

СОДЕРЖАНИЕ

Том 57, номер 5, 2021

Связь естественной изменчивости климата и чувствительности модели климата ИВМ РАН к увеличению концентрации CO ₂ <i>Е. М. Володин</i>	509
Радиационный эффект облачности над морским льдом в Арктике во время полярной ночи по данным дрейфующих станций “Северный Полюс”-37, 39, 40 <i>И. А. Махотина, Д. Г. Чечин, А. П. Макштас</i>	514
Зависимость антропогенного потока тепла от температуры воздуха (на примере Санкт-Петербурга) <i>А. С. Гинзбург, И. А. Евсиков, В. А. Фролькис</i>	526
Влияние направления ветра на распределение эоловых микрочастиц по размерам <i>Е. А. Малиновская, О. Г. Чхетиани, Л. О. Максименков</i>	539
Вертикальное распределение алевритовых и песчаных частиц в ветропесчаном потоке над опустыненной территорией <i>Г. И. Горчаков, А. В. Карпов, Р. А. Гуцин, О. И. Даценко, Д. В. Бунтов</i>	555
Вертикальные турбулентные потоки пылевого аэрозоля <i>А. В. Карпов, Г. И. Горчаков, Р. А. Гуцин, О. И. Даценко</i>	565
Особенности индуцированной ветровыми волнами турбулентности в воде по измерениям в ветро-волновом канале <i>В. Г. Полников, Ф. Цяо, И. А. Репина</i>	575
Верификация модельных оценок генерации турбулентной энергии поверхностными волнами по натурным данным <i>А. М. Чухарев</i>	595
Опыт исследования турбулентной структуры атмосферного пограничного слоя с помощью беспилотного летательного аппарата <i>Д. Г. Чечин, А. Ю. Артамонов, Н. Е. Бодунков, Д. Н. Живоглотов, Д. В. Зайцева, М. Ю. Калягин, Д. Д. Кузнецов, А. А. Кунашук, М. А. Шевченко, А. А. Шестакова</i>	602
Использование малоразмерных БПЛА для измерения турбулентности в атмосфере <i>А. П. Шелехов, А. Л. Афанасьев, Е. А. Шелехова, А. А. Кобзев, А. Е. Тельминов, А. Н. Молчунов, О. Н. Поплевина</i>	611

Contents

Vol. 57, No. 5, 2021

Natural Climate Variability and Equilibrium Sensitivity to Increase of CO ₂ in Climate Model of INM RAS <i>E. M. Volodin</i>	509
Cloud Radiative Forcing over Sea Ice in the Arctic during the Polar Night at the Drifting Stations “North Pole”-37, 39, 40 <i>I. A. Makhotina, D. G. Chechin, and A. P. Makshtas</i>	514
Anthropogenic Heat Flux Dependence on Air Temperature (on the Example of St. Petersburg) <i>A. S. Ginzburg, I. A. Evsikov, and V. A. Frolkis</i>	526
Influence of Wind Direction on the Size Distribution of Aeolian Microparticles <i>E. A. Malinovskaya, O. G. Chkheiani, and L. O. Maksimenkov</i>	539
Vertical Distribution of Aleurite and Sand Particles in Windsand Flux on Desertified Area <i>G. I. Gorchakov, A. V. Karpov, R. A. Gushchin, O. I. Datsenko, and D. V. Buntov</i>	555
Vertical Turbulent Fluxes of Dust Aerosol <i>A. V. Karpov, G. I. Gorchakov, R. A. Gushchin, and O. I. Datsenko</i>	565
Features of Wind Wave-Induced Turbulence in Water by Measurements in a Wind-Wave Tank <i>V. G. Polnikov, F. Qiao, and I. A. Repina</i>	575
Verification of Model Estimates of Turbulent Energy Generation by Surface Waves from Field Data <i>A. M. Chukharev</i>	595
Experience of Studying the Atmospheric Boundary-Layer Turbulent Structure Using an Unmanned Aerial Vehicle <i>D. G. Chechin, A. Yu. Artamonov, N. E. Bodunkov, D. N. Zhivoglotov, D. V. Zaytseva, M. Yu. Kalyagin, D. D. Kouznetsov, A. A. Kounashouk, M. A. Shevchenko, and A. A. Shestakova</i>	602
Use of Small-Size UAVs for Turbulence Measurements in the Atmosphere <i>A. P. Shelekhov, A. L. Afanasiev, E. A. Shelekhova, A. A. Kobzev, A. E. Tel'minov, A. N. Molchunov, and O. N. Poplevina</i>	611

УДК 551.583.001.572

СВЯЗЬ ЕСТЕСТВЕННОЙ ИЗМЕНЧИВОСТИ КЛИМАТА И ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ МОДЕЛИ КЛИМАТА ИВМ РАН К УВЕЛИЧЕНИЮ КОНЦЕНТРАЦИИ CO₂¹

© 2021 г. Е. М. Володин*

Институт вычислительной математики им. Г.И. Марчука РАН, ул. Губкина, 8, Москва, 119333 Россия

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

Поступила в редакцию 07.04.2021 г.

После доработки 16.04.2021 г.

Принята к публикации 09.06.2021 г.

Рассматривается величина естественных колебаний климата в различных версиях климатической модели ИВМ РАН, имеющих разную чувствительность к увеличению концентрации CO₂. Показано, что среднеквадратичное отклонение глобальной температуры поверхности в версии с равновесной чувствительностью к учетверению концентрации CO₂ равной 3.6 и 7.6 К примерно одинаковы. Увеличения амплитуды естественных колебаний при увеличении чувствительности не происходит как для глобально осредненных величин, так и для региональных естественных колебаний. Однако некоторое увеличение амплитуды естественных колебаний климата в Тихом океане, в том числе связанных с Эль-Ниньо и Тихоокеанским декадным колебанием, происходит при изменении траектории генерации облачности атмосферного пограничного слоя. Равновесная чувствительность при этом меняется мало.

Ключевые слова: модель, климат, чувствительность, изменчивость, амплитуда

DOI: 10.31857/S000235152105014X

ВВЕДЕНИЕ

Различие в величине равновесной чувствительности климатических моделей к увеличению концентрации CO₂ в атмосфере является одной из ключевых проблем в современной науке о климате. Для моделей CMIP5 (Coupled Model Intercomparison project, Phase 5) равновесная чувствительность к учетверению концентрации CO₂ составляла от 4.2 до 9.4 град [1]. Для моделей CMIP6 диапазон неопределенности увеличился и составил 3.6–11.2 К [2].

По данным [3], среднеквадратичное отклонение линейных трендов за 10 лет в доиндустриальном эксперименте и равновесная чувствительность моделей CMIP5 тесно связаны друг с другом, коэффициент корреляции между ними составляет 0.86.

Модели с более высокой чувствительностью имеют и большую изменчивость 10-летних трендов глобальной температуры не только в доиндустриальном эксперименте, где воздействия на климатическую систему неизменны во времени, но и в историческом эксперименте, где заданы реально

наблюдавшиеся изменения воздействий в 1850–2014 гг. Вероятная причина такой зависимости показана на простой модели в [4]. Предполагая такую зависимость и считая изменчивость наблюдаемой глобально осредненной температуры известной, в [4] была оценена равновесная чувствительность реальной климатической системы к учетверению концентрации CO₂, которая, согласно этой работе, получилась равной 4.4–6.8 К с вероятностью 66%.

Согласно [5], имеются несколько версий модели климата ИВМ РАН, отличающиеся равновесной чувствительностью более чем в два раза, при том они отличаются только параметризацией облачности, остальные блоки модели полностью идентичны. Поэтому было бы интересно проверить, укладываются ли данные этих версий модели в общую закономерность, и соответствует ли большая равновесная чувствительность большей естественной изменчивости.

МОДЕЛЬ, ЧИСЛЕННЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ И ДИАГНОСТИКА ЕСТЕСТВЕННЫХ КОЛЕБАНИЙ КЛИМАТА

Для численных экспериментов использовалась модель климата INM-CM4-8. Модель состо-

¹ Статья подготовлена на основе устного доклада, представленного на Всероссийской конференции “Турбулентность, динамика атмосферы и климата”, посвященной памяти акад. А.М. Обухова (Москва, 10–12 ноября 2020 г.).

Таблица 1. Среднеквадратичное отклонение глобально осредненной температуры (К) и ее 10-летнего тренда (К/10 лет) для трех версий модели. Указана также равновесная чувствительность ΔT_{EQ} (К) каждой версии модели.

Время осреднения	Версия 1	Версия 2	Версия 3
Среднее за 1 год	0.089	0.082	0.099
Среднее за 5 лет	0.074	0.067	0.068
Среднее за 10 лет	0.068	0.061	0.051
Тренд за 10 лет	0.106	0.107	0.139
ΔT_{EQ}	1.8	3.8	3.5

ит из блока динамики атмосферы и аэрозольного блока с разрешением 2×1.5 град по долготе и широте и 21 уровней по вертикали, и блока океана с разрешением 1×0.5 град и 40 уровней. Устройство модели и воспроизведение ею современного климата описаны в [6]. Анализируются данные трех версий модели. Первая в точности соответствует [6], именно эта версия участвовала в экспериментах SMIP6. Вторая версия отличается от первой тем, что вместо диагностической схемы расчета доли и водности облачности типа Смагоринского используется прогностическая схема типа [7]. Вторая версия тождественна модели 2, описанной в [5]. Третья версия модели отличается от второй только трактовкой образования облачности атмосферного пограничного слоя (см. формулу (4) из [5]). Если в версии 2 считалось, что высота атмосферного пограничного слоя (АПС) и, следовательно, верхняя граница облачности АПС рассчитывается без учета выделения скрытого тепла при конденсации, то в версии 3 считается, что верхняя граница облачности АПС определяется из условия влажной неустойчивости. Это приводит к меньшему количеству нижней облачности в районах глубокой конвекции и, как следствие, к увеличению разности температур между западом и востоком тропического Тихого океана.

Равновесная чувствительность к учетверению концентрации CO_2 вычислялась по методике [8], считающейся на настоящий момент стандартной. Для этого с каждой версией модели был проведен доиндустриальный численный эксперимент продолжительностью 150 лет, в котором все воздействия были заданы на доиндустриальном уровне, а также эксперимент, где концентрация CO_2 была в 4 раза выше, также продолжительностью 150 лет. Равновесная чувствительность составляет для версии 1 величину 3.6 К, для версии 2 – 7.6 К, для версии 3 – 7.0 К. Значения равновесной чувствительности из литературы, полученные для удвое-

ния концентрации CO_2 , в этой работе приводятся к учетверению CO_2 домножением на 2, подразумеваемая логарифмическую зависимость равновесного потепления от концентрации CO_2 .

Для диагностики естественных колебаний климата доиндустриальный эксперимент для каждой из трех версий модели был продлен до 500 лет, не считая времени выхода на квазиравновесный климат. Глобальными мерами величины естественных колебаний климата были выбраны: среднеквадратичное отклонение (СКО) глобально осредненной температуры воздуха у поверхности средней за 1 год, 5 и 10 лет. Кроме того, вычислялось СКО 10-летних линейных трендов осредненной за год глобальной температуры поверхности, аналогично тому, как это сделано в [3]. Весь 500-летний временной интервал разбивался на 10-летние подинтервалы. Для каждого подинтервала методом наименьших квадратов вычислялось значение линейного тренда среднегодовой и среднеглобальной температуры. Затем вычислялось СКО таких значений линейных трендов для всего 500-летнего эксперимента.

Кроме параметров, связанных с глобально осредненной температурой, вычислялось СКО среднемесячной температуры относительно среднеклиматического годового хода, в первую очередь, для диагностики изменчивости, связанной с Эль-Ниньо. Для диагностики изменчивости, связанной с Тихоокеанским декадным колебанием (ТДК), по 5-летним средним аномалиям температуры поверхности океана (ТПО) в Тихом океане в области 40° ю.ш.– 40° с.ш., 130° в.д.– 90° з.д. вычислялись эмпирические ортогональные функции (ЭОФы).

РЕЗУЛЬТАТЫ

В табл. 1 представлены СКО глобально осредненной температуры на временном масштабе 1 год, 5 и 10 лет, а также СКО 10-летнего тренда. СКО средних за 1 год при переходе от версии 1 к версии 2 немного уменьшается, с 0.089 до 0.082 К, хотя равновесная чувствительность увеличивается более чем вдвое, с 3.6 до 7.6 град. Для осреднения за 5 и 10 лет СКО для версии 1 также превышает СКО для версии 2. СКО 10-летних трендов для версии 1 и версии 2 практически одинаковы. Следовательно, в данном случае увеличение равновесной чувствительности более чем в два раза не приводит к увеличению амплитуды естественной изменчивости глобально осредненной температуры ни по одному из рассмотренных показателей.

Переход от версии 2 к версии 3 увеличивает СКО среднегодовой температуры и СКО 10-летних трендов глобально осредненной температуры, несмотря на то, что величина равновесной чув-

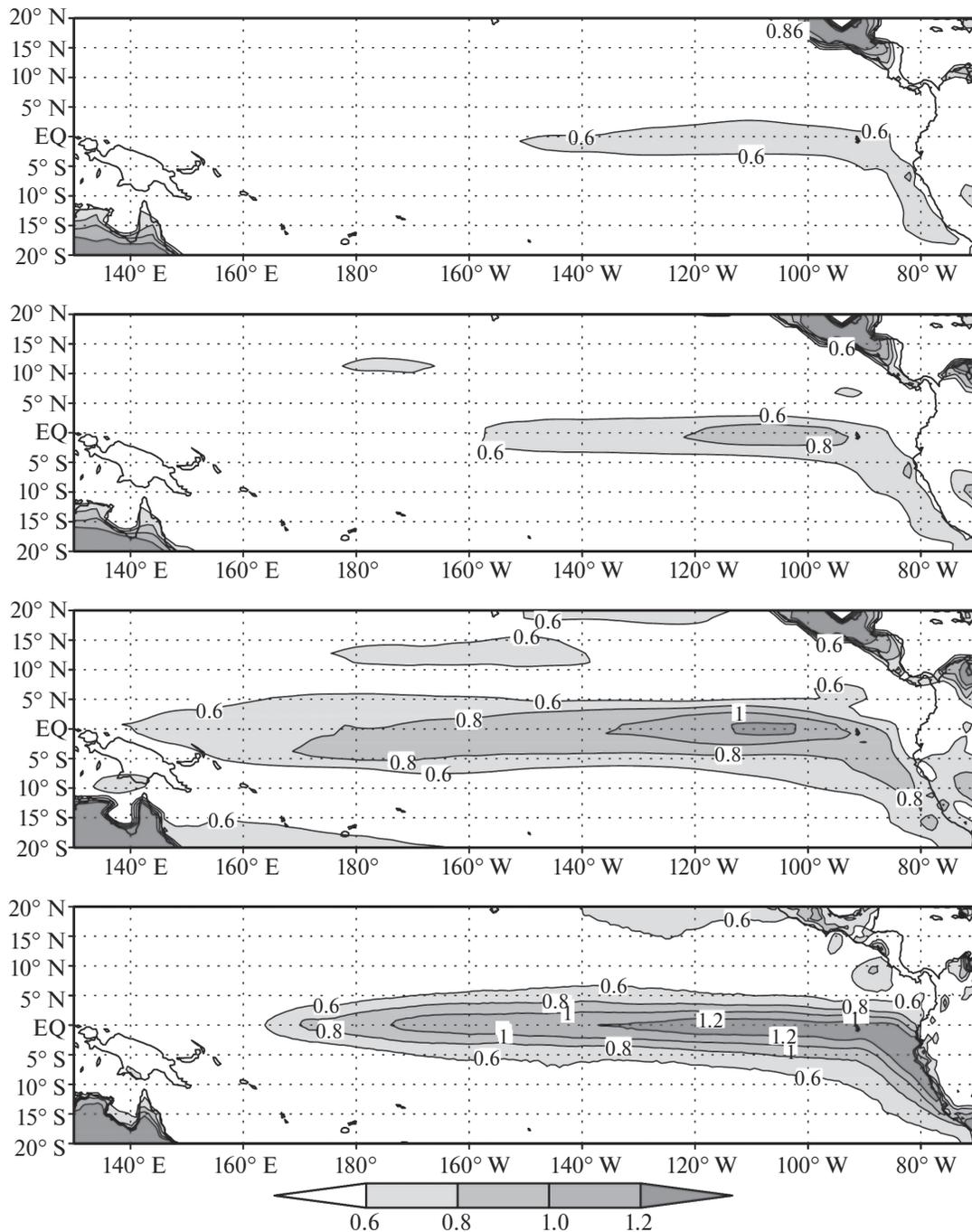


Рис. 1. Сверху вниз: среднеквадратичное отклонение среднемесячной температуры поверхности (K) от среднеклиматического годового хода в тропиках Тихого океана для модели 1, модели 2, модели 3 и реанализа ERA-Interim.

ствительности не увеличивается. В то же время, СКО 5-летней средней температуры в версии 2 и 3 практически совпадают, а СКО 10-летней средней температуры в версии 3 даже меньше, чем в версии 2. Это говорит о том, что в версии 3 рост СКО среднегодовой температуры произошел за счет роста изменчивости с характерным временем

несколько лет, а величина междекадной изменчивости не возросла.

Согласно линейной регрессии, полученной в [4] для моделей CMIP5 между СКО 10-летних трендов и равновесной чувствительностью (см. их рис. 2a), СКО 10-летних трендов, равное 0.106 K за 10 лет, соответствует равновесной чувствитель-

ности, равной 5.6 К, что далеко от равновесной чувствительности как версии 1, так и версии 2. Это означает, что данные версии 1 и версии 2 лежат далеко от регрессионной прямой, проведенной для моделей CMIP5. СКО 10-летних трендов, равное 0.139 К за 10 лет, соответствует согласно регрессионной прямой равновесной чувствительности 7.5 К, что не очень далеко от реальной равновесной чувствительности версии 3.

Сравнение СКО температуры поверхности в каждой точке показывает, что в среднем и СКО в каждой точке в версии 2 не возросла по сравнению с данными версии 1. Тем не менее, в некоторых районах рост СКО произошел, и один из этих районов – тропики Тихого океана (рис. 1). Еще больше СКО ТПО в районе Эль-Ниньо в версии 3, и в этой версии оно близко к СКО по данным ERA-Interim. Увеличение СКО в версии 2 по сравнению с версией 1 и в версии 3 по сравнению с версией 2 связано с изменением среднего состояния. Среднеклиматическая разность температур между востоком и западом тропического Тихого океана увеличивается от версии 1 к версии 2 и от версии 2 к версии 3, а большая средняя разность температур приводит и к большей интенсивности явления Эль-Ниньо, в кульминацию которого разность становится близкой к нулю.

Увеличение СКО в тропической части Тихого океана в версии 2 по сравнению с версией 1 и в версии 3 по сравнению с версией 2 происходит и на более долгих временных масштабах. Если рассматривать 5-летнюю среднюю температуру, то ее СКО, осредненное по тропической части Тихого океана (20° ю.ш.–20° с.ш., 140° в.д.–100° з.д.), составляет для версии 1 – 0.12 К, для версии 2 – 0.15 К, для версии 3 – 0.22 К. Возрастает и доля дисперсии, приходящаяся на первую ЭОФ, представляющую собой Тихоокеанское декадное колебание. По данным версии 1, на нее приходится 15% всей дисперсии, версии 2 – 24% дисперсии, версии 3 – 34% дисперсии. Причиной, по-видимому, также является рост разности ТПО между западом и востоком Тихого океана.

ВЫВОДЫ

Анализ данных проведенных экспериментов показывает, что для трех рассмотренных версий модели климата ИВМ нет зависимости между равновесной чувствительностью и амплитудой естественных колебаний климата, индикатором которых является глобально осредненная температура поверхности. Это не соответствует выводам [3], полученным для всего множества моделей CMIP5. С другой стороны, изменения, связанные с учетом облачности АПС, не сильно влияющие на равновесную чувствительность, заметно влияют на естественные колебания глобально осредненной температуры и в еще большей степени на межгодовую изменчи-

вость в тропиках Тихого океана, связанную с Эль-Ниньо и тихоокеанским декадным колебанием. Следовательно, вероятные причины связи амплитуды естественной изменчивости и равновесной чувствительности, показанные на простой модели в [4], не являются универсальными и нуждаются в дальнейшем исследовании.

Работа выполнена в ИВМ РАН при поддержке РНФ, грант 20-17-00190.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Flato G., Marotzke J., Abiodun B., Braconnot P., Chou S.C., Collins W., Cox P., Driouech F., Emori S., Eyring V., Forest C., Gleckler P., Guilyardi E., Jakob C., Kattsov V., Reason C., Rummukainen M. Evaluation of Climate Models // In: Climate Change 2013: The Physical Science Basis. Contribution of Working Group I to the Fifth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change [T.F. Stocker, D. Qin, G.-K. Plattner, M. Tignor, S.K. Allen, J. Boschung, A. Nauels, Y. Xia, V. Bex, P.M. Midgley (eds.)]. Cambridge, United Kingdom; New York, NY, USA: Cambridge University Press.
2. Zelinka M.D., Myers T.A., McCoy D.T., Po-Chedley S., Caldwell P.M., Ceppi P., Klein S., Taylor K. Causes of higher climate sensitivity in CMIP6 models // *Geophys. Res. Lett.* 2020. V. 47. e2019GL085782. <https://doi.org/10.1029/2019GL085782>
3. Nijse F., Cox P.M., Huntingfort C., Williamson M. Decadal global temperature variability increases strongly with climate sensitivity // *Nat. Clim. Change* 2019. V. 9. P. 598–601. <https://doi.org/10.1038/s41558-019-0527-4>
4. Cox P.M., Huntingfort C., Williamson M. Emergent constraint on equilibrium climate sensitivity from global temperature variability // *Nature*. 2018. V. 553. P. 319–322. <https://doi.org/10.1038/nature25450>
5. Володин Е.М. Равновесная чувствительность модели климата к увеличению концентрации CO₂ в атмосфере при различных методах учета облачности // *Изв. РАН. Физика атмосферы и океана*. 2021. Т. 57. № 2. С. 139–145.
6. Volodin E.M., Mortikov E.V., Kostykin S.V., Galin V.Ya., Lykossov V.N., Gritsun A.S., Diansky N.A., Gusev A.V., Iakovlev N.G., Shestakova A.A., Emelina S.V. Simulation of the modern climate using the INM-CM48 climate model // *Russian J. Num. Anal. Math. Modeling*. 2018. V. 33. № 6. P. 367–374.
7. Tiedtke M. Representation of clouds in large-scale models // *Mon. Weather Rev.* 1993. V. 121. P. 3040–3061.
8. Gregory J.M., Ingram W.J., Palmer M.A., Jones G.S., Stott P.A., Thorpe R.B., Lowe J.A., Johns T.C., Williams K.D. A new method for diagnosing radiative forcing and climate sensitivity // *Geophys. Res. Lett.* 2004. V. 31. L03205. <https://doi.org/10.1029/2003GL018747>

Natural Climate Variability and Equilibrium Sensitivity to Increase of CO₂ in Climate Model of INM RAS

E. M. Volodin*

Marchuk Institute of Numerical Mathematics RAS, Gubkina str., 8, Moscow, 119333 Russia

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

The amplitude of natural climate variance is considered in several versions of INM RAS climate model with different equilibrium sensitivity. It was shown that root mean square deviation of global mean surface temperature for model version with equilibrium sensitivity equal 3.6 and 7.6 K are approximately the same. There is no increase in the amplitude of natural climate variability for model with high sensitivity for both global mean and regional values. But, some increase of the amplitude of natural variability in Pacific, including El-Nino and Pacific Decadal Oscillation, occurs after the change of treatment for atmospheric boundary layer cloudiness generation, while there are small changes in equilibrium climate sensitivity.

