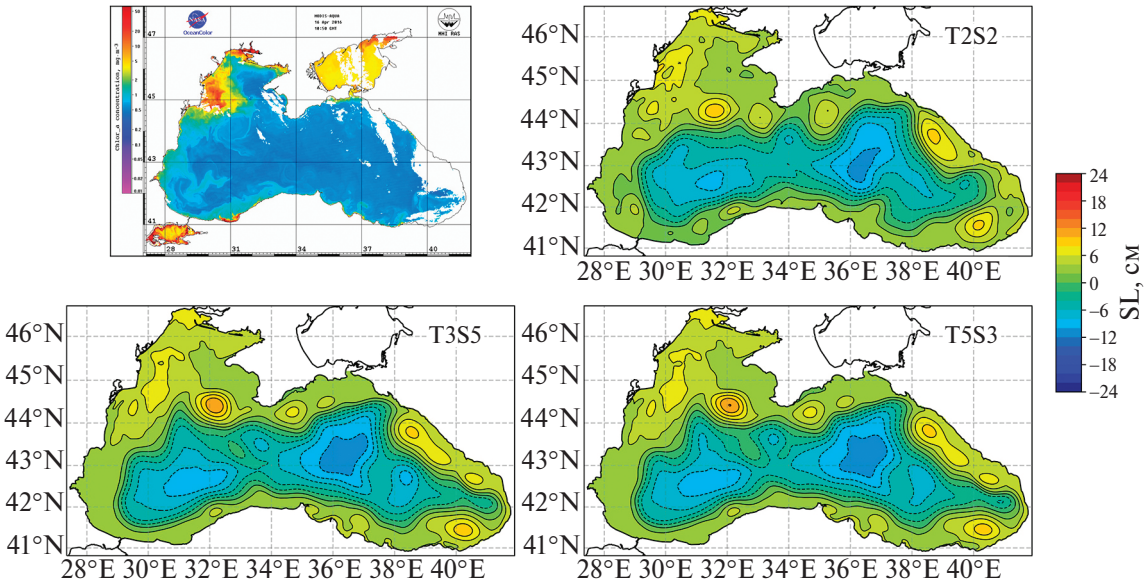


Рис. 2. Снимок концентрации хлорофилла и модельные поля уровня моря 28.04.2016.

водят к значительным вертикальным градиентам температуры и поэтому *RMSE* температуры увеличивается (табл. 3). Наибольшие *RMSE* до 3°С в слое 5–30 м наблюдаются в центральной части моря (рис. 1б, рейс 87, буи № 6901900, 7900594) и связаны с неточностью воспроизведения глубины залегания верхней границы слоя скачка температуры. Как видно из структуры профилей температуры летом, толщина верхнего квазиоднородного слоя и верхняя граница слоя скачка температуры по данным измерений расположены глубже примерно на 5 м, чем по данным численных экспериментов. При этом величины *RMSE* в слое 5–30 м мало отличаются между собой. Также относительно большие значения *RMSE* температуры для всех экспериментов получены в слое 30–100 м, где залегают воды холодного промежуточного слоя (ХПС). Для всех модельных профилей в слое 50–100 м наблюдается ядро ХПС, где значения температуры менее 8.5°С, и которое практически отсутствует в данных наблюдений. Анализ *RMSE* и модельных профилей температуры показывает, что в летний сезон изменение схемы аппроксимации уравнений адвекции тепла и соли мало влияет на точность воспроизведения полей температуры в верхнем 100-метровом слое.

На всех профилях солености летом (табл. 4) модельные значения ниже наблюдаемых, т.к. модельная глубина залегания верхней границы основного галоклина ниже, чем по данным измерений, в среднем на 50 м, что указывает на возможную систематическую ошибку в данных наблюдений. Наибольшие значения *RMSE* выявлены в слое 30–100 м, где в вертикальной структуре поля солености присутствуют наибольшие градиенты. При этом в прибрежной и центральной частях моря для экспериментов T3S5 и T5S3 *RMSE* солености в верхнем 100-метровом слое ниже по сравнению с данными T2S2. Наименьшая разница между натурной и модельной толщиной основного галоклина обнаружена в центральной глубоководной части моря (рис. 1б, буи 6901900, 790059, 46900805, 6901866). Для зоны свала глубин южнее Крыма и в районе побережья Северного Кавказа наблюдаются наибольшие отклонения между модельными и натурными данными. Для верхнего квазиоднородного слоя (0–30 м) результаты экспериментов T3S5 и T5S3 демонстрируют лучшее качественное и количественное соответствие с данными измерений: *RMSE* солености ниже для всех районов, а для станций по данным рейса 87 и буев 6901900, 7900594 модельное изменение солености с глубиной качественно соответствует вертикальной структуре реальных профилей.

Таким образом, валидация результатов численных экспериментов показала, что для всех расчетов наблюдается качественное соответствие температуры и солености данным наблюдений.

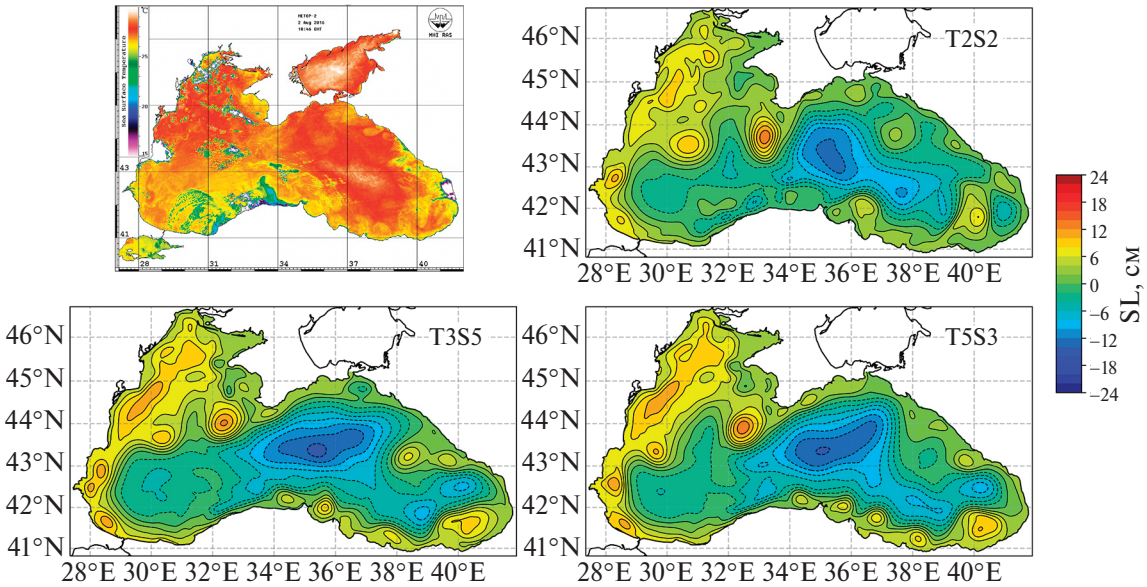


Рис. 3. Снимок температуры поверхности моря и модельные поля уровня моря 02.08.2016.

Количественная разница связана с неточностью воспроизведения толщины верхнего перемешанного слоя зимой и верхнего квазиоднородного слоя летом. Наибольшие значения отклонений от данных наблюдений обнаружены в слоях 5–30 м для температуры и 30–100 м для солености. Изменение схемы аппроксимации уравнений адвекции-диффузии тепла и соли улучшает точность воспроизведения толщины верхнего перемешанного слоя в зимний период и глубины залегания верхней границы слоя скачка температуры летом в центральной части моря.

АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Рассмотрим различия между результатами трех экспериментов. Приведенный уровень моря является важной интегральной характеристикой для анализа эволюции поля течений в верхнем слое, спутниковые данные о котором позволяют оценить соответствие модельных и реальных пространственных особенностей поля течений. Было проведено последовательное по времени сопоставление модельных полей уровня моря и карт альтиметрического уровня, построенных на основе алгоритма [Kubryakov et al., 2012], которые получены в отделе дистанционных методов исследований МГИ РАН. Сравнение показало качественное соответствие между данными альтиметрии и основными динамическими особенностями Черного моря (такими как ОЧТ, Севастопольский и Батумский антициклоны) в центральной и западной глубоководных частях моря. Однако в прибрежной зоне, вследствие недостаточного пространственного разрешения данных альтиметрии (1/8°), затруднительно оценить мезомасштабную динамику вод. Поэтому для анализа также привлекались спутниковые снимки температуры поверхности моря и концентрации хлорофилла “a” [http://dvs.net.ru/mp/data/main_ru.shtml].

Анализ карт уровня показал, что отличия в результатах проявляются с конца апреля, после прекращения действия зимних ветров, и связаны они с динамикой мезомасштабных антициклонов. Например, на снимке концентрации хлорофилла за 28.04.2016 (рис. 2) наблюдается антициклонический круговорот в окрестностях 31° в.д., который вовлекает шельфовые воды с высокой концентрацией хлорофилла и переносит их в глубоководную зону. Судя по контрастности и форме “языка” вод, орбитальная скорость вихря достаточно высокая. Как видно из рис. 2, в экспериментах T3S5 и T5S3 расположенный в этом районе Севастопольский антициклон более интенсивен: площадь вихря и высота уровня больше по сравнению с экспериментом T2S2.

Характерные для летнего сезона ослабление ОЧТ и усиление мезомасштабной изменчивости проявляются во всех экспериментах. Однако, в эксперименте T2S2 ширина струи больше и ци-

клонический круговорот охватывает меньшую площадь, чем в экспериментах T3S5 и T5S3. Из рис. 3 видно более плотное расположение изолиний уровня над свалом глубин по результатам T3S5 и T5S3, что свидетельствует о более интенсивном течении. Качественное сопоставление карт уровня со спутниковыми данными показывает, что форма и расположение восточного циклонического круговорота в северо-восточной части моря по данным T3S5 и T5S3 соответствует зоне прогретых поверхностных вод между 43° и 45° с.ш. (красная область). Также важным отличием между расчетами в летний сезон является динамика вод около Анатолийского побережья. Типичным примером цепочки прибрежных мезомасштабных вихрей в юго-восточной части моря, существование которых подтверждается многочисленными наблюдениями [Akpinar et al., 2022], являются вихревые структуры на снимке температуры поверхности на рис. 3 между 34° и 39° в.д. Сравнение пространственного положения изолиний уровня и снимка на рис. 3 подтверждает, что эксперимент T5S3 дает результаты наиболее близкие к реальной картине. Также на рис. 3 в поле температуры видны два прибрежных вихря около Новороссийска, черты которых можно обнаружить в экспериментах T5S3 и T3S5. В окрестностях 40° в.д. в поле температуры прослеживается Батумский антициклон, воспроизводимый в результатах численных экспериментов, по периферии которого наблюдаются циклонические вихри.

Далее со временем наибольшие отличия в поле уровня проявляются в структуре ОЧТ и динамике Севастопольского и Батумского антициклонов. В октябре–ноябре ширина ОЧТ в западной и южной частях моря в эксперименте T2S2 больше, следовательно, здесь круговорот менее интенсивен. Севастопольский антициклон стационируется на кромке Северо-западного шельфа, однако, если в эксперименте T2S2 он ослабевает, то по данным T3S5 и T5S3 наоборот интенсифицируется. Во всех экспериментах Батумский антициклон сопровождается циклоническим круговоротом, который наиболее интенсивен в T2S2. При этом на спутниковых снимках интенсивный циклон в этом районе не наблюдался.

Помимо карт поля уровня об усилении интенсивности циркуляции в экспериментах T3S5 и T5S3 также свидетельствует и изменение кинетической энергии течений. На рис. 4 представлен временной ход средней в верхнем модельном слое плотности кинетической энергии. Как видно из рис. 4, начиная с мая, кинетическая энергия, а следовательно, и скорость течений в верхнем слое для эксперимента T2S2 меньше, чем в двух других расчетах. Так как постановка численных экспериментов и граничные условия для всех расчетов одинаковые, то, по-видимому, использование аппроксимаций, обеспечивающих сохранение температуры и солености в степенях больше двух, приводит к более интенсивной циркуляции, что соответствует реальным измерениям скорости течений [Артамонов и др., 2018].

Как было показано выше, значимые отличия в результатах моделирования температуры и со-

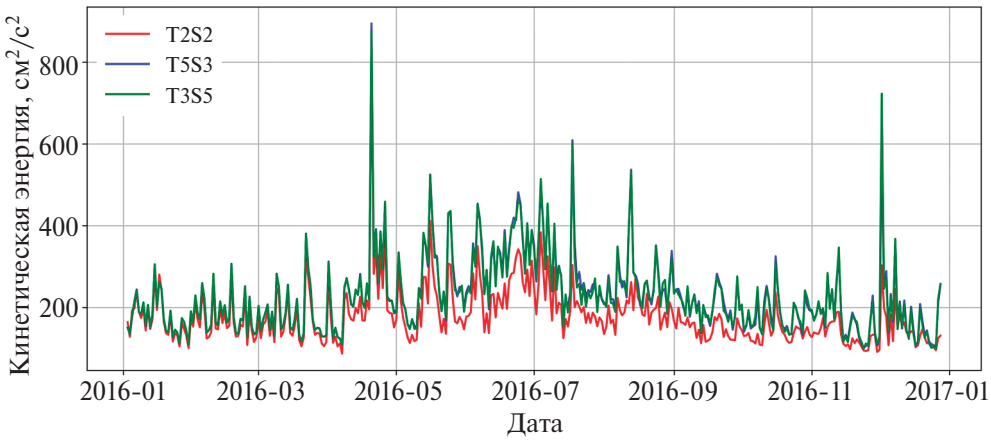


Рис. 4. Изменение со временем средней плотности кинетической энергии в верхнем слое.

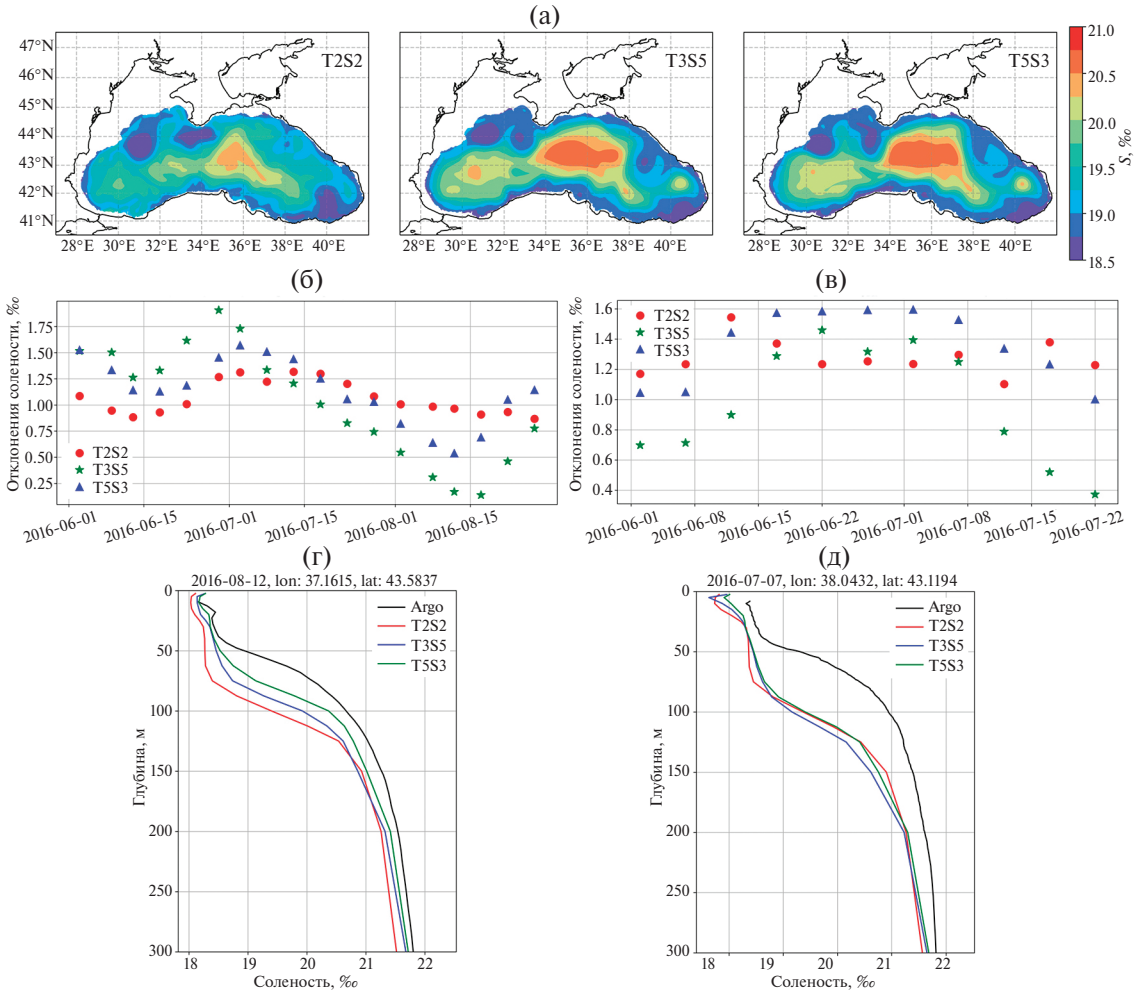


Рис. 5. Пространственное распределение поля солености 10.07.2016 на горизонте 100 м (а). Отклонение модельной солености от измеренной на горизонте 100 м летом 2016 г. для буя 6901831 (б) и буя 6901900 (в). Профили солености с указанием даты и координаты по данным моделирования и буев 6901831 (г) и 6901900 (д).

лености наблюдаются в верхнем 300-метровом слое. Анализ пространственных распределений поля солености на различных горизонтах показал, что разница в интенсивности циркуляции проявляется начиная с глубин примерно 75 м с конца весны. В экспериментах T3S5 и T5S3 в центральной части моря наблюдаются области повышенной солености по сравнению с T2S2 (рис. 5а), что свидетельствует об усилении подъема вод. Такая картина прослеживается до конца осени. Из рис. 1б видно, что летом в глубоководной части моря находились буи ARGO № 6901831 и 6901900. Для восточной части моря сопоставление с данными буя 6901831, двигавшегося на северо-восток, демонстрирует уменьшение ошибки в результатах экспериментов T3S5 и T5S3 (рис. 5б), когда буй переместился севернее 43° с.ш. в область с наибольшей разницей между экспериментами (рис. 5а). Так, анализ разницы между модельными и натурными данными для лета 2016 г. показал, что величины *mean S* составили 1.36, 1.22, 1.25‰ для экспериментов T2S2, T3S5, T5S3 соответственно. Отклонение солености вдоль траектории буя 6901900 свидетельствует, что в западной части моря (рис. 1а) эксперимент T3S5 дает наименьшую ошибку (рис. 5в): величины *mean S* составили 1.62, 1.28, 1.57‰ для экспериментов T2S2, T3S5, T5S3 соответственно. Профили солености вдоль траекторий буев демонстрируют, что уменьшение ошибки моделирования солености в центральной части связано с более точным воспроизведением верхней границы основного галоклина в экспериментах T3S5 и T5S3 (рис. 5г, д).

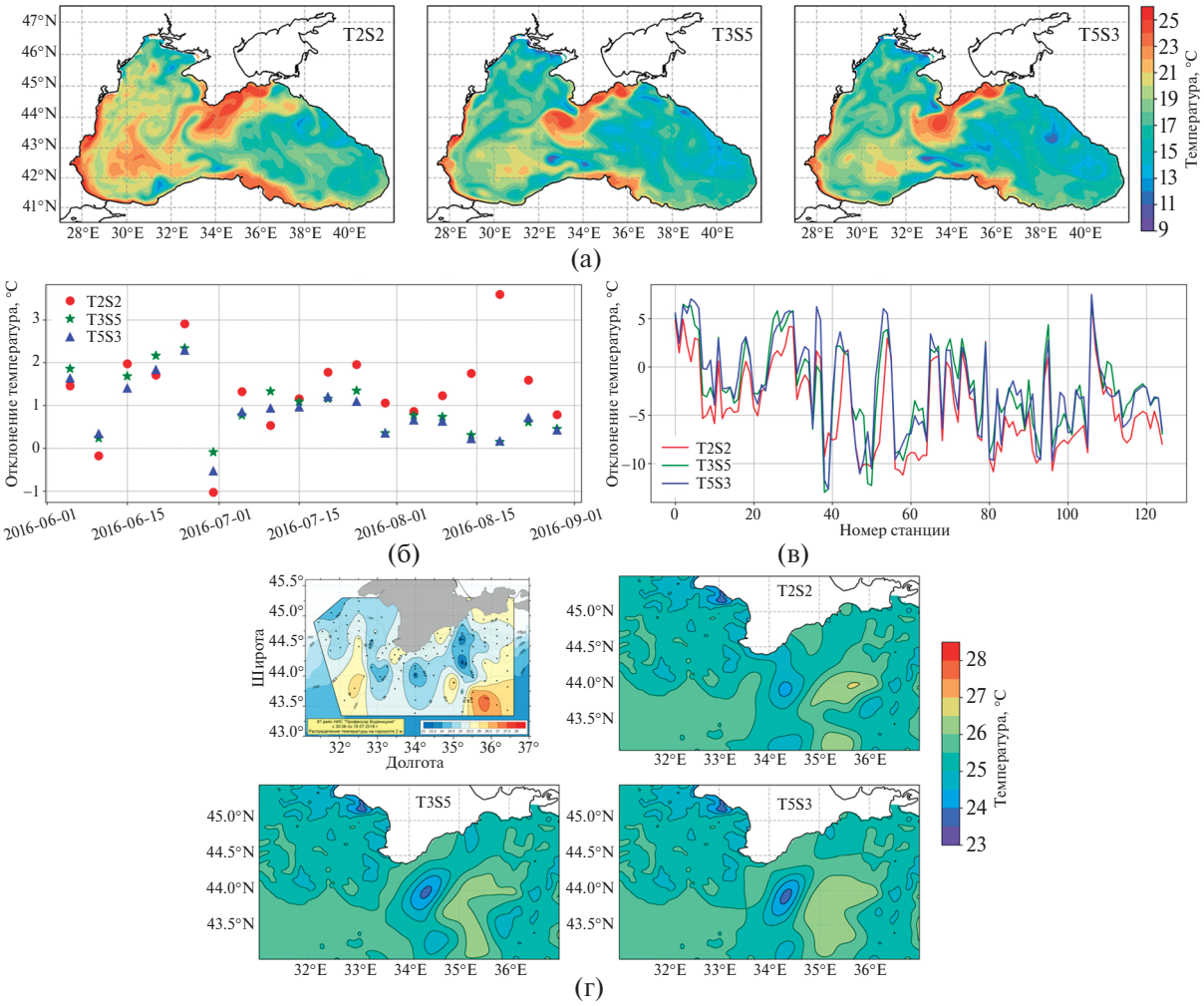


Рис. 6. Пространственное распределение полей температуры на горизонте 15 м на 04.07.2016 (а). Отклонение модельной температуры от измеренной на горизонте 15 м летом 2016 г. для буя 6901866 (б) и рейса № 87 (в). Поле температуры на горизонте 2 м по данным рейса № 87 и численных экспериментов на 04.07.2016 (г).