Keywords: model, climate, sensitivity, variability, amplitude

УДК 504.37,504.35,551.515

РАДИАЦИОННЫЙ ЭФФЕКТ ОБЛАЧНОСТИ НАД МОРСКИМ ЛЬДОМ В АРКТИКЕ ВО ВРЕМЯ ПОЛЯРНОЙ НОЧИ ПО ДАННЫМ ДРЕЙФУЮЩИХ СТАНЦИЙ “СЕВЕРНЫЙ ПОЛЮС”-37, 39, 40¹

© 2021 г. И. А. Махотина^а, *, Д. Г. Чечин^б, А. П. Макштас^а

^аФГБУ Арктический и Антарктический научно-исследовательский институт,
ул. Беринга, 38, Санкт-Петербург, 199397 Россия

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

*e-mail: ir@aari.ru

Поступила в редакцию 01.05.2021 г.

После доработки 25.05.2021 г.

Принята к публикации 09.06.2021 г.

В работе приводятся результаты анализа измерений облакомера на станциях “Северный Полюс”-37, 39 и 40. Для периода полярной ночи рассчитана повторяемость балла облачности, высот нижней границы облачности. Сравнение балла облачности по данным облакомера с данными визуальных наблюдений показало хорошее согласие, однако величина коэффициента корреляции зависит от интерпретации данных облакомера. В целом, для указанных станций характерно бимодальное распределение балла облачности с наибольшей повторяемостью ясного неба и сплошной облачности. Анализ повторяемости высоты нижней границы облачности (НГО) показал, что наиболее характерны высоты НГО ниже 600 м. В ноябре также наблюдаются высоты облачности в диапазоне 1000–2000 м, но их повторяемость снижается на протяжении зимы. Для облачности во время полярной ночи характерен сильный положительный радиационный эффект, который имеет отепляющий эффект на температуру поверхности льда и воздуха. Однако радиационный эффект облачности существенно отличается от станции к станции, как и повторяемость облачности и ее влияние на температурный режим. Эти различия могут стать предметом дальнейших исследований взаимосвязи характеристик облачности с другими процессами в климатической системе Арктики. Полученные статистические оценки существенно дополняют имеющиеся данные об облачном покрове Центральной Арктики.

Ключевые слова: радиационный эффект облачности, тепловой баланс морского льда, климат Арктики, облакомер, высота нижней границы облачности

DOI: 10.31857/S0002351521050096

ВВЕДЕНИЕ

Облачность является одним из ключевых компонентов климатической системы Арктики, так как ее наличие и свойства существенно влияют на радиационный баланс как на поверхности морского льда, так и на верхней границе атмосферы. В холодное время года облачность имеет ярко выраженный отепляющий эффект на температуру поверхности льда и температуру воздуха в приземном слое [1]. Это связано с тем, что наличие облачности, в особенности содержащей жидкую фазу, приводит к увеличению встречного длинноволнового излучения атмосферы. Во время полярного дня, напротив, облачность приводит к

уменьшению приходящего к поверхности льда коротковолнового излучения. Вследствие этого летом радиационный эффект облачности принимает отрицательные значения.

Подобные наиболее общие выводы можно сделать, сопоставив измерения радиационного баланса и наблюдения балла облачности [1]. Однако радиационный эффект облачности зависит не только от балла облачности, но и от многих ее параметров и характеристик, таких как фазовый состав, оптическая толщина, высота и температура нижней и верхней границ, форма ледяных кристаллов и распределение гидрометеоров по размерам [2]. Поэтому более подробные данные наблюдений о характеристиках облачности необходимы как для оценки и понимания облачного радиационного эффекта, так и для верификации и развития численных моделей атмосферы и климатической системы.

¹ Статья подготовлена на основе устного доклада, представленного на Всероссийской конференции “Турбулентность, динамика атмосферы и климата”, посвященной памяти акад. А.М. Обухова (Москва, 10–12 ноября 2020 г.).

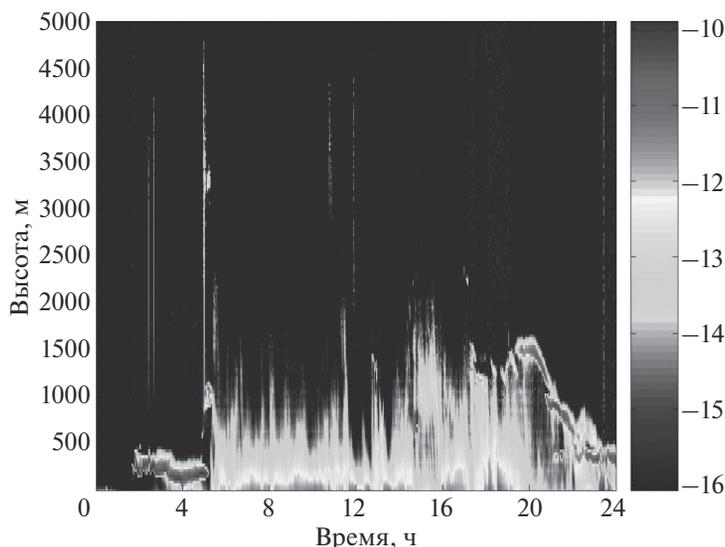


Рис. 1. Вертикальные профили коэффициентов обратного рассеяния ($\log_{10}, \text{м}^{-1} \text{срад}^{-1}$) за 9.02.2012 г. СП-39.

Наиболее полные наблюдения характеристик облачности и теплового баланса на поверхности морского льда были получены во время масштабных измерительных кампаний, таких как, например, SHEBA (1997–1998) [3, 4] и сопутствующая ей FIRE/ACE (1998) [5], а также ASCOS (2008) [6], ACLOUD/PASCAL (2017) [7, 8] и недавно завершившийся дрейф MOSAiC (2019–2020). Наиболее продолжительный ряд наблюдений был собран на дрейфующих станциях “Северный Полюс”, которые в период с 1937 по 1991 г. не отличались большой подробностью, но позволили сделать важные выводы о радиационном эффекте облачности в различные сезоны [9–12].

На основе данных указанных измерительных кампаний был сформулирован ряд вопросов, требующих дальнейших исследований. В частности, на настоящий момент недостаточно изучен вопрос о том, насколько велика пространственная изменчивость характеристик облачности и как они эволюционируют над морским льдом во время крупномасштабной адвекции [13]. Одним из нерешенных является вопрос о количественной роли различных факторов, определяющих фазовый состав облачности [14]. Также мало известно о влиянии турбулентного перемешивания на строение облачности и на тепло- и влагообмен облачного слоя с подстилающей поверхностью и вышележащими слоями [15].

Для решения этих задач крайне необходимы данные наблюдений надо льдом в Центральной Арктике. В данной работе приводятся результаты статистического анализа данных наблюдений облакомера на дрейфующих станциях “Северный Полюс”-37, 39 и 40. Анализ проведен для периода полярной ночи, для которого характерна особен-

но острая нехватка данных наблюдений. По данным облакомера рассчитана повторяемость балла облачности и высот нижней границы облачности, проведено сравнение с визуальными наблюдениями. По данным актинометрических наблюдений рассчитан радиационный эффект облачности. Кроме того, оценена связь между наличием/отсутствием облачности и температурным режимом надо льдом.

1. ДАННЫЕ НАБЛЮДЕНИЙ

В данной работе использованы наблюдения, проводившиеся на дрейфующих станциях СП-37 (2009–2010), СП-39 (2011–2012) и СП-40 (2012–2013) в Центральной Арктике (см. траектории дрейфа станций на рис. 1 в [16]). Начиная с 2007 г. (СП-35) набор измеряемых метеорологических параметров существенно расширился по сравнению с предыдущими станциями. Улучшилось также временное разрешение благодаря использованию современных датчиков, которые в автоматическом режиме накапливают массивы данных с ежеминутной дискретностью. Эти более подробные измерения позволили проанализировать особенности термического режима над морским льдом и исследовать характеристики энергообмена ледяного покрова с атмосферой [16–18]. В настоящей работе, в дополнение к данным срочных наблюдений, данным автоматической метеостанции, актинометрических наблюдений и радиозондирования, используются также измерения высоты нижней границы облачности облакомера CT25K Vaisala.

Для измерения высоты нижней границы облаков на станциях СП-37, 39, 40 использовался об-

лакомер СТ25К (Vaisala). Облакомер использует технологию лидарного зондирования с помощью импульсного диодного лазера. Она заключается в том, что короткие мощные лазерные импульсы посылаются в вертикальном направлении. Обратное рассеяние, вызванное дымкой, туманом, осадками и облаками, формируется во время прохождения лазерного луча через нижний слой атмосферы и регистрируется прибором. В случаях, когда слои нижней облачности оптически прозрачные или имеются просветы между облаками, алгоритм позволяет одновременно обнаруживать до трех облачных слоев. Если нижняя граница облаков не может быть идентифицирована из-за осадков, метели или наземного тумана, то автоматически происходит регистрация вертикальной видимости. Регистрация вертикальных профилей коэффициента обратного рассеяния происходит с интервалом 15 с. В ходе автоматического анализа каждого вертикального профиля происходит определение высоты нижней границы облачности или вертикальной видимости с использованием алгоритма производителя облакомера [19]. Согласно этому алгоритму, высоте нижней границы облачности соответствует резкое увеличение коэффициента обратного рассеяния, превышающее определенное пороговое значение. В используемом алгоритме таким пороговым значением является дальность видимости, равная 100 м. Дальность видимости определяется в соответствии с порогом контрастности 5%, согласно определению Всемирной метеорологической организации, и рассчитывается по измеряемым значениям коэффициента обратного рассеяния, т.е. определяется оптической плотностью облаков. Согласно данному критерию, облачность, в которой дальность видимости превышает 100 м, считается оптически прозрачной и не детектируется. Согласно работе [20], это может приводить к некоторому завышению высоты НГО в полярных районах, особенно при преобладании твердой фазы гидрометеоров в нижней части облачности, что необходимо иметь в виду при интерпретации результатов стандартного алгоритма определения высоты НГО.

Стандартные срочные метеорологические наблюдения на СП-39, 40 проводились в 00, 03, 06, 09, 12, 15, 18, 21 ч по Всемирному скоординированному времени (ВСВ). На СП-37 в 00, 06, 12, 18 ч ВСВ. В программу метеорологических наблюдений входило определение балла облачности. Определение количества облаков в темную часть суток производилось, руководствуясь видимостью звезд, считая покрытыми облаками те части неба, где звезд не видно [21].

Аэрологические наблюдения на дрейфующей станции "Северный полюс-37" производились в срок 00 ВСВ с помощью системы Vaisala DigiCORAIИ с использованием радиозонда

RS92-SGPW. Для актинометрических наблюдений на станции СП-37 использовался конструктивно-интегрированный длинноволновый и коротковолновый балансомер CNR 1 (Kipp & Zonen), в состав которого входил пиргеометр CG3, регистрирующий плотность потока излучения в диапазоне длин волн 5–42 μm . Непрерывная запись нисходящего и восходящего потоков длинноволновой радиации производилась с помощью регистрационного блока автоматизированной метеорологической станции Vaisala MAWS 110. На станции СП-39 при проведении актинометрических измерений в качестве регистратора использовалась автоматизированная метеорологическая станция Vaisala MAWS 420 с установленным на стреле балансомером CNR 4 (Kipp & Zonen). Для измерения потоков длинноволнового излучения использовался пиргеометр CG3. На станции СП-40 актинометрические измерения проводились с помощью балансомера CNR-4 с пиргеометром CG4. Непрерывная регистрация радиационных потоков производилась с помощью автоматизированной метеорологической станции Vaisala MAWS 420. С помощью автоматических метеостанций Vaisala также осуществлялись измерения приземных температуры и влажности воздуха, скорости и направления ветра и атмосферного давления.

2. МЕТОД РАСЧЕТА ХАРАКТЕРИСТИК ОБЛАЧНОСТИ

На основе измерений облакомера СТ25К были рассчитаны среднечасовые значения высоты нижней границы облаков (НГО) для периода полярной ночи (ноябрь–февраль). Анализ повторяемости высот НГО для однослойной облачности показал, что изменение высоты НГО в пределах одного часа в 95% случаев не превышает 800 м между максимальным и минимальным значением. На основании этого в случаях, когда значения высоты НГО отстояли по высоте более чем на 1 км друг от друга, выделялось несколько слоев облачности и высоты НГО осреднялись для каждого слоя обособленно. Также для каждого часа вычислялась доля сканирований при ясном небе и доля случаев, когда нижняя граница облачности не определялась вследствие наличия тумана, дымки, осадков или метели. Все эти случаи были включены в категорию "дымка". Следует, однако, понимать, что в категорию "дымка" могут попадать как случаи очень низкой облачности, так и другие указанные случаи наличия гидрометеоров в нижнем слое, которые вызывают усиление обратного рассеяния.

Рисунки 1–3 демонстрируют регистрируемые вертикальные профили коэффициента обратного рассеяния (рис. 1), автоматически определяемые на их основе значения высоты НГО и дальности

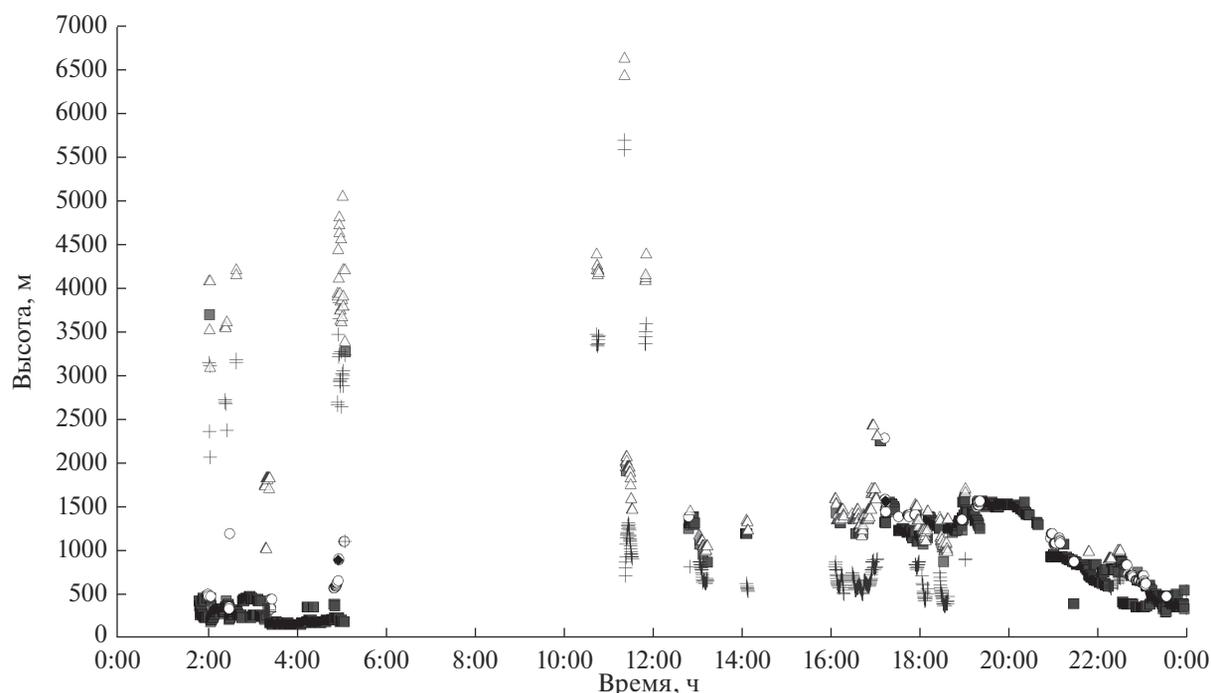


Рис. 2. Дальность видимости, максимальная высота сканирования (крестики и треугольники); высота НГО, определяемая облакомером (3 слоя): квадраты, круги, ромбы 9.02.2012 г. СП-39.

видимости (рис. 2) и результаты почасового осреднения и рассчитанной повторяемости “дымки” и ясного неба. Для иллюстрации приведены результаты за одни сутки 9.02.2012 на СП-39.

На рис. 1 отчетливо выделяется период малых значений коэффициента обратного рассеяния во всем столбе атмосферы с 0:00 до 2:00, классифицируемый как период ясного неба. Наличие четкой НГО видно на рис. 1 в период с 2:00 до 5:00 и в период с 18:00 до 24:00, что выражается в яркой полосе повышенных значений коэффициента обратного рассеяния. В период с 3:00 до 18:00 выделяется период повышенного значения коэффициента обратного рассеяния без четкой нижней границы, что связано с наличием рассеивающих гидрометеоров и классифицируется как “дымка”.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

3.1. Соответствие между высотой НГО и вертикальными профилями температуры и влажности

С целью косвенной верификации значений НГО, полученных с помощью облакомера, а также иллюстрации проявления наличия облачного слоя в вертикальной структуре атмосферы на рис. 4 для четырех случаев приведены профили температуры и влажности, полученные по данным радиозондирования на станции СП-37. На каждом профиле также отмечена высота НГО по данным

облакомера. Конкретные профили были выбраны таким образом, чтобы высота НГО существенно различалась от профиля к профилю.

Прежде всего видно, что высота НГО совпадает с нижней границей слоя, в котором относительная влажность близка к 100%. Такое хорошее согласие указывает на корректную работу облакомера и алгоритма определения высоты НГО.

В вертикальных профилях температуры также можно выделить несколько важных особенностей, связанных с наличием облачности. Для случаев а, в и г слою со 100% влажностью соответствует хорошо перемешанный слой в профилях потенциальной температуры, накрытый сверху слоем сильной инверсии со скачком температуры порядка нескольких градусов. Это является индикатором наличия интенсивного турбулентного перемешивания, основной причиной которого во время полярной зимы является радиационное выхолаживание на верхней границе облачности [8].

Наиболее сильное выхолаживание происходит при наличии жидкой фазы в облаках, а также при отсутствии вышележащих слоев оптически плотной для длинноволнового излучения облачности. Некоторый вклад в генерацию турбулентной кинетической энергии может также вносить выделение скрытого тепла при конденсации, однако такой вклад мал вследствие низких значений температуры и, соответственно, низкого влагосодержания воздуха в облачном слое. Для случаев а, б и г также

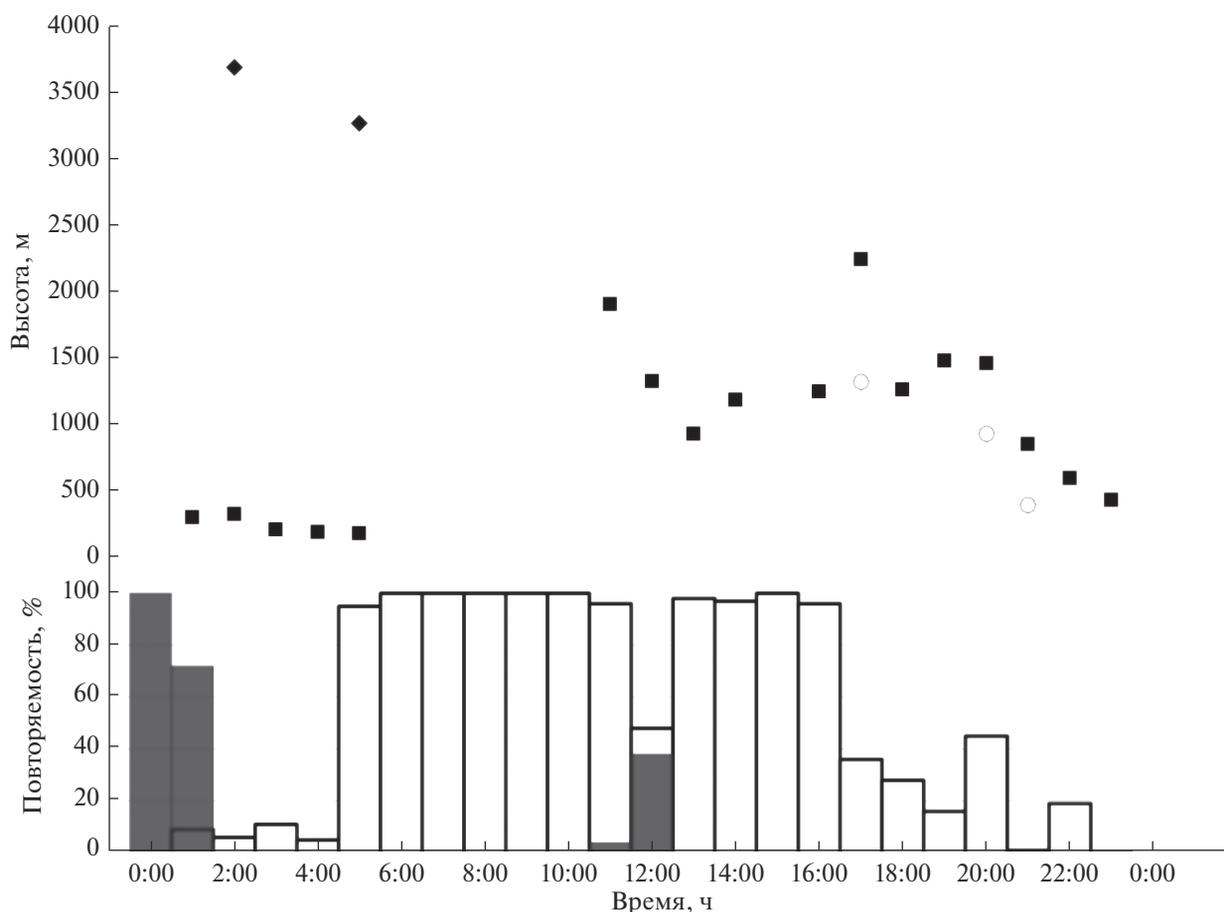


Рис. 3. Среднечасовые значения высоты НГО (символы: квадрат, круг, ромб); столбчатая диаграмма: повторяемость ясного неба (черным цветом) и повторяемость дымки/тумана (белым цветом).

характерно наличие устойчиво-стратифицированного слоя ниже облачного слоя. Это свидетельствует о слабом турбулентном обмене между облачным слоем и подстилающей поверхностью или о полном его отсутствии. Это имеет важное значение для бюджетов влаги и тепла облачного слоя, и, как следствие, для жизненного цикла облачности [13].

3.2. Повторяемость различных условий облачности

Измерения с помощью облакомера позволяют выделить три типа условий облачности по результатам сканирования атмосферы: ясно, облачно (от 1 до 3 слоев и высота их нижней границы), а также наличие “дымки”. В табл. 1 приведена повторяемость каждого типа условий в зимний период (с ноября по февраль).

На станциях СП-37 и СП-39 повторяемость случаев ясного неба составила около 50%, на СП-40 она была максимальной, более 70%. Наиболее часто облачность наблюдалась на СП-37 (30%), условия дымки и тумана чаще отмечались на СП-39 (31%).

Было проведено сравнение результатов визуальных срочных и инструментальных измерений. При этом важно отметить, что наблюдатель определяет площадь небосвода, закрытого облачностью в конкретный момент времени. Для того чтобы рассчитать балл облачности по данным облакомера, направленного в зенит, использовалось осреднение результатов сканирования за 1 ч, предшествующий стандартному сроку. Кроме того, длины волн, воспринимаемые человеческим глазом, находятся в диапазоне 380–780 нм, а рабочая длина волны облакомера составляет 905 нм. Также следует принять во внимание сложность опреде-

Таблица 1. Повторяемость различных типов облачности в зимний период по данным облакомера на станциях СП-37, 39, 40

Доля	Ясно	Дымка	Облачно
СП-37	0.46	0.24	0.30
СП-39	0.52	0.31	0.17
СП-40	0.73	0.13	0.14

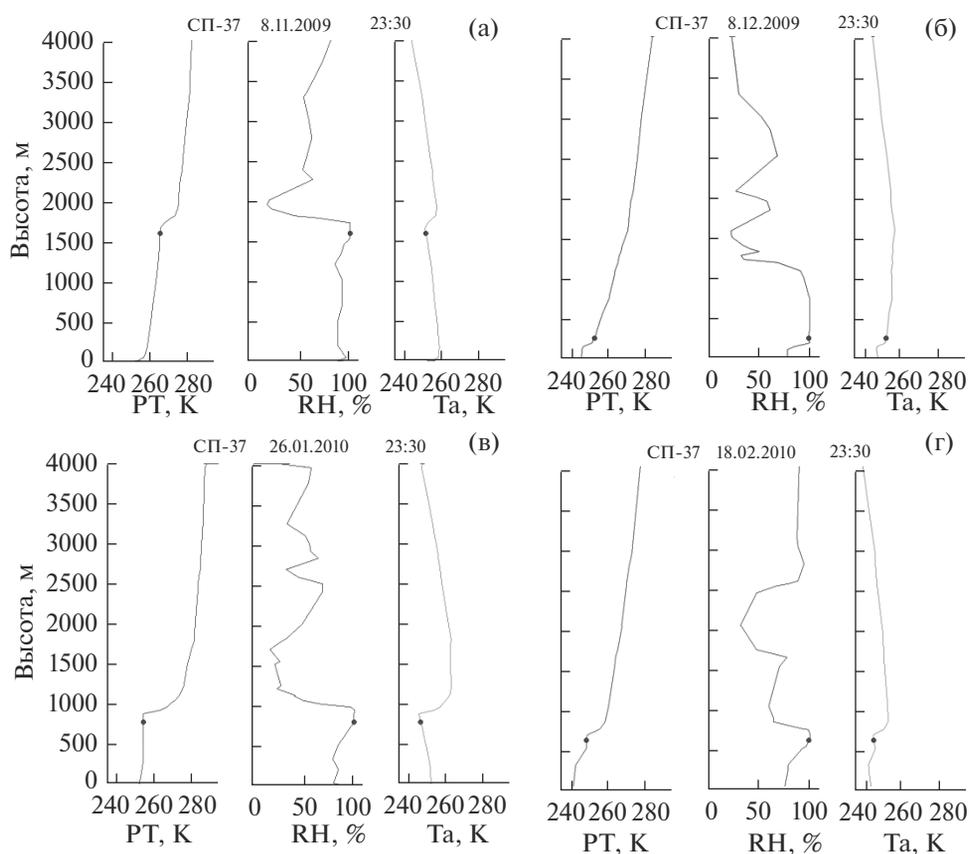


Рис. 4. Вертикальные профили потенциальной температуры (PT, К), относительной влажности (RH, %), температуры воздуха (Ta, К) по данным радиозондирования. Точками отмечены высоты НГО, рассчитанные по данным облакомера.

ления наблюдателем состояния неба во время полярной ночи.

По визуальным наблюдениям за облачностью, проводившимся в стандартные сроки, была рассчитана повторяемость балла облаков в зимний период. Результаты представлены на гистограммах (рис. 5а, 5в, 5д). Распределение повторяемости балла облачности по данным облакомера представлены на (рис. 5б, 5г, 5е). Балл облачности по облакомеру вычислялся как доля сканирований в течение часа, когда регистрировалась облачность (отмечено на рисунке символом треугольник) или наблюдалась облачность и дымка (отмечено символом круг).

Видно, что для станции СП-37 повторяемость безоблачного неба по визуальным наблюдениям и данным облакомера наилучшее, а именно – 0.40 по визуальным наблюдениям и 0.33 по облакомеру. Полное покрытие небосвода облаками (10 баллов) по данным наблюдателей на СП-37 практически совпадает с результатами сканирования облакомером, когда суммировалась повторяемость облачности и “дымки”, повторяемость которого составила 0.41 и 0.42 по визуальным наблюдени-

ям и данным облакомера соответственно. На станции СП-39 высокое соответствие получено для 10-балльной облачности по визуальным наблюдениям и по данным облакомера, когда регистрировались только облака, без учета тумана, дымки, осадков (повторяемость 0.35 и 0.36 соответственно). На станциях СП-39, 40 повторяемость безоблачного неба по визуальным наблюдениям в 3–4.5 раза меньше, чем по облакомеру (0.16 против 0.72 и 0.38 на СП-39 и 0.18 против 0.81 и 0.60 на СП-40). При визуальной оценке облаков в средней части распределения отмечаются более высокие значения повторяемости для СП-39 в диапазоне 3–9 баллов, для СП-40 2–10 баллов.

Для оценки соответствия временных рядов визуальных и инструментальных наблюдений были рассчитаны коэффициенты корреляции баллов облачности в стандартные сроки (табл. 2). Балл облачности по облакомеру вычислялся как процент сканирований с присутствием облаков (второй вариант – облаков и “дымки”) в течение часа, предшествующего стандартному сроку.

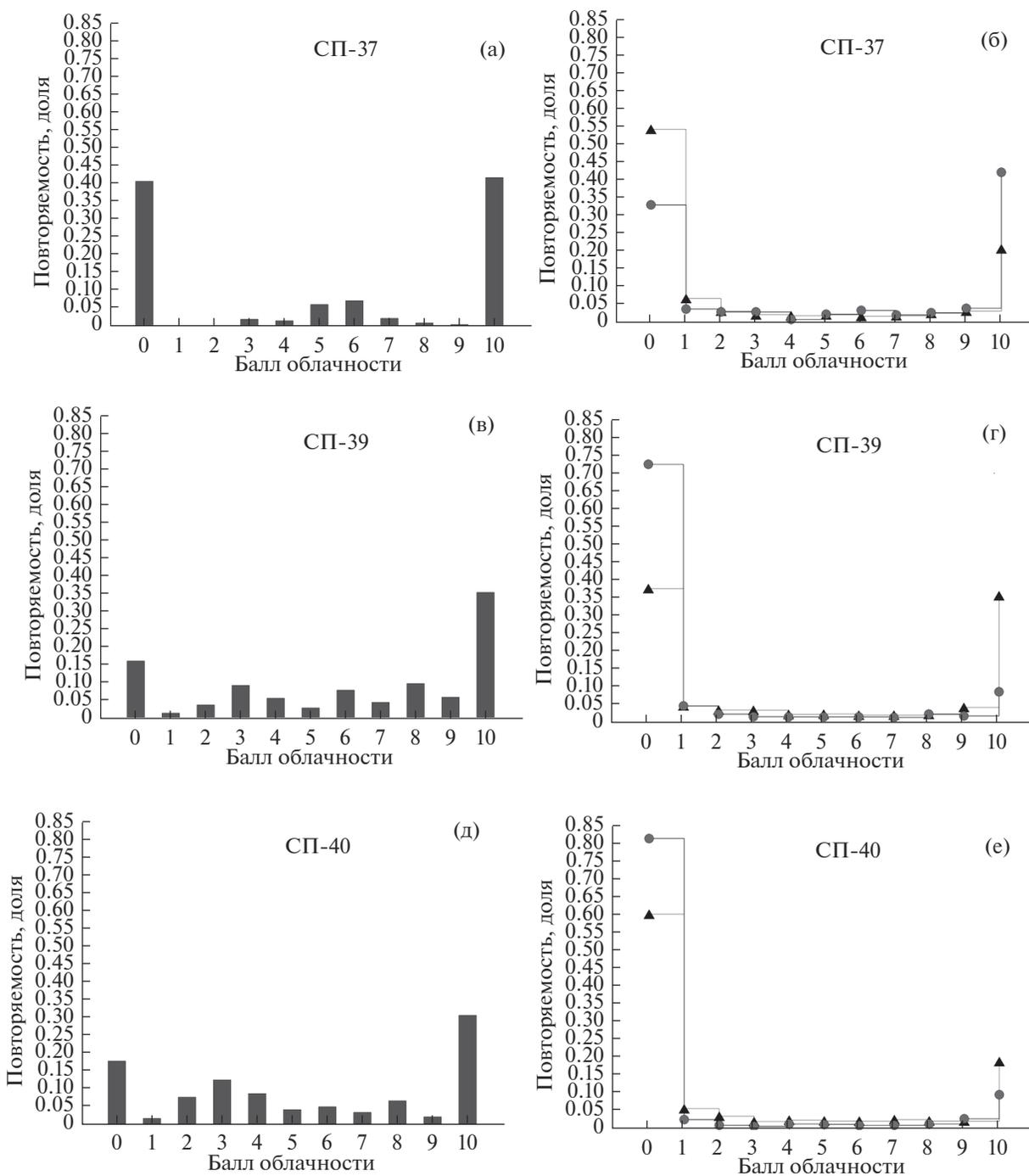


Рис. 5. Распределение повторяемости балла облачности по данным визуальных наблюдений (а, в, д) и рассчитанных по облакомеру (б, г, е, — треугольник; доля облачности с учетом дымки: б, г, е, — круг).

Видно, что коэффициенты корреляции, рассчитанные с учетом дымки, значительно выше (на 13–24%). Сложно сказать, связано ли это с тем, что наблюдатель может ошибочно отмечать наличие облачности в условиях плохой видимости, связанной, например, с низовой метелью, или же облакомер классифицирует как “дымку” низкую облачность. Наибольший коэффициент корреля-

ции получен для станции СП-37 (0.79), если наличие “дымки” в данных облакомера классифицировалось как наличие облачности.

Для сохранения детализации вертикальной структуры облаков при осреднении высот НГО в течение часа был разработан алгоритм послойного осреднения. Выбор критериев для выделения отдельных облачных слоев основан на результа-

тах анализа изменчивости исходных данных. Следует отметить, что обнаружение нескольких слоев облачности может быть ограничено наличием плотной облачности нижнего яруса. Повторяемость числа облачных слоев представлена в табл. 3. Видно, что наиболее часто, в 60–100% случаев, облакомер детектирует один слой облачности. Доля случаев с двумя слоями облачности может составлять до 30%, а три слоя детектируются крайне редко. Также видно, что многослойная структура облачности наиболее типична для ноября.

На рис. 6 приведена повторяемость высот НГО, рассчитанная с интервалом 300 м по высоте для каждого месяца. На графиках приведены повторяемости от общего числа сканирований для отдельных станций СП. Видно, что ноябрь характеризуется большей повторяемостью облачности в целом, а также более широким распределением высоты НГО. В частности, именно в ноябре отмечается довольно высокая повторяемость высот НГО в пределах от 1000 до 2000 м, что менее характерно для других зимних месяцев. Также очевидно, что наибольшей повторяемостью характеризуются низкие значения высоты НГО до 800 м. Это связано с процессом облакообразования в Арктике, когда более теплые воздушные массы выхолаживаются особенно сильно в нижних слоях как вследствие теплообмена с холодной снежно-ледяной поверхностью, так и вследствие длинноволнового выхолаживания. В отсутствие мощных вертикальных движений преобладает облачность нижнего яруса с низкой высотой НГО.

3.3. Радиационный эффект облаков и дымки

Для оценки влияния облаков и дымки на радиационный баланс на поверхности льда все среднечасовые значения потоков длинноволнового излучения были разделены на три группы в зависимости от условий облачности: ясно, дымка, облачно. По данным облакомера были выбраны часовые периоды, в течение которых доля сканирований с заданным условием облачности составляла 90–100%. Анализ суммарного потока длинноволновой радиации (IRD-IRU) и нисходящего потока длинноволновой радиации (IRD), соответствующего разной степени покрытия небосвода облаками в зимний период на станциях СП-37, 39, 40 (табл. 4), показывает, что радиационные свойства облачности и дымки на этих станциях существенно отличались.

При ясном небе средний длинноволновый баланс составил -40 Вт/м^2 для станций СП-37, 40 и -29 Вт/м^2 для станции СП-39. Облачность на станциях СП-37, 39, а также условия дымки на СП-39 характеризовались средним радиационным балансом около -6 Вт/м^2 . На СП-40, напро-

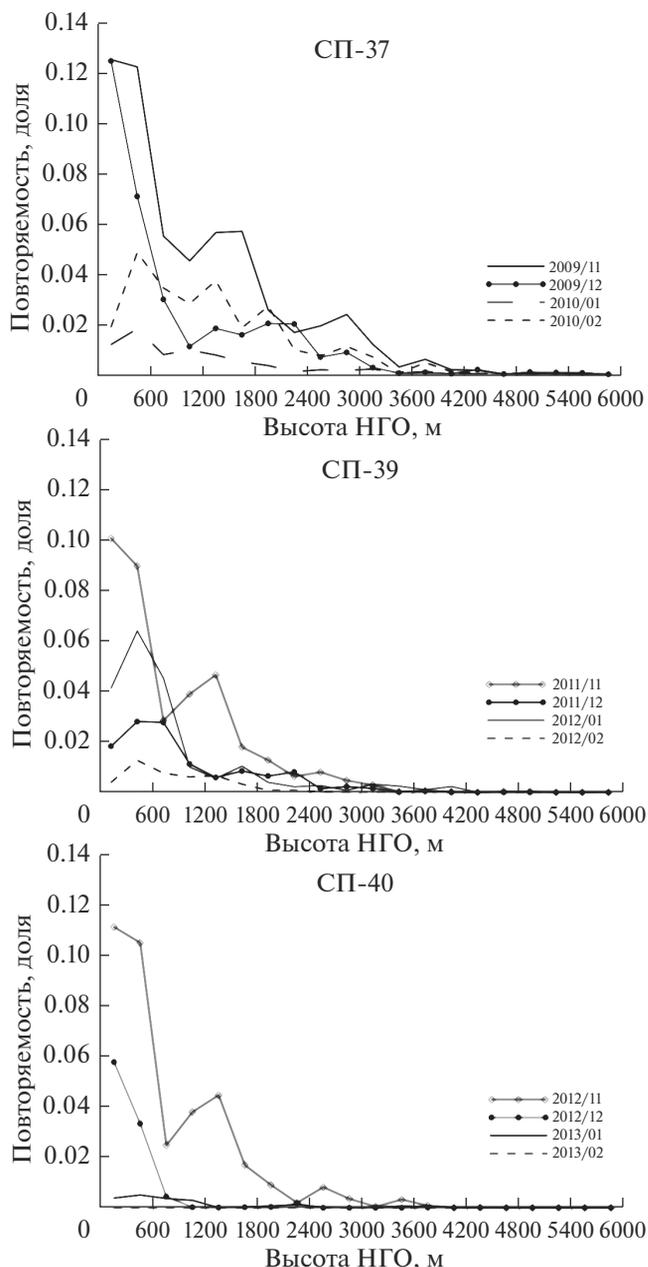


Рис. 6. Распределения повторяемости высот НГО в зимний период на станциях СП-37, 39, 40.

Таблица 2. Коэффициенты корреляции между баллом облачности, определяемым наблюдателем визуально и полученным по данным облакомера (справа – с учетом дымки)

Станция	$k_{\text{сог}}$	$k_{\text{сог}}$ с учетом дымки
СП-37	0.66	0.79
СП-39	0.39	0.63
СП-40	0.44	0.63

Таблица 3. Повторяемость числа облачных слоев в течение зимнего периода по данным СП-37, 39, 40

Число слоев	Повторяемость, %											
	1			2			3			4		
	СП-37	СП-39	СП-40	СП-37	СП-39	СП-40	СП-37	СП-39	СП-40	СП-37	СП-39	СП-40
Ноябрь	66.3	68.9	73.2	28.3	29.4	25.1	5.3	1.7	1.8	0.2	0	0
Декабрь	78.9	80.1	93.7	19	18.5	6.3	2.1	1.4	0	0	0	0
Январь	73.7	80.2	80	24.9	18.1	16.7	1.4	1.7	3.3	0	0	0
Февраль	66.6	81.3	100	30.4	18.7	0	3	0	0	0	0	0

Таблица 4. Статистические параметры потоков длинноволновой радиации, характеризующие различные условия облачности в зимний период по данным СП-37, 39, 40

Ясно	СП-37		СП-39		СП-40	
	IRD	IRD-IRU	IRD	IRD-IRU	IRD	IRD-IRU
ср	137.1	-40.7	156.0	-28.7	148.5	-39.5
мин	106.6	-61.9	122.5	-55.9	110.2	-71.6
макс	178.7	7.2	227.1	0.4	267.7	14.1
ско	13.1	9.3	17.5	10.9	26.2	13.9
Дымка						
ср	172.3	-25.4	209.2	-5.8	180.8	-26.5
мин	130.5	-57.7	171.9	-29.8	117.8	-60.4
макс	236.1	-0.5	270.1	10.7	235.1	15.9
ско	26.4	14.4	19.1	7.6	31.7	19.1
Облачно						
ср	220.8	-6.5	227.5	-4.0	193.6	-23.0
мин	161.7	-31.9	175.9	-29.7	123.3	-67.9
макс	273.3	12.9	293.7	10.5	269.2	17.8
ско	19.9	8.6	23.3	6.4	37.5	20.3

тив, дымка и облачность были более оптически прозрачными, и их радиационный баланс соответствовал дымке на СП-37 со средним значением -25 Вт/м^2 .

Связь наличия облачности с температурой воздуха и поверхности представлена на рис. 6а–6г. Число случаев ясного и облачного неба для каждого месяца, по которым проведено осреднение, представлено ниже в табл. 5. Так как по данным облакомера на СП-40 в феврале не зафиксировано ни одного часа измерений с повторяемостью облаков 90–100%, то данные за февраль 2013 г. на графиках не приводятся.

На всех станциях в зимний период температура поверхности при наличии облаков была выше, чем при ясном небе на величину от 3.0 до 17.9°C. Более низкая температура поверхности при ясном небе на СП-37 может быть связана с толщиной льда (примерно на 50–100 см больше, чем на СП-39, 40). Температура воздуха на высоте 2 м

при облачной погоде также выше, различия составляют от 2.4 до 15.1°C (см. табл. 5).

Атмосферное давление в случаях ясного неба, как правило, выше, и разница достигает максимальных значений в январе (более 11 гПа на СП-39, 40 и 16 гПа на СП-37).

Рисунки 7в–7г наглядно демонстрируют отличие радиационных свойств облачности на СП-40 от других станций. В пользу меньшей оптической толщины облаков зимой 2012–2013 г. говорят как более отрицательные значения длинноволнового баланса для облачных случаев, так и меньшие значения нисходящего потока длинноволнового излучения.