Анализ полей температуры на различных горизонтах показал, что наиболее значимые отличия наблюдаются в летний сезон в верхнем 30-метровом слое. На рис. 6 представлены пространственные распределения температуры по результатам трех экспериментов летом 2016 г. и отклонения от данных измерений вдоль траектории буев ARGO на горизонте 15 м. Как видно из рис. 6а, в западной глубоководной части моря температура в эксперименте T2S2 на 1–2°C выше, чем в T3S5 и T5S3. Далее, со временем, западная часть прогревается, и во всех экспериментах получены качественно и количественно близкие результаты. По данным буя ARGO 6901866, действовавшего летом 2016 г. к северо-востоку от Анатолийского побережья (рис. 1б), отклонения температуры от данных измерений ниже по результатам T3S5 и T5S3 (рис. 6б): величины *mean T* равны 1.36, 0.96, 0.85°C для экспериментов T2S2, T3S5, T5S3 соответственно. Для северной части моря (рейс № 87 НИС “Профессор Водяницкий”, рис. 1б) наблюдаются наибольшие отклонения модельной температуры от измеренной и здесь существенной разницы между результатами экспериментов не выявлено (рис. 6в). Большие отклонения значений температуры связаны с неточностью восстановления глубины верхнего перемешанного слоя (табл. 3), что обусловлено высокочастотной изменчивостью физических процессов, не воспроизводимой моделью МГИ, но зафиксированной за счет высокой частоты и плотности выполнения измерений. Из рис. 6г видно, что в натурных данных имеется несколь-

ко вихревых образований с размером около 10 км (в правой и левой частях полигона), тогда как в модельных полях воспроизводиться только вихрь в центре полигона к северу от Крыма.

Наиболее важные на наш взгляд различия, обнаруженные в результатах моделирования поля температуры, – это толщина сезонного термоклина и толщина ХПС. В центральной части моря в экспериментах T3S5 и T5S3 с середины июня по конец сентября слой скачка температуры и слой ХПС тоньше, чем в T2S2. В качестве примера на рис. 7а показаны вертикальные разрезы температуры вдоль 43° с.ш. в июле. Как видно в окрестностях горизонта 25 м наблюдается сгущение изотерм в расчетах T3S5 и T5S3, а толщина ХПС в среднем менее 50 м. Анализ натурных данных за 2016–2019 гг. [Морозов и др., 2020] показывает, что в Черном море наблюдается поднятие нижней границы ХПС. По сведениям, представленным в монографии [Иванов и др., 2011], максимальная величина среднего для летнего сезона вертикального градиента температуры, характеризующего слой скачка, равна –1.4°С/м. Средние за июль оценки величины вертикального градиента модельной температуры в слое 20–25 м для глубоководной части моря (мористее изобаты 1500 м) составляют –1.03, –1.23, –1.34°С/м для первого, второго и третьего экспериментов соответственно. Анализ профилей температуры по данным ARGO (рис. 7б, в) и глубоководных станций рейса № 87 НИС “Профессор Водяницкий” (рис. 7г) вблизи 43° с.ш. указывает на то, что эксперименты T3S5 и T5S3 качественно и количественно точнее воспроизводят форму и толщину ХПС. Как видно из рис. 7б–г результаты расчетов T3S5 и T5S3 находятся в лучшем соответствии с наблюдениями в слое 25–50 м.

Сравнение результатов моделирования полей температуры и солености указывает на то, что при использовании уравнений (П.2) и (П.3)

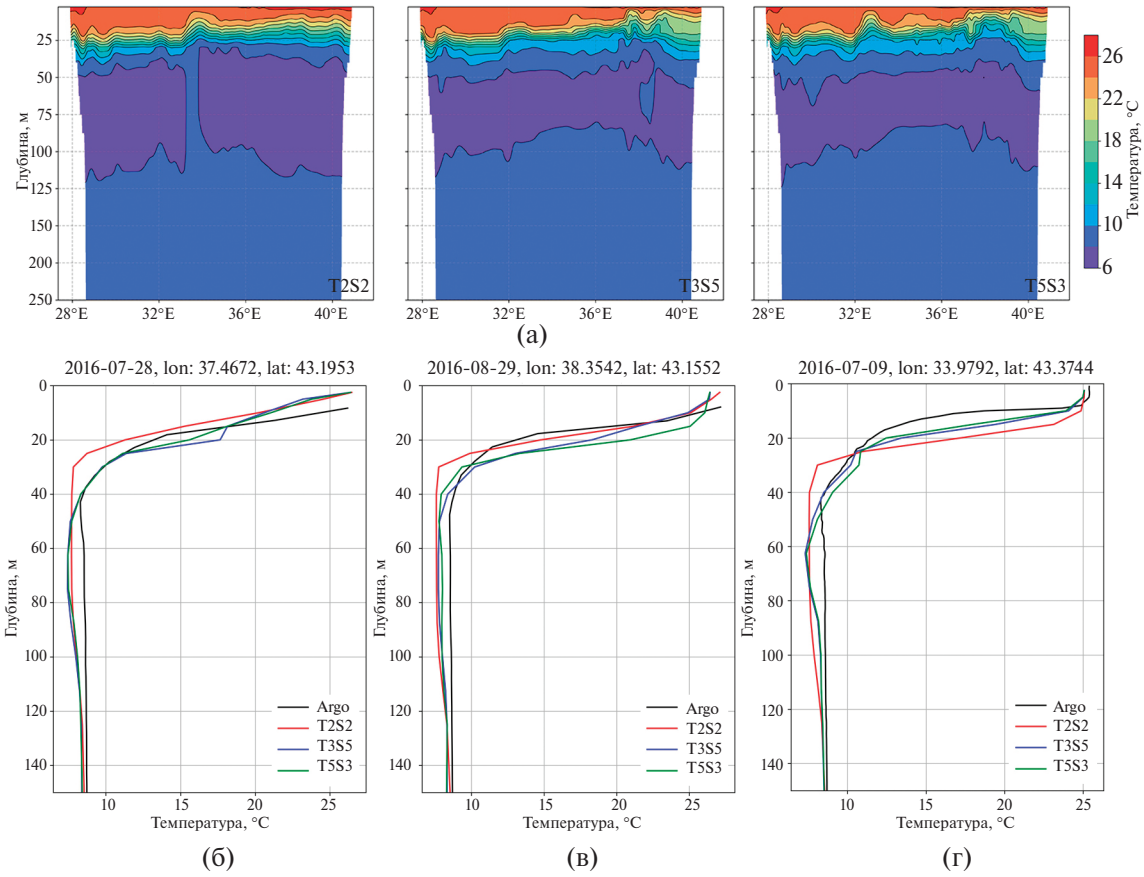


Рис. 7. Вертикальный разрез поля температуры вдоль 43° с.ш. 30.07.2016 (а). Профили температуры по данным моделирования, буев Арго № 6901831 (б), № 6901832 (в) и рейса № 87 (г).

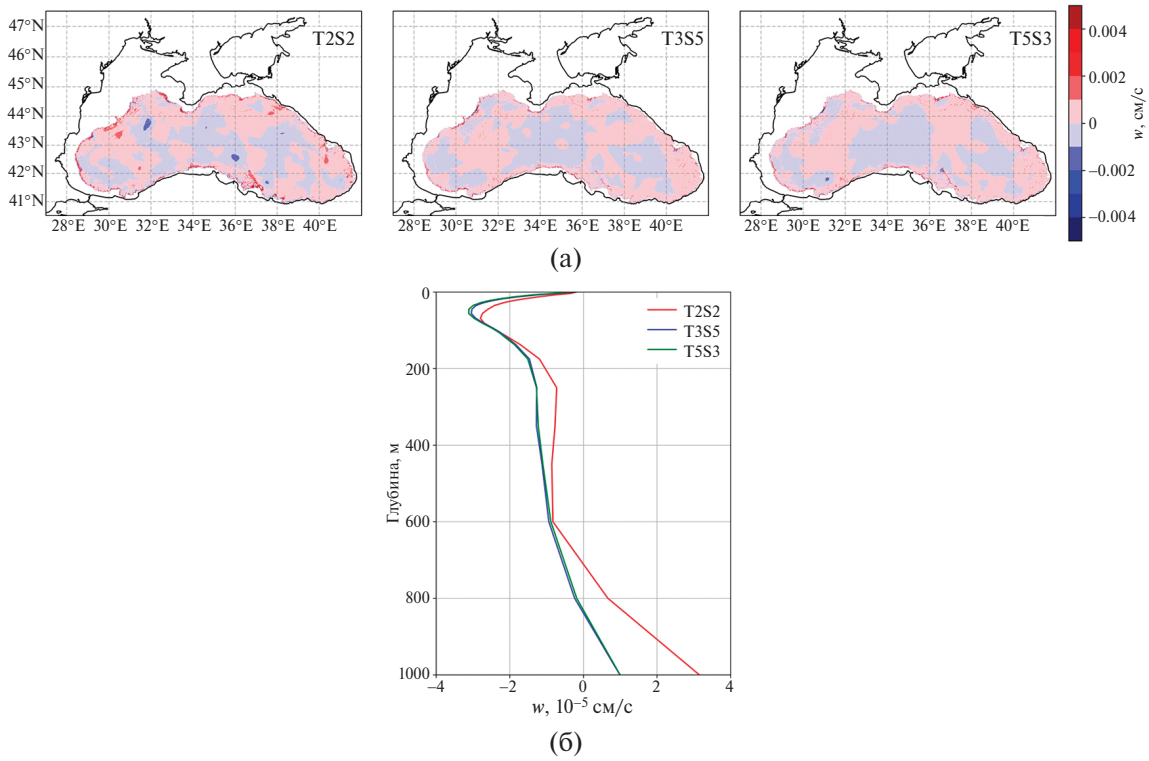


Рис. 8. Среднее за лето поле вертикальной скорости на горизонте 300 м (а). Средний для глубоководной части моря профиль вертикальной скорости по результатам трех экспериментов (б).

наблюдается интенсификация подъема вод в центральной части моря. Анализ пространственно-временной изменчивости поля вертикальной скорости показал, что в летний сезон при близких по величине значениях скорости увеличивается площадь зоны отрицательных значений, соответствующих в модели МГИ (ось z направлена вниз) подъему вод. На рис. 8а представлены средние за лето поля вертикальной скорости на горизонте 300 м. Видно, что в центральной и восточной частях моря области, обозначенные голубым цветом ($w < 0$), занимают большую площадь в экспериментах T3S5 и T5S3. Также обращает внимание более регулярный характер зон чередования положительных и отрицательных значений скорости. Оценки среднего за весь период интегрирования профиля вертикальной скорости для глубоководной части моря (мористее изобаты 1000 м) демонстрируют увеличение скорости подъема вод в верхнем 600-метровом слое для экспериментов T3S5 и T5S3 (рис. 8б). Максимум вертикальной скорости в экспериментах T3S5 и T5S3 расположен в слое 27.5 –35 м, тогда как в эксперименте T2S2 в слое 35–45 м. Результаты, полученные с применением новых схем (П.2) и (П.3), согласуются с оценками глубины максимума скорости подъема вод по данным реанализа Черного моря [Дорофеев и др., 2016].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе представлены результаты сравнительного анализа гидрофизических полей Черного моря, реконструированных при использовании в численной модели циркуляции МГИ дискретных уравнений адвекции-диффузии тепла и соли, обладающих свойством сохранения температуры и солености в различных степенях. Рассмотрены три схемы аппроксимации адвективных членов, обеспечивающие сохранение температуры и солености в степенях от двух до пяти.

Результаты расчетов демонстрируют, что в верхнем 100-метровом слое величина отклонения модельных значений солености от измеренных меньше в экспериментах T5S3 и T3S5 по сравнению с экспериментом T2S2, в котором используется традиционная аппроксимация нели-

нейных слагаемых. Наименьшие отклонения модельной солености от измеренной наблюдаются для юго-западной части моря – зоны с интенсивной струйной динамикой и слабой вихревой изменчивостью в зимний период. Для остальных районов в слое 30–100 м *RMSE* солености для экспериментов T3S5 и T5S3 меньше примерно на 20%, чем по данным T2S2.

Для верхнего слоя 0–30 м использование аппроксимаций, обеспечивающих наличие инвариантов степени больше двух, приводит к лучшим качественным и количественным результатам по температуре. Оценки показали, что *RMSE* температуры в экспериментах T3S5 и T5S3 уменьшается приблизительно на 10%. В то же время в летний сезон изменение схемы аппроксимации мало влияет на точность воспроизведения полей температуры в слое 30–100 м.

Анализ профилей солености вдоль траекторий буев демонстрирует, что уменьшение ошибки моделирования солености обусловлено более точным воспроизведением верхней границы основного галоклина. Сравнение профилей модельной температуры с данными ARGO и глубоководных станций НИС “Профессор Водяницкий“ показывает, что эксперименты T3S5 и T5S3 по сравнению с расчетом T2S2 качественно и количественно точнее воспроизводят форму и толщину ХПС. По результатам трех экспериментов наименьшие отклонения от данных наблюдений получены при использовании аппроксимаций, обеспечивающих сохранение температуры в третьей степени и солености в пятой степени.

Результаты работы позволяют предположить, что увеличение степени инвариантов при нелинейной аппроксимации адвективных слагаемых в уравнениях эволюции температуры и солености позволяет лучше в смысле близости к наблюдениям воспроизвести области резких градиентов в прогнозируемых полях.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность сотрудникам ФГБУН ФИЦ МГИ С.В. Станичному и А.А. Кубрякову за предоставленные данных альтиметрии, Е.А. Скрипалевой за предоставление данных съемок рейсов НИС “Профессор Водяницкий”. Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РНФ № 23-27-00141.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Введем разностную сетку для бассейна с неровным дном, которая описывается боксами с целочисленными значениями в его центрах *i, j, k* ($i = i_1, ..., i_N, j = j_1, ..., j_M, k = 1, ..., K_{i,j}$) и на гранях – $i + 1/2, j + 1/2, k + 1/2$. Горизонтальные размеры боксов (h_x, h_y) постоянные, по вертикали используется неравномерная аппроксимация

$$\left(h_z^k = z_{k+1/2} - z_{k-1/2}, \quad h_z^{k+1/2} = z_{k+1} - z_k\right).$$

Разностные операторы имеют вид (для *j, k* – аналогично):

$$\varphi_{i,j,k}^{-x} = \frac{\varphi_{i+1/2,j,k} + \varphi_{i-1/2,j,k}}{2},$$

$$\delta_x \varphi_{i,j,k} = \frac{\varphi_{i+1/2,j,k} - \varphi_{i-1/2,j,k}}{h_x},$$

$$\nabla_{x,y}^2 \varphi_{i,j,k} = \delta_x^2 \varphi_{i,j,k} + \delta_y^2 \varphi_{i,j,k}.$$

Тогда уравнения адвекции температуры и солености в точке (i, j, k) записываются в виде

$$\frac{dT_{i,j,k}}{dt} + \delta_x\left(u_{i,j,k}T_{i,j,k}\right) + \delta_y\left(v_{i,j,k}T_{i,j,k}\right) + \\ + \delta_z\left(w_{i,j,k}T_{i,j,k}\right) = 0,$$

$$\frac{dS_{i,j,k}}{dt} + \delta_x\left(u_{i,j,k}S_{i,j,k}\right) + \delta_y\left(v_{i,j,k}S_{i,j,k}\right) + \\ + \delta_z\left(w_{i,j,k}S_{i,j,k}\right) = 0,$$

Для температуры и солености в работе [Демышев, 2023] при условии сохранения *T, S* и T^K, S^L на гранях бокса (полуцелые значения индексов) получены следующие соотношения по оси *x* (для *j, k* – аналогично):

$$T_{i+1/2,j,k} = \frac{K-1}{K}\left(T_{i,j,k} + \frac{T_{i+1,j,k}^{K-1}}{\Phi(T_{i+1,j,k}, T_{i,j,k})}\right),$$

$$S_{i+1/2,j,k} = \frac{L-1}{L}\left(S_{i,j,k} + \frac{S_{i+1,j,k}^{L-1}}{\Psi(S_{i+1,j,k}, S_{i,j,k})}\right),$$

где

$$\Phi\left(T_{i+1,j,k}, T_{i,j,k}\right) = \sum_{n=0}^{K-2} T_{i+1,j,k}^{K-n-2} T_{i,j,k}^n,$$

$$\Psi\left(S_{i+1,j,k}, S_{i,j,k}\right) = \sum_{m=0}^{L-2} S_{i+1,j,k}^{L-m-2} S_{i,j,k}^m.$$

При $K = L = 2$ следует известная аппроксимация (для j, k – аналогично):

$$T_{i+1/2,j,k} = \overline{T_{i+1/2,j,k}}^{x}, \quad S_{i+1/2,j,k} = \overline{S_{i+1/2,j,k}}^{x}. \tag{П.1}$$

При $K = 5$ и $L = 3$ имеем (для j, k – аналогично)

$$T_{i+1/2,j,k} = \frac{4}{5}\frac{T^4_{i+1,j,k} + T^3_{i+1,j,k}T_{i,j,k} + T^2_{i+1,j,k}T^2_{i,j,k} + T_{i+1,j,k}T^3_{i,j,k} + T^4_{i,j,k}}{T^3_{i+1,j,k} + T^2_{i+1,j,k}T_{i,j,k} + T_{i+1,j,k}T^2_{i,j,k} + T^3_{i,j,k}}, \tag{П.2}$$

$$S_{i+1/2,j,k} = \frac{2}{3}\frac{S^2_{i+1,j,k} + S_{i+1,j,k}S_{i,j,k} + S^2_{i,j,k}}{S_{i+1,j,k} + S_{i,j,k}},$$

и, соответственно, при $K = 3$ и $L = 5$:

$$S_{i+1/2,j,k} = \frac{4}{5}\frac{S^4_{i+1,j,k} + S^3_{i+1,j,k}S_{i,j,k} + S^2_{i+1,j,k}S^2_{i,j,k} + S_{i+1,j,k}S^3_{i,j,k} + S^4_{i,j,k}}{S^3_{i+1,j,k} + S^2_{i+1,j,k}S_{i,j,k} + S_{i+1,j,k}S^2_{i,j,k} + S^3_{i,j,k}}, \tag{П.3}$$

$$T_{i+1/2,j,k} = \frac{2}{3}\frac{T^2_{i+1,j,k} + T_{i+1,j,k}T_{i,j,k} + T^2_{i,j,k}}{T_{i+1,j,k} + T_{i,j,k}}.$$

При интегрировании по всей области аппроксимации (П.1), (П.2), (П.3) обеспечивают сохранение T, S и T^K, S^L $(K \geq 2, L \geq 2)$, то есть выполняются соотношения

$$\sum_{i,j,k}\frac{dT^K_{i,j,k}}{dt}h_x h_y h_z + \sum_{i,j}\frac{d\varsigma_{i,j}}{dt}T^K_{i,j,1/2}h_x h_y = 0,$$

$$\sum_{i,j,k}\frac{dS^L_{i,j,k}}{dt}h_x h_y h_z + \sum_{i,j}\frac{d\varsigma_{i,j}}{dt}S^L_{i,j,1/2}h_x h_y = 0,$$

где ζ – приведенный уровень моря и эти выражения при отсутствии диффузии и внешних сил соответствуют следующим интегралам:

$$\frac{1}{V}\frac{\partial}{\partial t}\int_{-\zeta}^{H}\iint_{\Omega_z}(T^K)dxdydz = 0,$$

$$\frac{1}{V}\frac{\partial}{\partial t}\int_{-\zeta}^{H}\iint_{\Omega_z}(S^L)dxdydz = 0.$$

Полученные аппроксимации требуют дополнительного анализа при $|T| \ll 1°C$ и / или $|S| \ll 1‰$ $T \ll 1°C$ и/или $S \ll 1$ ‰. Для условий Черного моря такая ситуация практически не имеет место, а в данных расчетах она отсутствует.

Также конечно-разностные аппроксимации, представленные формулами (П.1), (П.2), (П.3), позволяют получить дивергентный вид уравнения адвекции плотности, что обеспечивает точное выполнение закона сохранения полной энергии при нелинейной зависимости плотности от температуры и солености [Демышев, 2023].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Артамонов Ю.В., Скрипалева Е.А., Алексеев Д.В., Федирко А.В., Шутов С.А., Колмак Р.В., Шаповалов Р.О., Щербаченко С.В. Гидрологические исследования в северной части Черного моря в 2016 г. (87, 89 и 91-й рейсы НИС “Профессор Водяницкий“) // Морской гидрофизический журнал. 2018. Т. 34. № 3. С. 247–253. https://doi.org/10.22449/0233-7584-2018-3-247-253

Булгаков С.Н., Коротаев Г.К. Возможный механизм стационарной циркуляции вод Черного моря // Комплексные исследования Черного моря. Севастополь: МГИ АН УССР, 1984. С. 32–40.

Гидрометеорология и гидрохимия морей СССР. Т. 4. Черное море. Вып. 1. Гидрометеорологические условия / Под ред. Симонова А.И., Альтмана Э.Н. СПб.: Гидрометеоиздат, 1991. 428 с.

Головизнин В.М., Самарский А.Л. Разностная аппроксимация конвективного переноса с пространственным расщеплением временной производной // Математическое моделирование. 1998. Т. 10. № 1. С. 86–100.

Демышев С.Г. Нелинейные инварианты дискретной системы уравнений динамики моря в квазистатическом приближении // Морской гидрофизический журнал. 2023. Т. 39. № 5. С. 557–583.

Демышев С.Г. Численная модель оперативного прогноза течений в Черном море // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2012. Т. 48. № 1. С. 137–149.

Демышев С.Г., Коротаев Г.К. Численная энергосбалансированная модель бароклинных течений океана с неровным дном на сетке С // Численные модели и результаты калибровочных расчетов течений в Атлантическом океане: Атмосфера – Океан – Космос. Программа “Разрезы“. М.: Институт вычислительной математики РАН, 1992. С. 163–231.

Дорофеев В.Л., Сухих Л.И. Анализ изменчивости гидрофизических полей Черного моря в период 1993–

2012 годов на основе результатов выполненного реанализа // Морской гидрофизический журнал. 2016. № 1. С. 33–48.
https://doi.org/10.22449/0233-7584-2016-1-33-48

Иванов В.А., Белокопытов В.Н. Океанография Черного моря. Севастополь: Морской гидрофизический институт НАН Украины, 2011. 212 с. EDN: XPERZR.

Капцов Е.И. Численная реализация инвариантной схемы для одномерных уравнений мелкой воды в лагранжевых координатах // Препринты ИПМ им. М.В. Келдыша. 2019. № 108. 28 с.
https://doi.org/10.20948/prepr-2019-108

Морозов А.Н., Маньковская Е.В. Холодный промежуточный слой Черного моря по данным экспедиционных исследований 2016–2019 годов // Экологическая безопасность прибрежной и шельфовой зон моря. 2020. № 2. С. 5–16.
https://doi.org/10.22449/2413-5577-2020-2-5-16

Самарский А.А., Мажукин В.И., Матус П.П. Инвариантные разностные схемы для дифференциальных уравнений с преобразованием независимых переменных // Доклады Академии Наук. 1997. Т. 352. № 5. С. 602–605.

Akpınar A., Sadighrad E., Fach B.A., Arkın S. Eddy Induced Cross-Shelf Exchanges in the Black Sea // Rem. Sens. 2022. V. 14. № 19. P. 4881.
https://doi.org/10.3390/rs14194881

Arakawa A., Lamb V.R. A potential enstrophy and energy conserving scheme for the shallow water equation // Mon. Wea. Rev. 1981. V. 109. № 1. P. 18–36.