Радиационный эффект облаков определяется как разница между суммарным (длинноволновым и коротковолновым) радиационным балансом при ясном небе и суммарным балансом при полностью покрытом облаками небосводе [22, 23]. Поскольку в данном исследовании анализируется радиационный эффект облаков в полярную ночь, корот-

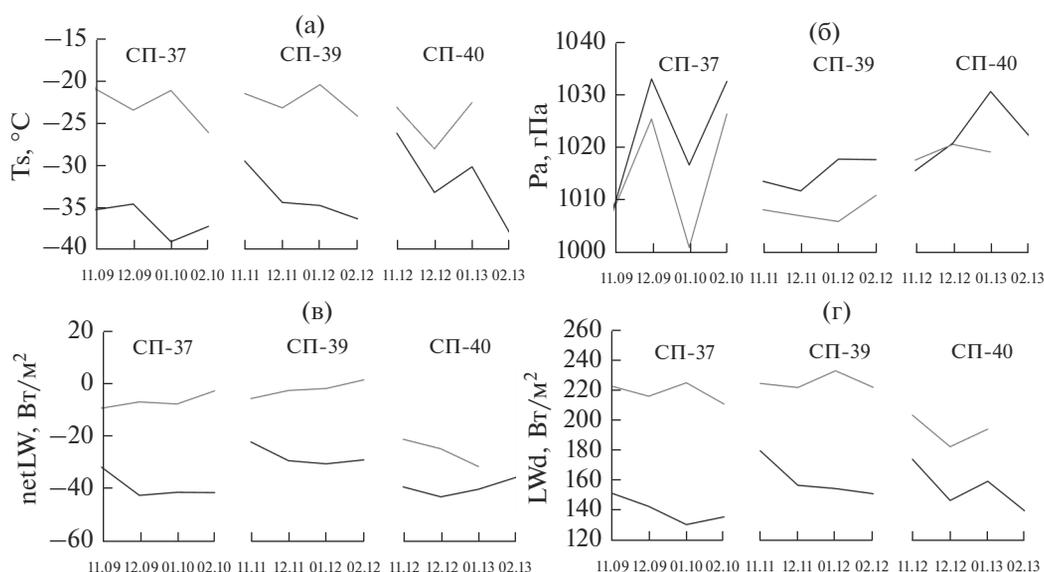


Рис. 7. Среднемесячные значения температуры поверхности (T_s), атмосферного давления (P_a), длинноволнового баланса ($netLW$), нисходящего потока длинноволновой радиации (LWd) при ясном небе — черные линии, при сплошной облачности — серые линии.

коволновой составляющей можно пренебречь. В этом случае радиационный эффект (ΔLW_{net}) вычисляется как разность среднемесячных значений длинноволнового баланса при ясном небе и при сплошной облачности, т.е. в те часы, когда по данным облакомера доля сканирований с наличием облаков составила 90–100%.

Наибольший радиационный эффект облаков наблюдался на станции СП-37. На СП-39 он был на 5–10 Вт/м² меньше, что может быть связано с меньшей величиной нисходящего потока длинноволновой радиации при ясном небе на этой станции. На СП-40 относительно небольшой радиаци-

онный эффект обусловлен существованием более прозрачной облачности в течение всей зимы.

4. ВЫВОДЫ

Обработка измерений облакомера на дрейфующих станциях “Северный Полюс” позволила получить временные ряды повторяемости различного балла облачности и высоты нижней границы облачности для периода полярной ночи с гораздо большей временной дискретностью, чем это было возможно при использовании только срочных визуальных наблюдений. Сравнение полученных данных о балле облачности хорошо согласуется с

Таблица 5. Среднемесячные значения разности метеорологических параметров при ясном и облачном небе; число сканирований, по которым проведено осреднение

Год	Месяц	ΔT_a	ΔT_s	ΔLWd	ΔLW_{net}	N ясн	N обл
2009	11	11.4	14.3	70.8	22.3	85	252
2009	12	9.3	11.1	73.0	35.3	297	161
2010	1	15.1	17.9	93.9	33.4	306	27
2010	2	9.3	11.1	74.7	38.4	319	103
2011	11	7.0	8.0	44.6	16.4	180	176
2011	12	10.2	11.2	64.8	26.6	298	28
2012	1	13.0	14.3	78.0	28.5	349	85
2012	2	11.3	12.1	70.5	30.2	343	9
2012	11	2.4	3.0	29.2	18.0	135	201
2012	12	4.9	5.2	35.6	18.2	443	52
2013	1	6.8	7.6	34.5	8.6	576	16

визуальными наблюдениями, только если считать, что детектируемая облакомером дымка также относится к облачности. В этом случае коэффициент корреляции между рассчитанным и визуально определяемым баллом облачности увеличивается на 13–24% и достигает максимальных значений 0.79 для станции СП-37.

Анализ суммарного и нисходящего потока длинноволновой радиации, соответствующего разной степени покрытия небосвода облаками в зимний период на станциях СП-37, 39, 40, показал, что радиационный эффект облачности и дымки на этих станциях существенно отличались:

- на СП-39 дымка была плотной и по величине радиационного эффекта соответствовала облачности на этой же станции, а также облачности на СП-37;
- на СП-40 дымка и облачность были более оптически прозрачными в длинноволновом диапазоне, и их радиационный эффект соответствовал дымке на СП-37 со средним значением длинноволнового баланса порядка -25 Вт/м^2 ,
- при ясном небе средний длинноволновый баланс составил -40 Вт/м^2 для станций СП-37, 40 и -29 Вт/м^2 для станции СП-39.

На всех станциях в зимний период температура поверхности снега и воздуха на высоте 2 м при наличии облаков была выше, чем при ясном небе на величину от 3.0 до 17.9°C. Это в большой степени связано с сильным обогревающим радиационным эффектом облачности, однако следует также помнить, что само наличие облачности, как правило, связано с крупномасштабной адвекцией теплого и влажного воздуха, что также может влиять на приземный температурный режим.

В заключение следует отметить, что полученные в данной работе более детальные временные ряды и статистики повторяемости балла и высот нижней границы облачности в Центральной Арктике могут быть в дальнейшем использованы для исследования влияния режимов крупномасштабной циркуляции атмосферы на характеристики облачности, а также для верификации численных моделей атмосферы, атмосферных реанализов и алгоритмов обработки данных спутникового дистанционного зондирования.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ (№ 18-77-10072).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Walsh J.E., Chapman W.L.* Arctic cloud-radiation temperature associations in observational data and atmospheric reanalyses // *J. Climate*. 1998. V. 11. P. 3030–3045.
2. *Morrison H., de Boer G., Feingold G. et al.* Resilience of persistent Arctic mixed-phase clouds // *Nat. Geosci.* 2012. V. 5. P. 11–17.
3. *Uttal T. et al.* Surface heat budget of the Arctic Ocean // *Bull. Am. Meteorol. Soc.* 2002. V. 83. P. 255–275.
4. *Stramler K., Del Genio A., Rossow W.* Synoptically driven Arctic winter states // *J. Climate*. 2011. V. 47. P. 1747–1762.
5. *Curry J. et al.* FIRE Arctic clouds experiment // *Bull. Am. Meteorol. Soc.* 2000. V. 81. P. 5–29.
6. *Tjernström M. et al.* The Arctic Summer Cloud Ocean Study (ASCOS): overview and experimental design // *Atmos. Chem. Phys.* 2014. V. 14. P. 2823–2869.
7. *Stapf J., Ehrlich A., Jäkel E., Lüpkes C., Wendisch, M.* Reassessment of shortwave surface cloud radiative forcing in the Arctic: consideration of surface-albedo–cloud interactions // *Atmos. Chem. Phys.* 2020. V. 20. P. 9895–9914.
8. *Wendisch M. et al.* The Arctic Cloud Puzzle: Using ACLOUD/PASCAL Multiplatform Observations to Unravel the Role of Clouds and Aerosol Particles in Arctic Amplification // *Bull. Am. Meteorol. Soc.* 2019. V. 100. № 5. P. 841–871.
9. *Мариунова М.С., Мишин А.А.* Справочник по радиационному режиму Арктического бассейна (дрейфующие станции) / Под ред. Радионова В.Ф. СПб: Гидрометеоздат, 1994. 66 с.
10. *Vihma T., Pirazzini R.* On the factors controlling the snow surface and 2-m air temperatures over the Arctic sea ice in winter // *Boundary Layer Meteorol.* 2005. V. 117. P. 73–90
11. *Makshtas A.P., Andreas E.L., Svyashchennikov P.N., Timachev V.F.* Accounting for clouds in sea ice models // *Atmospheric Research*. 1999. V. 52. P. 77–113.
12. *Lindsay R.W., Makshtas A.P.* Air-sea interaction in the presence of the Arctic pack ice // *Arctic environment variability in the context of global change* / Eds. *L.P. Bobylev, K.Ya. Kondratyev, O.M. Johannessen*. Chichester: Praxis Publishing Ltd. 2003 Chapter 4. P. 203–236
13. *Pithan F., Svensson G., Caballero R. et al.* Role of air-mass transformations in exchange between the Arctic and mid-latitudes // *Nat. Geosci.* 2018. V. 11. P. 805–812.
14. *Shupe M., Matrosov S., Uttal T.* Arctic mixed-phase cloud properties derived from surface-based sensors at SHEBA // *J. Atmos. Sci.* 2006. V. 63. P. 697–711.
15. *Curry J.* Interactions among turbulence, radiation and microphysics in arctic stratus clouds // *J. Atmos. Sci.* 1986. V. 43. P. 90–106.
16. *Makshtas A.P., Makhotina I.A., Timachev V.F.* Characteristics of atmosphere - sea ice energy exchange in the Central Arctic // *IOP Conf. Ser.: Earth Environ. Sci.* 2019. N. 231. P. 012034.
17. *Chechin D.G., Makhotina I.A., Lüpkes C., Makshtas A.P.* Effect of Wind Speed and Leads on Clear-Sky Cooling over Arctic Sea Ice during Polar Night // *J. Atmos. Sci.* 2019. V. 76. P. 2481–2503

18. *Makhotina I.A., Makshtas A.P., Chechin D.G.* Meteorological winter conditions in the Central Arctic according to the drifting stations “North Pole 35-40” // IOP Conf. Ser.: Earth Environ. Sci. 2019. № 231. P. 012031
19. <http://www.rish.kyoto-u.ac.jp/ear/ceilometer/ct25k.pdf> Ceilometer CT25K User’s Guide CT25K-U059en-2.1 Vaisala, 1999. 125 pp.
20. *Van Tricht K., Gorodetskaya I.V., Lhermitte S., Turner D.D., Schween J.H., Van Lipzig N.P.M.* An improved algorithm for polar cloud-base detection by ceilometer over the ice sheets // Atmos. Meas. Tech. 2014. № 7. P. 1153–1167.
21. Наставление гидрометеорологическим станциям и постам. Выпуск 2. Гидрометеорологические наблюдения на постах. Часть I. Метеорологические наблюдения на постах. Л.: Гидрометиздат, 1985. 111 с.
22. *Dong X., Mace G.G.* Arctic stratus cloud properties and radiative forcing derived from ground-based data collected at Barrow, Alaska // J. Clim. 2003. V. 16. № 3. P. 445–461.
23. *Ramanathan V., Cess R.D., Harrison E.F., Minnis P., Barkstrom B.R., Ahmad E., Hartmann D.* Cloud-radiative forcing and climate: Results from the Earth Radiation Budget Experiment // Science. 1989. № 243. P. 57–63.

Cloud Radiative Forcing over Sea Ice in the Arctic during the Polar Night at the Drifting Stations “North Pole”-37, 39, 40

I. A. Makhotina^{1,*}, D. G. Chechin², and A. P. Makshtas¹

¹*Arctic and Antarctic Research Institute, Bering str., 38, St. Petersburg, 199397 Russia*

²*Obukhov Institute of Atmospheric Physics of RAS, Pyzhevsky per., 3, Moscow, 119017 Russia*

**e-mail: ir@aari.ru*

The analysis of the ceilometer measurements at the stations “North Pole”-37, 39 and 40 are presented in this paper. Frequencies of the total cloud amount and the cloud base heights are calculated for the period of the polar night. Comparison of the cloud cover from the ceilometer data with the visual observation data showed good agreement; however, the value of the correlation coefficient depends on the interpretation of the ceilometer data. In general, the cloud conditions are characterized by a bimodal distribution of cloud amount with the highest frequency of clear sky and overcast clouds. The analysis of the frequency of cloud base height (CBH) showed that the most common heights of the CBH are below 600 m. In November, cloud heights are also observed in the range of 1000–2000 m, but their frequency decreases during the winter. Cloudiness during the polar night is characterized by a strong positive radiative forcing, which has a warming effect on the surface temperature of ice and air. However, the radiation effect of cloudiness differs significantly from station to station, as well as the clouds frequency and its effect on the temperature regime. These differences may become the subject of further research on the interaction of cloud characteristics with other processes in the Arctic climate system. The obtained statistical estimates significantly supplement the available data on the cloud cover of the Central Arctic.

Keywords: cloud radiative forcing, heat balance of sea ice, Arctic climate, ceilometer, cloud base height

УДК 551.584.61, 551.588.7, 697.1

ЗАВИСИМОСТЬ АНТРОПОГЕННОГО ПОТОКА ТЕПЛА ОТ ТЕМПЕРАТУРЫ ВОЗДУХА (НА ПРИМЕРЕ САНКТ-ПЕТЕРБУРГА)¹

© 2021 г. А. С. Гинзбург^{a, *}, И. А. Евсиков^b, В. А. Фролькис^{b, c, d}

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

^bСанкт-Петербургский государственный архитектурно-строительный университет, 2-я Красноармейская ул., 4, Санкт-Петербург, 190005 Россия

^cГлавная геофизическая обсерватория им. А.И. Воейкова, ул. Карбышева, 7, Санкт-Петербург, 194021 Россия

^dСанкт-Петербургский государственный экономический университет, ул. Садовая, 21, Санкт-Петербург, 191023 Россия

*E-mail: gin@ifaran.ru

Поступила в редакцию 25.05.2021 г.

После доработки 07.06.2021 г.

Принята к публикации 09.06.2021 г.

Антропогенный поток тепла, связанный с расходом энергии на отопление зданий, оказывает существенное влияние на тепловой баланс урбанизированных территорий и интенсивность городского острова тепла. Энергопотребление городского хозяйства сильно зависит от метеорологических условий, их годового и суточного хода. Особенно это касается той части энергопотребления, которая расходуется на поддержание комфортной температуры внутри помещений. В статье используется открытая веб-картографическая платформа “OpenStreetMap”, которая позволяет провести инвентаризацию потоков антропогенного тепла по разности внутренней и внешней температур воздуха на основе строительных нормы и теплофизических свойств ограждающих конструкций. Сформулирована простая нестационарная модель взаимодействия городского пограничного слоя атмосферы с городским покрывающим слоем, содержащим антропогенные источники тепла.

Ключевые слова: энергопотребление городского хозяйства, теплофизические свойства зданий, антропогенный поток тепла, городской покрывающий слой, характеристики отопительного периода, энергобалансовые модели

DOI: 10.31857/S0002351521050060

ВВЕДЕНИЕ

Воздействию антропогенной эмиссии тепла на атмосферу урбанизированных территорий в последнее время посвящено большое количество публикаций, обзор которых можно найти, например, в статье А.С. Гинзбурга и П.Ф. Демченко (Известия РАН. Физика атмосферы и океана, 2019, № 6). Главной особенностью атмосферы городской агломерации является наличие переходного слоя между поверхностью и верхней границей городских строений — городского покрывающего слоя, в котором происходит тепловое загрязнение городской атмосферы, влияющее на структуру и свойства всего атмосферного пограничного слоя. Выделяемая в атмосферу часть потребляемой энергии, отнесенная к единице площади подстилающей поверхности, называется антропоген-

ным потоком тепла (АПТ) — Q_F и состоит из потоков тепла от зданий, транспорта и метаболизма живых организмов [1]. На урбанизированных территориях основной вклад в АПТ дает энергопотребление зданий. Состояние современных исследований климата больших городов и роли антропогенного потока тепла подробно описано в [2], а для Москвы в [3].

Энергия, затраченная на поддержание температуры внутри зданий в комфортном диапазоне, поступает в окружающее пространство в виде АПТ. Многочисленные эмпирические оценки и численные эксперименты показали, что АПТ может увеличивать температуру воздуха в городском покрывающем слое, который расположен между поверхностью и огибающей крыш зданий, и давать существенный вклад в интенсивность городского острова тепла, который определяется разностью температур между городскими и прилегающими сельскими территориями. Результаты таких исследований для городов России описаны

¹ Статья подготовлена на основе устного доклада, представленного на Всероссийской конференции “Турбулентность, динамика атмосферы и климата”, посвященной памяти акад. А.М. Обухова (Москва, 10–12 ноября 2020 г.).

в работах [4–12] и других публикациях. Зимой интенсивность городского острова тепла на 50–80% определяется наличием антропогенного потока тепла [8].

Доля АПТ, которая связана с энергией, потребляемой внутри зданий, существенно зависит от температуры воздуха снаружи помещений. Из-за влияния температуры атмосферного воздуха на энергопотребление и обратное влияние АПТ на температуру приземного воздуха в режиме отопления возникает отрицательная обратная связь между температурой воздуха и антропогенным потоком тепла. Наиболее современным методом исследования такой обратной связи является использование моделей мезомасштабной циркуляции атмосферы (WRF, COSMO и др.) совместно с моделями городской застройки и городского покрывающего слоя и моделями энергетики зданий.

Воздействие АПТ на атмосферу во многом определяется тем, как этот поток тепла распределяется между компонентами теплового баланса поверхности и городского покрывающего слоя. Часть АПТ передается теплопередачей из помещений в атмосферу через стены и крыши зданий. Если действие АПТ при моделировании атмосферного пограничного слоя ограничивается фиксацией температуры внутри зданий, то учитывается только вклад теплового потока зданий. Эту часть выделяют в отдельное слагаемое – тепловой поток зданий. Он модифицирует поток тепла через подстилающую поверхность, который в уравнении энергетического баланса учитывается как поток теплового накопления и отвечает за тепловую инерцию элементов ландшафта.

Часть АПТ поступает в атмосферу и (частично) в грунт и водные резервуары в виде тепловых стоков от работы систем нагревания. Эта часть АПТ называется потоком теплового стока (WHF – *waste heat flux*). В случае поступления непосредственно в атмосферу, эта часть АПТ дает вклад в атмосферный поток явного и скрытого тепла.

Помимо сезонного хода, взаимодействие городской атмосферы и энергопотребления подвержено и суточному циклу. Это во многом связано с суточным циклом поступающей к поверхности солнечной радиации. Также может давать вклад суточный цикл деловой активности. Численные эксперименты показывают, что максимум реакции температуры воздуха городского покрывающего слоя на АПТ достигается ночью. Аналогичное усиление парникового эффекта в относительно холодное время (ночью и зимой) имеет место при росте концентрации CO_2 в атмосфере [13].

Эффект ночного увеличения реакции на АПТ по численным экспериментам продолжается иногда и в дневное время. Это связано, по-видимому, с комбинированным действием двух факторов. Во-

первых, с сохранением дневных аномалий за счет потока теплового накопления. Во-вторых, с подавлением вертикального перемешивания при переходе к устойчивой стратификации при исчезновении солнечного нагрева поверхности, в частности уменьшения толщины атмосферного перемешанного слоя. Вместе с тем АПТ может приводить и к увеличению толщины перемешанного слоя, в частности, даже полному исчезновению ночной приземной инверсии.

Для оценки антропогенного потока тепла Q_F как правило, используются три основных подхода: прямые измерения тепловых потоков; инвентаризация, которая заключается в суммировании всех потребителей энергии; дистанционные спутниковые измерения потоков теплового излучения с выделением антропогенных потоков по локальным метеорологическим данным. Эти подходы подробно описаны в [7].

В настоящей статье применяется подход, основанный на альтернативной инвентаризации, в рамках которой антропогенный поток тепла Q_F рассчитывается на основе строительных норм, теплофизических свойств ограждающих конструкций и разности между внутренней и внешней температурами воздуха на основе открытой веб-картографической платформы “OpenStreetMap” (OSM) [14]. Платформа OSM позволяет описать реальную трехмерную застройку района или города, указать теплофизические свойства ограждающих конструкций отдельных зданий (стен, окон, крыш, подвалов), температуры внутреннего и наружного воздуха и, таким образом, рассчитать антропогенный поток тепла Q_F .

В данной работе сформулирована простая нестационарная энергетическая модель городского покрывающего слоя атмосферы, учитывающая антропогенные источники тепла и суточный ход температуры наружного воздуха. Эта модель позволяет описывать эффекты теплового взаимодействия энергетики зданий и городского покрывающего слоя.

В рамках проекта РФФИ № 20-05-00254 “Антропогенное воздействие и обратные связи в атмосферном пограничном слое урбанизированных территорий” разрабатывается модель покрывающего слоя городской атмосферы, предназначенная для исследования действия обратных связей и описания антропогенного воздействия на городской пограничный слой атмосферы в мезомасштабных климатических моделях. Основные уравнения такой модели, основанной на работах [15–18] и аналогичных исследованиях, приведены в данной статье.

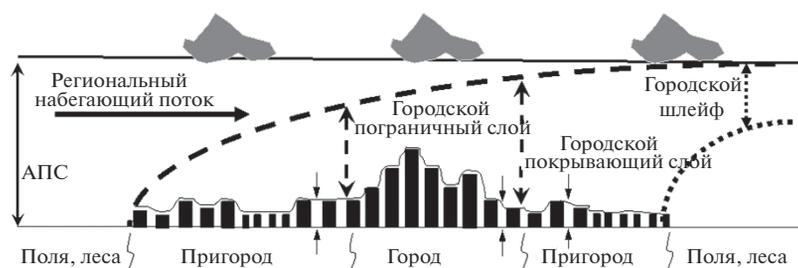


Рис. 1. Городская застройка, покрывающий и пограничный слои атмосферы над урбанизированной территорией.

ГОРОДСКАЯ ЗАСТРОЙКА И ПОКРЫВАЮЩИЙ СЛОЙ АТМОСФЕРЫ

Городская застройка создает внутри пограничного слоя атмосферы так называемый городской покрывающий слой (UCL – *urban canopy layer*). Городской покрывающий слой (полог застройки) простирается от поверхности до средней высоты застройки. В рамках этого слоя на климатические характеристики особенно сильно влияют тепловые свойства зданий и поверхностей и возникающие из-за геометрии зданий и улиц потоки воздуха.

Высота городского покрывающего слоя значительно меньше высоты отдельных зданий, в различных работах для пригородов ее величина составляет менее 10 м, в жилых многоэтажных районах – около 20 м, а в малоэтажном историческом центре города – примерно 10–15 м [19–21].

В данной работе городская застройка описывается с помощью трехмерного моделирования зданий на основе открытой веб-картографической платформы “OpenStreetMap” (OSM) [14]. Проект OSM является online-ресурсом, содержащим картографическую информацию о городской топографии, геометрии и материалах зданий, дорогах, зеленых насаждениях и т.п. База данных хранится на сервере и постоянно обновляется и пополняется благодаря сообществу картографов, ГИС-профессионалов и инженеров. Информацию с OSM платформы можно свободно экспортировать в формате файлов, имеющих xml-структуру. В базе данных OSM структурировано хранятся координаты точек, объединение которых позволяет построить контуры зданий, дорог, границ различных площадок, зеленых насаждений и т.д. Все точки рассматриваемой территории имеют свои уникальные идентификационные номера *id*. Здания определяются атрибутами, описывающими их характеристики. Ключевыми атрибутами являются: адрес, категория, высота, этажность, материалы стен и крыш. Количество атрибутов у разных зданий отличается: не у всех зданий имеется атрибут высоты, чаще указывается этажность, иногда есть информация об арках. Если отсутствует атрибут

высоты, то используется атрибут, отвечающий за этажность здания, на основании которого рассчитывается высота здания (предполагая высоту этажа 3 м). В случае отсутствия обоих атрибутов высота здания может задаваться, например, по данным ГИС ЖКХ [22]. Для построения контуров зданий используют их атрибуты и соответствующие *id* точек. После определения всех атрибутов формируется контур здания и образуется 3-D объект.

Что бы получить 3-D модель застройки региона, на визуальном языке программирования grasshopper написан скрипт, формирующий контуры зданий. При моделировании совокупности строений в смежных зданиях не учитываются примыкающие ограждающие конструкции, т.к. через них не происходит передача тепла.

В качестве примера рассматривается Васильевский остров (В.О.) Санкт-Петербурга, карта которого, полученная по данным OSM, приведена на рис. 2, и город Кудрово, расположенный в Ленинградской области, примыкающий к Санкт-Петербургу район новостроек на востоке и фактически являющийся частью Санкт-Петербургской агломерации.

Для построения 3-D модели застройки рассматриваемая территория разбита на квадратные ячейки площадью $30 \times 30 \text{ м}^2$. На рис. 3 показана построенная 3-D модель сооружений Васильев-



Рис. 2. Карта Васильевского острова (В.О.) Санкт-Петербурга, построенная по данным OSM.

ского острова. На переднем плане 1-я линия и Большой проспект Васильевского острова, в правой верхней части видны линии границ р. Смоленки, а примыкающая к ней незастроенная территория – Смоленское кладбище, а также приведена 3-D модель застройки г. Кудрово. Этот рисунок иллюстрирует тонкую структуру городской застройки.

МЕТЕОРОЛОГИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ОТОПИТЕЛЬНОГО ПЕРИОДА

Поток тепла от зданий и сооружений состоит из потока теплопроводности, потока вентиляции помещений и потока радиационного теплообмена через окна. Для расчета коэффициента теплопередачи ограждающей конструкции (стены, окна, крыши и подвалы) необходимо задать ее параметры, т.е. материал, из которого изготовлена конструкция, ее теплофизические характеристики, толщину стены, степень остекления и т.д. Поскольку определение этих параметров для всех сооружений рассматриваемого региона является достаточно громоздкой задачей, то задаются значения теплофизических параметров для стен, окон, крыш и подвалов, которые применяются ко всем рассматриваемым сооружениям. В качестве значений таких параметров используются величины, определяемые на основе требований по тепловой защите зданий, приведенные в строительных нормах [23–27]. Таким образом, рассматривается обратная задача, в которой сопротивление теплопередачи ограждающих конструкций вычисляется по значению “требуемого сопротивления теплопередачи”. В прямой задаче коэффициент теплопередачи ограждающей конструкции определяется ее конструктивными особенностями и материалом, из которого она сделана, и проверяется на соответствие “требуемому сопротивлению теплопередачи” [23–25].

Согласно сводам правил [23, 25] и ГОСТ [24], сопротивление теплопередачи ограждающей конструкции оценивается по показателю градусо-сутки отопительного периода (ГСОП)

$$\text{ГСОП} = (t_{\text{вн}} - t_{\text{от}}) d_{\text{от}}, \quad (1)$$

где $t_{\text{вн}}$ – расчетная температура внутреннего воздуха здания, а $t_{\text{от}}$ – средняя температура атмосферного воздуха за время отопительного периода, °С, и $d_{\text{от}}$ – его продолжительность, сут.

Значение $t_{\text{от}}$ определяется как среднее по выборке среднесуточных температур, соответствующих отопительному периоду. В соответствии с СП 131.13330.2012 [23] для жилых и общественных зданий отопительный период начинается, когда среднесуточные температуры наружного воздуха не превышают 8°С, а для лечебно-профилактиче-

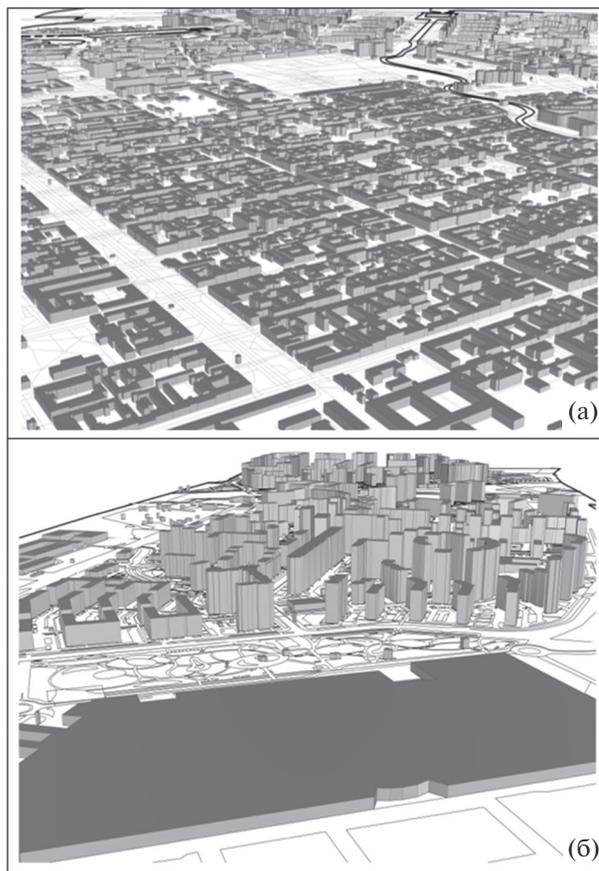


Рис. 3. Трехмерная модель зданий по данным OSM В.О. Санкт-Петербурга (а) и г. Кудрово (б).

ских, детских учреждений и домов-интернатов для престарелых не более 10°С.

Величина $t_{\text{вн}}$ – расчетная температура помещений, °С, принимаемая при расчете ограждающих конструкций групп зданий в соответствии с ГОСТом 30494–2011 [24]. Для жилых зданий, общежитий и гостиниц $t_{\text{вн}}$ должна быть в интервале 20–22°С, для лечебно-профилактических, дошкольных образовательных и общеобразовательных организаций, интернатов в интервале 16–21°С. Исходя из этого, в качестве расчетного значения принимается $t_{\text{вн}} = 20^\circ\text{C}$.

В Санкт-Петербурге период со средней суточной температурой воздуха, не превышающей 8°С, характеризуется $t_{\text{от}} = -1.3^\circ\text{C}$, $d_{\text{от}} = 213$ сут, а со средней суточной температурой воздуха не более 10°С имеем $t_{\text{от}} = -0.4^\circ\text{C}$, $d_{\text{от}} = 213$ сут [23]. Для этих параметров величина ГСОП, согласно (1), будет равна 4537 и 4733 (°С сут) соответственно. Изменения средней температуры отопительного периода, его продолжительности и динамика ГСОП в Санкт-Петербурге за последние три десятилетия представлены на рис. 4–6.

Угловые коэффициенты, приведенные на рис. 4–5, носят исключительно информацион-

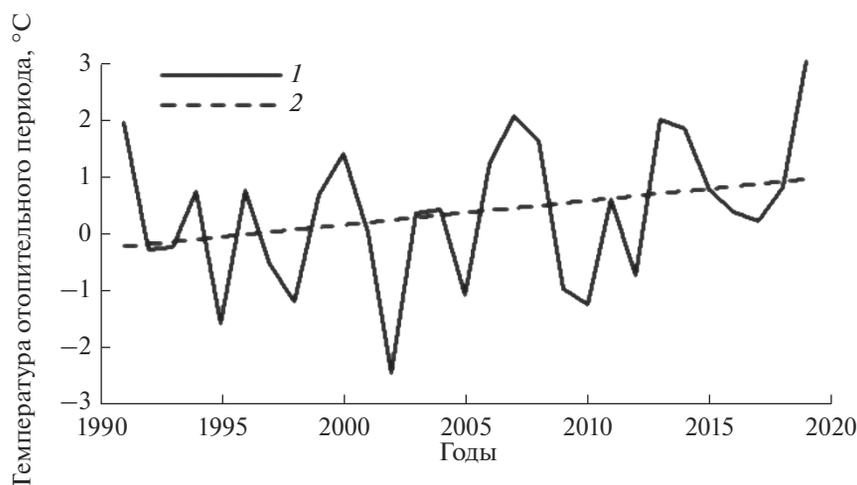


Рис. 4. Среднегодовая температура ($^{\circ}\text{C}$) отопительного периода $t_{\text{от}}$ (1) в Санкт-Петербурге за последние 30 лет и ее тенденция (2) с угловым коэффициентом $0.42^{\circ}\text{C}/10$ лет.

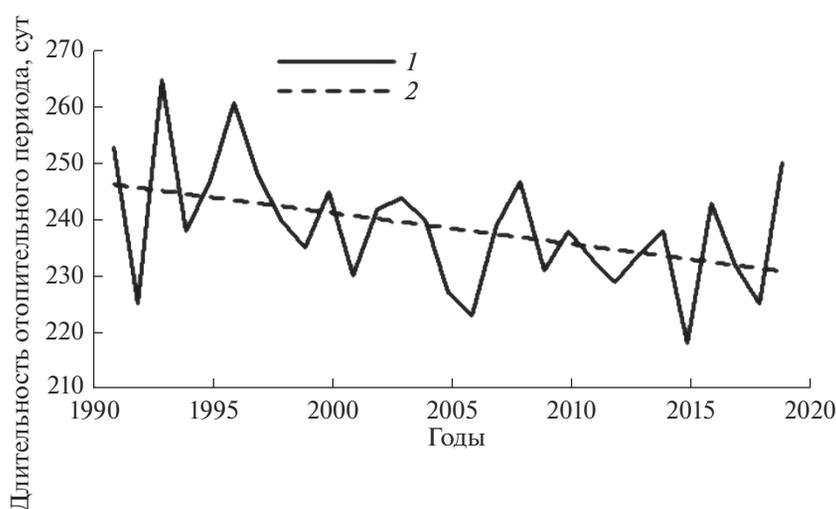


Рис. 5. Продолжительность (сутки) отопительного периода $d_{\text{от}}$ (1) в Санкт-Петербурге за последние 30 лет и его тенденция (2) с угловым коэффициентом 5.54 сут/10 лет.

ный характер, а параметры уравнения регрессии на рис. 6 статистически значимы. Данные, приведенные на рис. 6, показывают, что скорость убывания значения ГСОП по Санкт-Петербургу за последние 30 лет увеличилась, что является еще одним индикатором потепления климата. За рассматриваемый период наблюдаются тенденции увеличения $t_{\text{от}}$ и уменьшения $d_{\text{от}}$. Тренд величины ГСОП обусловлен изменением средней температуры атмосферного воздуха во время отопительного периода $t_{\text{от}}$ и его продолжительности $d_{\text{от}}$.

ГСОП используется для потребности в отоплении в городах с централизованными системами отопления, начало и конец работы которых определяются решениями городских администраций. Для оценки полной потребности в отоплении помещений, в том числе и за пределами отопитель-

ного периода (когда, например, используются электрообогреватели, тепловые насосы и пр.), в различных климатических условиях используются так называемые градусо-сутки обогрева (heating degree-days – HDD). Этот подход был использован в работах [5, 11], что позволило проанализировать динамику потребности в теплоснабжении для отопления зданий в крупнейших российских городах, включая Санкт-Петербург.

Значение HDD рассчитывается как сумма ежедневных разностей между температурой комфорта внутри помещения (базовой температурой $-t_k$)

$$\text{HDD} = \sum_{i=1}^N (t_{k,i} - t_{\text{нар},i}), \quad (1a)$$

где N – число дней со среднесуточной температурой наружного воздуха $t_{\text{нар}}$ ниже температуры,

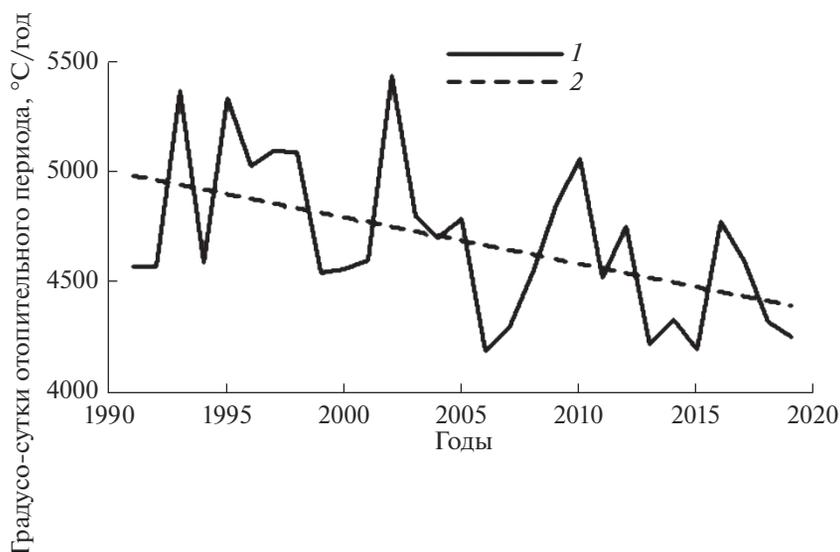


Рис. 6. Градуco-сутки ($^{\circ}\text{C}$ сут/год) отопительного сезона (1) в Санкт-Петербурге за последние 30 лет и их тенденция (2) с угловым коэффициентом -210.4°C сут/10 лет.

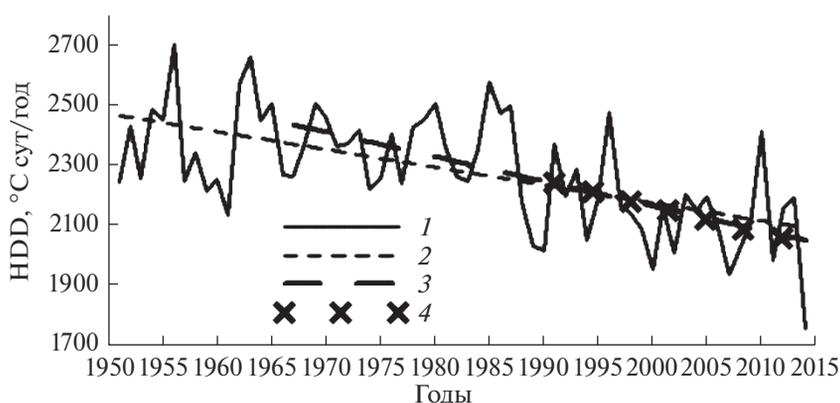


Рис. 7. HDD ($^{\circ}\text{C}$ сут/год) в среднем по городам Евросоюза с середины XX в. по данным, приведенным в [7] (1), его тенденция характеризуется угловым коэффициентом, равным -58.95 за период 1951–2014 (2), -81.50 за период 1967–2014 (3), -88.44 ($^{\circ}\text{C}$ сут/10 лет) за период 1991–2014 гг. (4).

при которой возникает необходимость использовать отопление.

В России, Канаде, Японии и большинстве стран Европы t_k принимается равной 18°C , в Великобритании – 15.5°C , а в США – 18.3°C (65°F) (см. [7]). Для климатических условий России величины HDD несколько больше значений ГСОП для тех же городов.

В городах России, Европы и Северной Америки с середины XX в. количество HDD и ГСОП заметно убывает. На рис. 7 и 8 в качестве примера приведены изменения HDD за последние десятилетия в среднем по городам Евросоюза и в Санкт-Петербурге.

Тренды (тенденции) HDD, приведенные на рис. 7 и 8, статистически значимы, что демонстри-

рует существенное влияние современного потепления климата на потребность городского хозяйства Санкт-Петербурга в энергии для поддержания необходимого теплового режима помещений. Напомним, что величина HDD зависит от выбранного значения температуры комфорта (в [11] и на рис. 7 и 8 используется $t_k = 18^{\circ}\text{C}$), а значения ГСОП определяются в соответствии со Строительными правилами, в соответствии с которыми $t_{\text{вн}} = 20^{\circ}\text{C}$. Ниже используются значения ГСОП, полученные на основе Строительных правил.

Нормативные значения приведенного сопротивления теплопередаче R_i^{TP} для разных элементов ограждающих конструкций, соответствующие ГСОП = 4000, равны: $2.8 \text{ м}^2 \text{ }^{\circ}\text{C}/\text{Вт}$ для стен ($i = 1$); $3.7 \text{ м}^2 \text{ }^{\circ}\text{C}/\text{Вт}$ для чердачных покрытий и пе-

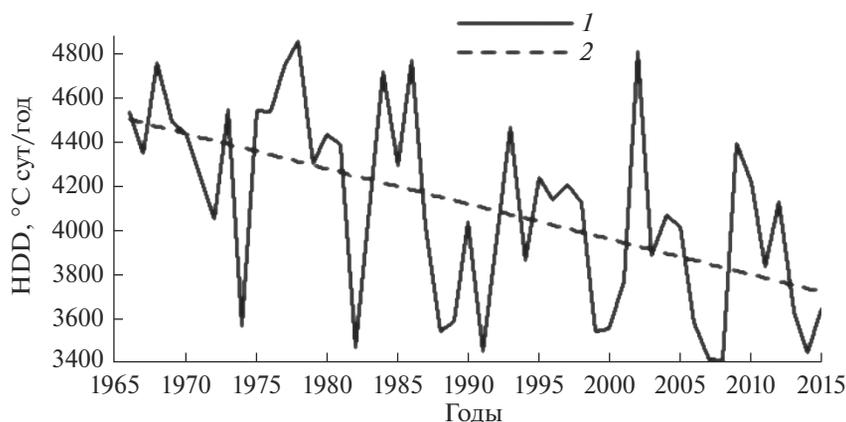


Рис. 8. HDD (1) в Санкт-Петербурге по [11] и их тенденция (2) с угловым коэффициентом $-158.6^\circ\text{C сут}/10$ лет.

рекрытий над неотапливаемыми подпольями и подвалами ($i = 2$); $0.63 \text{ м}^2 \text{ }^\circ\text{C}/\text{Вт}$ для светопрозрачных ограждающих конструкций ($i = 3$), кроме фонарей. Здесь i – номер категории ограждающей конструкции.

МЕТОДИКА ОЦЕНКИ АНТРОПОГЕННОГО ПОТОКА ТЕПЛА НА ОСНОВЕ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ЗАСТРОЙКИ

Расчетная сетка, покрывающая рассматриваемую территорию, разбивает ее на ячейки и делит здания на отдельные части, по которым считается суммарный поток тепла Q_F внутри каждой j -й ячейки.

Расчет величины АПТ Q_F^i от разных частей элементов ограждающих конструкций, попадающих в рассматриваемую j -ю ячейку, осуществляется по формуле:

$$Q_F^i(j) = K_i(t_{\text{вн}} - t_{\text{нар}})S_i(j), \quad (2)$$

где $K_i = 1/R_i^{\text{TP}}$ – коэффициент теплопередачи ограждающей конструкции i -й категории, $t_{\text{нар}}$ – температура наружного воздуха, $^\circ\text{C}$, S_i – суммарная площадь элементов ограждающей конструкции i -й категории в j -й ячейке, м^2 .

Окончательно, АПТ $Q_F(j)$ от частей ограждающих конструкций, удовлетворяющих нормативным значениям требуемого сопротивления теплопередаче R_i^{TP} и попадающих в j -ю расчетную ячейку, площадью $30 \times 30 \text{ м}^2$, определяется соотношением

$$Q_F^i(j) = \sum_{i=1}^3 Q_F^i, \quad (3)$$

которое позволяет оценить среднее значение АПТ Q_F^i для рассматриваемой территории

$$Q_F^i = \frac{1}{N} \sum_j Q_F^i(j), \quad (4)$$

где N – количество ячеек расчетной сетки для изучаемого региона.

В результате транспортировки тепла к зданиям по магистралям, расположенным под землей, определенная его доля теряется в виде тепловых стоков $\Delta Q_{F,g}$. Следовательно, средний АПТ должен быть увеличен на соответствующую величину теплового стока,

$$Q_F = Q_F^i + \Delta Q_{F,g}. \quad (5)$$

РАСЧЕТ АНТРОПОГЕННОГО ПОТОКА ТЕПЛА ДЛЯ КОНКРЕТНЫХ РАЙОНОВ САНКТ-ПЕТЕРБУРГА

Ниже приведены результаты моделирования АПТ для двух районов агломерации СПб: В.О., расположенный на западе, и г. Кудрово, примыкающий к СПб район новостроек на востоке. Эти районы выбраны с учетом преобладающей розы ветров, ориентированной с запада на восток. Расчеты проведены для температур наружного воздуха $t_{\text{нар}}$ в диапазоне от $+8$ до -30°C . В табл. 1 приведены основные геометрические параметры застройки.