Cheviakov A.F., Dorodnitsyn V.A., Kaptsov E.I. Invariant Conservation Law-Preserving Discretizations of Linear and Nonlinear Wave Equations // J. Math. Phys. 2020. V. 61. № 8. P. 081504.
https://doi.org/10.48550/arXiv.2007.07821

Demyshev S.G., Dymova O.A. Analysis of the annual mean energy cycle of the Black Sea circulation for the climatic, basin-scale and eddy regimes // Ocean Dynamics. 2022. V. 72. P. 259–278.
https://doi.org/10.1007/s10236-022-01504-0

Goloviznin V.M., Maiorov Pavel A., Maiorov Petr A., Solovjev A.V. Validation of the low dissipation computational algorithm CABARET-MFSH for multilayer hydrostatic flows with a free surface on the lock-release experiments // J. Comput. Phys. 2022. V. 463. P. 111239.
https://doi.org/10.1016/j.jcp.2022.111239.
http://dvs.net.ru/mp/data/main_ru.shtml.
https://data.marine.copernicus.eu/product/BLKSEA_MULTIYEAR_PHY_007_004/description.
https://data.marine.copernicus.eu/product/SST_BS_SST_L3S_NRT_OBSERVATIONS_010_013.
https://emodnet.ec.europa.eu/geonetwork/srv/eng/catalog.search#/metadata/19f800a9-f0fd-4055-b4cd-90ed156dc7fc.
https://www.coriolis.eu.org/Data-Products/Data-selection.
https://www.ecmwf.int/en/forecasts/dataset/ecmwf-reanalysis-v5.

IOC, SCOR and IAPSO, 2010: The international thermodynamic equation of Seawater-2010: Calculation and use of thermodynamic properties. Intergovernmental oceanographic Commission, Manuals and Guides No. 56. UNESCO. 196 p.

Kubryakov A.A., Stanichny S.V. Reconstruction of mean dynamic topography of the Black Sea for altimetry measurements // Izv. Atmos. Ocean. Phys. 2012. №48. P. 973–979.
https://doi.org/10.1134/S0001433812090095

Mellor G.L., Yamada T. Development of a turbulence close model for geophysical fluid problems // Rev. Geophys. Space Phys. 1982. № 20. P. 851–875.

Palha A., Gerritsma M. A mass, energy, enstrophy and vorticity conserving (MEEVC) mimetic spectral element discretization for the 2D incompressible Navier-Stokes equations // J. Comput. Phys. 2017. V. 328. P. 200–220.

Scott A., James R. New flux-conserving numerical scheme for the steady, incompressible Navier-Stokes equations // Fluid Mechanics and Heat Transfer. 1994. Report/2013. Patent Number E-8642 NASA-TM-106520 NAS 1.15:106520.

Sorgentone C., La Cognata S., Nordstrom J. A new high order energy and enstrophy conserving Arakawa-like Jacobian differential operator // J. Comput. Phys. 2015. V. 301. P. 167–177.

Modeling of the Black Sea Circulation Using Equations of Heat and Salt Advection–Diffusion Having Discrete Nonlinear invariants

S. G. Demyshev[1, *], O. A. Dymova[1, **]

[1] *Marine Hydrophysical Institute Russian Academy of Sciences, st. Kapitanskaya, 2, Sevastopol, 299011 Russia*

**e-mail: demyshev@gmail.com*
***e-mail: olgdymova@mhi-ras.ru*

In this work the accuracy of reconstructing the Black Sea circulation by using new approximations of nonlinear terms in the transport equations, ensuring the conservation of temperature and salinity to a power greater than two, is analyzed based on the results of forecast calculations. Three numerical experiments with differences in the schemes for calculating temperature and salinity are carried out. In the first experiment – traditional schemes are used to conserve of temperature and salinity in the first and second degrees; in the second one – the temperature is conserved in the first and fifth degrees, salinity in the first and third; in the third one – the temperature in the first and third, salinity in the first and fifth degrees. Calculations are performed on the basis of the MHI model with a resolution of 1.6 km and taking into account realistic atmospheric forcing for 2016. Validation of the results is carried out based on comparison of model fields with in-situ and satellite measurements of temperature and salinity in 2016. Analysis of mean and root mean square errors showed that new schemes for the advection-diffusion equations of heat and salt, ensuring the conservation of predictive parameters to a power greater than two, improve the accuracy of reconstructing the salinity in the Black Sea upper 100m layer throughout the year compared with traditional approximation. The root mean square errors in the salinity field are reduced by 15–20%, the thickness of the upper mixed layer in winter and the depth of the upper boundary of the thermocline layer in summer in the central part of the sea are modeled approximately 10% more accurately. Based on the results of three experiments, the smallest deviations from observational data are obtained when using approximations that ensure the conservation of temperature to the third power and salinity to the fifth power.

Keywords: modeling, nonlinear invariants, approximation schemes, the Black Sea, observational data, thermohaline characteristics

ИЗВЕСТИЯ РАН. ФИЗИКА АТМОСФЕРЫ И ОКЕАНА, 2024, том 60, № 2, с. 245–250

УДК 551.510

О ВОЗМОЖНОСТИ МНОГОКАНАЛЬНЫХ ОПТИЧЕСКИХ ЗОНДОВ ОБРАТНОГО РАССЕЯНИЯ ДЛЯ СОВМЕСТНЫХ БАЛЛОННЫХ И ЛИДАРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ АЭРОЗОЛЬНОГО СОСТАВА СРЕДНЕЙ АТМОСФЕРЫ[1]

© 2024 г. Н. В. Балугин[a], Б. А. Фомин[a], В. А. Юшков[a, *], В. Н. Маричев[б], Д. А. Бочковский[b]

[a]ФГБУ "Центральная аэрологическая обсерватория",
ул. Первомайская, 3, Долгопрудный, Московская обл., 141700 Россия
[b]ФГБУН Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН
площадь Академика Зуева, д. 1, Томск, 634055 Россия

**e-mail: v_yushkov@mail.ru*

Поступила в редакцию 23.05.2023 г.
После доработки 20.11.2023 г.
Принята к публикации 28.02.2024 г.

Аэрозольные зонды обратного рассеяния в практике аэрологического зондирования наряду с лидарным зондированием применяются в ночное время для изучения и мониторинга полярных стратосферных облаков, тропосферного и стратосферного аэрозоля, перистых облаков, пироконвекции, вулканического аэрозоля, а также для верификации дистанционных методов и средств аэрозольных наблюдений наземного и спутникового базирования. Для аэрозольных зондов используется простая двухволновая методика измерений, позволяющая диагностировать по цветовому индексу изменения в составе аэрозоля. Возможности двухволновой методики имеют ограничения, которые рассматриваются в данной статье. Аэрологическое зондирование, совмещенное с лидарными наблюдениями, расширяет диапазон длин волн для многоволновых исследований, а прямые измерения температуры атмосферы повышают точность аэрозольного зондирования. В работе рассматривается вопросы применение 3-х и более волновых методик. Приводятся данные зондовых измерений с использований длин волн 470, 528, 850 и 940 нм и лидарного зондирования на длинах волн 355 и 532 нм.

Ключевые слова: атмосфера, аэрозольный состав, зонд обратного рассеяния, аэрозольный лидар
DOI: 10.31857/S0002351524020104 **EDN**: KPJSVM

ВВЕДЕНИЕ

В практике исследования аэрозольного наполнения стратосферы и тропосферы применяются лидарные системы [Зуев, 2004; Маричев и др., 2020] и оптические зонды обратного рассеяния [Rozen, Kjome, 1991; Brabec et al., 2012; Балугин др., 2022a]. В основе этих косвенных методов исследования свойств тропосферного и стратосферного аэрозоля лежат методы решения обратных задач: в данном случае определения аэрозольного состава атмосферы сравнением измеренных коэффициентов обратного рассеяния с заранее рассчитанными обратными коэффициентами оптических моделей возможных аэрозолей.

В основе этих косвенных методов исследования свойств тропосферного и стратосферного аэрозоля лежат некоторые аналитические модели, представляющие собой функциональные соотношения между измеряемыми в эксперименте величинами и искомыми характеристиками среды. В данной работе определение аэрозольного состава атмосферы основано на сравнении измеренных коэффициентов обратного рассеяния с заранее рассчитанными коэффициентами обратного рассеяния для оптических аэрозольных моделей.

Разработанный в ФГБУ "Центральная аэрологическая обсерватория" Росгидромета оптический аэрозольный зонд обратного рассея-

[1] Статья подготовлена на основе устного доклада, представленного на IV Всероссийской конференции с международным участием "Турбулентность, динамика атмосферы и климата", посвященной памяти академика А.М. Обухова (Москва, 22–24 ноября 2022 г.).

ния (АЗОР) с высотой подъема до 30 км был использован в январе 2022 г. в Томске в рамках совместного лидарно-баллонного эксперимента [Маричев и др., 2022], результаты которого дополнительно рассматриваются и обсуждаются в представленной работе. Подробно материал о предназначении АЗОР и его конструкции представлен в работе [Балугин и др., 2022а]. Здесь лишь отметим, что в этих зондах [Балугин и др., 2022б; Маричев и др., 2022] использовалась двухволновая методика измерений с применением двух квазимонохроматических источников света с регистрацией обратного молекулярного и аэрозольного рассеяния из облученного объема анализируемого воздуха, который расположен вблизи зонда на расстояниях 2–3 м от прибора. Полученные результаты подтвердили перспективность применения АЗОР, но также выявились и некоторые ограничения двухволновой методики. Целью настоящей работы являлось обсуждение этих ограничений и рассмотрение вопроса применения многоканальных зондов, обладающих потенциальной возможностью повысить информативность зондирования.

В штатном исполнении излучатели имели длину волны λ, равную 470 и 940 нм, а в совместном эксперименте использовались также излучатели с длинами волн 528 и 850 нм. Важно отметить, что АЗОР одновременно измеряет температуру воздуха и координаты нахождения зонда. Это позволяет по известным формулам определять плотность воздуха в точке измерения, а затем рассчитывать вклад молекулярного рассеяния в регистрируемые сигналы. Оставшаяся “аэрозольная“ часть сигнала обратного рассеяния и содержит искомую информацию о рассеивающих частицах.

В двухволновой методике в каждой точке измерений определяется так называемый цветовой индекс (Ci). Цветовой индекс равен отношению “аэрозольных” вкладов измеренного сигнала для рабочих длин волн зонда. Также для характерных моделей аэрозолей значения Ci вычисляется заранее (см. работу [Балугин и др., 2022б]). Сравнение теоретических значений Ci с измеренными указывает на тип аэрозоля. Затем, пользуясь выбранной моделью аэрозоля, можно оценить количество аэрозольных/облачных частиц и их размеры в данной точке траектории полета АЗОР. Эту информацию можно затем использовать для оценок воздействия аэрозоля на энергобаланс атмосферы [Rozen, Kjome,1991], а также в других целях.

Следует отметить, что в интерпретации измерений существует зависимость от априорной информации (модели). Более того, теоретические значения Ci могут быть одинаковыми даже для разных распределений частиц по размерам. Например, для модели сажевого аэрозоля в работе [WCP-112, 1986] рекомендуется использовать логнормальное распределение с двумя параметрами: средний размер частиц r_0 и разброс вокруг среднего σ. Там же рекомендуются значения “климатических” параметров $r_0 = 0.0118$ мкм и $\sigma = 2.0$. Для прибора с длинами волн излучателей 470 и 940 нм расчет дает теоретический значение Ci, примерно равное 4. Заметим, что значение Ci для сажевого аэрозоля значительно превышает значения Ci для других аэрозолей, и наличие сажевых частиц относительно легко обнаруживается [Балугин и др., 2022а]. Но для случая, описанного в работе [Балугин и др., 2022б], наблюдаются слои атмосферы, где значения Ci по результатам зондирования достигало значения ~7. На практике параметры могут отличаться от “климатических”, и в конкретных экспериментах требуется их оценка. Расчеты показывают, что значения Ci, равные ~7, могут быть как при $r_0 = 0.0059$ мкм и $\sigma = 2.0$, так и при $r_0 = 0.0118$ мкм и $\sigma = 1.8$. Для рассматриваемых оценок во всех случаях $r_0 << 0.47$ мкм и, тем более, $r_0 << 0.94$ мкм (т.е. аэрозольные частицы в основном много меньше длин волн излучателей). Фактически происходит рассеяние на так называемых “малых” частицах, у которых сечение рассеяния пропорционально шестой степени радиуса частицы $\sim r^6$ [Г. ван де Хюлст, 1961]. Таким образом, вклад в сигнал от таких частиц определяется не столько распределением частиц по размерам $n(r)$, а функцией $r^6 n(r)$. Поэтому выбор соответствующей модели аэрозоля по экспериментальному значению Ci представляет определенные методические трудности.

Больший интерес представляло бы получение экспериментальной информации о распределении $m(r) = r^3 n(r)$, так как поглощение радиации

“малыми” частицами и радиационный нагрев ими пропорциональны третьей степени радиуса частицы ~r^3. Число параметров *m(r)*, которые в принципе можно определить из измерений, равно количеству измерений/каналов (длин волн). Очевидно, наиболее информативными представляются такие излучатели, у которых длины волн соответствуют размерам частиц, и тогда можно ожидать получения информации об их размерах. Диапазон распределения аэрозольных частиц по размерам довольно широк [WCP-112, 1986]. Но заметно отличающиеся от нуля значения функции *m(r)* для сернокислотного и вулканического аэрозолей определяются значениями *r* в диапазоне 0.1–1 мкм, что соответствует как раз диапазону излучения применяемых светодиод (470–940 нм). Применение многоканальных зондов с вышеуказанными излучателями представляется перспективным для повышения информации о влиянии стратосферного аэрозоля на энергобаланс.

Трудности в выборе модели аэрозоля значительно возрастают в случае смеси аэрозольных частиц различного происхождения. Так, в тропопаузе смешиваются частицы черного углерода от сгорания авиационного топлива и сернокислотного аэрозоля вулканического происхождения [Blake, Kato, 1995]. Во время сильных лесных пожаров пироконвекция выносит в атмосферу как частицы черного углерода, так и коричневого [Zhang et al., 2017]. Фактически в этих случаях добавляются неопределенные параметры, изменяющиеся с высотой: соотношение частиц черного углерода и сернокислого аэрозоля, черного и коричневого углерода и т.п. В такой ситуации крайне желательно повышение информативности зондирования, что возможно на основе повышения числа каналов зонда.

ТЕХНИКА И ОПЫТ МНОГОКАНАЛЬНОГО ЗОНДИРОВАНИЯ

Изготовление многоканальных зондов основано на применении источников излучения (светодиодов) требуемой длинны волны. При создании АЗОР используются светодиоды с динами волн 470, 528, 850 и 940 нм. Длина волны 528 нм особенно важна в практике совместных лидарно-баллонных экспериментов, так как многие лидары работают на близкой длине волны (532 нм). Результаты такого эксперимента представлены на рис. 1, который демонстрирует хорошее согласие прямых (зонд) и дистанционных (лидар) измерений. На этом рисунке представлены данные, полученные зондом в полете в ночь с 27 на 28 января 2022 г. в районе г. Томска.

В качестве параметра, описывающего вертикальную стратификацию аэрозоля, представлена оптическая характеристика $R(\lambda,H)$ – отношение аэрозольного рассеяния:

$$R(\lambda,H)=\frac{\beta(\lambda,H)}{\beta_M(\lambda,H)}=$$
$$=\frac{\beta_M(\lambda,H)+\beta_A(\lambda,H)}{\beta_M(\lambda,H)}=1+\frac{\beta_A(\lambda,H)}{\beta_M(\lambda.H)},$$

$$R(\lambda,H)=\frac{\beta(\lambda,H)}{\beta_M(\lambda,H)}=$$
$$=\frac{\beta_M(\lambda,H)+\beta_A(\lambda,H)}{\beta_M(\lambda,H)}=1+\frac{\beta_A(\lambda,H)}{\beta_M(\lambda.H)},$$

где $\beta(\lambda,H)$, $\beta_M(\lambda,H)$, $\beta_A(\lambda,H)$ – коэффициенты полного, молекулярного и аэрозольного обратного рассеяния света на длине волны λ на высоте H. Для примера, выполнение условий $R(\lambda,H)=1$ означает отсутствие на данных высотах аэрозоля, и наоборот, там, где $R(\lambda,H)>1$, появляется аэрозоль. По значению $R(\lambda,H)$ определяется вклад аэрозольного рассеяния по отношению к молекулярному. На рис. 1 приведены вертикальные профили $R(\lambda,H)$ для длин волн 355 м 532 нм (лидар) и для длин волн 470, 528, 850 и 940 нм (АЗОР), демонстрирующие наглядную картину аэрозольного наполнения тропосферы и стратосферы. Профиль вертикального распределения плотности рассчитывался по измеренным данным температуры атмосферы с использованием барометрической формулы Больцмана–Лапласа. Рисунок 1 демонстрирует, что зачастую доля аэрозольного рассеяния довольно трудно выделяется на фоне молекулярного рассеяния и многоканальность очевидным образом повышает надежность интерпретации данных.

Значения Ci для проведенных измерений представлены на рис. 2. Заметим, что для стандартного сажевого аэрозоля значения Ci принимаю значения 1.3, 3.5, 4.0 для пары длин волн

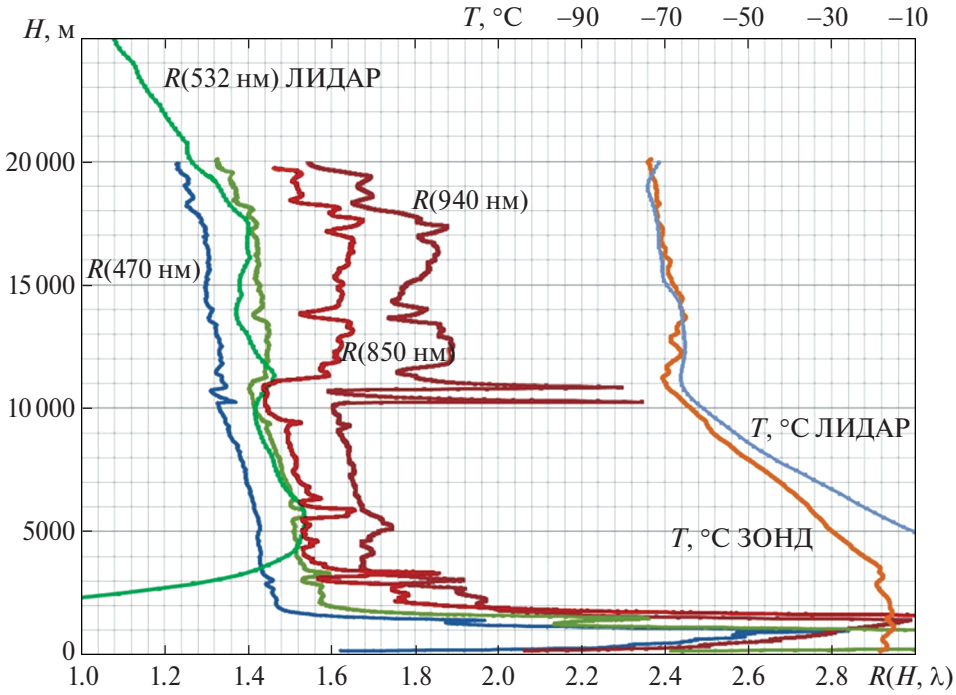


Рис. 1. Результаты лидарно-баллонного эксперимента в Томске в ночь с 27 на 28 января 2022 г. в виде вертикальных профилей R – отношения значений суммарного коэффициентов обратного рассеяния к значению молекулярного рассеяния для разных длин волн (см. текст).

(470/528, 470/850, 470 /940) соответственно. Такие значения цветового индекса указывают на наличие сажевого типа аэрозоля. На рис. 2 показаны тонкими цветовыми линиями соответствующие значения Ci, приведенные выше для каждой из пар набора длин волн. Все наборы Ci имеют пересечения в районе 17 км. Таким образом, если можно принять, что аэрозоль типа SOOT (сажевый), то его слой располагается на высотах 17–17.5 км. Этот рисунок также показывает, что использование четырех каналов вместо двух очевидным образом повышает достоверность интерпретации экспериментальных данных за счет большей статистики.

В конце раздела кратко рассмотрим теоретически вопрос применения многоканальных зондов обратного рассеяния на основе излучателей с $\lambda < 1$ мкм. Сигнал обратного рассеяния от аэрозоля определяется величиной $S(\lambda) = \sigma(\lambda)*F_{180}(\lambda)$ [Г. ван де Хюлст, 1961], которую будем называть сечением обратного рассеяния. Здесь $\sigma(\lambda)$ – сечение рассеяния, а $F_{180}(\lambda)$ -индикатриса рассеяния на 180° (назад). График $S(\lambda)$ (нормировка на 1.0 в максимуме), представлен на рис. 3 для классических “SOOT” (сажевого), “H_2SO_4” (сернокислого) и “DUST” (пылевого) аэрозолей по данным из [WCP-112, 1986], а величины $\sigma(\lambda)$ и $F_{180}(\lambda)$ вычислялись рядами Ми по методике [Fomin, Mazin, 1998]. Рисунок 3 указывает, что в области $\lambda \sim 1$ мкм вклад пылевой фракции, возможно, доминирует над вкладами других аэрозолей. И каналы в этой области могут быть полезными

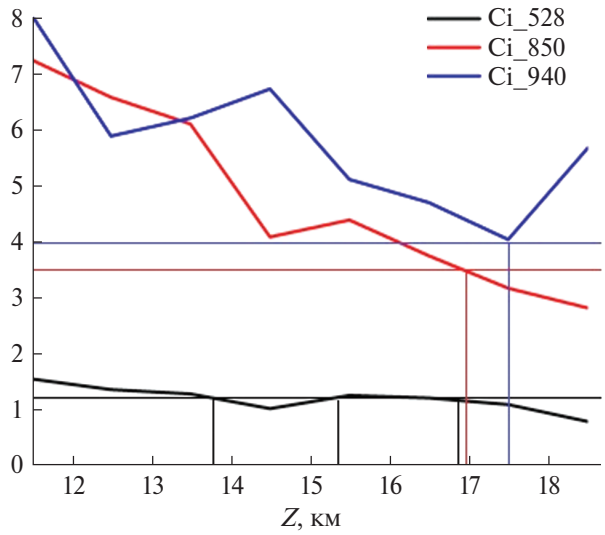


Рис. 2. Индекс Ci для пар длин волн (470, 940) нм, (470, 850) нм и (470, 528) нм.

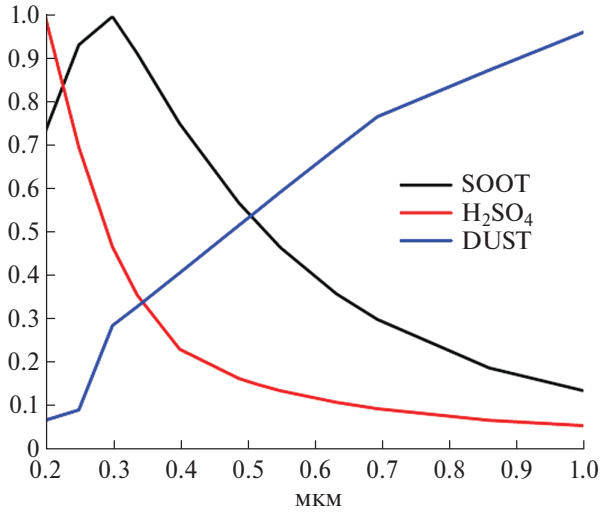


Рис. 3. Коэффициенты обратного рассеяния (в относительных единицах) для климатических аэрозолей "SOOT" (сажевого), "H_2SO_4" (сернокислого) и "DUST" (пылевого) аэрозолей по результатам расчетов по теории Ми с использованием данных из работы [WCP-112, 1986].

для получения информации о пыли в атмосфере. А каналы в области λ ~ 0.2–0.3 мкм могут быть информативны для исследования сажевого и сернокислого аэрозолей. И сопоставление экспериментальной формы кривой $S(\lambda)$ с теоретическими $S(\lambda)$ в нескольких точках (особенно в областях локальных минимумов и максимума на теоретических кривых) позволит точнее выбрать параметры аэрозольных моделей в случае их смеси. Таким образом, рис. 3 иллюстрирует принципиальную возможность оценивать состав смеси аэрозоля с помощью многоканальных зондов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

– Согласованность результатов лидарных наблюдений и баллонных измерений позволяет осуществлять непрерывный мониторинг стратосферного аэрозоля даже в условиях облачности, а также проводить сравнения различных лидарных систем наземного базирования в разных географических зонах с помощью мобильного комплекса с использование аэрозольного зонда обратного рассеяния.