При составлении табл. 1 предполагается, что окна занимают порядка 25% фасада, а 75% фасада приходится на площадь стен. Заметим, что существенное расхождение по высоте среднего и медианного значений для Кудрово обусловлено большим количеством малоэтажных сооружений на его окраинах и высотной жилой застройкой (более 20 этажей). По современным оценкам в СПб при транспортировке тепла через городские

Таблица 1. Геометрические параметры застройки Санкт-Петербурга

	Высота, м		Площадь крыш, м ²	Площадь стен, м ²	Площадь окон, м ²	Площадь территории, м ²	Доля крыш в общей площади
	Среднее	Медиана					
В.О.	11.85	10	3350000	5433000	1811000	18070000	18.54%
Кудрово	19.01	9	693095	1731975	577325	4517000	15.34%

Таблица 2. Средний по району АПТ Q_F (Вт/м²) от ограждающих конструкций при различных значениях $t_{нар}$

$t_{нар}$, °С	+8	0	-5	-10	-15	-20	-25	-30
В.О.	4.63	7.71	9.64	11.56	13.50	15.42	17.35	19.27
Кудрово	5.34	8.90	11.12	13.34	15.57	17.79	20.01	22.23

Таблица 3. Средний по зданиям АПТ Q_F (Вт/м²) от ограждающих конструкций при различных значениях $t_{нар}$

$t_{нар}$, °С	+8	0	-5	-10	-15	-20	-25	-30
В.О.	22.71	37.81	47.25	56.69	66.18	75.62	85.06	94.5
Кудрово	31.62	52.74	65.91	79.07	92.2	105.4	118.6	131.7

магистрали теряется приблизительно 10% тепла, поэтому рассчитанные по территории средние значения АПТ, обусловленные теплопотерями зданий, увеличиваются на (см. (5)),

$$\Delta Q_{F,g} = \beta_g Q'_F, \quad (6)$$

где $\beta_g = 0.1$.

В табл. 2 даны оценки средних значений АПТ по рассматриваемым территориям для различных значений $t_{нар}$ с учетом тепловых потерь в магистралях (6).

Зависимость усредненного по региону АПТ от температуры наружного воздуха может быть описана в виде линейной формулы

$$Q_F = a + b t_{нар}. \quad (7)$$

Для В.О. $a = 7.711$ Вт/м², $b = -0.385$ Вт/(м² °С); для Кудрово $a = 8.896$ Вт/м², $b = -0.445$ Вт/(м² °С). В табл. 3 приведены оценки средних значений АПТ Q_F , рассчитанные только по массиву зданий городской застройки с учетом (5) для рассматриваемых территорий при различных значениях $t_{нар}$ (без учета тепловых потерь в магистралях).

На рис. 9 и 10 приведены распределения АПТ для В.О. и Кудрово для температур наружного воздуха $t_{нар}$, равных +8, -5 и -20 °С.

Для определения среднего за зимний период АПТ необходимо найти фактическое распределение температуры наружного воздуха. Используя данные ВНИИГМИ-МЦД [28] по среднесуточной температуре воздуха на метеорологической станции 26063 – Санкт-Петербург за последние тридцать лет, оценена относительная частота дней

с рассматриваемыми температурами в течение отопительного периода за интервал 1991–2020 гг., а также ежегодно.

Среднее значение АПТ по Лондону, Нью-Йорку и Москве (в границах 2011 г.) составляет 25.1, 21.1 и 55.9 Вт/м² соответственно [5]. По оценкам, полученным по модели COSMO-CLM (см. [12]), АПТ в разных районах Москвы находится в интервале 27–75 Вт/м²: в окрестности МКАД примерно 27 Вт/м²; на некоторых территориях, примыкающих к Садовому кольцу, в ~70–75 Вт/м²; на остальных территориях ~40–45 Вт/м². Аналогичные оценки для Санкт-Петербурга дают на побережье Финского залива и на территориях, примыкающих к центру города, ~27–30 Вт/м², а в центральных районах ~45–55 Вт/м² [12]. Согласно [10] антропогенные потоки тепла за счет центрального отопления в Москве составляют примерно половину от общей величины АПТ. Аналогично в жилых районах Санкт-Петербурге антропогенные потоки тепла за счет центрального отопления оказываются меньше 15 Вт/м². Эти оценки согласуются с предлагаемой методикой. Так, средние значения АПТ за отопительный период в интервале 1991–2020 гг., усредненные по территории, равны для В.О. и Кудрово равны соответственно 7.52 и 8.68 Вт/м², а средние значения АПТ, усредненные по массиву зданий, расположенных на этих территориях, соответственно равны 36.88 и 51.40 Вт/м².

Одна из причин таких значений АПТ на В.О. может быть связана с тем, что основным материалом стен в исторической застройке В.О. является кирпичная кладка, состоящая из 4 кирпичей

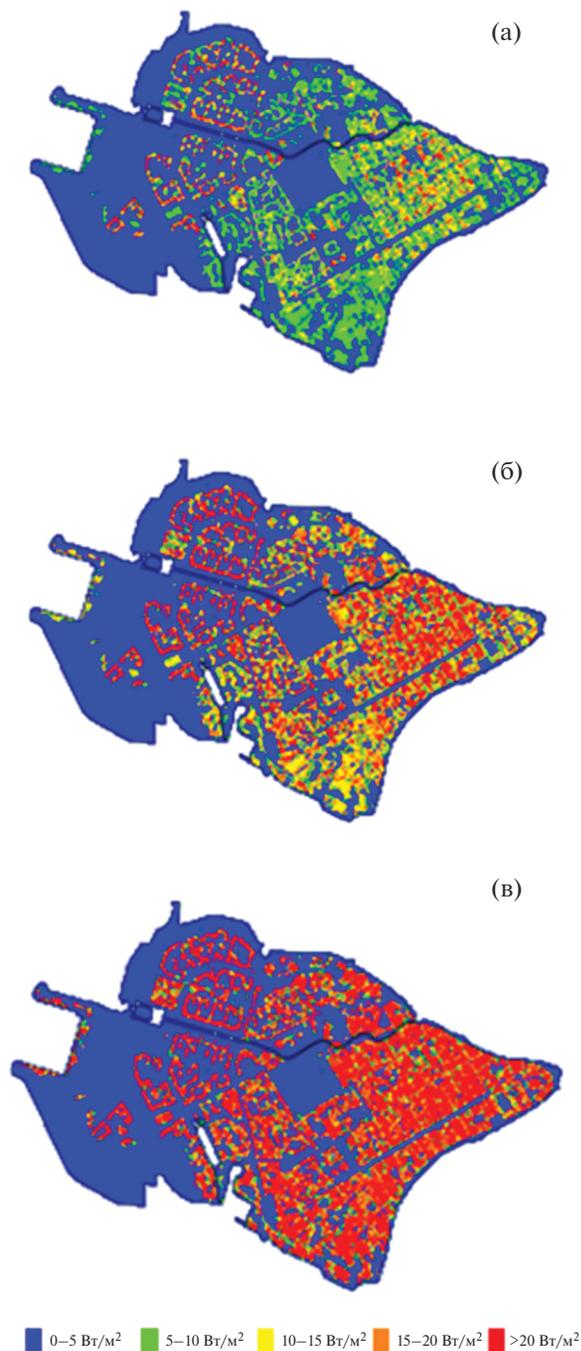


Рис. 9. Распределение АПТ, обусловленное городской застройкой, на В.О. СПб для температур наружного воздуха: а) 8°C, б) –5°C, в) –20°C.

для цокольного этажа или 2.5 кирпичей на уровне карниза здания [29], оказывается ниже современных требований к сопротивлению теплопередачи. Так, например, кирпичная кладка, состоящая из 3 кирпичей, обеспечивает сопротивлению теплопередачи, рассчитанное по СП 50.13330.2012 и равное 1.67 м² °С/Вт, что на 60% меньше современных требований. На рис. 11 представлены среднего-

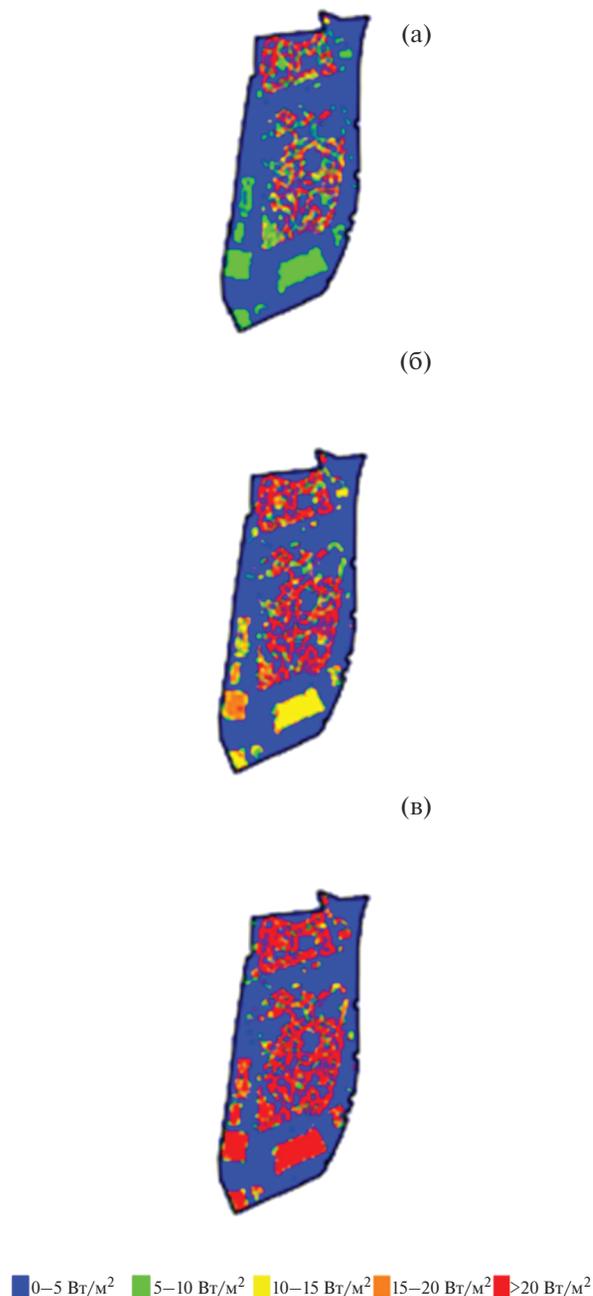


Рис. 10. Распределение АПТ (Вт/м²), обусловленное городской застройкой, в г. Кудрово для температур наружного воздуха: а) 8°C, б) –5°C, в) –20°C.

довые значения АПТ, усредненные по территории (рис. 11а) и по массиву застройки (рис. 11б) для В.О. СПб и Кудрово за период 1991–2020 гг.

Для более корректных оценок необходимо учитывать год постройки зданий и использовать соответствующие нормативы, которые за последние десятилетия существенно изменились. Такой подход описан, например, в [30], и его планируется использовать в дальнейшей работе.

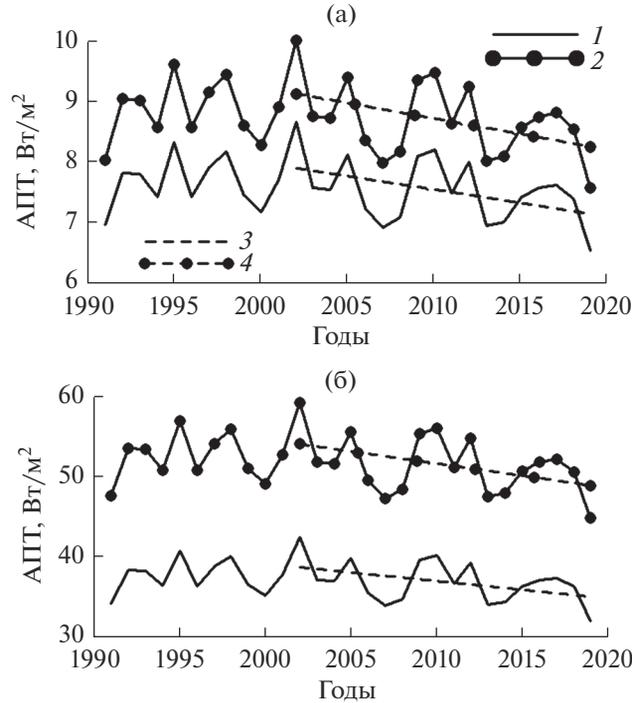


Рис. 11. Среднегодовые значения АПТ: а) по территории и б) по массиву застройки за период 1991–2020 гг. для (1) В.О. СПб и (2) Кудрово; тенденция АПТ за период 2002–2020 гг. по территории (3, а) В.О. СПб и (4, а) Кудрово описывается угловым коэффициентом 0.44 и –0.51, а по массиву застройки –2.17 и –3.02 (Вт/м²)/10 лет соответственно.

ЭНЕРГОБАЛАНСОВАЯ МОДЕЛЬ ГОРОДСКОГО ПОКРЫВАЮЩЕГО СЛОЯ

Рассмотрим энергобалансовую модель городского покрывающего слоя (UCL – *urban canopy layer*). Уравнение притока тепла для случая пренебрежения горизонтальной адвекцией тепла внутри UCL имеет вид

$$\rho c_p \frac{\partial T(z)}{\partial t} = \text{div}(Q^*(z) + Q_H(z) + Q_E(z) + q_F(z)), \quad (8)$$

где Q^* – эффективный интегральный радиационный поток, Q_H и Q_E – потоки явного и скрытого тепла, q_F – антропогенный приток тепла, обусловленный городской застройкой, ρ – плотность и c_p – теплоемкость воздуха.

Интегрируя (8) по вертикали от поверхности до высоты верхней границы UCL– h_{CL} и пренебрегая горизонтальными изменениями, получаем уравнение притока тепла к UCL

$$\rho c_p h_{CL} \frac{\partial T_{CL}}{\partial t} = (Q_{CL}^* - Q_0^*) + (Q_{H,CL} - Q_{H,0}) + (Q_{E,CL} - Q_{E,0}) + Q_F', \quad (9)$$

где T_{CL} – температура UCL; $Q_F' = \int_0^{h_{CL}} q_F(z) dz$ – антропогенный поток тепла к UCL; индексами CL и

0 обозначены потоки на верхней и нижней границах UCL.

Граничное условие на подстилающей поверхности получим, интегрируя (8) по толщине деятельного слоя,

$$c_g h_g \frac{\partial T_g}{\partial t} = Q_0^* + Q_{H,0} + Q_{E,0} + \Delta Q_{F,g}, \quad (10)$$

где c_g , h_g и T_g – теплоемкость, толщина и температура деятельного слоя подстилающей поверхности; $\Delta Q_{F,g}$ – АПТ, выделяющийся в поверхностном деятельном.

Заменяя температуру деятельного слоя T_g температурой поверхности T_0 и объединяя (9) и (10), приходим к уравнению, определяющему эволюцию T_{CL} .

$$\rho c_p h_{CL} \frac{\partial T_{CL}}{\partial t} = Q_{CL}^* + Q_{H,CL} + Q_{E,CL} - c_g h_g \frac{\partial T_0}{\partial t} + Q_F' + \Delta Q_{F,g}, \quad (11)$$

где предполагается, что $\Delta Q_{F,g} = \beta_g Q_F'$, β_g – коэффициент, характеризующий потери на подземных коммуникациях.

Верхняя граница UCL состоит из поверхностей крыш и некоторой огибающей пространство

между зданиями (более мелкие детали не рассматриваются), поэтому Q_F можно детализировать, явно вводя антропогенный поток тепла $\Delta Q_{F,CL} = \beta_{CL} Q'_F$, проходящий через крыши в примыкающий приземный слой атмосферы, где β_{CL} — коэффициент пропорциональности. Тогда

$$Q'_F = (1 - \beta_{CL})Q'_F + \beta_{CL}Q'_F. \quad (12)$$

Здесь подразумевается, что антропогенный поток тепла с крыш сразу попадает в примыкающий приземный слой атмосферы. Коэффициент $\beta_{CL} < 1$ показывает часть АПТ, которая попадает в окружающую среду через крышу, непосредственно формируя вертикальный поток тепла на верхней границе UCL, а $(1 - \beta_{CL})$ определяет АПТ от боковых ограждающих конструкций непосредственно внутри острова тепла.

Таким образом, уравнение притока тепла к UCL можно представить как

$$\begin{aligned} \rho c_p h_{CL} \frac{\partial T_{CL}}{\partial t} = Q_{CL}^* + Q_{H,CL} + Q_{E,CL} - \\ - c_g \frac{\partial T_0}{\partial t} + (1 - \beta_{CL})Q'_F + \beta_{CL}Q'_F + \beta_g Q'_F, \end{aligned} \quad (13)$$

где полное значение АПТ определяется соотношением

$$Q_F = Q'_F + \Delta Q'_{F,g}. \quad (14)$$

Коэффициент β_{CL} можно оценить по табл. 2 при помощи формулы

$$\beta_{CL} = \frac{K_2 S_2}{K_1 S_1 + 2K_2 S_2 + K_3 S_3}, \quad (15)$$

где K_i — коэффициент теплопередачи i -й категории ограждающей конструкции, S_i — их суммарные площади, $i = 1$ соответствует стенам, 2 — крышам и подвалам, 3 — окнам. Для В.О. СПб и Кудрово β_{CL} равен 0.14 и 0.10 соответственно.

В рамках предлагаемой модели предполагается в условиях городской агломерации учесть не только сезонный, но и суточный ход АПТ, а также рассмотреть различные способы параметризации вертикального турбулентного потока тепла и оценить взаимодействие UCL с пограничным слоем атмосферы.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Приведенные в данной статье оценки роли теплофизических свойств зданий и сооружений на антропогенный поток тепла в покрывающем городском слое атмосферы (на примере ряда го-

родских районов Санкт-Петербургской агломерации) показывают, как осуществляется взаимное влияние параметров городской застройки и изменяющегося климата.

Климатические характеристики, такие как температура и продолжительность отопительного периода, определяют в краткосрочной перспективе планируемое энергопотребление городского хозяйства, а в долгосрочной перспективе — требования к теплофизическим свойствам зданий и сооружений.

Со своей стороны теплофизические свойства зданий и сооружений играют определяющую роль в формировании антропогенного потока тепла и структуры городского покрывающего слоя атмосферы.

Предложенная в статье простая энергобалансовая модель городского покрывающего слоя может быть использована в мезомасштабных климатических и прогностических моделях для параметризации потоков энергии с урбанизированной подстилающей поверхности в пограничный слой атмосферы.

Работа выполнена при поддержке проекта РФФИ № 20-05-00254. Авторы благодарят рецензента за конструктивные замечания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Allen L., Lindberg F., Grimmond C.S.B. Global city scale urban anthropogenic heat flux: model and variability // Int. J. Climatol. 2011. V. 31. P. 1990–2005.
2. Oke T.R., Mills G., Christen A., Voogt J.A. Urban Climates. Cambridge Univ. Press, 2017. 510 p.
3. Кислов А.В. и др. Климат Москвы в условиях глобального потепления. Изд-во МГУ, 2017. 320 с.
4. Гаврилова Ю.В., Смышляев С.П., Махура А.Г. Модельное исследование влияния крупных городов на региональные аспекты погоды // Ученые записки РГМУ. 2010. № 15. С. 107–116.
5. Гинзбург А.С., Белова И.Н., Расплетина Н.В. Антропогенные потоки тепла в городских агломерациях // ДАН. 2011. Т. 439. № 2. С. 256–259.
6. Александров Г.Г., Белова И.Н., Гинзбург А.С. Антропогенные потоки тепла в столичных агломерациях России и Китая // ДАН. 2014. Т. 457. № 1. С. 101–106.
7. Гинзбург А.С., Решетарь О.А., Белова И.Н. Влияние климатических факторов на энергопотребление в отопительный сезон // Теплоэнергетика. 2016. № 9. С. 20–27.
8. Varentsov M., Konstantinov P., Baklanov A., Esau I., Miles V., Davy R. Anthropogenic and natural drivers of a strong winter urban heat island in a typical Arctic city // Atmos. Chem. Phys. 2018. V. 18. P. 17573–1758.
9. Ginzburg A.S., Dokukin S.A. Numerical modeling of anthropogenic heat flux impact on air temperature in Moscow in wintertime // IOP Conf. Series: Earth and

- Environmental Science. 2018. V. 211.
<https://doi.org/10.1088/1755-1315/211/1/012019>
10. Alexandrov G.G., Ginzburg A.S. Anthropogenic impact of Moscow district heating system on urban environment // Energy Procedia. 2018. V. 149. P. 161–169.
 11. Belova I.N., Ginzburg A.S., Krivenok L.A. Heating seasons length and degree days trends in Russian cities during last half century // Energy Procedia. 2018. V. 149. P. 373–379.
 12. Dokukin S.A., Ginzburg A.S. The influence of anthropogenic heat fluxes on the temperature and wind regimes of the Moscow and St. Petersburg regions // IOP Conf. Series: Earth and Environmental Science. 2020. V. 606.
<https://doi.org/10.1088/1755-1315/606/1/012010> (2020) 012010
 13. Демченко П.Ф., Голицын Г.С., Гинзбург А.С., Вельтищев Н.Н. Оценка суточного цикла парникового эффекта CO₂ по одномерным моделям вертикальной структуры атмосферы // Изв. АН. Физика атмосферы и океана. 1994. Т. 30. № 5. С. 595–600.
 14. OpenStreetMap. — URL: <https://www.openstreetmap.org> (дата обращения: 29.03.2021).
 15. Salamanca F, Krpo A, Martilli A, Clappier A. A new building energy model coupled with an urban canopy parameterization for urban climate simulations — Part I. Formulation, verification, and a sensitive analysis of the model // Theor. Appl. Climatol. 2010. V. 99. P. 331–344.
 16. Bueno B., Roth M., Norford L., Li R. Computationally efficient prediction of canopy level urban air temperature at the neighborhood scale // Urban Climate. 2014. V. 9. P. 35–53.
 17. Kanda M., Kawai T., Kanega M., Moriwaki R., Narita K., Hagishima A. A simple energy balance model for regular building array // Boundary-Layer Meteorol. 2005. V. 116. P. 423–443.
 18. Ma S., Pitman A., Hart M., Evans J.P., Haghdad N., MacGill I. The impact of an urban canopy and anthropogenic heat fluxes on Sydney's climate // Int. J. Climatol. 2017. V. 37. P. 255–270.
 19. Xiaodong He, Yuhuan Li, Xinran Wang, Liang Chen, Bu Yu, Yizhou Zhang, Shiguang Miao High-resolution dataset of urban canopy parameters for Beijing and its application to the integrated WRF/Urban modelling system // J. Cleaner Production. 2019. V. 208 P. 373–383.
 20. Balogh M., Kristof G. Fine scale simulation of turbulent flows in urban canopy layers // Quarterly J. of Hungarian Met. Service. 2010. V. 1. № 1–2. P. 135–148.
 21. Huq P., Carrillo A., White L.A., Redondo J., Dharmavaram S., Hanna S.R. The shear layer above and in urban canopies // J. Applied Meteorology and Climatology. 2007. V. 46. P. 368–376.
<https://doi.org/10.1175/JAM2469.1>
 22. Государственная информационная система жилищно-коммунального хозяйства (ГИС ЖКХ). — URL: <https://dom.gosuslugi.ru> (дата обращения: 29.03.2021).
 23. Свод правил. Строительная климатология (СП 131.13330.2012). — URL: <http://docs.cntd.ru/document/1200095546> (дата обращения: 29.03.2021).
 24. Межгосударственный стандарт. Здания жилые и общественные. Параметры микроклимата в помещениях (ГОСТ 30494-2011). — URL: <http://docs.cntd.ru/document/1200095053> (дата обращения: 29.03.2021).
 25. Свод правил. Тепловая защита зданий (СП 50.13330.2012). — URL: <http://docs.cntd.ru/document/1200095525> (дата обращения: 29.03.2021).
 26. Малявина Е.Г. Теплотери здания: справочное пособие. М.: АВОК-ПРЕСС, 2007. 144 с.
 27. Богословский В.Н. Строительная теплофизика (теплофизические основы отопления, вентиляции и кондиционирования воздуха). М.: Высш. школа, 1982. 415 с.
 28. Единый государственный фонд данных ВНИИГМИ-МЦД. — URL: <http://meteo.ru/data> (дата обращения: 29.03.2021).
 29. Головина С.Г. Архитектурно-конструктивные особенности жилых зданий Санкт-Петербурга второй половины XVIII века // Градостроительство и архитектура. 2020. Т. 10. № 2. С. 71–77.
<https://doi.org/10.17673/Vestnik.2020.02.10>
 30. Andrić I., Fournier J., Lacarrière B., Le Corre O., Ferrão P. The impact of global warming and building renovation measures on district heating system techno-economic parameters // Energy. 2018. V. 150. P. 926–937.