– Использование многоканальных зондов на основе промышленных светодиодов, излучающих в области <1 мкм, позволяет по цветовому индексу определить тип аэрозоля и повысить достоверность результата анализа данных измерений.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-27-00057, https://rscf.ru/project/23-27-00057.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Балугин Н.В., Фомин Б.А., Юшков В.А. Оптический зонд обратного рассеяния для баллонных аэрологических измерений // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2022. Т. 58. № 3. С. 1–8.

Балугин Н.В., Фомин Б.А., Лыков А.Д., Юшков В.А. Фомин Б.А. Оценка воздействия стратосферного аэрозоля на радиационный баланс стратосферы по данным оптического баллонного зонда обратного рассеяния и радиационного моделирования // Метеорология и гидрология. 2022. № 10. С. 121–129.

Г. ван де Хюлст. Рассеяние света малыми частицами. М.: Издательство иностранной литературы, 1961. 536 с.

Зуев В.В. Лидарный контроль стратосферы. Новосибирск: Наука, 2004. 306 с.

Маричев В.Н., Бочковский Д.А. Лидарный комплекс малой станции высотного зондирования атмосферы ИОА СО РАН // Оптика атмосферы и океана. 2020. Т. 33. № 5. С. 399–406. https://doi.org/10.15372/AOO20200510

Маричев В.Н., Матвиенко Г.Г., Юшков В.А., Балугин Н.В., Бочковский Д.А. Лидарно-баллонный эксперимент по исследованию стратосферного аэрозоля для климатических наблюдений и диагностических задач // Метеорология и гидрология. 2022. № 11. С. 41–47.

Brabec M., Wienhold F.G., Luo B.P., Vomel H., Immler F., Steiner P., Hausammann E., Weers U., Peter T. Particle backscatter and relative humidity measured across cirrus clouds and comparison with microphysical cirrus modeling // Atmos. Chem. Phys. 2012. № 12. P. 9135–9148. https://doi.org/10.5194/acp-12-9135-2012

Blake D.F., Kato K. Latitudinal distribution of black carbon soot in the upper troposphere and lower stratosphere // J. Geophys. Res. 1995. V. 100. № D4. P. 7195–7202.

Fomin B.A., Mazin I.P. Model for an investigation of radiative transfer in cloudy atmosphere // Atmospheric Research. 1998. V. 47–48. P. 127–153.

Rosen J.M., Kjome N.T. Backscattersonde: a new instrument for atmospheric aerosol research. APPLIED

OPTICS. 1991. V. 30. № 12. P 1552–1561.
Zhang Y. et al. Top-of-atmosphere radiative forcing affected by brown carbon in the upper troposphere // Nature geoscience, advance online publication, published online: 22 may 2017. https://doi.org/10.1038/ngeo2960WCP-112
A preliminary cloudless standard atmosphere for radiation calculation // World Climate Research Program. WMO/TD, 1986. 66 p.

On the Possibility of Multichannel Optical Backscattering Sondes for Joint Balloon and Lidar Studies of the Aerosol Composition of the Middle Atmosphere

N. V. Balugin[1], B. A. Fomin[1], V. A. Yushkov[1, *], V. N. Marichev[2], D. A. Bochkovskyi[2]

[1]Central Aerological observatory,
Pervomayskaya str., 3, Dolgoprudny, Moscow Region, 14170 Russia
[2]Zuev Institute of Atmospheric Optics RAS SB,
Ak. Zueva place, 1,Tomsk, 634055 Russia
**e-mail: v_yushkov@mail.ru*

Aerosol backscattering sondes in the practice of aerological sounding, along with lidar observations, are used at night to study and monitor polar stratospheric clouds, tropospheric and stratospheric aerosol, cirrus clouds, pyroconvection, volcanic aerosol, as well as to verify remote methods and means of ground-based and satellite-based aerosol observations. For aerosol sondes, a simple two-wave measurement technique is used, which makes it possible to diagnose changes in aerosol composition by color index. The possibilities of the two-wave technique have limitations, which are discussed in this article. Aerological sounding combined with lidar observations expands the wavelength range for multi-wavelength studies, and direct measurements of atmospheric temperature increase the accuracy of aerosol sensing. The paper considers the application of 3 or more wavelenght techniques. Data from probe measurements using wavelengths of 470, 528, 850 and 940 nm and lidar sensing at wavelengths of 355 and 532 nm are presented.

Keywords: atmosphere, aerosol composition, backscattering sonde, aerosol lidar

ИЗВЕСТИЯ РАН. ФИЗИКА АТМОСФЕРЫ И ОКЕАНА, 2024, том 60, № 2 , с. 251–263

УДК 551.510.42

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ОЦЕНКИ АНТРОПОГЕННОЙ ЭМИССИИ ОКИСЛОВ АЗОТА С ТЕРРИТОРИИ САНКТ-ПЕТЕРБУРГА ПО ДАННЫМ МНОГОЛЕТНИХ МОБИЛЬНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

© 2024 г. Д. В. Ионов[a], *, М. В. Макарова[a], В. С. Косцов[a]

[a]*Санкт-Петербургский государственный университет, Университетская наб., 7/9, Санкт-Петербург, 199034 Россия*

**e-mail: d.ionov@spbu.ru*

Поступила в редакцию 18.10.2023 г.
После доработки 16.01.2024 г.
Принята к публикации 28.02.2024 г.

Рассмотрены результаты серии спектроскопических измерений тропосферного содержания NO_2, выполненных на замкнутом маршруте кольцевой автодороги (**КАД**) Санкт-Петербурга в различные сезоны в 2012, 2014, 2015 и 2016 гг. Единый подход к интерпретации всех экспериментальных данных с использованием численного моделирования распространения воздушного загрязнения и априорной информации о пространственном распределении его антропогенных источников позволил существенно повысить точность определения интегральной эмиссии NO_x. Суммарный объем NO_x, приведенный к валовому годовому антропогенному выбросу с территории Санкт-Петербурга, составил 81 ± 17 тыс. т. Эта величина несколько превышает официальные данные городской инвентаризации воздушного загрязнения (от 61 до 63 тыс. т в год), согласуясь в пределах погрешности с оценкой, полученной ранее на основе аналогичных мобильных измерений весной 2019 г. (75 ± 26 тыс. т в год).

Ключевые слова: окислы азота, двуокись азота, дифференциальная спектроскопия, мобильные измерения, антропогенная эмиссия, NO_x, NO_2, DOAS, HYSPLIT

DOI: 10.31857/S0002351524020115 **EDN**: KPJFXD

1. ВВЕДЕНИЕ

Крупные города и промышленные центры представляют собой мощные источники антропогенного загрязнения, проявляющегося, в частности, в повышенных концентрациях различных примесей, обнаруживаемых в приземном слое атмосферы. Особую роль играют такие газовые составляющие, как окислы азота (NO_x = NO + + NO_2), являющиеся не только радиационно и химически активными соединениями [Seinfeld, Pandis, 2006], но также несущие прямую угрозу здоровью человека и состоянию окружающей среды [Molina, Molina, 2004; Голдовская, 2005]. Наличие полос молекулярного поглощения видимого солнечного излучения двуокисью азота (NO_2) обеспечивает возможность определения атмосферного содержания этой компоненты по результатам дистанционных спектроскопических измерений, в частности методами DOAS (Differential Optical Absorption Spectroscopy [Platt, Stuz, 2008]). Зная соотношение между концентрациями NO_2 и NO в загрязненном NO_x воздухе и предполагая его относительно стабильным в процессе измерений, можно определить суммарную концентрацию окислов азота. Таким образом, результаты DOAS-измерений атмосферного содержания NO_2, выполняемых в различных точках со стационарных или мобильных платформ, позволяют оценить интегральную мощность городской эмиссии NO_x.

Подобный подход, реализуемый, как правило, в схеме мобильных измерений на замкнутых кольцевых маршрутах, полностью огибающих исследуемые источники выброса, был за последние годы реализован в целом ряде исследований. В частности, таким образом оценивались антропогенные эмиссии NO_x в густонаселенных и индустриальных регионах Германии [Ibrahim et al., 2010], Китая [Johansson et al., 2008; Wang et al., 2012; Wu et al., 2013; Li et al., 2015; Wu et al.,

2017; Wu et al., 2018; Cheng et al., 2020; Huang et al., 2020], Уругвая [Frins et al., 2014], Канады [Davis et al., 2019], Мексики [Johansson et al., 2009; Rivera et al., 2009; Rivera et al., 2013], Индии [Shaiganfar et al., 2011], Франции [Shaiganfar et al., 2015; Shaiganfar et al., 2017] и Румынии [Merlaud et al., 2020]. Наиболее часто для определения искомых интенсивностей исследуемых эмиссий в этих работах рассчитывается интеграл потока молекул NO_2 через замкнутый контур маршрута, содержащий внутри себя анализируемые источники – так называемый Метод Интегрирования по Контуру, МИК (Closed Integral Method, CIM, см., например, работу Ibrahim et al., 2010). Погрешность оценки интенсивности эмиссии NO_x, рассчитываемой из DOAS-измерений содержания NO_2 методом интегрирования по контуру, определяется рядом факторов. В первую очередь это изменчивость поля ветра, направление и скорость которого принимаются постоянными при интегрировании результатов измерений, выполненных на маршруте. Также свой вклад вносит изменчивость отношения NO_x/NO_2, информация о величине которого необходима для пересчета определяемого из измерений потока NO_2 в суммарный поток NO_x (учитывая, что большая часть антропогенной эмиссии NO_x первоначально поступает в атмосферу в форме NO). Кроме того, точность метода существенно зависит от неопределенности времени жизни NO_x в приземной атмосфере, составляющем в среднем несколько часов и определяющем скорость снижения концентрации NO_x (NO_2) по мере распространения загрязненной воздушной массы от источника к границам контура мобильных измерений. В целом, погрешности определения интенсивности эмиссий NO_x с использованием МИК-подхода относительно высоки и составляют, по разным оценкам, от 30% [Wu et al., 2017] или 40% [Shaiganfar et al., 2011] до 45% [Wu et al., 2013], 50% [Shaiganfar et al., 2017; Huang et al., 2020] и 55% [Wang et al., 2012].

Для сокращения погрешностей метода некоторые авторы привлекали различные численные модели атмосферы для расчетов трехмерных полей ветра. Например, модель TAPM (The Air Pollution Model) использовалась в работе [Johansson et al., 2008], модель WRF (Weather Research and Forecasting) в работах [Johansson et al., 2009; Rivera et al., 2013; Davis et al., 2019; Cheng et al., 2020], модель ECMWF (European Centre for Medium-Range Weather Forecasts) в работе [Shaiganfar et al., 2011], модель MM5 (Mesoscale Model) в работах [Shaiganfar et al., 2017; Wu et al., 2017]. В ряде работ использовались также транспортно-химические модели, позволяющие дополнительно учесть изменчивость отношения NO_x/NO_2 и времени жизни NO_x в атмосфере. Так, в работе [Shaiganfar et al., 2017] с этой целью привлекалась модель CHIMERE, в работе [Cheng et al., 2020] – модель CMAQ (Community Multiscale Air Quality), в работе [Huang et al., 2020] – ECMWF CAMS (Copernicus Atmosphere Monitoring Service). Следует отметить, что, несмотря на разнообразие используемых специализированных моделей, процессы распространения и химической трансформации NO_x в атмосфере в большинстве указанных выше работ рассматривались довольно упрощенно, предполагая равномерное движение зондируемой воздушной массы в однородном поле ветра средней скорости к границам идеального контура в форме окружности с центром в условной точке основного источника эмиссии.

Первые мобильные DOAS-измерения атмосферного содержания NO_2 в окрестностях Санкт-Петербурга были начаты более десяти лет назад. В работе [Ionov, Poberovskii, 2015] была получена оценка суммарной эмиссии NO_x с территории мегаполиса на основе МИК-подхода к данным кольцевых измерений, выполненных в течение одного дня в августе 2012 г. В качестве информации о поле ветра использовались результаты наблюдений городских метеостанций. В дальнейшем это исследование было дополнено данными новых мобильных экспериментов, выполнявшихся в различные сезоны 2014–2015 гг. [Ионов, Поберовский, 2017]. Для уменьшения погрешности оценок эмиссии NO_x средние величины направления и скорости ветра определялись по результатам расчетов дисперсионного блока модели HYSPLIT (HYbrid Single-Particle Lagrangian Integrated Trajectories, [Draxler et al., 1998]), согласующихся с наблюдаемой пространственно-временной эволюцией шлейфа воздушного загрязнения. Источники антропогенной эмиссии были заданы в модели схематично, повторяя границы области плотной городской застройки Санкт-Петербурга. Позднее, при анализе расширенного

набора экспериментальных данных, включавшего в себя результаты мобильных измерений 2012 и 2014–2016 гг., был предложен новый подход к оценке эмиссии NO_x, состоящий в сопряжении DOAS-измерений с HYSPLIT-расчетами 3-мерного поля атмосферного содержания NO_2 по маршруту движения [Ionov, Poberovskii, 2019]. В этой работе априорная информация о пространственном распределении источников эмиссии NO_x была сформирована на основе официальных данных городской инвентаризации воздушного загрязнения. Интенсивности эмиссий, полученные с использованием расчетов модели HYSPLIT, продемонстрировали существенно меньшую неопределенность, чем аналогичные оценки на основе обычного МИК-подхода. В 2019 г. в рамках специализированной измерительной кампании EMME (Emission Monitoring Mobile Experiment, [Makarova et al., 2021]) была проведена серия новых мобильных DOAS-измерений вокруг Санкт-Петербурга, выполненных в течение 9 дней марта и апреля. Интерпретация полученных данных опиралась на расчеты модели HYSPLIT, дополненной источниками эмиссии NO_x, пространственное распределение которых соответствовало данным глобальной инвентаризации антропогенных эмиссий ODIAC (Open-source Data Inventory for Anthropogenic CO_2 [Oda, Maksyutov, 2011]). Кроме того, в расчетах HYSPLIT учитывался как химический распад NO_x (на основе заданного времени жизни окислов азота в тропосфере), так и имеющиеся данные о характерных суточной, недельной и сезонной изменчивостях эмиссий NO_x в Санкт-Петербурге [Ionov et al., 2022].

Целью настоящей работы является уточнение оценки эмиссии NO_x с территории Санкт-Петербурга на основе интерпретации всех результатов мобильных DOAS-измерений в 2012 и 2014–2016 гг. [Ionov, Poberovskii, 2019] с использованием усовершенствованной методологии, предложенной для анализа данных измерений 2019 г. [Ionov et al., 2022].

2. ИЗМЕРИТЕЛЬНАЯ АППАРАТУРА, ДАННЫЕ НАБЛЮДЕНИЙ И ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Экспериментальные данные, рассматриваемые в настоящей работе, получены с использованием комплекса спектральной аппаратуры и алгоритма интерпретации результатов наблюдений, разработанных и ранее апробированных при реализации DOAS-измерений тропосферного содержания NO_2 в районе Санкт-Петербурга [Ионов, Поберовский, 2012; Ionov, Poberovskii, 2015]. Мобильные измерения основаны на автоматизированной регистрации спектров рассеянного из зенита видимого солнечного излучения, непрерывно выполняемой с борта движущегося по маршруту автомобиля. Спектральный комплекс собран на базе компактного USB-спектрометра (OceanOptics HR4000) с рабочей областью спектра ~400-610 нм и спектральным разрешением ~0.6 нм. Эффективное (или т.н. “наклонное”) содержание молекул NO_2 на трассе распространения солнечного излучения, определяемое из регистрируемых спектров в алгоритме DOAS [Platt, Stuz, 2008], приводится к общему вертикальному содержанию исходя из величины т.н. факторов воздушной массы (air mass factor), рассчитываемых с помощью модели переноса излучения в атмосфере SCIATRAN [Rozanov et al., 2002]. Состояние атмосферы задано стандартной среднегодовой моделью U.S. Standard Atmosphere 1976 [National Geophysical Data Center, 1992], за исключением вертикального распределения NO_2, концентрация которой у поверхности принята равной 3×10^{10} молекул/см^3. Характеристики аэрозоля в расчетах SCIATRAN были параметризованы одним из стандартных сценариев модели LOWTRAN [Kneizys et al., 1988] с городским типом аэрозоля в пограничном слое атмосферы (аэрозольная оптическая толща 0.16). Наряду с NO_2, интерпретация спектров включает также учет молекулярного поглощения озона, водяного пара и димера кислорода O_2–O_2 (O_4). Стратосферная составляющая вертикального содержания исключается по данным спутниковых измерений прибора OMI (Ozone Monitoring Experiment, спутник AURA [http://avdc.gsfc.nasa.gov]), выполненных в этот день в ближайшей к центру Санкт-Петербурга точке. При расчете искомого тропосферного содержания NO_2 учитывается также чувствительность метода к вариациям распределения NO_2 с высотой и ее зависимость от зенитного угла солнца в момент измерений. Более подробно особенности мобильной аппаратуры и примеры выполненных с ее помощью измерений, а также дета-

ли методики обработки данных представлены в [Ionov, Poberovskii, 2015]. Погрешность зенитных DOAS-измерений тропосферного содержания NO_2, обусловленная не только погрешностью самих спектроскопических измерений, но и естественной изменчивостью состояния атмосферы (включая сезонные вариации вертикального распределения NO_2 и аэрозоля), в безоблачных условиях составляет по нашим оценкам ~20%, или ~1.2×10^{15} молекул/см^2 [Поберовский и др., 2007; Ионов, Поберовский, 2012].

Анализируемые мобильные DOAS-измерения выполнялись в течение 1 дня в августе 2012 г., 3 дней в июле, августе и сентябре 2014 г., 3 дней в марте, июне и октябре 2015 г. и 2 дней в мае 2016 г. Все измерения проводились в середине дня, между ~12:00 и ~15:00 местного времени. Общая информация о полевых измерениях представлена в табл. 1, там же приведены основные параметры, характеризующие метеорологические условия наблюдений – направление и скорость приземного ветра, а также доля облачности. Продолжительность проезда маршрута составляла от полутора до двух с половиной часов. Количество осредненных серий спектральных измерений на маршруте в разные дни варьировалось от 113 до 271. Все измерения выполнялись в будние дни недели, с понедельника по четверг. Согласно данным наблюдений на одной из метеорологический станций, расположенной в центральной части города (синоптический индекс станции – 26063), в дни и сроки мобильных измерений преобладала ясная погода: в течение четырех из девяти дней облачность отсутствовала полностью, 5 мая 2016 г. облачность составляла менее 10%; 14 августа 2012 г., 24 июля 2014 г. и 10 июня 2015 г. – от 20 до 30%; 6 августа 2014 г. – до 40%. По данным наблюдений на той же станции на высоте 10–12 м над поверхностью преобладал в основном легкий ветер (1–3 м/с) переменных направлений, за исключением 10 июня 2015 г., когда наблюдался западный ветер со скоростью 4 м/с.

На рис. 1 приведены результаты измерений содержания NO_2 в точках маршрутов мобильных экспериментов (цветовая палитра) с указанием направления и силы приземного ветра по наблюдениям 3-х метеорологических станций (3 последних дня – 21 октября 2015 г., а также 5 мая и 24 мая 2016 г. данные наблюдений

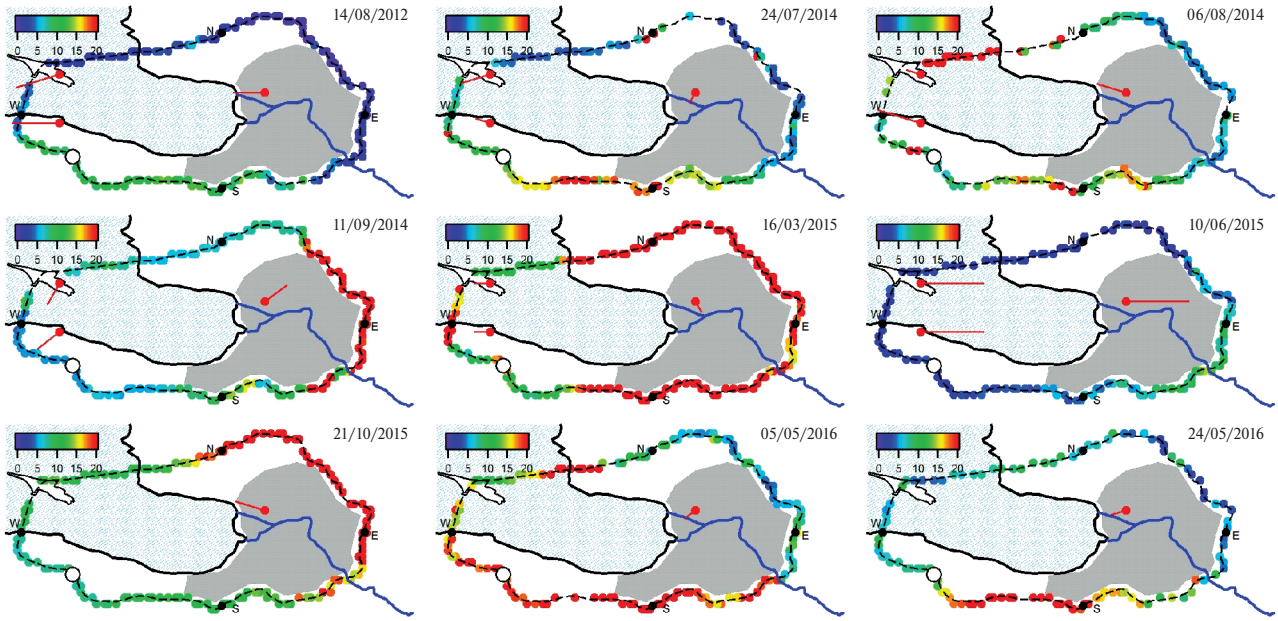


Рис. 1. Карты маршрутов мобильных DOAS-измерений вокруг Санкт-Петербурга в 2012 и в 2014–2016 гг. Цветовая палитра отображает измеренное содержание NO_2 в точках маршрута (от 0 до 20×10^{15} молекул см$^{-2}$). Красными символами обозначено расположение трех метеорологических станций – “Санкт-Петербург”, “Ломоносов” и “Кронштадт”; прямые линии в этих точках указывают направление приземного ветра в 12:00 местного времени, длина прямой характеризует скорость ветра.

есть только на одной из станций, “Санкт-Петербург”). Результаты большинства кольцевых мобильных DOAS-измерений, выполненных в различные сезоны 2012–2016 гг., демонстрируют повышенное содержание NO_2 в секторе кольцевого маршрута с подветренной стороны от центральной части города. При этом приведенные на картах данные метеорологических наблюдений выявляют в отдельные дни существенную неоднородность поля приземного ветра. Так, например, 24 июля 2014 г., 11 сентября 2014 г. и 16 марта 2015 г. направление приземного ветра, наблюдаемое на станции “Санкт-Петербург” (центральная часть города), заметно отличалось от направлений, регистрируемых в тот же срок (12:00) на станциях “Ломоносов” и “Кронштадт” (западные окраины). Этим подтверждается необходимость использования численного моделирования, позволяющего выполнить корректную интерпретацию результатов дистанционных мобильных измерений на основе расчетов пространственно-временной эволюции шлейфа городского воздушного загрязнения. Следует отметить, что наиболее низкие значения измеренного содержания NO_2 (менее 10×10^{15} молекул см$^{-2}$) наблюдались в экспериментах, выполненных в условиях относительно стабильного поля приземного ветра средней силы (скорость 2–4 м/с) – 14 августа 2014 г. (когда на всех 3-х метеостанциях регистрировался ветер восточного направления) и 10 июня 2015 г. (когда на всех 3-х метеостанциях регистрировался ветер западного направления). Напротив, эксперименты, выполненные при относительно слабом ветре (со скоростью не выше 1 м/с) переменных направлений – 16 марта 2015 г. и 5 мая 2016 г., демонстрируют максимальные уровни регистрируемого содержания NO_2 (60×10^{15} молекул см$^{-2}$ и выше). Очевидно, снижение скорости приземного ветра затруд-

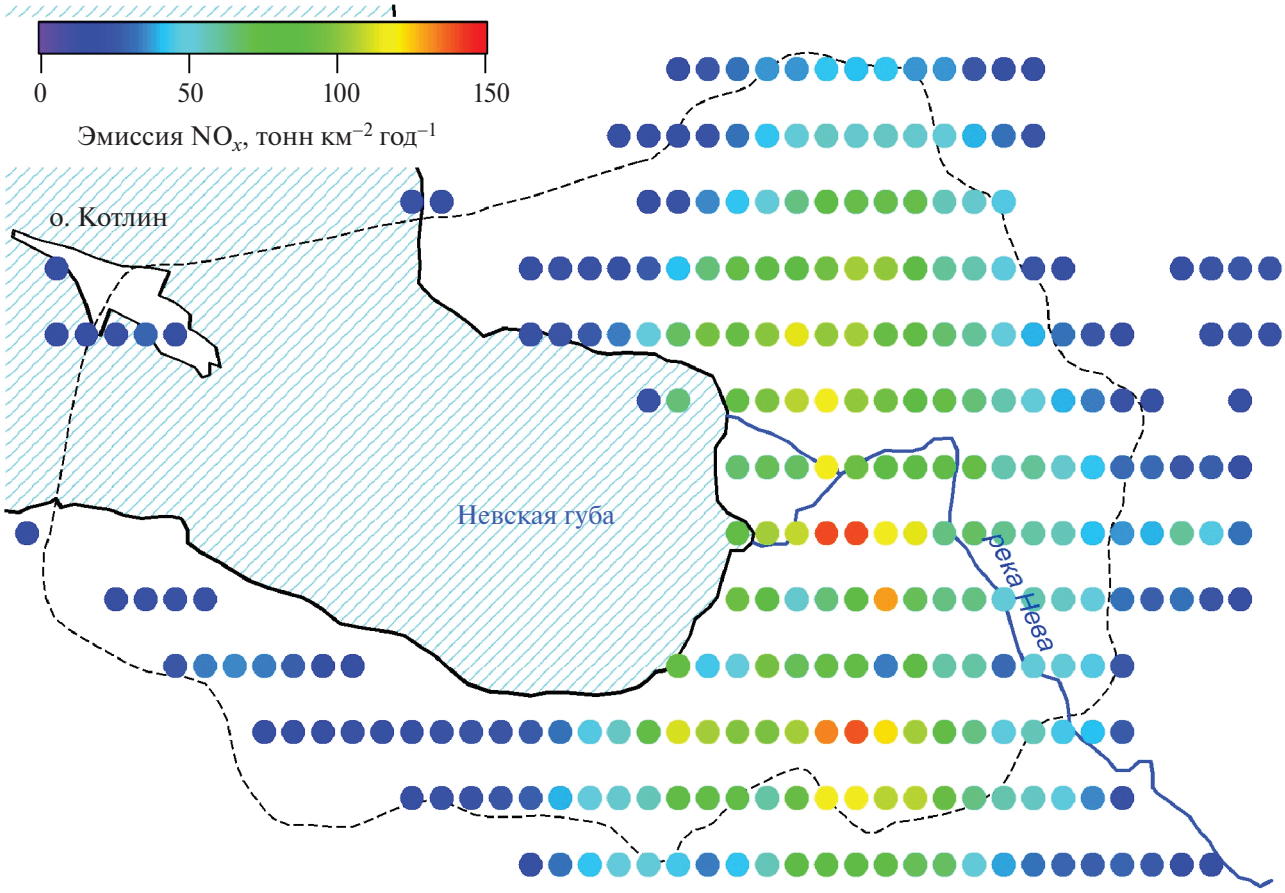


Рис. 2. Априорное пространственное распределение антропогенной эмиссии NO_x с территории Санкт-Петербурга, сформированное на основе данных глобальной инвентаризации об антропогенных эмиссиях CO_2 (ODIAC).

няет естественное рассеяние антропогенного воздушного загрязнения и его вынос за пределы города, приводя к накоплению загрязнений в пограничном слое с повышенным содержанием NO_2.

Для моделирования процессов распространения воздушного антропогенного загрязнения использовалась модель HYSPLIT в оффлайн версии. Расчеты 3-мерного поля концентрации NO_2 в приземном слое атмосферы (0–1500 м) выполнялись с помощью дисперсионного блока модели, сконфигурированной для территории Санкт-Петербурга и его окрестностей по аналогии с расчетами в работе [Ionov et al., 2022]. Согласно многолетним данным ре-анализа ECMWF (European Centre for Medium-Range Weather Forecasts, http://www.ecmwf.int), средний дневной максимум высоты пограничного слоя атмосферы составляет вблизи Санкт-Петербурга от ~600 м зимой и ~800 м осенью до ~1300 м весной и ~1500 летом. 3-мерная сетка модели задана 10 уровнями на высотах от поверхности до 1500 м с горизонтальным размером ячейки пространственного домена 0.05° × 0.05° широты и долготы. Априорная информация о расположении источников городской эмиссии NO_x построена на основе данных глобальной инвентаризации антропогенной эмиссий CO_2 ODIAC [Oda, Maksyutov, 2011]. Пространственные распределения выбросов NO_x и CO_2 предполагались схожими, поскольку антропогенная эмиссия обеих этих газовых примесей в существенной мере обусловлена сжиганием топлива – транспорт и теплоэнергетика (см. рис. 2). Интенсивности эмиссий источников, характеризующие в исходных данных ODIAC эмиссию CO_2, были масштабированы таким образом, чтобы их суммарная величина составляла ~63 тыс. т, что соответствует официальным данным инвентаризации эмиссии NO_x с территории Санкт-Петербурга в 2019 г. [Беляев, Серебрицкий, 2020]). Период адаптации модели к условиям каждого полевого эксперимента (т.н. spin-up) составлял около 24 ч, т.е. начальное время всех расчетов – 12:00 предшествующих мобильным измерениям суток. Поскольку в HYSPLIT отсутствует специальный химический блок, соответствующая трансформация NO_x аппроксимировалась приближенно, используя опцию “in-line chemical conversion module”, позволяющую имитировать распад NO_x с заданным временем жизни.

Пространственную структуру шлейфа антропогенного загрязнения приземного слоя атмосферы над Санкт-Петербургом в периоды мо-

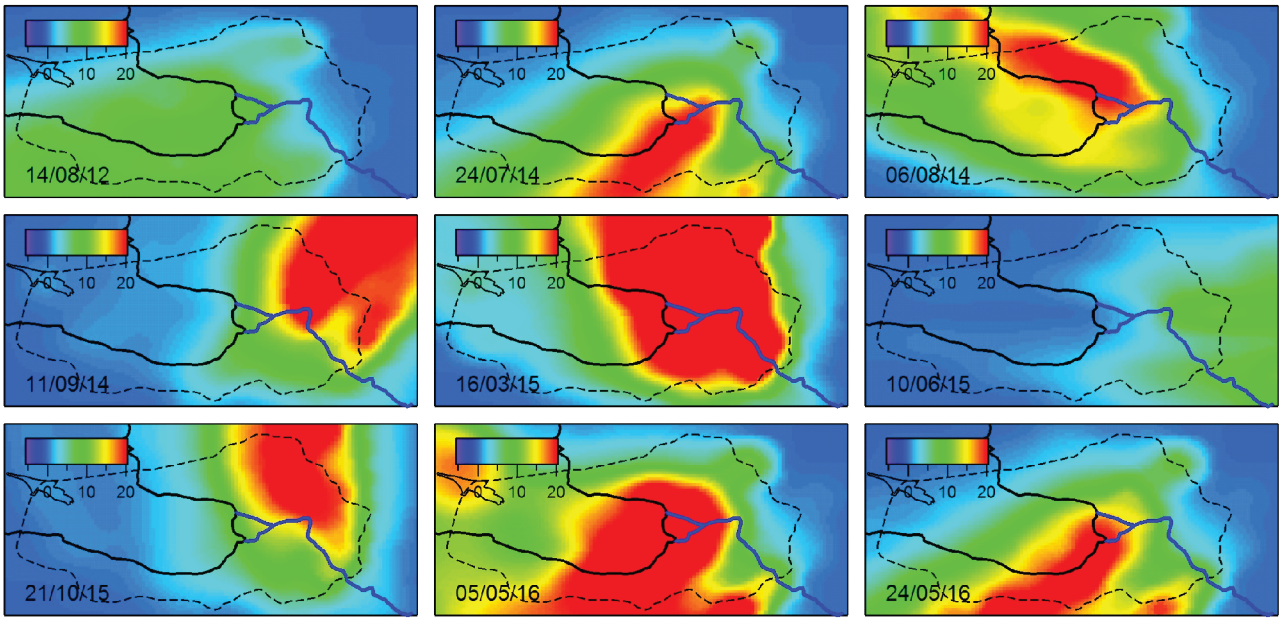


Рис. 3. Содержание NO_2 (10^{15} молекул см$^{-2}$) в приземном слое атмосферы (0–1500 м) во время мобильных DOAS-измерений вокруг Санкт-Петербурга в 2012 и в 2014–2016 гг. по результатам моделирования HYSPLIT на срок 13:00 местного времени.

бильных измерений 2012 и 2014–2016 гг. можно видеть на рис. 3, где изображены данные моделирования содержания NO_2 на срок 13:00 местного времени. Как и в данных измерений, наиболее низкий уровень загрязнений наблюдается 14 августа 2012 г. и 10 июня 2015 г. (см. выше). Следует отметить, что характер представленных пространственных распределений несколько отличается от аналогичных карт, ранее опубликованных в [Ionov, Poberovskii, 2019]. Наиболее заметно отличаются результаты моделирования, выполненные для 5 мая 2016 г. (см. рис. 2 на стр. 8 [Ionov, Poberovskii, 2019]). Причиной различий является, по-видимому, использование в последних расчетах новой априорной информации об источниках эмиссии NO_x (на основе глобальной инвентаризации ODIAC), а также более подробной входной метеорологической информации с пространственной сеткой 0.5° × 0.5° вместо 1° × 1° широты и долготы (NCEP GDAS [http://www.emc.ncep.noaa.gov/gmb/gdas]). На рис. 4 представлено содержание NO_2 вдоль маршрутов КАД по данным мобильных измерений и результатам моделирования в сроки измерений и в точках маршрута. Модельные расчеты приведены здесь к результатам измерений с использованием коэффициента линейной регрессии, описанной ниже. Большая часть маршрутов мобильных экспериментов демонстрирует качественно близкое согласие между результатами DOAS-измерений и расчетами модели в воспроизводстве общего характера пространственно-временной изменчивости содержания NO_2 – плавный рост и спад при пересечении городского шлейфа.

3. ОЦЕНКА ИНТЕГРАЛЬНОЙ ЭМИССИИ NO_x С ТЕРРИТОРИИ САНКТ-ПЕТЕРБУРГА

Для корректного сопряжения данных измерений с результатами расчетов рассматривались средние значения содержания NO_2 по всей трассе наблюдений, полученные для каждого из экспериментов – как в данных мобильных DOAS-измерений, так и в результатах расчетов HYSPLIT (см. рис. 4). Чтобы исключить из осреднения результаты наблюдений вне шлейфа городского загрязнения, учитывались только участки трассы, на которых измеренное содержание NO_2 превышало уровень 10×10^{15} молекул см$^{-2}$. Участки трассы с содержанием NO_2 ниже 10×10^{15} молекул см$^{-2}$ считались

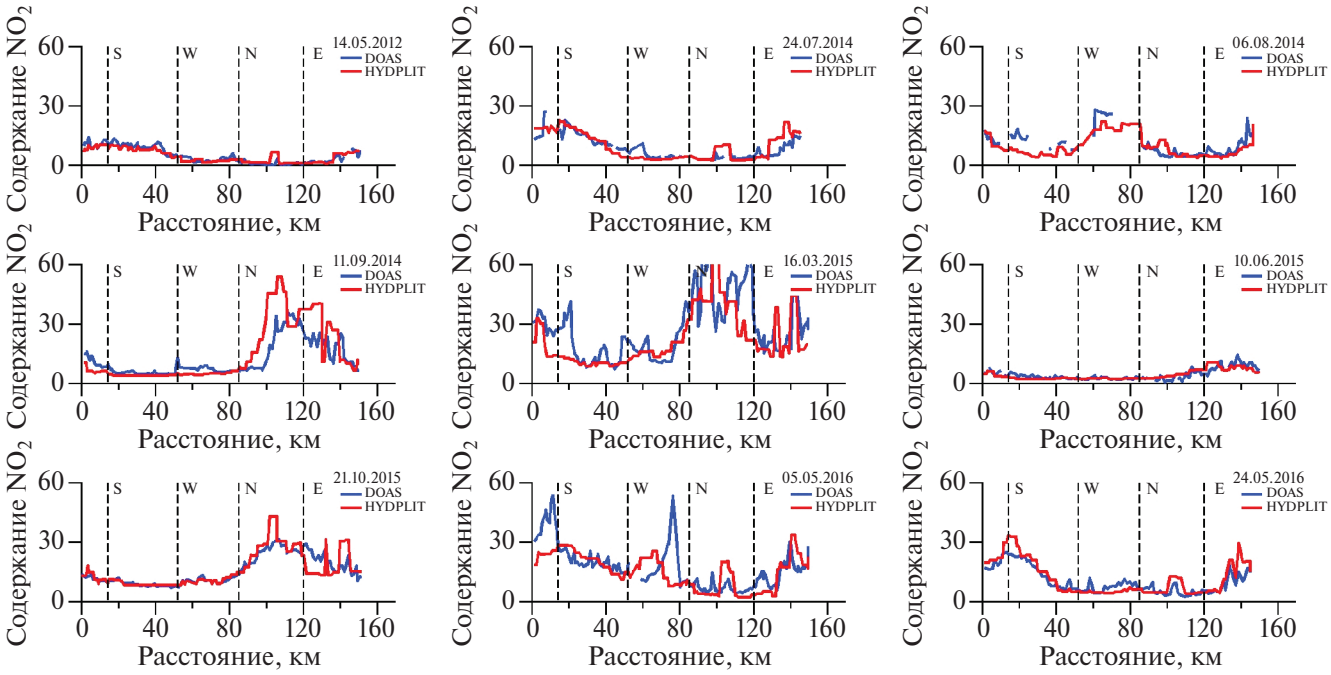


Рис. 4. Содержание NO_2 ($\times 10^{15}$ молекул см$^{-2}$) на маршрутах КАД в 2012 и 2014–2016 гг. по данным мобильных измерений (DOAS) и результатам моделирования (HYSPLIT) в сроки измерений в точках маршрута. Модельные расчеты приведены к результатам измерений с использованием коэффициента линейной регрессии, представленной на рис. 5.

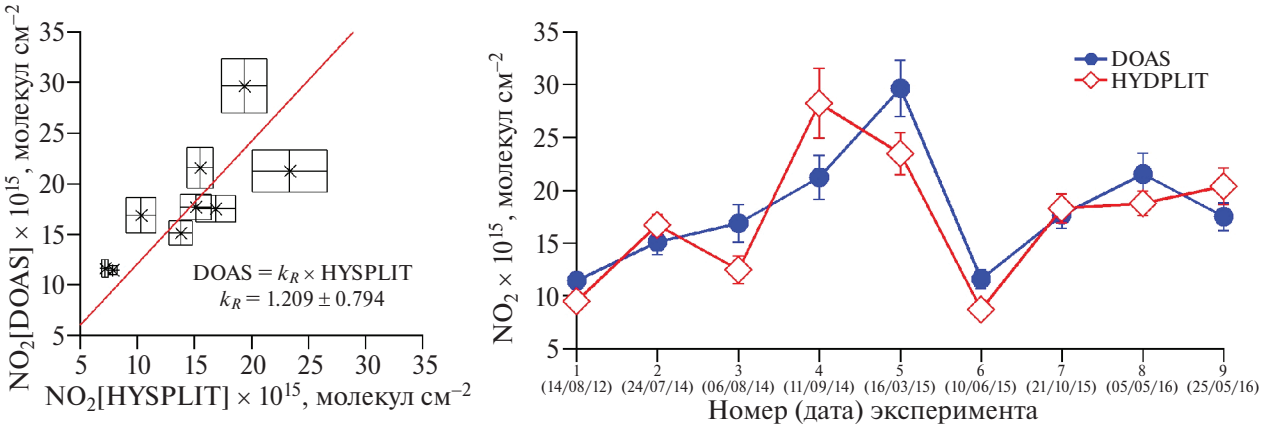


Рис. 5. Сопоставление средних значений содержания NO_2 в шлейфе городского загрязнения, полученных для каждого из мобильных экспериментов по данным DOAS-измерений и результатам расчетов HYSPLIT в 2012 и 2014–2016 гг. (слева). Справа представлена вариация среднего значения измеренного содержания NO_2 от эксперимента к эксперименту, в сравнении с данными моделирования, приведенными к результатам измерений (используя коэффициент линейной регрессии k_R на графике слева).

фоновыми, и соответствующие им результаты моделирования использовались для эмпирической коррекции фонового содержания NO_2 в HYSPLIT. Сравнение данных измерений с результатами моделирования показало, что в среднем модель заметно занижает наблюдаемый уровень загрязнения атмосферы окислами азота. При этом, коэффициент корреляции между измеренными и рассчитанными средними содержаниями NO_2 достигает 0.76. Более низкое, по сравнению с измеренным, содержание NO_2 в результатах модельных расчетов указывает на недооценку заданной в модели интенсивности антропогенной эмиссии NO_x. Среднее измеренное содержание NO_2 в шлейфе менялось от эксперимента к эксперименту от ~11 × 10^{15} молекул см$^{-2}$ 14 августа 2012 г. и 10 июня 2015 г. до ~30 × 10^{15} молекул см$^{-2}$ 16 марта 2015 г.

Коэффициенту линейной регрессии 1.209 ± ± 0.794, приведенному на рис. 5, соответствует эмиссия NO_x, равная 104 ± 68 тыс. т в год. Относительно высокая неопределенность этой оценки (~65%), полученной из данных мобильных DOAS-измерений в 2012 и 2014–2016 гг., может быть связана с обобщением результатов наблюдений, которые выполнены в различные годы, сезоны, дни недели и время суток, и характеризуются изменчивостью как уровня эмиссии NO_x, так и времени жизни этих соединений в атмосфере. Последнее, составляющее по экспериментальным оценкам в загрязненной городской среде средних широт от 4 ч летом до 8 ч зимой [Beirle et al., 2011], в настоящей работе было принято равным 6 ч. Все мобильные измерения были проведены в будние дни, около полудня (см. табл. 1). Очевидно, наличие сезонного, недельного и суточного циклов городской эмиссии NO_x снижает репрезентативность полученных экспериментальных данных для всего времени года и произвольного времени суток. Учесть эти факторы систематической ошибки в среднегодовой оценке эмиссии можно лишь приближенно, поскольку полная и достоверная информация о цикличности городских антропогенных выбросов отсутствует. Основная причина суточной вариации интенсивности эмиссии NO_x – цикличность выбросов от автотранспорта (более высокая интенсивность в рабочее время и часы пик, и ее снижение в ночные часы). Согласно нашим оценкам для Санкт-Петербурга, этот цикл можно упрощенно охарактеризовать соотношением эмиссии от автотранспорта в период времени 9:00–21:00 к эмиссии в остальное время суток (21:00–9:00) как 4 : 1 [Ионов, Поберовский, 2012]; при этом вклад автотранспорта в суммарную эмиссию NO_x в Санкт-Петербурге составляет ~60% [Беляев, Серебрицкий, 2020]. Существует также известная недельная цикличность эмиссии, заключающаяся в снижении выбросов от автотранспорта в нерабочие дни. Приближенно, за неимением точных данных об этом снижении, можно принять уровень этого класса

Таблица 1. Общая информация о проведенных мобильных DOAS-измерениях: дата (день недели), время эксперимента (среднее), продолжительность (общее время измерений), количество полученных данных о содержании NO_2 на маршруте (измерения DOAS). Дополнительно приведены параметры, характеризующие основные метеорологические условия наблюдений – направление и скорость приземного ветра, а также доля облачности; использованы данные метеорологической станции "Санкт-Петербург" (индекс ВМО 26063) на срок 12:00 местного времени (http://rp5.ru/Weather_archive_in_Saint_Petersburg)

Дата (день недели)	Среднее время, чч:мм	Общее время, ч	Число измерений DOAS	Скорость ветра, м/с	Направление ветра, румбы	Облачность, %
14.08.12 (вт)	13:21	1.50	162	2	В	20–30
24.07.14 (чт)	12:16	1.39	122	1	ССВ	20–30
06.08.14 (ср)	12:26	1.97	189	2	ВЮВ	40
11.09.14 (чт)	12:00	1.35	143	2	ЮЗ	0
16.03.15 (пн)	12:55	1.36	147	1	ССЗ	0
10.06.15 (ср)	13:35	1.94	204	4	З	20–30
21.10.15 (ср)	13:44	2.46	271	2	ВЮВ	0
05.05.16 (чт)	12:51	1.42	148	1	СВ	10
24.05.16 (вт)	13:22	1.35	113	1	ВСВ	0

эмиссии в воскресные дни равным 1/4 от средней эмиссии в остальные дни недели (по аналогии со снижением выбросов в ночные часы). Для Санкт-Петербурга можно также ожидать сезонную цикличность эмиссии, связанную с различной интенсивностью работы городских ТЭЦ в зависимости от времени года (более высокая эмиссия NO_x в отопительный сезон).

Принимая во внимание все перечисленные выше факторы, были рассчитаны поправочные коэффициенты, корректирующие оценку среднегодовой эмиссии с учетом основных закономерностей ее изменчивости (подробно расчет коэффициентов представлен в [Ionov et al., 2022]). В частности, корректирующие множители, учитывающие сезонную изменчивость антропогенной эмиссии, составляют 0.96, 1.07 и 1.02 для измерений в холодный период (с ноября по апрель), теплый период (с июня по сентябрь) и переходный период (май и октябрь) соответственно. С учетом этих поправок, а также коэффициентов коррекции на суточный (0.74) и недельный (0.93) циклы выбросов автотранспорта, окончательная экспериментальная оценка эмиссии NO_x по данным DOAS-измерений в 2012 и 2014–2016 гг. составит 81 ± 17 тыс. т в год.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ

На рис. 6 представлены оценки эмиссии NO_x по данным мобильных DOAS-измерений в 2012 и 2014–2016 гг., полученные ранее двумя различными методами (интегрирование по замкнутому контуру и сопряжение результатов измерения с модельными расчетами, [Ionov, Poberovskii, 2019]), а также новые оценки, полученные в настоящей работе. Таблица 2 содержит итоговые оценки валовой эмиссии NO_x (тыс. т в год), полученные осреднением данных, представленных на рис. 6. Последовательные изменения в методологии определения интегральной антропогенной эмиссии NO_x из данных измерений сказываются на величине эмиссии – она увеличивается с 55 до 81 тыс. т. Одновременно заметно уменьшается погрешность оценки (среднеквадратическое отклонение среднего) – от первоначальных 73 и 37% (в зависимости от метода расчета, [Ionov, Poberovskii, 2019]) до 21% в настоящей работе. Уменьшение неопределенности оценки средней эмиссии достигнуто благодаря следующим усовершенствованиям:

Таблица 2. Оценки суммарной антропогенной эмиссии NO_x с территории Санкт-Петербурга (в тыс. т в год), по данным мобильных DOAS-измерений в 2012 и 2014–2016 гг., полученные различными методами: интегрирование по замкнутому контуру, МИК (CIM) [Ionov, Poberovskii, 2015], сопряжение с расчетами моделирования, HYSPLIT_1 [Ionov, Poberovskii, 2019], и сопряжение с расчетами моделирования с привлечением детальной априорной информации об источниках эмиссии, HYSPLIT_2 [настоящая работа]. Указаны также абсолютные и относительные (%) погрешности оценок.