Anthropogenic Heat Flux Dependence on Air Temperature (on the Example of St. Petersburg)

A. S. Ginzburg^{1,*}, I. A. Evsikov², and V. A. Frolkis^{2,3,4}

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

²Saint Petersburg State University of Architecture and Civil Engineering,
Vtoraya Krasnoarmeiskaya str., 4, Saint Petersburg, 190005 Russia

³Voeikov Main Geophysical Observatory, Karbysheva str., 7, Saint Petersburg, 194021 Russia

⁴Saint Petersburg State University of Economy, Sadovaya str., 21, Saint Petersburg, 191023 Russia

*e-mail: gin@ifaran.ru

The anthropogenic heat flux associated with the energy consumption for buildings heating has a significant impact on the heat balance of urbanized areas and the intensity of the urban heat island. The energy

consumption of the urban economy is highly dependent on meteorological conditions, their annual and daily trend, and variations. This is especially true for the part of energy consumption that is spent on maintaining a comfortable indoor temperature. The article uses the open web mapping platform “OpenStreetMap”, which allows you to make an inventory of anthropogenic heat fluxes using the difference between internal and external air temperatures and based on building codes and thermophysical properties of enclosing structures. A simple nonstationary energy balance model of the interaction of the urban boundary layer of the atmosphere with the urban canopy layer containing anthropogenic heat sources is formulated.

Keywords: energy consumption of urban economy, thermophysical properties of buildings, anthropogenic heat flux, urban canopy layer, characteristics of the heating period, energy balance models

УДК 531.38;532.5;551.510;551.435.7;551.510.522

ВЛИЯНИЕ НАПРАВЛЕНИЯ ВЕТРА НА РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЭОЛОВЫХ МИКРОЧАСТИЦ ПО РАЗМЕРАМ¹

© 2021 г. Е. А. Малиновская^a, *, О. Г. Чхетиани^a, Л. О. Максименков^a

^aИнститут физики атмосферы им. А.М. Обухова РАН, Пыжевский пер., 3, Москва, 109017 Россия

*e-mail: elen_am@inbox.ru

Поступила в редакцию 10.05.2021 г.

После доработки 06.06.2021 г.

Принята к публикации 09.06.2021 г.

По данным полевых измерений, полученных в летние сезоны 2010–2020 гг. в аридных условиях Прикаспийской низменности (Калмыкия, Россия), проанализированы распределения микрочастиц по размерам применительно к двум типам ветрового движения по отношению к преимущественному направлению дюнных гряд: лобового и касательного. Для лобового направления ветра отмечается меньшее число микрочастиц крупной фракции (2–5 мкм) и большее число мелкой фракции (0.2–2 мкм) в сравнении с данными в касательном направлении для подобных условий. При лобовом направлении ветра с увеличением динамической скорости снижается концентрация микрочастиц, а при касательном направлении ветра увеличивается. Генерация пылевого аэрозоля связана с перемещением крупных частиц у поверхности посредством сальтаций или перекачивания (перемещения у поверхности). Размеры генерируемых микрочастиц связаны с импульсом, передаваемым к частицам в слое. Концентрации мелкой фракции микрочастиц связываются с наличием на поверхности вторичных эоловых структур на наветренном склоне и относительного изменения его угла наклона при разных направлениях ветра. Ее генерация в результате стряхивания более вероятна при движении крупных частиц у поверхности. Концентрации крупной фракции определяются процессами откалывания в момент падения сальтирующей и сдуваемой с вершины дюны частицы на поверхность. При касательном направлении ветра, когда задействуются крупные частицы неправильной формы из зоны аккумуляции на подветренном склоне, ослабляется циркуляция воздуха над подветренным склоном, усиливаются процессы откалывания. Аналитический вывод для функций распределения микрочастиц по размерам и сравнение с данными полевых измерений позволяет оценить эффекты изменения углов наклона поверхности эоловой структуры и скоростей частиц при изменении направления ветра.

Ключевые слова: пылевой аэрозоль, ветровой вынос, функция распределения по размерам

DOI: 10.31857/S0002351521050102

ВВЕДЕНИЕ

Источниками пылевого аэрозоля (частицы размерами 0.1–5 мкм) в атмосфере являются аридные и субаридные территории [1]. Приземные аэрозоли могут служить индикатором современного опустынивания [2], что обусловлено уникальной совокупностью их свойств. Мелкодисперсные аэрозольные частицы активно участвуют в процессах конденсации влаги и облакообразования, массопереноса веществ твердой и жидкой фазы, изменения радиационного баланса Земли, оказывают значительное влияние на состояние экосистемы и климат [3]. В масштабах нескольких лет при анализе влияния различных

факторов на процессы опустынивания и изменения исследуемой территории, как источника аэрозоля атмосферы при ветровом переивании песков, важно понимать механизм обновления состава подвижных частиц, благодаря которым возможен дальнейший рост ряби. При исследовании движения воздушного потока около эоловых форм рельефа выделяют зоны в приземном слое с различной динамикой [4]. Определяют их влияние на возникновение турбулентных структур [5], усиление эрозии [6], изменение вертикального профиля скорости ветра около препятствий [7], возникновение микрорельефа за счет неравномерности потока сальтации [8], разделение воздушного потока на вершине [9] и возникновение зоны рециркуляции на подветренном склоне [10].

¹ Статья подготовлена на основе устного доклада, представленного на Всероссийской конференции “Турбулентность, динамика атмосферы и климата”, посвященной памяти акад. А.М. Обухова (Москва, 10–12 ноября 2020 г.).

Расстояние, пролетаемое частицей от вершины до момента падения на подветренной стороне дюны, и скорости осаждения частиц на подветренном склоне зависят от их размера [11]. Эоловый рельеф влияет на изменение массового потока [12], усиливается ближе к вершине на наветренном склоне [10], при удалении от вершины со стороны подветренного склона экспоненциально ослабляется [11]. Флуктуации давления в приповерхностном слое связаны с напряжением сдвига [13], которое максимально на вершине эоловых структур по отношению к другим точкам поверхности в окрестности. Изменение пульсационных составляющих скорости и величины напряжения сдвига связывается с кривизной обтекаемой поверхности [14]. Соответственно, при движении вверх по наветренному склону происходит возрастание пульсаций, а вблизи вершины уменьшение [12]. Увеличение размеров зоны рециркуляции в области аккумуляции частиц на подветренном склоне [15] запирает восходящие потоки на вершине [16]. Отмечается также изменение условий ветрового выноса в зависимости от времени суток, углов поворота дюны к потоку [17]. При движении вверх по наветренному склону уменьшается доля отрываемых частиц [18] вместе с динамической скоростью, так как поток сальтации влияет на профиль скорости ветра [19]. Срываемые с вершины частицы пролетают над подветренным склоном некоторое расстояние до падения. В результате образуется область аккумуляции частиц [11]. При ветровой эрозии частицы пыли выбрасываются из почвы в результате аэродинамического подъема [1], дезагрегации и сальтационной бомбардировки поверхности. Частицы песка при достижении некоторого критического (порогового) значения скорости ветра движутся в приповерхностном слое скачкообразно, ударившись о поверхность, могут отскочить вновь, перекачаться или выбить другие частицы. Такой процесс сальтации характерен для частиц размерами 70–300 мкм и наблюдается в слое высотой до 20 см [20].

Сальтационный поток частиц связан нелинейной зависимостью с динамической скоростью трения:

$u_* = \sqrt{\tau_r}$, где $\tau \approx K\rho \frac{\partial \bar{U}_x(z)}{\partial z}$ – напряжение сдвига ($K = ku_*z$ [21] – коэффициент турбулентной вязкости), ρ – плотность воздуха. Средняя величина вертикального градиента горизонтальной составляющей скорости зависит от интенсивности потока сальтирующих частиц [22]: $\frac{\partial U_x(z)}{\partial z} = \frac{1}{\kappa z} \sqrt{u_*^2 - \frac{\tau_p(z)}{\rho}}$, где $\tau_p(z) = \phi(z) \Delta v_x(z)$, $\phi(z)$ – массовый поток частиц на высоте z , $\Delta v_x(z)$ – разница между средними скоростями нисходящих и восходящих частиц. Вынос частиц в установив-

шемся режиме определяется разбрызгиванием с углами вылета, близкими к углу падения, а не аэродинамическим подъемом при превышении критической динамической скорости u_* [23]. В результате контактного взаимодействия сальтирующих крупных частиц размерами от 70 до 300 мкм происходит откальвание (фрагментация) микрочастиц (микрометры и доли микрометров) [24].

Отмечается также квазипериодическое изменение со временем концентрации сальтирующих частиц [25], связанное, по всей видимости, с неоднородностями эолова (созданного ветром) микрорельефа.

Массовый поток [26] и энергия сальтирующих частиц [27] влияют на скорость абразии (стирания). Интенсивность процесса стирания частиц при ветровом воздействии с генерацией микроаэрозоля микронного размера зависит от типа почвы (песка) [27]. Для материала, продуваемого однонаправленным воздушным потоком, характерно измельчение размеров откальваемых частиц [28]. Интенсивность откальвания снижается при увеличении доли мелких частиц [29]. Скорость обновления состава слоя частиц, участвующих в перемещениях под влиянием ветра, влияет на генерацию крупной фракции аэрозоля при откальвании, так как задействуются более крупные частицы неправильной формы. Частицы микронного размера всегда присутствуют и возникают в сальтационном потоке [30].

Достаточно медленные процессы откальвания [31] следует рассматривать совместно с агрегацией [24]. Мелкие частицы удерживаются на поверхности более крупных частиц силами Ван-дер-Ваальса и электростатической природы [32], которые обратно пропорциональны величине зазора между поверхностями частиц и прямо пропорциональны их размеру [1]. Считается, что распределение микрочастиц по размерам на небольшой высоте в целом отражает соотношение долей генерируемой пыли по размерам [33].

Распределения по размерам для генерируемых микрочастиц зависят от скорости падения сальтирующих частиц [34] и направления воздушного потока [35].

Несмотря на известные проявления влияния эолова рельефа на процессы генерации минерального аэрозоля [35] в явном виде этот фактор не учитывается при оценках и моделировании пылевого выноса [36, 34]. В настоящей работе получены аналитические оценки условий генерации микрочастиц при разной ориентации дюн по отношению к ветру, сопоставляемые с эмпирическими данными, полученными в экспедиционных исследованиях ИФА им. А.М. Обухова РАН на территориях Прикаспийской низменности (Калмыкия) в период 2010–2020 гг.

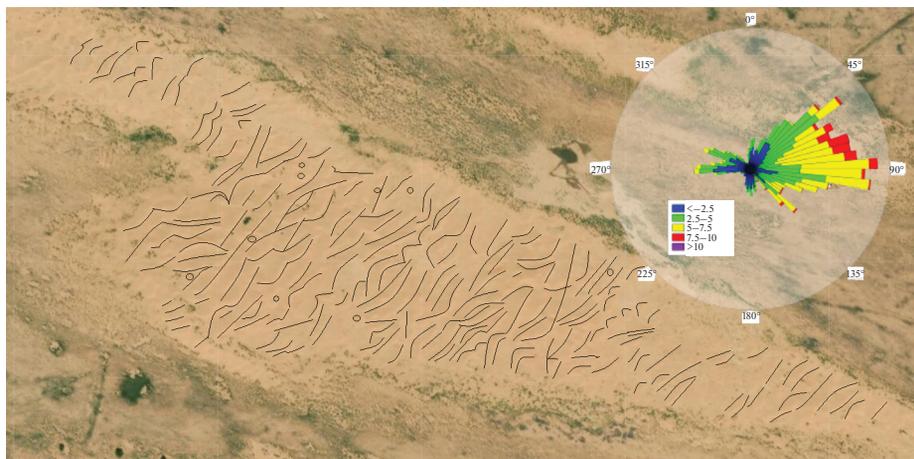


Рис. 1. Географическое расположение участка подвижных песков с ориентацией по сторонам света (верхний рисунок) и ориентация линий стыка наветренного и подветренного склонов.

В первом разделе приведено описание местности проведения измерений, используемая аппаратура и методика.

Во втором разделе приведено описание наблюдаемых на территории процессов ветрового переноса, связываемых с изменением направления ветра, приведены результаты анализа выбранных экспериментальных данных. Выделяется два типа распределения для касательного и лобового направления ветра по отношению к линии стыка наветренного и подветренного склонов эоловых структур типа дюн. Обсуждается связь направления ветра с сопротивлением поверхности и наличием эоловых структур второго рода.

В третьем разделе получены аналитические оценки наблюдаемого распределения аэрозоля по размерам. Описаны два возможных механизма генерации аэрозоля мелкой и крупной фракции в зависимости от размера подвижных частиц в слое.

В четвертом разделе получены аналитические кривые для распределений микрочастиц, учитывающие два возможных механизма генерации микроаэрозоля мелкой и крупной фракции. Параметры для кривых подобраны с учетом эффектов изменения направления ветра по отношению к эоловым структурам: изменение скоростей падения сальтирующих частиц и перемещения у поверхности крупных массивных частиц и эффект разбрызгивания при изменении угла наклона поверхности.

1. МЕТОДЫ НАБЛЮДЕНИЯ

Комплексные экспедиционные исследования процессов выноса минеральных аэрозолей в аридных и полупустынных условиях на территории республики Калмыкия начали проводиться ИФА им. А.М. Обухова РАН с конца 90-х гг. [37]. Свод-

ный анализ результатов измерений приводится, в частности, в [38–41].

В целом, этот регион (Прикаспийская низменность) является полупустынной территорией с присутствием обширных участков песков со сформированным устойчивым дюнным рельефом. Встречаются большие высохшие соленые озера и солончаки. Выбранный для измерений (начиная с 2011 г.) дюнный участок, расположенный в 5 км к западу от пос. Нарын Худук, имеет примерно широтную протяженность около 1.5 км и ширину 200–250 (300) м (рис. 1). В разрезе песок дюны представлен горизонтальными и параллельно наклоненными слоями разной толщины 0.5–5 см. Горизонтальные слои появляются из-за чередования различных фракций при воздействии ветра на наветренный склон и процессов осыпания. Более тяжелые и крупные частицы дольше остаются в слое, не участвуют в пылении при формировании эоловых структур. Наклоненные слои возникают за счет процессов осыпания струями на подветренном склоне, которые несут более тяжелую укладку (круто падающая слоистость) [42].

Концентрация пылевого аэрозоля измерялась на двух уровнях (0.5 и 2.0 м) с помощью лазерного аэрозольного спектрометра (ЛАС-П, модель 9814.290.000, спроектированного и изготовленного в НИФХИ им. Л.Я. Карпова (Москва), 9 каналов 0.15–1.5 мкм) и оптического счетчика частиц Роусо (модель 220, прибор Роусо, Inc, Менло-Парк, Калифорния, 9 каналов 0.5–15 мкм). Аэрозольный спектрометр ЛАС-П позволяет определять распределение частиц по размерам в диапазоне от 0.15 до 1.5 мкм в средах, характеризующихся концентрациями частиц до 2×10^{-3} см. Максимальные относительные погрешности определения объема проб воздуха и размера частиц и их концентрации составляют ± 5 и $\pm 10\%$

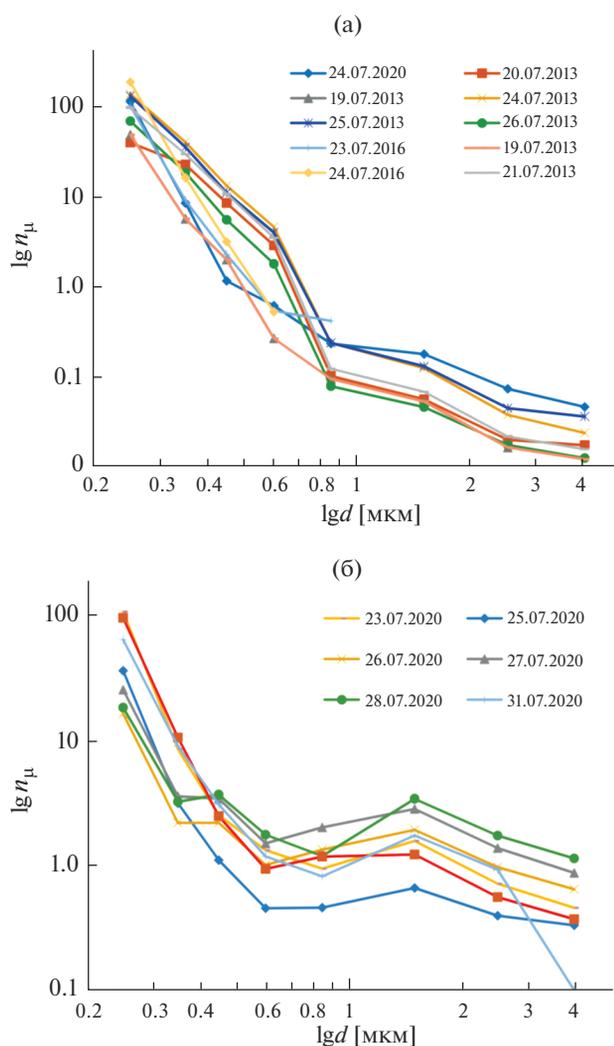


Рис. 2. Распределение микрочастиц по размерам при лобовом (а) и касательном (б) направлениях потока.

соответственно. Многоканальное распределение размеров имело следующие диапазоны для ЛАС-П: 0.15–0.2, 0.2–0.25, 0.25–0.3, 0.3–0.4, 0.4–0.5, 0.5–0.7, 0.7–1.0, 1.0–1.5, >1.5 мкм. Счетчик аэрозолей ОЭАС-05 (также изготовленный в НИФХИ им. Л.Я. Карпова) позволяет определять распределение частиц по размерам в диапазоне от 0.2 до 5.0 мкм в среде, характеризующейся концентрациями частиц до $4 \times 10^3 \text{ см}^{-3}$. Максимальные относительные погрешности определения объема проб воздуха и размера частиц и их концентрации составляют ± 5 и $\pm 10\%$ соответственно. Многоканальное распределение размеров имело следующие диапазоны: 0.2–0.3, 0.3–0.4, 0.5–0.7, 0.7–1.0, 1.0–2.0, 2.0–3.0, 3.0–5.0, >5.0 мкм. Параллельно проводились сопутствующие измерения метеопараметров: температуры почвы; температуры воздуха и скорости ветра на уровнях 2 и 10 м, давления, влажности, падающей и отраженной радиации.

Рассматриваемая территория песков локализована, структура рельефа имеет почти параллельные элементы (основные гребни дюн), эоловые структуры второго рода типа ряби и представляет собой практически идеальный природный полигон для исследований влияния изменения направления ветра на ветровой вынос и эмиссию пылевого аэрозоля.

2. ВЛИЯНИЕ ИЗМЕНЕНИЯ НАПРАВЛЕНИЯ ВЕТРА НА РАСПРЕДЕЛЕНИЕ КОНЦЕНТРАЦИЙ ЧАСТИЦ

Преобладающее восточное направление ветра, конечность размеров и формы позволяет использовать данные локальных измерений с расположением оборудования в центральной части для оценок общего вклада территориального комплекса в состав аэрозолей атмосферы. В западной части массива незакрепленных песков склоны менее пологие и больше перепад высот, чем на восточном. По снимку со спутника определены линии вершин хребтов. Плотность покрытия дюнами больше в центральной части, чем на восточном или западном краю массива. По краям массива имеются углубления по форме, напоминающей кратер. Дюнные гряды ассиметричны. У большинства из них западный склон более крутой, чем восточный. Эоловые структуры типа дюны высотой от 0.5 до 3 м и рябь высотой 1–5 см с расстояниями между гребнями 5–30 см в зависимости от места расположения на дюне и их высоты. На наветренном менее пологом склоне крупных эоловых структур высотой 0.5–3 м имеются множественные формы второго порядка.

В 2020 г. отмечались следующие метеоусловия. Наблюдался преимущественно умеренный ветер с малыми вариациями скорости. При незначительных относительных изменениях влажности, температуры и скорости ветра существенным образом отличались значения концентрации, что, вероятно, связано с изменением направления ветра. Если 25.07.20 и 26.07.20 направление было преобладающее ENE (восток–северо-восток), то 27.07.20 направление ветра менялось чаще на NE (северо-восток), что определяло близость линий движения ветра и линий хребтов песчаных цепей (30°).