МИК (CIM)	HYSPLIT_1	HYSPLIT_2
55 ± 40 (±73%)	62 ± 23 (±37%)	81 ± 17 (±21%)

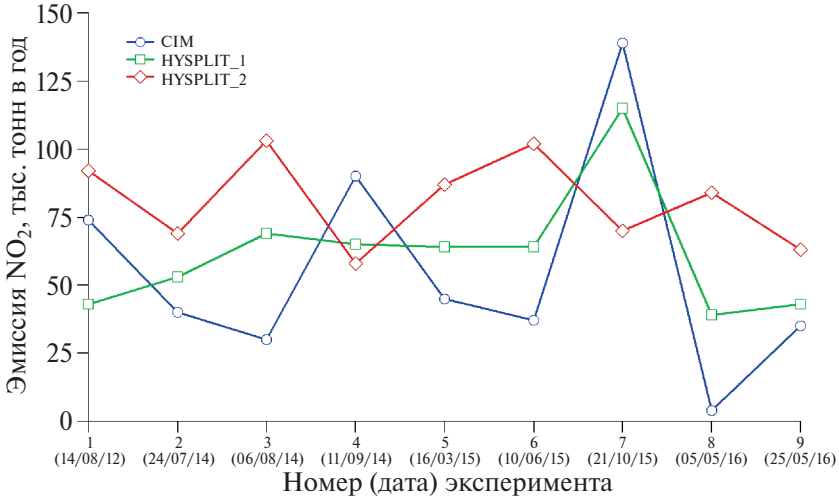


Рис. 6. Оценки суммарной антропогенной эмиссии NO_x с территории Санкт-Петербурга по данным мобильных DOAS-измерений в 2012 и 2014–2016 гг., полученные различными методами: интегрирование по замкнутому контуру, CIM [Ionov, Poberovskii, 2015], сопряжение с расчетами моделирования, HYSPLIT_1 [Ionov, Poberovskii, 2019], и сопряжение с расчетами моделирования с привлечением детальной априорной информации об источниках эмиссии, HYSPLIT_2 [настоящая работа].

– использование детализированной априорной информации о пространственном распределении городских источников антропогенной эмиссии, включая эмпирические данные о вкладе ТЭЦ;

– учет в расчетах моделирования конечного времени жизни NO_x в приземном слое атмосферы;

– коррекция результатов оценок эмиссии NO_x, полученных по измерениям, выполненным в различное время, на характерные закономерности суточной, недельной и сезонной вариаций.

Итоговая оценка интегральной эмиссии, являющаяся, очевидно, наиболее достоверной из рассмотренных выше, составляет 81 ± 17 тыс. т в год, что несколько превышает официальные данные городской инвентаризации выбросов NO_x в атмосферу: от 61 до 63 тыс. т, в зависимости от года [Беляев, Серебрицкий, 2020]. Одновременно, эта величина в пределах погрешности близка к оценке, ранее полученной по результатам мобильных DOAS-измерений весной 2019 г.: 75 ± 26 тыс. т в год [Ionov et al., 2022]. Следует отметить, что согласно официальным данным инвентаризации, опубликованным в 2020 г., суммарная эмиссия NO_x Санкт-Петербурга за 2019 г. составляла 63 тыс. т [Беляев, Серебрицкий, 2020]. Однако в аналогичных докладах правительства города, опубликованных в последующие годы, она была заметно снижена, и за тот же 2019 г. новая оценка составила 43 тыс. т [Герман, Серебрицкий, 2023]. Такое сокращение в оценке эмиссии связано с модернизацией алгоритма учета выбросов автотранспорта, используемого в новых версиях инвентаризации источников воздушного загрязнения. Отчасти тенденция к снижению городской эмиссии NO_x ожидаема на фоне обновления автомобильного парка и повышения качества используемого топлива. Вместе с тем, результаты независимых оценок, основанных на экспериментальных данных и представленных в настоящей работе, могут указывать на существенную недооценку выбросов NO_x автотранспортом в существующих инвентаризациях городских эмиссий.

Исследования проведены с использованием оборудования ресурсного центра Научного парка СПбГУ “Геомодель” за счет гранта Российского научного фонда (проект № 23-27-00019, https://rscf.ru/project/23-27-00019/).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Беляев Д.С., Серебрицкий И.А. Доклад об экологической ситуации в Санкт-Петербурге в 2019 году. СПб: ООО “Типография Глори”, 2000, 180 с.

Герман А.В., Серебрицкий И.А. Доклад об экологической ситуации в Санкт-Петербурге в 2022 году. СПб., 2023, 226 с.

Голдовская Л.Ф. Химия окружающей среды. М.: “Мир”, 2005. 296 с.

Ионов Д.В., Поберовский А.В. Двуокись азота в воздушном бассейне Санкт-Петербурга: дистанционные измерения и численное моделирование // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2012. Т. 48. № 4. С. 422–433.

Ионов Д.В., Поберовский А.В. Интегральная эмиссия окислов азота с территории Санкт-Петербурга по данным мобильных измерений и результатам численного моделирования // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2017. Т. 53. № 2. С. 232–241.

Поберовский А.В., Шашкин А.В., Ионов Д.В., Тимофеев Ю.М. Вариации содержания NO_2 в районе Санкт-Петербурга по наземным и спутниковым измерениям рассеянного солнечного излучения // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2007. Т. 43. № 4. С. 547–556.

Beirle, S., Boersma, K.F., Platt, U., Lawrence, M.G., Wagner T. Megacity emissions and lifetimes of nitrogen oxides probed from space // Science. 2011. V. 333. P. 1737–1739.
https://doi.org/10.1126/science.1207824

Cheng X., Ma J., Jin J., Guo J., Liu Y., Peng J., Ma X., Qian M., Xia Q., Yan P. Retrieving tropospheric NO_2 vertical column densities around the city of Beijing and estimating NO_x emissions based on car MAX-DOAS measurements // Atmos. Chem. Phys. 2020. V. 20. P. 10757–10774.
https://doi.org/10.5194/acp-20-10757-2020

Davis Z.Y.W., Baray S., McLinden C.A., Khanbabakhani A., Fujs W., Csukat C., Debosz J., McLaren R. Estimation of NO_x and SO_2 emissions from Sarnia, Ontario, using a mobile MAX-DOAS (Multi-AXis Differential Optical Absorption Spectroscopy) and a NO_x analyzer // Atmos. Chem. Phys. 2019. V. 19. P. 13871–13889.
https://doi.org/10.5194/acp-19-13871-2019

Draxler R.R., Hess G.D. An overview of the HYSPLIT-4 modelling system for trajectories, dispersion and deposition // Australian Meteorological Magazine. 1998. V. 47. № 4. P. 295–308.

Frins E., Bobrowski N., Osorio M., Casaballe N., Belsterli G., Wagner T., Platt U. Scanning and mobile multi-axis DOAS measurements of SO_2 and NO_2 emissions from an electric power plant in Montevideo, Uruguay // Atmospheric Environment. 2014. V. 98. P. 347–356.
https://doi.org/10.1016/j.atmosenv.2014.03.069

Huang Y., Li A., Xie P., Hu Z., Xu J., Fang X., Ren H., Li X., Dang B. NO_x emission flux measurements with multiple mobile-DOAS instruments in Beijing // Remote Sensing. 2020. V. 12. № 16. P. 2527.
https://doi.org/10.3390/rs12162527

Ibrahim O., Shaiganfar R., Sinreich R., Stein T., Platt U., Wagner T. Car MAX-DOAS measurements around entire cities: quantification of NO_x emissions from the cities of Mannheim and Ludwigshafen (Germany) // Atmos. Meas. Tech. 2010. V. 3. P. 709–721.
https://doi.org/10.5194/amt-3-709-2010

Ionov D., Poberovskii A.. Quantification of NO_x emission from St.Petersburg (Russia) using mobile DOAS measurements around entire city // Int. J. Remote Sensing. 2015. V. 36. № 9. P. 2486–2502.
https://doi.org/10.1080/01431161.2015.1042123

Ionov D.V., Poberovskii, A.V. Observations of urban NO_x plume dispersion using the mobile and satellite DOAS measurements around the megacity of St. Petersburg (Russia) // Int. J. Remote Sensing. 2019. V. 40. № 2. P. 719–733.
https://doi.org/10.1080/01431161.2018.1519274

Ionov D.V., Makarova M.V., Hase F., Foka S.C., Kostsov V., Alberti C., Blumenstock T., Warneke T., Virolainen Y. The CO_2 integral emission by the megacity of St. Petersburg as quantified from ground-based FTIR measurements combined with dispersion modelling // Atmos. Chem. Phys. 2021. V. 21. P. 10939–10963.
https://doi.org/10.5194/acp-21-10939-2021

Ionov D.V., Makarova M.V., Kostsov V.S., Foka S.C. Assessment of the NO_x integral emission from the St. Petersburg megacity by means of mobile DOAS measurements combined with dispersion modelling // Atmospheric Pollution Research. V. 13. № 12. P. 101958.
https://doi.org/10.1016/j.apr.2022.101598

Johansson M., Galle B., Yu T., Tang L., Chen D., Li H., Li J.X., Zhang Y.. Quantification of total emission of air pollutants from Beijing using mobile mini-DOAS // Atmospheric Environment. 2008. V. 42. P. 6926–6933.
https://doi.org/10.1016/j.atmosenv.2008.05.025

Johansson M., Rivera C., B. de Foy, Lei W., Song J., Zhang Y., Galle B., Molina L.. Mobile mini-DOAS measurement of the outflow of NO_2 and HCHO from Mexico City // Atmos. Chem. Phys. 2009. V. 9. P. 5647–5653.
https://doi.org/10.5194/acp-9-5647-2009

Kneizys F.X., Shettle E.P., Anderson G.P., Gallery W.O., Abreu L.W., Selby J.E.A., Chetwynd J.H., Clough S.A. Users guide to Lowtran 7. AFGL-TR-88-0177. Environmental Research Papers. № 1010. August 1988. 137 pp.

Li A., Zhang J., Xie P., Hu Z., Xu J., Mou F., Wu F., Liu J., Liu W. Variation of temporal and spatial patterns of NO_2 in Beijing using OMI and mobile DOAS // Science China. 2015. V. 58. № 9. P. 1367–1376. https://doi.org/10.1007/s11426-015-5459-x

Makarova M.V., Alberti C., Ionov D.V., Hase F., Foka S.C., Blumenstock T., Warneke T., Virolainen Y., Kostsov V., Frey M., Poberovskii A.V., Timofeyev Y.M., Paramonova N., Volkova K.A., Zaitsev N.A., Biryukov E.Y., Osipov S.I., Makarov B.K., Polyakov A.V., Ivakhov V.M., Imhasin H.Kh., Mikhailov E.F. Emission Monitoring Mobile Experiment (EMME): an overview and first results of the St. Petersburg megacity campaign 2019 // Atmos. Meas. Tech. 2021. V. 14. P. 1047–1073. https://doi.org/10.5194/amt-14-1047-2021

Merlaud A., Belegante L., Constantin D.-E., Den Hoed M., Meier A.C., Allaart M., Ardelean M., Arseni M., Bösch T., Brenot H., Calcan A., Dekemper E., Donner S., Dörner S., Balanica Dragomir M.C., Georgescu L., Nemuc A., Nicolae D., Pinardi G., Richter A., Rosu A., Ruhtz T., Schönhardt A., Schuettemeyer D., Shaiganfar R., Stebel K., Tack F., Nicolae Vâjâiac S., Vasilescu J., Vanhamel J., Wagner T., Van Roozendael M. Satellite validation strategy assessments based on the AROMAT campaigns // Atmos. Meas. Tech. 2020. V. 13. P. 5513–5535. https://doi.org/10.5194/amt-13-5513-2020

Molina J.M., Molina L.T.. Megacities and atmospheric pollution // Journal of the Air & Waste Management Association. 2004. V. 54. № 6. P. 644–680. https://doi.org/10.1080/10473289.2004.10470936

National Geophysical Data Center. U.S. Standard Atmosphere (1976) // Planetary and Space Science. ISSN 0032-0633. 1992. V. 40. № 4. P. 553–554. https://doi.org/10.1016/0032-0633(92)90203-Z

Oda T., Maksyutov S. A very high-resolution (1 km × 1 km) global fossil fuel CO_2 emission inventory derived using a point source database and satellite observations of nighttime lights // Atmos. Chem. Phys. 2011. V. 11. P. 543–556. https://doi.org/10.5194/acp-11-543-2011

Platt U., Stuz J. Differential Optical Absorption Spectroscopy (DOAS), Principles and Applications. Berlin-Heidelberg: Springer, 2008. 598 pp. https://doi.org/10.1007/978-3-540-75776-4

Rivera C., Sosa G., Wohrnschimmel H., B. de Foy, Johansson M., Galle B. Tula industrial complex (Mexico) emissions of SO_2 and NO_2 during the MCMA 2006 field campaign using a mobile mini-DOAS system // Atmos. Chem. Phys. 2009. V. 9. P. 6351–6361. https://doi.org/10.5194/acp-9-6351-2009

Rivera C., Barrera H., Grutter M., Zavala M., Galle B., Bei N., Li G., Molina L.T. NO_2 fluxes from Tijuana using a mobile mini-DOAS during Cal-Mex 2010 // Atmospheric Environment. 2013. V. 70. P. 532–539. https://doi.org/10.1016/j.atmosenv.2012.12.026

Rozanov V.V., Buchwitz M., Eichmann K.-U., de Beek R., Burrows J.P. SCIATRAN – a new radiative transfer model for geophysical applications in the 240–2400 nm spectral region: the pseudo-spherical version // Adv. Space Res. 2002. V. 29. № 11. P. 1831–1835. https://doi.org/10.1016/S0273-1177(02)00095-9

Seinfeld J.H., Pandis S.N. Atmospheric chemistry and physics: from air pollution to climate change (3rd edition). New York: John Wiley & Sons, 2016. 1152 pp.

Shaiganfar R., Beirle S., Sharma M., Chauhan A., Singh R.P., Wagner T. Estimation of NO_x emissions from Delhi using car MAX-DOAS observations and comparison with OMI satellite data // Atmos. Chem. Phys. 2001. V. 11. P. 10871–10887. https://doi.org/10.5194/acp-11-10871-2011

Shaiganfar R., Beirle S., Petetin H., Zhang Q., Beekmann M., Wagner T. New concepts for the comparison of tropospheric NO_2 column densities derived from car-MAX-DOAS observations, OMI satellite observations and the regional model CHIMERE during two MEGAPOLI campaigns in Paris 2009/10 // Atmos. Meas. Tech. 2015. V. 8. P. 2827–2852. https://doi.org/10.5194/amt-8-2827-2015

Shaiganfar R., Beirle S., Denier van der Gon H., Jonkers S., Kuenen J., Petetin H., Zhang Q., Beekmann M., Wagner T. Estimation of the Paris NOx emissions from mobile MAX-DOAS observations and CHIMERE model simulations during the MEGAPOLI campaign using the closed integral method. Atmos. Chem. Phys. 2017. V. 17. P. 7853–7890. https://doi.org/10.5194/acp-17-7853-2017

Wang S., Zhou B., Wang Z., Yang S., Hao N., Valks P., Trautmann T., Chen L.. Remote sensing of NO_2 emission from the central urban area of Shanghai (China) using the mobile DOAS technique // Journal of Geophysical Research. 2012. V. 117. D13305. https://doi.org/10.1029/2011JD016983

Wu F.C., Xie P.H., Li A., Chan K.L., Hart A., Wang Y., Si F.Q., Zeng Y.M., Qin M., Xu J., Liu J.G., Liu W.Q., Wenig M. Observations of SO_2 and NO_2 by mobile DOAS in the Guangzhou eastern area during the Asian Games 2010 // Atmos. Meas. Tech. 2013. V. 6. P. 2277–2292. https://doi.org/10.5194/amt-6-2277-2013

Wu F., Li A., Xie P., Chen H., Hu Z., Zhang Q., Liu J., Liu W. Emission flux measurement error with a mobile DOAS

system and application to NO_x flux observations // Sensors. 2017. V. 17. № 231.
https://doi.org/10.3390/s17020231

Wu F., Xie P., Li A., Mou F., Chen H., Zhu Y., Zhu T., Liu J., Liu W. Investigations of temporal and spatial distribution of precursors SO_2 and NO_2 vertical columns in the North China Plain using mobile DOAS // Atmos. Chem. Phys. 2018. V. 18. P. 1535–1554.
https://doi.org/10.5194/acp-18-1535-2018

Experimental Assessments of Anthropogenic Emissions of Nitrogen Oxides from the Territory of St. Petersburg Based on Data from Long-Term Mobile Measurements

D. V. Ionov[1, *], M. V. Makarova[1], V. S. Kostsov[1]

[1]*St. Petersburg State University, Universitetskaya Embankment, 7–9, St. Petersburg, 199034 Russia*

**e-mail: d.ionov@spbu.ru*

The results of a series of spectroscopic measurements of NO_2 content in the troposphere, carried out on a closed route of the ring road (KAD) of St. Petersburg in different seasons of 2012, 2014, 2015 and 2016, are considered. A unified approach to the interpretation of all experimental data using numerical modeling of the dispersion of air pollution and a priori information on the spatial distribution of its anthropogenic sources made it possible to significantly reduce the error in determining the integral NO_x emission. The total amount, converted into gross annual anthropogenic emission from the territory of St. Petersburg, constitutes to 81 ± 17 thousand tons of NO_x. This value exceeds the official data of the city inventory of air pollution which is 61...63 thousand tons, but is consistent (within the error limits) with the estimate previously obtained on the basis of similar mobile measurements in the spring of 2019 (75 ± 26 thousand tons).

Keywords: nitrogen oxides, nitrogen dioxide, differential spectroscopy, mobile measurements, anthropogenic emission, NO_x, NO_2, DOAS, HYSPLIT

УДК 551.510.4

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕАКЦИИ ЙОДИСТОГО ВОДОРОДА С АТОМОМ ХЛОРА В АТМОСФЕРЕ НАД МОРЕМ

© 2024 г. И. К. Ларин[a], Г. Б. Прончев[a], Е. М. Трофимова[a, *]

[a]Институт энергетических проблем химической физики им. В.Л. Тальрозе ФИЦ ХФ им. Н.Н. Семенова РАН, Ленинский пр., д. 38, корп. 2, Москва, 119334 Россия

*e-mail:eltrofimova@yandex.ru

Поступила в редакцию 20.09.2023 г.
После доработки 01.02.2024 г.
Принята к публикации 28.02.2024 г.

Методом резонансной флуоресценции (РФ) атомов хлора и атомов йода измерена константа скорости реакции атома хлора с йодистым водородом при температуре 298°K. Значения констант реакции, измеренные обоими методами, оказались достаточно близкими. Обсуждена роль этой реакции в химии тропосферы над поверхностью океанов.

Ключевые слова: фитопланктон, атомы хлора, атомы йода, тропосфера, озон, резонансная флуоресценция, константа скорости реакции

DOI: 10.31857/S0002351524020123 **EDN:** KPIKGD

1. ВВЕДЕНИЕ

Источником веществ, поставляющих атомы йода в атмосферу, являются фитопланктон и различные морские водоросли, в результате гниения которых выделяется йодистый метил, хлорйодметан, а также другие углеводороды, в состав которых входят атомы йода [Mcfiggans et al., 2004; McFiggans, 2005; Martino, 2009].

В последние десятилетия появилось огромное количество работ, посвященных роли йода и его соединений в химии атмосферы. В стратосферу соединения йода, прежде всего его оксид (**IO**), попадают за счет конвективных потоков над поверхностью морей и океанов, где как раз имеются мощные источники соединений, содержащих атомы йода [Chatfield, Crutzen, 1990; Брасье, Соломон, 1987]. Эти вещества, достигшие стратосферы, запускают длинную цепь химических превращений, приводящих к гибели молекул озона.

Не меньше внимания исследователей уделяется роли соединений йода в химии тропосферы.

В последнее время большое внимание привлечено к роли молекулярного йода, атомов йода и оксида йода в окислительных процессах в граничном морском слое (**MBL**), а также в образовании морских аэрозолей. В работе [Huang et al., 2010] было показано, что в морской атмосфере могут образовываться значительные концентрации оксида йода (IO). В результате их реакций друг с другом в граничной морской зоне образуются высшие оксиды йода, которые подвергаются процессу нуклеации, в результате чего возникают наночастицы, содержащие атомы йода. Из них формируются морские аэрозоли, которые оказывают влияние на климат и на которых протекают различные гетерогенные реакции, важные для химии тропосферы [O'Dowd et al., 2002; Saiz-Lopez et al., 2006].

Ранее несколько наших работ было посвящено образованию атомов йода в химических реакциях с соединениями, присутствующими в тропосфере, в том числе и в атмосфере морей и океанов [Ларин и др., 2000a; Ларин и др., 2000b; Ларин и др., 2006; Ларин и др., 2010; Ларин и др., 2012].

Настоящая работа посвящена еще одному источнику атомарного йода – реакции йодистого водорода с атомом хлора.

В работе [Cicerone, 1981] отмечалось, что содержание NaI в морских аэрозолях иногда в 1000 и даже 10000 раз увеличено по сравнению

с его содержанием в воде океана. В морской атмосфере также присутствует серная кислота – продукт окисления сероводорода и диметилсульфида, образующихся при разложении морских водорослей. При ее реакции с NaI может образоваться йодистый водород (HI). Взаимодействие радикала HO_2 с атомарным йодом также приводит к образованию HI [Atkinson et al., 2007].

Атомы хлора образуются в морской атмосфере за счет гетерогенных окислительных процессов, происходящих на аэрозолях морских солей. В основном это аэрозоль NaCl, который образуется при отрыве капель воды от волн. В результате этих процессов достаточно стабильные соединения, такие как NaCl, HCl и $ClONO_2$, превращаются в слабосвязанные соединения Cl_2, HOCl и $ClNO_2$, которые легко распадаются под действием УФ радиации, образуя атомы хлора [Finlayson-Pitts, 2003; Behnke, Zetsch, 1989; Vogt et al., 1996].

В данной работе мы исследовали реакцию атома хлора с HI, используя возможности нашей кинетической установки. Она позволяет изучить кинетику данной реакции как по расходу атомов хлора, так и по накоплению продукта реакции – атомов йода.

2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Струевая кинетическая установка включала в себя реактор, систему подачи реагентов, источники атомов хлора и йода, а также систему регистрации атомов хлора и йода. Она позволяла поддерживать постоянные потоки реагентов с точностью ~2÷3% в течение 10÷15 ч.

2.1. Реактор

Реактор (рис. 1) представлял собой кварцевый цилиндр, внутренняя поверхность которого была покрыта веществом марки Ф-32Л для того, чтобы уменьшить скорость гетерогенной гибели атомов и радикалов. Реактор имел водяную рубашку, что позволяло изменять в нем температуру. Давление в реакторе измеряли с помощью манометра ВДГ-1 в диапазоне 1÷10 Торр с точностью ~0.1Торр. Газы-разбавители (гелий или азот), а также HI подавались в реактор через боковые отверстия. Для подачи газов-разбавителей в реактор использовали регуляторы расходов, позволяющие поддерживать постоянный расход газа с точностью 2÷3% в течение 10÷15 ч.

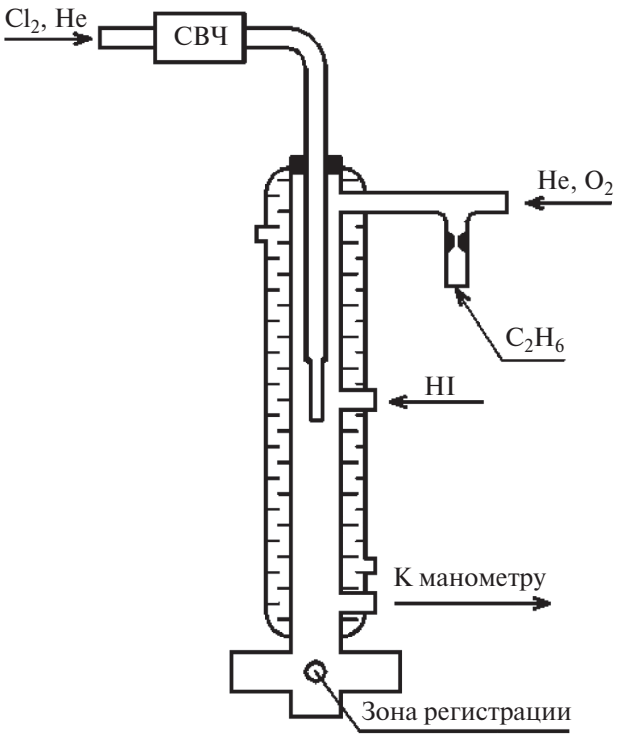


Рис. 1. Реактор.

Массовые потоки реагентов и газов-носителей измеряли методом истечения из калиброванного объема в единицу времени. За изменением давления следили по образцовому манометру. Во всех опытах использовали гелий и азот марки “ВЧ”. Атомы хлора могли подаваться в любую точку на оси реактора через подвижное кварцевое сопло внешним диаметром 6 мм и толщиной стенок 1 мм. Соединение типа “тефлоновый чулок” позволяло перемещать сопло, не нарушая герметичность реактора.

2.2. Источник атомов хлора

Атомы хлора генерировали разрядом частотой 254 Мгц, мощностью 2.5 Вт в разбавленном потоке Cl_2 в гелии. Поверхность зоны разряда была обработана ортофосфорной кислотой.

2.3. Система регистрации атомов хлора

Система регистрации атомов хлора по их резонансной флуоресценции состояла из хлорной

проточной лампы, излучающей резонансную линию 118.9 нм атомов хлора, фото ионизационного счетчика диапазона 117÷134 нм и частотомера Ч3-63/1, служащего для регистрации и накопления сигнала.

2.3.1. Резонансная хлорная лампа с рабочей линией 118.9 нм

В качестве источника резонансного излучения использовалась проточная лампа, работающая на смеси Cl_2 с гелием (1×10^{13} и 1×10^{17} молекул см$^{-3}$ соответственно), возбуждаемая разрядом частотой 254 МГц. Для возбуждения разряда использовали резонатор Бройда, который питали от микроволнового генератора для СМВ терапии “Луч 3М”.

2.3.2. Фото ионизационный счетчик диапазона 117÷134 нм

Для регистрации сигнала атомов хлора использовался фото ионизационный счетчик, заполненный смесью аргона и окиси азота (10 Торр NO и 230 Торр Ar) и работающий на линии хлора 118.9 нм. Длинноволновая граница счетчика определялась потенциалом ионизации NO 8.7 эВ [Кикоин, 1976] и составляла ~133.8 нм. Лампа и счетчик были снабжены стеклами из MgF_2.

2.3.3. Калибровка абсолютной чувствительности установки к атомам хлора

Для калибровки мы использовали C_2H_6, поскольку он быстро реагирует с атомами хлора:

$$Cl + C_2H_6 \rightarrow HCl + C_2H_5 \qquad (A)$$

Значение газофазной константы при 298°K: $k_A = 5.7 \times 10^{-11}$ молекула$^{-1}$ см^3 с$^{-1}$ [Atkinson et al., 1992].

Титрование проводилось путем добавления небольших измеренных потоков C_2H_6 через капилляр в поток кислорода. Величину потока C_2H_6 измеряли по падению давления в калиброванном резервуаре, содержащем C_2H_6 при высоком давлении (700 Торр) и размещенном на входе в капилляр. Остальные потоки были рассчитаны в предположении, что величина потока пропорциональна квадрату падения давления на входе в капилляр.

Чувствительность системы к атомам хлора оказалась равной 1.1×10^{10} см$^{-3}$, при отношении сигнал/шум = 1 и времени накопления импульсов ~100 с.

Подробно градуировка атомов хлора описана в [Ларин и др., 2003].

2.3.4. Источник атомов йода

Источник атомов йода применялся только для градуировки чувствительности системы к атомам йода. Он представлял собою кварцевую трубку диаметром 15 мм и длиной 302 мм с припаянной к ней трубкой диаметром 4 мм и длиной 400 мм. Тонкая трубка через уплотнение типа “тефлоновый чулок” без нарушения герметичности перемещалась вдоль оси реактора. На трубке большего диаметра крепилась бактерицидная лампа. Через источник атомов йода пропускали смесь гелия с газообразным йодистым метилом, который под действием света бактерицидной лампы с $\lambda = 253.7$ нм образовывал атомы йода.

2.3.5. Система регистрации атомов йода

Система регистрации атомов йода по их резонансной флуоресценции состояла из йодной резонансной лампы, излучавшей резонансную линию атомов йода 178.3 нм, фото ионизационного счетчика диапазона 160÷185 нм, а также частотомера Ч3-63/1, служивших для регистрации и накопления сигнала и последующей обработки экспериментальных данных.

2.3.6. Резонансная йодная лампа с рабочей линией 178.3 нм

Проточная резонансная лампа, изготовленная из кварца, работала на длине волны $\lambda = 178.3$ нм. Окошки также были кварцевыми, марки УФ, с коротковолновой границей пропускания 160 нм. Вакуумное уплотнение достигалось с помощью прокладки из индия. Через лампу прокачивалась смесь He с молекулярным йодом в соотношении ~10000/1. Давление в лампе регистрировали ме-

таллическим сильфонным манометром с точностью до 0.1 Торр. Для возбуждения разряда в лампе использовали СВЧ резонатор Бройда.

2.3.7. Фотоионизационный счетчик диапазона 160÷185 нм

Регистрацию переизлученных квантов осуществляли фотоионизационным счетчиком. Сигнал со счетчика через разделительный конденсатор C = 470 пФ подавался на частотомер Ч3-63/1 и одновременно на осциллограф С1-107.

Перед наполнением счетчик откачивали диффузионным насосом до давления 5×10^{-5} Торр и затем заполняли смесью 10 Торр NO и 230 Торр Ar. Капля диэтилферроцена помещалась в стеклянный палец. Пары диэтилферроцена находились в равновесии с каплей. Длинноволновая граница счетчика определялась потенциалом ионизации диэтилферроцена 6.3 эВ [Кикоин, 1976] и составляла ~185 нм.

Таким образом, фотоионизационный счетчик выполнял одновременно функцию монохроматора, выделял спектральный участок от ~160 до ~185 нм.

2.3.8. Калибровка абсолютной чувствительности установки к атомам йода

Атомарный йод получали, добавляя молекулярный йод в избыток атомов кислорода, которые получали в СВЧ-разряде в смеси 4% O_2 в He.

Концентрацию атомов кислорода оценивали хемилюминесцентным титрованием с помощью NO_2 [Заслонко, 1976]. Концентрация атомов кислорода ~10^{14} молекула см$^{-3}$ на три порядка превышала концентрацию атомов йода.

В этих условиях почти весь йод существует в атомарном виде, что позволяет определить абсолютную чувствительность системы к атомам йода по зависимости сигнала резонансной флуоресценции от количества молекулярного йода, введенного в реактор. Она оказалась равной 3×10^7 см$^{-3}$, при отношении сигнал/шум = 1 и времени накопления импульсов ~100 с.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

3.1. Определение константы скорости реакции HI с атомами Cl путем регистрации атомов Cl

Вначале мы измеряли сигнал РФ атомов хлора (J_0) в отсутствие второго реагента (HI) на различных расстояниях от зоны регистрации, перемещая подвижное сопло вдоль вертикальной оси реактора. Затем из градуированного объема через боковой вход, снабженный вентилем тонкой регулировки, в реактор поступал HI, который вступал в реакцию с атомами хлора:

$$\mathrm{Cl} + \mathrm{HI} \rightarrow \mathrm{I} + \mathrm{HCl}. \qquad (\mathrm{I})$$

За расходованием атомов хлора в реакции (I) мы следили, измеряя сигнал РФ атомов хлора (J). Предполагая, что атомы хлора могут не только реагировать с HI, но и взаимодействовать со стенкой реактора, полное выражение для скорости расходования атомов хлора в ходе изучаемой реакции можно записать следующим образом:

$$d[\mathrm{Cl}] / dt = -k_I [\mathrm{HI}][\mathrm{Cl}] - k_{\text{гет.}} [\mathrm{Cl}], \qquad (1)$$

где k_I – константа скорости бимолекулярной реакции атомов хлора с HI (молекула$^{-1}$ см^3 с$^{-1}$). $k_{\text{гет}}$ – константа гибели атома хлора на стенке реактора (с$^{-1}$).

В условиях, когда в реактор не поступает HI, выражение (1) приобретает вид:

$$d[\mathrm{Cl}_0] / dt = -k_{\text{гет.}} [\mathrm{Cl}_0] \qquad (2)$$

После деления на [Cl_0] и интегрирования получим:

$$\ln[\mathrm{Cl}_0] = -k_{\text{гет.}} t, \qquad (3)$$

где [Cl_0] – концентрация атомов хлора при нулевой концентрации атмосферного реагента.

В результате выражение (1) после несложных преобразований приобретает вид:

$$\ln([Cl_0] / [Cl]) = k_I [HI] t. \qquad (4)$$

Так как сигнал РФ атомов хлора J пропорцио-

нален их концентрации, т.е. $J \sim [Cl]$, то выражение (4) переходит в:

$$\ln\left(J_0 / J\right) = k_I \left[HI\right] t. \quad (5)$$

Константа скорости реакции (I) была измерена нами при температуре 298°K при различных временах взаимодействия реагентов и неизменной концентрации йодистого водорода.

Зависимость ln (J_0/J) от времени взаимодействия представлена на рис. 2.

Определенное из тангенса угла наклона прямой на рис. 2 значение k_I составило величину: $(8.6 \pm 0.9) \times 10^{-11}$ молекула$^{-1}$ см^3 с$^{-1}$.

Были проведены измерения при фиксированном времени взаимодействия реагентов, но меняющейся концентрации йодистого водорода.

Линейная зависимость ln (J_0/J) от [HI] представлена на рис. 3.

Значение k_I, полученное из тангенса угла наклона прямой на рис. 3, оказалось равным $(9.7 \pm 1.1) \times 10^{-11}$ молекула$^{-1}$ см^3 с$^{-1}$.

Среднее значение константы скорости реакции (I) при температуре 298°K, определенное путем регистрации РФ атомов Cl, составило величину $k_{I\ (\text{по РФ атомов } Cl)} = (9.1 \pm 1.0) \times 10^{-11}$ молекула$^{-1}$ см^3 с$^{-1}$.

3.2. Определение константы скорости реакции HI с атомами Cl путем регистрации РФ атомов I

Как было показано ранее, изменение концентрации атомов хлора в ходе реакции (I) определяется следующим выражением:

$$\ln\left(\left[Cl_0\right] / \left[Cl\right]\right) = k_I \left[HI\right] t. \quad (4)$$

Измеренный сигнал РФ атомов йода прямо пропорционален концентрации атомов йода, [I] = a J. Но количество образующихся атомов йода при отсутствии других источников кроме реакции (I) равна количеству израсходованных атомов хлора, то есть $[Cl]_0 - [Cl] = [I]$, где $[Cl]_0$ – начальная концентрация атомов хлора.

Таким образом, $[Cl] = [Cl]_0 - aJ$, а максимальный выход йода и, соответственно, максимальный сигнал РФ атомов йода пропорционален $[Cl]_0$, т.е. а $J_{max} = [Cl]_0$.

В результате несложных преобразований получаем:

$$\ln\left(\left[Cl_0\right] / \left[Cl\right]\right) = k_I \left[HI\right] t, \quad (6)$$

где t – время контакта реагентов, равное L/v.

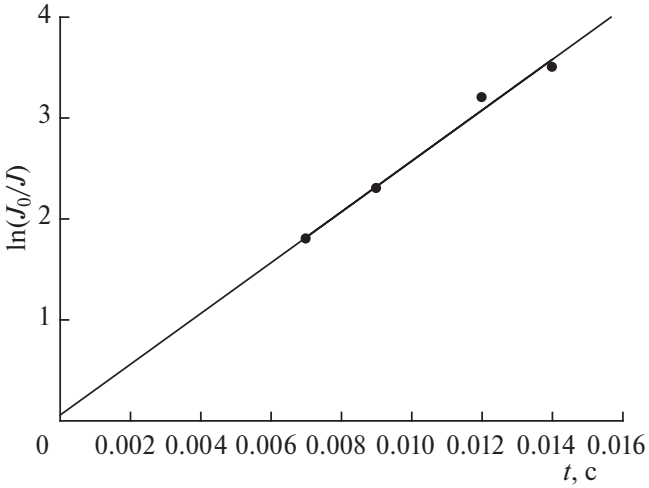


Рис. 2. График зависимости ln(J0/J) от концентрации [HI]. (T = 298°K, P = 1.1 Торр, время реакции 0.0083 с. Разбавителем служил гелий. Измерялся сигнал РФ атома хлора.)

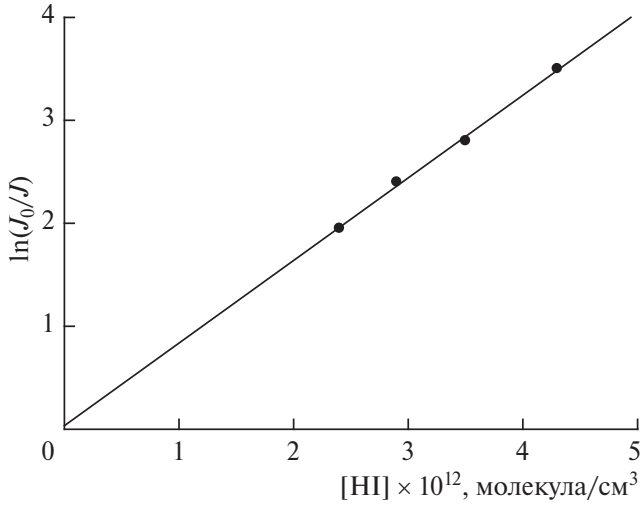


Рис. 3. График зависимости ln(J0/J) от времени контакта реагентов. (T = 298°K; P = 1.0 Торр, [HI] = 2.9 × 1011 молекула см$^{-3}$. Разбавителем служил гелий. Измерялся сигнал РФ атома хлора.)

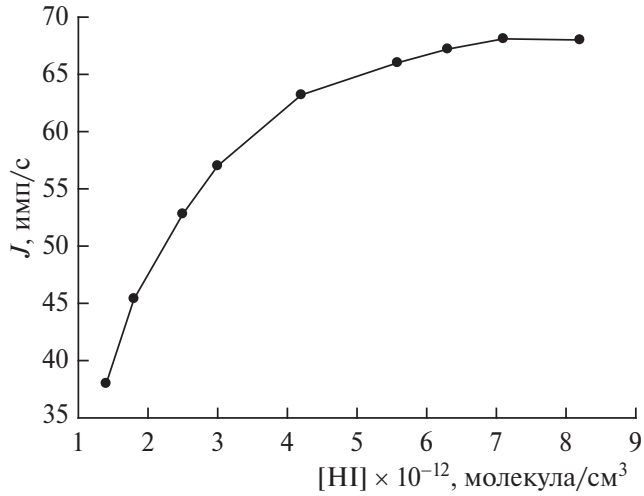


Рис. 4. Зависимость сигнала РФ атомов йода от концентрации HI. ($T = 298^\circ$K, $P = 1.0$ Торр; время реакции 0.0093 с. Разбавителем служил гелий.)

На рис. 4 представлены результаты опытов, позволяющие определить J_{max} при 298°K, давлении в реакторе 1.2 Торр, $[Cl_0] = 7 \times 10^{11}$ молекула см$^{-3}$, времени реакции 0.0073 с.

J_{max} составило величину 68 имп/10 с.

Зависимость $\ln \frac{J_{max}}{J_{max} - J}$ от концентрации HI при фиксированном времени взаимодействия реагентов представлена на рис. 5.

Значение константы скорости реакции (I), рассчитанное из тангенса угла наклона прямой на этом графике при температуре 298°K путем регистрации РФ атомов I, приведено ниже:

$$k_{\mathrm{I}(\textit{по РФ атомов}\ \mathrm{I})} = (9.2 \pm 1.0) \times 10^{-11} \text{молекула}^{-1}\text{см}^3\text{с}^{-1}.$$

На рис. 6 представлена зависимость $\ln \frac{J_{max}}{J_{max} - J}$ от времени взаимодействия реагентов при давлении в реакторе 1.1 Торр и концентрации йодистого водорода, равной 1.3×10^{12} молекула см$^{-3}$.

Константа скорости реакции (I), рассчитанная из тангенса угла наклона прямой на рис. 6, оказалась равной

$$k_{\mathrm{I}(\textit{по РФ атомов}\ \mathrm{I})} = (8.7 \pm 0.9) \times 10^{-11} \text{молекула}^{-1}\text{см}^3\text{с}^{-1}.$$

Среднее значение константы скорости реакции (I) при температуре 298°K, определенное путем регистрации РФ атомов I, составило величину

$$k_{\mathrm{I}(\textit{по РФ атомов}\ \mathrm{I})} = (8.9 \pm 0.9) \times 10^{-11} \text{молекула}^{-1}\text{см}^3\text{с}^{-1}.$$

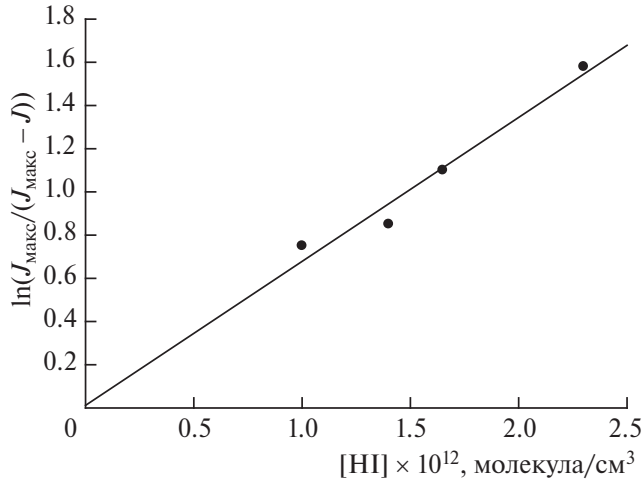


Рис. 5. Зависимость $\ln \frac{J_{max}}{J_{max} - J}$ от концентрации HI при фиксированном времени взаимодействия реагентов (0.0073 с). ($T = 298^\circ$K; $P = 1.1$ Торр. Разбавителем служил гелий. Измерялся РФ сигнал атомов йода.)

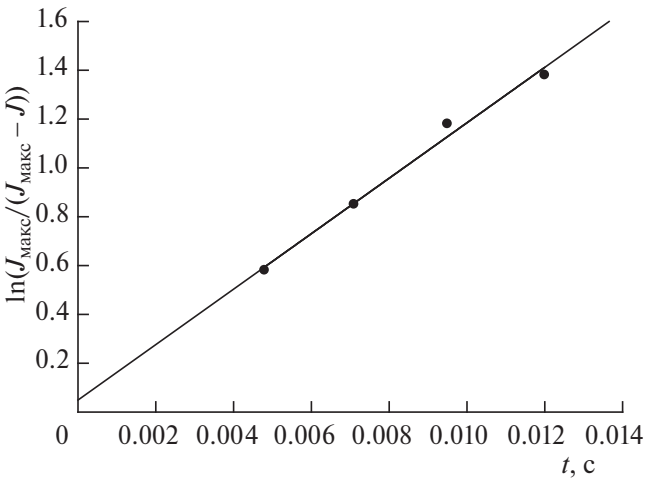


Рис. 6. Зависимость $\ln \frac{J_{max}}{J_{max} - J}$ от времени взаимодействия реагентов. ($T = 298^\circ$K; $P = 1.1$ Торр, [HI] = 1.3 × 1012 молекула см$^{-3}$. Разбавителем служил гелий. Измерялся РФ сигнал атомов йода.)

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Измеренные нами константы скорости реакции (I), полученные как путем регистрации вступающих в реакцию атомов хлора, так и путем регистрации образующихся атомов йода, хорошо согласуются. Практически они не отличаются и от результатов работы [Wodarczyk, Moore, 1974], в которой применялась другая методика. Авторы измерили константу скорости реакции (I), наблюдая за инфракрасной хемилюминисценцией колебательно возбужденных молекул HCl при температуре 295°K. Ее значение, равное $(9.6 \pm 2.4) \times 10^{-11}$ молекула$^{-1}$ см^3 с$^{-1}$, хорошо согласуется с величиной k_I, измеренной нами. Такое же близкое значение константы скорости реакции (I) к значению, измеренному нами, получено и в работе [Yuan et al., 2004].

Однако в целом ряде работ [Bergmann, Moore, 1975; Mei, Moore, 1977; Dolson, Leone, 1982; Iyer et al., 1983] измеренное значение константы скорости при температурах 295–300°K оказалось выше.

Отметим, что завышенные данные получены при давлениях в реакторе, заметно превышающих величину давления в нашей работе, а также в работах [Wodarczyk, Moore, 1974; Yuan et al., 2004].

К сожалению, ни в одной из работ не обсуждалась причина более высокой константы скорости реакции атома хлора с йодистым водородом при проведении экспериментов при более высоком давлении.

Авторы работ [Mei, Moore, 1977; Yuan et al., 2004] наблюдали уменьшение измеренной константы скорости реакции (I) с ростом температуры в реакторе. В ряде работ с другими реагентами такое поведение констант скоростей реакций, протекающих в газовой фазе, авторы объясняли тем, что эти реакции протекает через образование промежуточного комплекса [Sayin, McKee, 2004; Nakano et al., 2003; Arsene et al., 2005].

Однако наблюдаемую зависимость константы скорости реакции (I) от температуры в работах [Wodarczyk, Moore, 1974; Yuan et al., 2004] невозможно объяснить образованием промежуточного комплекса, так как измерения проводились при достаточно низких давлениях.

Ранее в целом ряде наших работ было показано, что увеличение константы скорости реакции с понижением температуры может быть связано с протеканием исследуемой реакции на поверхности реактора [Бубен и др., 2002; Ларин и др., 2020; Ларин и др., 2023].

Наша дальнейшая работа по изучению реакции атома хлора с йодистым водородом будет посвящена выяснению вопроса о возможности протекания этой реакции гетерогенным путем.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Хорошее совпадение значений констант скорости реакции (I), измеренных двумя способами: измерением концентрации расходуемых в реакции атомов хлора и измерением концентрации образующихся атомов йода, – по-видимому, говорит о том, что обе применяемые методики дают правильные результаты.

Можно сравнить значения измеренной нами константы скорости реакции (I) со значением констант скоростей реакций йодистого водорода с двумя другими важными окислителями в атмосфере:

$$HI + IO \rightarrow I + HOI, \qquad (II)$$

$$HI + OH \rightarrow I + H_2O \qquad (III)$$

Константа скорости реакции (II) по данным работы [Ларин и др., 2007] составляет величину 1.2×10^{-12} молекула$^{-1}$ см^3 с$^{-1}$, что в 75 раз меньше, чем константа скорости реакции (I), измеренная нами. Но в работе [Huang et al., 2010] было показано, что в морской атмосфере могут образовываться значительные концентрации оксида йода, достигающие значений, превышающих 10^8 молекул см$^{-3}$, в то время как максимальное значение концентрации атомарного хлора в морской атмосфере не превышает 3×10^5 молекул см$^{-3}$ [Chang et al., 2004]. В этих условиях реакция (II) будет превалировать над реакцией (I).

Концентрация радикала OH в морской атмосфере по данным работы [Vaughan et al., 2012] составляет величину 9×10^6 молекул см$^{-3}$. Последние данные о константе скорости реакции (III) при температуре 298°K варьируются от значения 1.6×10^{-11} молекула$^{-1}$ см^3 с$^{-1}$ [Badia et al., 2019] до 2.97×10^{-11} молекула$^{-1}$ см^3 с$^{-1}$ [Khamaganov et al., 2020].

Если взять значение константы скорости реакции (I), измеренное в данной работе, и значение константы скорости реакции (III) , приведенное в работе [Khamaganov et al., 2020], то вклад реакции (I) в окисление йодистого водорода в морской атмосфере составит, по нашим оценкам, всего 6.7%.

Если использовать максимальное значение k_I, приведенное в [Bergmann, Moore, 1975] 1.64×10^{-10} молекула$^{-1}$ см^3 с$^{-1}$, $T = 298$°K), и минимальное значение k_{III}, равное 1.6×10^{-11} молекула$^{-1}$ см^3 с$^{-1}$ [Badia et al., 2019], то вклад реакции (I) в окисление HI составит 15.6%.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Брасье Г., Соломон С. Аэрономия средней атмосферы: Химия и физика стратосферы и мезосферы / пер. Л.Д. Морозовой; под ред. А.Д. Данилова. Л.: Гидрометеоиздат, 1987. 412 с.

Бубен С.Н., Ларин И.К, Мессинева Н.А., Спасский А.И., Трофимова Е.М., Туркин Л.Е. Исследование атмосферной химии йодных соединений // Химическая физика. 2002. Т. 21. № 4. С. 52–60.

Кикоин И.К. Таблицы физических величин. М.: Атомиздат, 1976. 1008 с.

Ларин И.К., Белякова Т.И., Мессинева Н.А., Спасский А.И., Трофимова Е.М. Реакция сероводорода с атомарным хлором в области температур 273–366 K // Химическая физика. 2023. Т. 42. № 4. С. 89–94. https://doi.org/10.31857/S0207401X23040118

Ларин И.К., Спасский А.И., Трофимова Е.М. Гомогенные и гетерогенные реакции углеводородов, содержащих атом йода // Изв. РАН. Энергетика. 2012. № 3. С. 44–52.

Ларин И.К., Спасский А.И., Трофимова Е.М. Кинетика гетерогенной реакции сероводорода с оксидом йода в диапазоне температур 273–368 K // Химическая физика. 2020. Т. 39. № 10. С. 29–34. https://doi.org/10.31857/S0207401X2010009XI

Ларин И.К., Спасский А.И., Трофимова Е.М., Туркин Л.Е. Образование атомарного йода в гетерогенной реакции хлора с йодметаном // Кинетика и катализ. 2010. Т. 51. № 3. С. 369–374.

Ларин И.К., Спасский А.И., Трофимова Е.М., Туркин Л.Е. Механизм и кинетика реакции иодистого водорода с озоном // Кинетика и катализ. 2007. Т. 48. № 1. С. 5–11.

Ларин И.К., Спасский А.И., Трофимова Е.М., Туркин Л.Е. Измерение констант скоростей реакций радикала IO с серосодержащими соединениями H_2S, $(CH_3)_2S$ и SO_2 // Кинетика и катализ. 2000a. Т. 41. № 4. С. 485–491.

Ларин И.К., Спасский А.И., Трофимова Е.М., Туркин Л.Е. Экспериментальное доказательство увеличения скорости реакции монооксида иода с монооксидом хлора на поверхности реактора // Кинетика и катализ. 2003. Т. 44. № 2. С. 218–227.

Ларин К.И., Мессинёва Н.А., Невожай Д.В., Спасский А.И., Трофимова Е.М. Измерение эффективной константы скорости реакции монооксида иода с монооксидом хлора с образованием атомов иода // Кинетика и катализ. 2000b. Т. 41. № 3. С. 346–352.

Физическая химия быстрых реакций / Пер. с англ. Е.В. Мозжухина и Ю.П. Петрова; Под ред. И.С. Заслонко. М.: Мир, 1976. 394 с.

Arsene C., Barnes I., Becker K.H., Benter T. Gas-phase reaction of Cl with dimethyl sulfide: Temperature and oxygen partial pressure dependence of the rate coefficient // Int. J. Chem. Kinet. 2005. V. 37. P. 66–73. https://doi.org/10.1002/kin.20051

Atkinson R., Baulch D.L., Cox R.A., Crowley J.N., Hampson R.F., Hynes R.G., Jenkin M.E., Rossi M.J., Troe J. Evaluated kinetic and photochemical data for atmospheric chemistry: Volume III – gas phase reactions of inorganic halogens// J. Atmos. Chem. Phys. 2007. V. 7. P. 981–1191

Atkinson R., Baulch D.L., Cox R.A., Hampson Jr., R.F., Kerr K.A., Troe J. Evaluated Kinetic and Photochemical Data for Atmospheric Chemistry. Supplement IV, IUPAC Subcommittee on Gas Kinetic Data Evaluation for Atmospheric Chemistry // J. Phys. Chem. Ref. Data. 1992. V. 21. № 4. P. 1125–1568.

Badia A., Reeves C.E., Baker A.R., Saiz-Lopez A., Volkamer R., Koenig T.K., Apel E.C., Hornbrook R.S., Carpenter L.J., Andrews S.J., Sherwen T., von Glasow R. Importance of reactive halogens in the tropical marine atmosphere: a regional modelling study using WRF-Chem // Atmos. Chem. Phys. 2019. V. 19. P. 3161–3189. https://doi.org/10.5194/acp-19-3161-2019.

Behnke W., Zetsch C. Heterogeneous formation of chlorine

atoms from various aerosols in the presence of O_3 and HCl // J. Aerosol. Sci. 1989. V. 20. № 8. P. 1167–1170. https://doi.org/10.1016/0021-8502(89)90788-X

Bergmann K., Moore C.B. Energy dependence and isotope effect for the total reaction rate of Cl + HI and Cl + HBr // J. Chem. Phys. 1975. V. 63. № 2. P. 643–649. https://doi.org/10.1063/1.431385

Chang T., Liu S.-H., Zhen F.-T. Atmospheric concentrations of the Cl atom, CIO radical, and HO radical in the coastal marine boundary layer // Env. Res. 2004. V. 94(1). P. 67–74. https://doi.org/10.1016/j.envres.2003.07.008

Chatfield R.B., Crutzen P.J. Are there interactions of iodine and sulfur species in marine air photochemistry? // J. Geophys. Res., 1990. V. 95. P. 22319–22341.

Cicerone R.J. Halogens in the atmosphere // Rev. Geophys. Space Phys. 1981. V. 19. № 1. P. 123–139.

Finlayson-Pitts B.J. The Tropospheric Chemistry of Sea Salt: A Molecular-Level View of the Chemistry of NaCl and NaBr // Chem. Rev. 2003. V. 103(12). P. 4801–4822. https://doi.org/10.1021/cr020653t

Huang R.J., Seitz K., Neary T., O'Dowd C.D., Platt U., Hoffmann T. Observations of high concentrations of I_2 and IO in coastal air supporting iodine-oxide driven coastal new particle formation // Geophys. Res. Lett. 2010. V. 37. P. L03803. https://doi.org/0.1029/2009GL041467

Khamaganov V.G., Orkin V.L., Larin I.K. Study of the Reactions of OH with HCl, HBr, and HI between 298 K and 460 K // Int. J. Chem. Kinet. 2020. V. 52. P. 852–860. https://doi.org/10.1002/kin.21404

Martino M., Mills G.P., Woetjen J., Liss P.S. A new source of volatile organoiodine compounds in surface seawater // Geophys. Res. Lett., 2009. V. 36. № 1. L01609. https://doi.org/10.1029/2008GL036334

McFiggans G. Marine aerosols and iodine emissions // Nature. 2005. V. 433. № 7026. E13. https://doi.org/10.1038/nature03372

McFiggans G., Coe H., Burgess R., Allan J., Cubison M., Alfarra M.R., Saunders R., Sais-Lopez A., Plane J.M.C., Wevill D.J., Carpenter L.J., Rickard A.R., Monks P.S. Direct evidence for coastal iodine particles from Laminaria macroalgae – linkage to emissions of molecular iodine // Atmos. Chem. Phys. 2004. V.4. № 3. P. 701–713. https://doi.org/1680-7324/acp/2004-4-701

Mei C.C., Moore C.B. Temperature dependence of the total reaction rates for Cl + HI and Cl + HBr // J. Chem. Phys. 1977. V. 67. № 9. P. 3936–3939. https://doi.org/10.1063/1.435409

Nakano J., Enamy S., Nakamichi S., Aloisio S., Hashimoto S., Kawasaki M. Temperature and Pressure Dep endence Study of the Reaction of IO Radicals with Dimethyl Sulfide by Cavity Ring-Down Laser Spectroscopy // J. Phys. Chem. A. 2003. V. 107. № 33. P. 6381–6387. https://doi.org/10.1021/jp0345147

O'Dowd C.D., Jimenez J.L., Bahreini R., Flagan R.C., Seinfeld J.H., Ha¨meri K., Pirjola L., Kulmala M., Jennings S.G., Hoffmann T. Marine aerosol formation from biogenic iodine emissions // Nature. 2002. V. 417. P. 632–636. https://doi.org/10.1038/nature00775

Saiz-Lopez A., Plane J.M.C., McFiggans G., Williams P.I., Ball S.M., Jones R.L., Hongwei C., Hoffmann T. Modelling molecular iodine emissions in a coastal marine environment: the link to new particle formation // Atmos. Chem. Phys. 2006. V. 6(4). P. 883–895. https://doi.org/10.5194/acp-6-883-2006

Sayin H., McKee M.L. Computational Study of the Reactions between XO (X = Cl, Br, I) and Dimethyl Sulfide // J. Phys. Chem. A. 2004. V. 108. № 37. P. 7613–7620. https://doi.org/10.1021/jp0479116

Singh H.B., Thakur A.N., Chen Y.E., Kanakidou M. Tetrachloroethylene as an indicator of low CI atom concentrations in the troposphere. // Geophys. Res. Lett. 1996. V. 23. № 12. P. 1529–1532. https://doi.org/10.1029/96GL01368

Vaughan S., Ingham T., Whalley L.K., Stone D., Evans M.J., Read K.A., Lee J.D., Moller S.J., Carpenter L.J., Lewis A.C., Fleming Z.L., Heard D.E. Seasonal observations of OH and HO_2 in the remote tropical marine boundary layer // Atmos. Chem. Phys. 2012. V. 12. P. 2149–2179. https://doi.org/10.5194/acp-12-2149-2012.

Vogt R., Crutzen P., Sander R. A mechanism for halogen release from sea-salt aerosol in the remote marine boundary layer // Nature. 1996. V. 383. P. 327–330. https://doi.org/10.1038/383327a0

Wodarczyk F.J., Moore C.B. Laser-initiated chemical reactions: total absolute reaction rate constants for Cl+ HBr and Cl + HI // Chem. Phys. Lett. 1974. V. 26. № 4. P. 484–488. https://doi.org/10.1016/0009-2614(74)80396-9

Yuan J., Misra A., Goumri A., Shao D.D., Marshall P. Kinetic Studies of the Cl + HI Reaction Using Three Techniques // J. Phys. Chem. A. 2004. V. 108. № 33. P. 6857–6862.

Investigation of the Reaction of Hydrogen Iodide with a Chlorine Atom in the Atmosphere above the Sea

I. K. Larin[1], G. B. Pronchev[1], E. M. Trofimova[1, *]

[1] *Talrose Institute for Energy Problems of Chemical Physics, Semenov Federal Research Center for Chemical Physics, Russian Academy of Sciences, Leninsky pr., 38/2, Moscow, 119334 Russia*

**e-mail: eltrofimova@yandex.ru*

By the method of resonant fluorescence (RF) of chlorine atoms and iodine atoms, the rate constant of the reaction of a chlorine atom with hydrogen iodide at a temperature of 298 K. The values of the reaction constants measured by both methods turned out to be quite close. The role of this reaction in the chemistry of the troposphere above the surface of the oceans is discussed.

Keywords: phytoplankton, chlorine atoms, iodine atoms, troposphere, ozone, resonant fluorescence, reaction rate constant

REFERENCES

Arsene C., Barnes I., Becker K.H., Benter T. Gas-phase reaction of Cl with dimethyl sulfide: Temperature and oxygen partial pressure dependence of the rate coefficient // Int. J. Chem. Kinet. 2005. V. 37. P. 66–73. https://doi.org/10.1002/kin.20051

Atkinson R., Baulch D.L., Cox R.A., Crowley J.N., Hampson R.F., Hynes R.G., Jenkin M.E., Rossi M.J., Troe J. Evaluated kinetic and photochemical data for atmospheric chemistry: Volume III – gas phase reactions of inorganic halogens // J. Atmos. Chem. Phys. 2007. V. 7. P. 981–1191.

Atkinson R., Baulch D.L., Cox R.A., Hampson Jr., R.F., Kerr K.A., Troe J. Evaluated Kinetic and Photochemical Data for Atmospheric Chemistry. Supplement IV, IUPAC Subcommittee on Gas Kinetic Data Evaluation for Atmospheric Chemistry // J. Phys. Chem. Ref. Data. 1992. V. 21. № 4. P. 1125–1568.

Badia A., Reeves C.E., Baker A.R., Saiz-Lopez A., Volkamer R., Koenig T.K., Apel E.C., Hornbrook R.S., Carpenter L.J., Andrews S.J., Sherwen T., von Glasow R. Importance of reactive halogens in the tropical marine atmosphere: a regional modelling study using WRF-Chem // Atmos. Chem. Phys. 2019. V. 19. P. 3161–3189. https://doi.org/10.5194/acp-19-3161-2019

Behnke W., Zetsch C. Heterogeneous formation of chlorine atoms from various aerosols in the presence of O_3 and HCl// J. Aerosol. Sci. 1989. V. 20. № 8. P. 1167–1170. https://doi.org/10.1016/0021-8502(89)90788-X

Bergmann K., Moore C.B. Energy dependence and isotope effect for the total reaction rate of Cl + HI and Cl + HBr // J. Chem. Phys. 1975. V. 63. № 2. P. 643–649. https://doi.org/10.1063/1.431385

Brasseur G., Solomon S. Aeronomy of the Middle Atmosphere., Reidel Publishing Company, The Netherlands, 1984. 441 p.

Buben S.N., Larin I.K, Messineva N.A., Spasskij A.I., Trofimova E.M., Turkin L.E. Issledovanie atmosfernoj himii jodnyh soedinenij // Himicheskaya fizika. 2002. V. 21 (4). P. 52–60. (in Russian)

Chang T., Liu S.-H., Zhen F.-T. Atmospheric concentrations of the Cl atom, CIO radical, and HO radical in the coastal marine boundary layer // Env. Res. 2004. V. 94 (1). P. 67–74. https://doi.org/10.1016/j.envres.2003.07.008

Chatfield R.B., Crutzen P.J. Are there interactions of iodine and sulfur species in marine air photochemistry? // J. Geophys. Res., 1990. V. 95. P. 22319–22341.

Cicerone R.J. Halogens in the atmosphere // Rev. Geophys. Space Phys. 1981. V. 19. № 1. P. 123–139.

Finlayson-Pitts B.J. The Tropospheric Chemistry of Sea Salt: A Molecular-Level View of the Chemistry of NaCl and NaBr // Chem. Rev. 2003. V. 103 (12). P. 4801–4822. https://doi.org/10.1021/cr020653t

Huang R.J., Seitz K., Neary T., O'Dowd C.D., Platt U., Hoffmann T. Observations of high concentrations of I_2 and IO in coastal air supporting iodine-oxide driven coastal new particle formation // Geophys. Res. Lett. 2010. V. 37. P. L03803. https://doi.org/0.1029/2009GL041467

Khamaganov V.G., Orkin V.L., Larin I.K. Study of the Reactions of OH with HCl, HBr, and HI between 298 K and 460 K // Int. J. Chem. Kinet. 2020. V. 52. P. 852–860. https://doi.org/10.1002/kin.21404

Kikoin I.K. Tablicy fizicheskih velichin. M.: Atomizdat, 1976. 1008 s. (in Russian)

Larin I.K., Belyakova T.I., Messineva N.A., Trofimova E.M. Reaction of Hydrogen Sulfide with a Chlorine Atom in the Temperature Range of 273 to 366 K // J. Phys. Chem. B. 2023. V. 17. № 2. P. 510–515. https://doi.org/10.1134/S199079312302029X

Larin I.K., Messineva N.A., Nevozhai D.V., Spasskii A.I., Trofimova E.M. Measurements of the apparent rate constant for the reaction of iodine monoxide with chlo-

rine monoxide to form iodine atoms // Kinetics and Catalysis. 2000b. V. 41. № 3. P. 313–319. https://doi.org/10.1007/BF02755367

Larin I.K., Spasskii A.I., Trofimova E.M. Homogeneous and heterogeneous reactions of hydrocarbons containing an iodine atom // Izv. RAN. Energetika. 2012. № 3. P. 44–52. (in Russian)

Larin I.K., Spasskii A.I., Trofimova E.M. Kinetics of a Heterogeneous Reaction of Hydrogen Sulfide with Iodine Oxide in the Temperature Range of 273 to 368 K // J. Phys. Chem. B. 2020. V. 14. № 5. P. 781–786. https://doi.org/10.1134/S1990793120050231

Larin I.K., Spasskii A.I., Trofimova E.M., Turkin L.E. Experimental Evidence for Acceleration of Reaction between Iodine Monoxide and Chlorine Monoxide at the Reactor Surface // Kinetics and Catalysis. 2003. V. 44. P. 202–210. https://doi.org/10.1023/A:1023300428051

Larin I.K., Spasskii A.I., Trofimova E.M., Turkin L.E. Formation of iodine atoms in the heterogeneous reaction between chlorine and iodomethane // Kinetics and Catalysis. 2010. T. 51. № 3. C. 348–353. https://doi.org/10.1134/S0023158410030031

Larin I.K., Spasskii A.I., Trofimova E.M., Turkin L.E. Measurement of the rate constants for the reactions of the IO • radical with sulfur-containing compounds H_2S, $(CH_3)_2S$ and SO_2 // Kinetics and Catalysis. 2000a. T. 41. № 4. C. 437–443. https://doi.org/10.1007/BF02756058

Larin I.K., Spasskii A.I., Trofimova E.M., Turkin L.E. Mechanism and kinetics of the reaction between hydrogen iodide and ozone // Kinetics and Catalysis. 2007. V. 48. № 1. C. 1–7. https://doi.org/10.1134/S0023158407010016

Martino M., Mills G.P., Woetjen J., Liss P.S. A new source of volatile organoiodine compounds in surface seawater // Geophys. Res. Lett., 2009. V. 36. № 1. L01609. https://doi.org/10.1029/2008GL036334

McFiggans G. Marine aerosols and iodine emissions // Nature. 2005. V. 433. № 7026. E13. https://doi.org/10.1038/nature03372

McFiggans G., Coe H., Burgess R., Allan J., Cubison M., Alfarra M.R., Saunders R., Sais-Lopez A., Plane J.M.C., Wevill D.J., Carpenter L.J., Rickard A.R., Monks P.S. Direct evidence for coastal iodine particles from Laminaria macroalgae – linkage to emissions of molecular iodine // Atmos. Chem. Phys. 2004. V. 4. № 3. P. 701–713. https://doi.org/1680-7324/acp/2004-4-701

Mei C.C., Moore C.B. Temperature dependence of the total reaction rates for Cl + HI and Cl + HBr // J. Chem. Phys. 1977. V. 67. № 9. P. 3936–3939. https://doi.org/10.1063/1.435409

Nakano J., Enamy S., Nakamichi S., Aloisio S., Hashimoto S., Kawasaki M. Temperature and Pressure Dep endence Study of the Reaction of IO Radicals with Dimethyl Sulfide by Cavity Ring-Down Laser Spectroscopy // J. Phys. Chem. A. 2003. V. 107. № 33. P. 6381–6387. https://doi.org/10.1021/jp0345147

O'Dowd C.D., Jimenez J.L., Bahreini R., Flagan R.C., Seinfeld J.H., Ha¨meri K., Pirjola L., Kulmala M., Jennings S.G., Hoffmann T. Marine aerosol formation from biogenic iodine emissions // Nature. 2002. V. 417. P. 632–636. https://doi.org/10.1038/nature00775

Physical Chemistry of Fast Reactions. Volume 1: Gas Phase Reactions of Small Molecules. Springer New York, NY, 1973. 342 p. https://doi.org/10.1007/978-1-4684-2685-4

Saiz-Lopez A., Plane J.M.C., McFiggans G., Williams P.I., Ball S.M., Jones R.L., Hongwei C., Hoffmann T. Modelling molecular iodine emissions in a coastal marine environment: the link to new particle formation // Atmos. Chem. Phys. 2006. V. 6 (4). P. 883–895. https://doi.org/10.5194/acp-6-883-2006

Sayin H., McKee M.L. Computational Study of the Reactions between XO (X = Cl, Br, I) and Dimethyl Sulfide // J. Phys. Chem. A. 2004. V. 108. № 37. P. 7613–7620. https://doi.org/10.1021/jp0479116

Singh H.B., Thakur A.N., Chen Y.E., Kanakidou M. Tetrachloroethylene as an indicator of low CI atom concentrations in the troposphere. // Geophys. Res. Lett. 1996. V. 23. № 12. P. 1529–1532. https://doi.org/10.1029/96GL01368

Vaughan S., Ingham T., Whalley L.K., Stone D., Evans M.J., Read K.A., Lee J.D., Moller S.J., Carpenter L.J., Lewis A.C., Fleming Z.L., Heard D.E. Seasonal observations of OH and HO_2 in the remote tropical marine boundary layer // Atmos. Chem. Phys. 2012. V. 12. P. 2149–2179. https://doi.org/10.5194/acp-12-2149-2012

Vogt R., Crutzen P., Sander R. A mechanism for halogen release from sea-salt aerosol in the remote marine boundary layer // Nature. 1996. V. 383. P. 327–330. https://doi.org/10.1038/383327a0

Wodarczyk F.J., Moore C.B. Laser-initiated chemical reactions: total absolute reaction rate constants for Cl+ HBr and Cl + HI // Chem. Phys. Lett. 1974. V. 26. № 4. P. 484–488. https://doi.org/10.1016/0009-2614(74)80396-9

Yuan J., Misra A., Goumri A., Shao D.D., Marshall P. Kinetic Studies of the Cl + HI Reaction Using Three Techniques // J. Phys. Chem. A. 2004. V. 108. № 33. P. 6857–6862.