Эмиссия пыли зависит от особенностей конвективных движений в летнее время [43, 36]. Соответственно, для определения влияния ветра на процесс ветрового выноса выбраны данные наблюдений в вечернее время, когда конвективные потоки ослабевают. Рассматривались дни с близкими значениями температуры воздуха ($30\text{--}35^\circ\text{C}$) и скорости ветра (4.5–6.8 м/с) на многолетнем участке длиной около 1.5 км в ширину 200–300 м незакрепленных песков в 5 км к западу от пос. Нарын Худук (Россия, за 2010–2020 гг.).

Таблица 1. Усредненные в интервале времени от 17:00 до 20:00 данные по выбранным дням с близкими значениями температуры и скорости ветра

Дата	WD	WD _{rel} , град	T _{air} , °C	V, м/с	PM 5.0
28.07.20	60% NE NE + ENE	0–10	30.1	7.3	490.9
23.07.20	53% W, 27% WSW	40–50	31.1	5.5	449.0
25.07.20	83% ENE от NE + ENE	40–50	32.0	6.5	282.9
26.07.20	92% ENE от NE + ENE	40–50	31.8	6.4	590.9
27.07.20	57% ENE от NE + ENE	40–50	30.7	6.2	100.4
21.07.11	85% ESE от SE + ESE	70–80	36.0	7.6	2275.3
21.07.11	74% ESE от SE + ESE	70–80	30.5	7.3	2840.8
24.07.13	80% ESE от SE + ESE	70–80	32.0	4.2	82.3
26.07.13	57% ESE от E + ESE	70–80	25.2	7.3	32.0
24.07.20	56% ESE, 17% ENE	70–80	31.5	3.7	67.6
30.07.20	81% ESE от E + ESE	70–80	32.0	6.1	380.2
31.07.20	53% ESE от E + ESE	70–80	30.3	6.8	269.1

Пояснения к таблице 1: WD – Направление ветра; ENE – восток–северо-восток, NE – северо-восток, E – восток, SE – юго-восток, ESE – восток–юго-восток; WD_{rel} – направление ветра относительно средней линии гребня дюнных гряд (град); T_{air} – температура воздуха на высоте 2 м в °C; V – скорость ветра на высоте 2 м в м/с.

Из данных измерений в вечернее время выделяется два типа распределений по размерам: когда преобладает одно направление ветра по отношению к линии стыка наветренного и подветренного склонов (рис. 1): при касательном движении потока (ENE – восток–северо-восток, SW – юго-запад) и при лобовом направлении потока (ESE – восток–юго-восток, E – восток, WSW – запад–юго-запад). Следует обратить внимание, что получаемое распределение частиц по размерам соответствует случаю, когда материал, подверженный ветровому воздействию, обогащен мелкими частицами [34, 44, 27].

В табл. 1 приведены усредненные в интервале времени от 17:00 до 20:00 данные по выбранным дням с близкими значениями температуры и скорости ветра: процентное соотношение по времени наблюдаемого направления ветра, относительное к средней гребневой линии дюнного узора направление ветра, средняя температура воздуха, средняя скорость ветра, средняя суммарная массовая концентрация измеряемых микрочастиц PM 5.0 в мкг/м³ по всем каналам. Массовая концентрация определялась в предположении о сферической форме частиц для плотности $\rho_p = 2.0$ г/м³. Радиус частиц взят средний по диапазону размеров канала – соответственно: 0.175, 0.225, 0.275, 0.35, 0.45, 0.6, 0.8, 1.25 мкм для счетчика ЛАС и 0.25, 0.35, 0.6, 0.75, 1.5, 2.5, 4.0 мкм для ОЭАС-05.

Суммарное число частиц при лобовом направлении потока в целом выше, чем при касательном (рис. 1). Наблюдается характерная степенная зависимость $N \sim d^\chi$, где χ при лобовом направле-

нии –5.5, а при касательном –5.0 для микрочастиц, меньших 0.5–0.8 мкм (мелкая фракция) (см. также [45]). Для больших (крупная фракция) соответственно –1.4 и –0.9 19.07.2013, 20.07.2013, 21.07.2013, 30.07.20 и 31.07.20. Когда преобладают направление ветра явно определить трудно, кривые можно отнести к обоим видам распределений (табл. 1), в связи с чем они отнесены к более подходящему по типу распределения.

Наблюдаемые различия в данных распределений микрочастиц по размерам при близких метеоусловиях и изменении направления ветра связаны, вероятнее всего, с влиянием рельефа на ветровую вынос и эмиссию микрочастиц.

Касательное движение потока ветра по более ровной поверхности вдоль склонов и элементов ряби происходит с меньшим сопротивлением. Уменьшается сдвиговая скорость и вероятность первоначальной ветровой инициации перемещения частиц. Из-за больших углов падения сальтирующих частиц для лобового направления ветра усиливается эффект разбрызгивания (вторичные подскоки частиц поверхности после падения другой). На перенос частиц при лобовом направлении в большей мере, нежели для касательного, расходуется энергия потока. Число генерируемых микрочастиц для чисто касательного направления ветра при 0° ниже, чем при меньшем ветре под углом 40°–50° (табл. 1).

На рис. 3 представлены зависимости динамической скорости, определяемой как $u_* = \sqrt{\tau/\rho}$, от числа фиксируемых микрочастиц размерами 0.2–0.3 и 3–5 мкм при лобовом и касательном направлениях ветра. Данные получены для тех же дней,

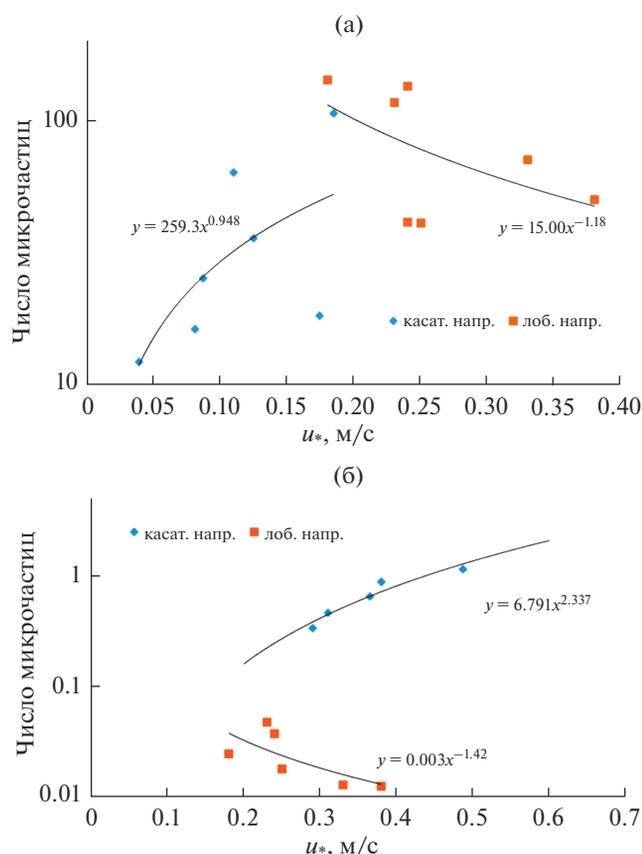


Рис. 3. Зависимость числа микрочастиц размерами 0.2–0.3 мкм (а) и 3–5 мкм (б) от u_* .

что и распределения по размерам, представленные на рис. 1. Каждая точка определена средним значением величины динамической скорости и концентраций частиц в указанном диапазоне размеров в вечернее время (с 17:00 до 21:00). С учетом связи потока сальтации с динамической скоростью получаем, что при лобовом направлении генерация мелкой и крупной фракций микрочастиц ослабляется с увеличением динамической скорости и потока сальтации, а при касательном — усиливается. Увеличение сопротивления поверхности при лобовом направлении за счет наличия на ней перпендикулярно расположенных элементов ряби приводит к усилению эффекта разбрызгивания и увеличению числа частиц, перемещающихся у поверхности. Энергия потока расходуется на захват частиц и микроциркуляции вблизи эоловых форм второго порядка. Равномерное и более упорядоченное движение потока сальтирующих частиц, как при меньших динамических скоростях при лобовом направлении и при касательном направлении, усиливает генерацию мелкой фракции микрочастиц.

3. ОТКАЛЫВАНИЕ ИЛИ СТЯХИВАНИЕ МИКРОЧАСТИЦ ДЛЯ ДВУХ ВАРИАНТОВ ДИНАМИКИ ДВИЖЕНИЯ

Несмотря на то, что процессы абразии относительно медленные, скорость эмиссии микрочастиц в условиях умеренного и слабого ветра может способствовать их накоплению в слое перемещающихся песчаных частиц. Ниже мы приводим оценки для двух типов генерации свободных микрочастиц в воздухе: в результате стряхивания прилипших на поверхности и в результате откалывания. Рассмотрим влияние передвижения сальтирующих и перемещающихся частиц размерами 70–300 мкм у поверхности для оценки генерации микрочастиц размерами порядка микрометра (рис. 4). Отдельные микрочастицы, прикрепленные на поверхности крупных частиц, удерживаются силами Ван-дер-Ваальса и электростатической природы. Для них характерна обратная пропорциональность величине зазора между поверхностями частиц и прямая пропорциональность их радиусу частиц r [1] $\frac{r}{\delta}$, определяется величиной силы Лондон-ван-дер-Ваальса $F_a = C_a r$ [46], где $C_a = 0.0024$ Н/м.

Генерация аэрозоля откалыванием при падении сальтирующих частиц на поверхность зависит от силы давления на поверхность F_p , определяемого изменением импульса [26]:

$$F_p = \frac{\rho_p \pi r^3 u^2}{\delta}, \quad (1)$$

где δ — расстояние между поверхностями взаимодействующих частиц, ρ — плотность воздуха, u — скорость движения частиц, ρ_p — плотность материала частиц. Передаваемый импульс от падающей частицы частице на поверхности происходит при нецентральной ударе. Частица массой m_p движется под углом α (рис. 4), от которого зависит величина передаваемого импульса частицам на поверхности $\Delta(m_p \mathbf{u}_p)$, определяемого разностью первоначального импульса до падения $m_p \mathbf{u}_p$ и импульса после касания с поверхностью $m_p \mathbf{u}'_p$ за счет уменьшения скорости движения от \mathbf{u}_p до \mathbf{u}'_p

при ее отскакивании: $m_p \mathbf{u}_p = m_p \mathbf{u}'_p + \Delta(m_p \mathbf{u}_p)$. Сила давления максимальна для отвесного падения при $\alpha = 90^\circ$. Будем рассматривать плотноуложенный слой частиц. Тогда можно полагать, что импульс передается частицам главным образом за счет вертикальной составляющей скорости u_{pz} . Горизонтальная составляющая скорости определяет отскакивание частиц u_{px} и не влияет на величину передаваемого импульса частицам на поверхности. Тогда величина модуля доли переда-

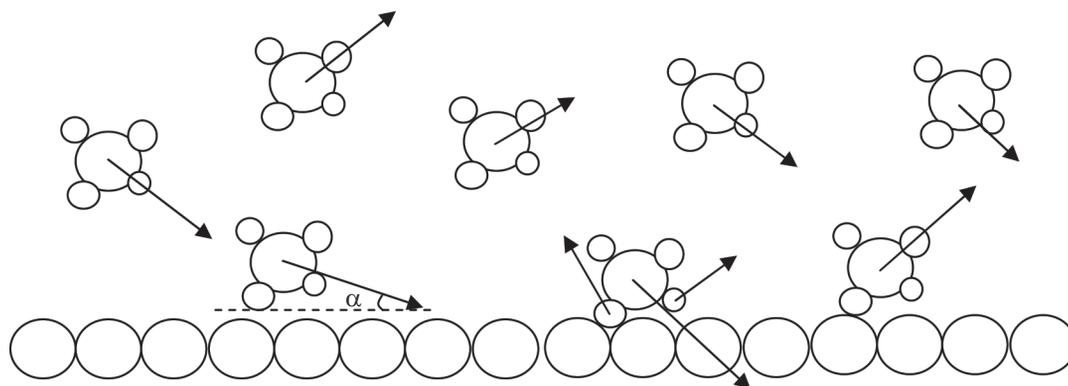


Рис. 4. Движение частиц над поверхностью и генерация микрочастиц.

ваемого импульса частицам на поверхности будет определяться разностью импульса падающей частицы, исключаяющей горизонтальное воздействие на слой: $(1 - \cos \alpha) \Delta(m_p \mathbf{u}_p)$. Доля импульса, передаваемого частицам на поверхности, зависит от угла падения частицы и минимальная для перемещающихся у поверхности или перекатывающихся частиц.

Для аэрозоля, удерживаемого на поверхности частицы, доля импульса ζ_d передается n_μ песчинкам на поверхности, которые стряхиваются при выполнении условия баланса сил (давления и Ван-дер-Ваальса) (1) и $F_a = C_a r_\mu$ для микрочастиц радиусами r_μ :

$$(1 - \cos \alpha) \zeta_d \frac{\rho_p \pi r^3 u^2}{\delta} = n_\mu C_a r_\mu, \quad (2)$$

так как число микрочастиц на поверхности одной крупной частицы приблизительно можно определить отношением площадей поверхности $n_\mu = \frac{r^2}{r_\mu^2}$, то (2) примет вид:

$$(1 - \cos \alpha) \zeta_d \frac{\rho_p \pi r u^2}{\delta} = \frac{C_a}{r_\mu}, \quad (3)$$

откуда

$$r = \frac{1}{r_\mu} \frac{\delta C_a}{\rho_p \pi u^2 (1 - \cos \alpha) \zeta_d}. \quad (4)$$

То есть размер стряхиваемых микрочастиц обратно пропорционален радиусу перемещающихся частиц $r_\mu \sim \frac{1}{r}$.

Для числа микрочастиц на поверхности, получаем

$$(1 - \cos \alpha) \zeta_d \frac{\rho_p \pi n_\mu^{3/2} r_\mu^3 u^2}{\delta} = n_\mu C_a r_\mu,$$

откуда

$$n_\mu = \left[\frac{\delta C_a}{\rho_p \pi r_\mu^2 u^2 (1 - \cos \alpha) \zeta_d} \right]^2. \quad (5)$$

Число откалываемых микрочастиц обратно пропорционально их радиусу в степени 1/4:

$$n_\mu \sim \frac{1}{(r_\mu)^4}.$$

Далее рассмотрим механизм генерации микрочастиц в результате откалывания от массивной частицы. Прочность материалов при различных воздействиях зависит от упругих свойств, то есть сила воздействия определяет размер откалываемых элементов. Так как величина предела прочности определяется отношением силы воздействия к площади: $W = \frac{F}{S_\mu}$ (S_μ – площадь поверхности микрочастицы), а предел прочности для кварца W – известная величина (4.8 МПа), при увеличении силы давления на поверхность при падении или проскальзывании частицы, размер откалываемых частиц пропорционален корню воздействующей силы: $r_\mu \sim \sqrt{F_p}$ [47]:

$$r_\mu = \zeta_s \sqrt{F_p} = \sqrt{\frac{F}{\pi W}}. \quad (6)$$

Подставляя выражение (1) в (5), получаем:

$$r_\mu = \sqrt{(1 - \cos \alpha) \zeta_d \frac{\rho_p r^3 u^2}{\delta W}},$$

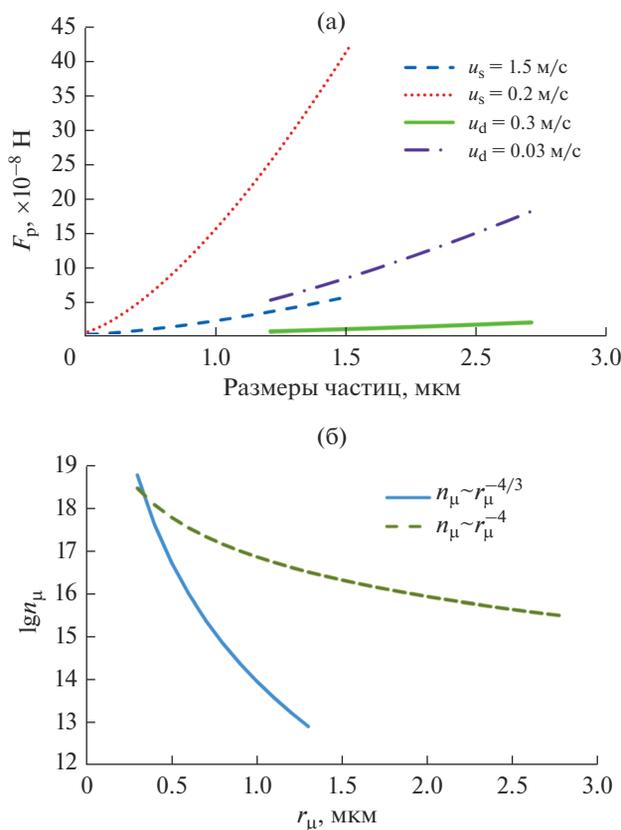


Рис. 5. Зависимость силы давления частицы на поверхности при падении от размера в мкм (а) и зависимость числа генерируемых микрочастиц от радиуса (б).

откуда

$$r = \sqrt[3]{\frac{W r_\mu^2}{(1 - \cos \alpha) \zeta_d \rho_p \pi u^2} \delta} \quad (7)$$

Для процессов откалывания характерно соотношение для радиуса подвижных частиц и размера откалываемых фракций вида: $r \sim r_\mu^{2/3}$. Тогда для числа откалываемых частиц получаем:

$$n_{\mu 1} = \sqrt[3]{\frac{W}{(1 - \cos \alpha) \zeta_d r_\mu^4 \rho_p \pi u^2} \delta} \quad (8)$$

то есть обратно пропорционально их радиусу в степени $4/3$: $n_\mu \sim \frac{1}{r_\mu^{4/3}}$.

Из соотношения (5) оценки размеров откалываемых микрочастиц видно, что их генерация возможна при воздействии силы давления, превышающей $n_\mu C_d r_\mu$, что для частиц микронного размера близко к величине порядка 2×10^{-7} Н. Из рис. 5а видно, что откалывание возможно при движении сальтирующих частиц со скоростью u_s

радиусом больше 70 мкм. При перемещении крупных частиц по поверхности со скоростью u_d откалывание маловероятно, однако возможно стряхивание прилипших к поверхности микрочастиц. Процесс генерации микроаэрозоля при откалывании более медленный, чем процесс стряхивания. При оценках числа откалываемых или стряхиваемых частиц учитывалось число касаний поверхности плотноуложенного слоя при движении по наветренному склону. Механизм стряхивания для указанных условий скоростей возможен в большей мере для относительно крупных, участвующих в движении частиц у поверхности, углы падения минимальны, удар при касании нецентральный. Сальтирующие частицы, падающие на поверхность с большими углами, оказывают воздействие на целостность структуры подвижных частиц, особенно при падении за подветренным склоном. Это в большей степени способствует откалыванию микрочастиц.

На рис. 6 приводятся зависимости для двух вариантов генерации микрочастиц для первоначальных параметров типа “случай 1”: $u_s = 0.1$ м/с, $u_d = 0.01$ м/с, $\alpha = 30^\circ$. Кривые для случаев 2 и 3 соответствуют значениям указанных параметров,

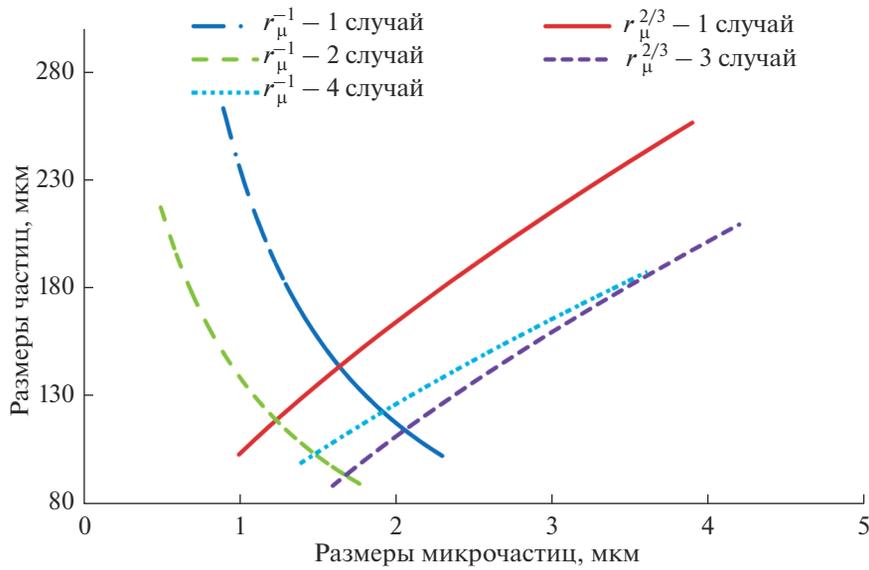


Рис. 6. Соотношение между размерами микрочастиц и перемещающихся частиц для двух вариантов генерации микроаэрозоля по формулам (4) и (7). Случай 1: $u_d = 0.01$ м/с, $u_s = 0.2$ м/с, $\alpha = 30^\circ$; случай 2: $u_d = 0.011$ м/с, $u_s = 0.2$ м/с, $\alpha = 30^\circ$; случай 3: $u_d = 0.01$ м/с, $u_s = 0.25$ м/с, $\alpha = 30^\circ$; случай 4: $u_d = 0.01$ м/с, $u_s = 0.2$ м/с, $\alpha = 45^\circ$.

увеличенных на 10–20% относительно случая 1. Так как $r(r_\mu)$ получено, исходя из уравнения баланса сил, область пересечения кривых (4) и (7) на рис. 6 при $r_{\mu 0}$ соответствует смешанному сценарию откалывания–стирания. С учетом соотношения сил получаем, что стряхивание (стирание) усиливается при $r - r(r_\mu) > 0$ для мелкой фракции микрочастиц $r_\mu < r_{\mu 0}$, а откалывание при $r - r(r_\mu) < 0$ для крупной фракции откалываемых частиц $r_\mu > r_{\mu 0}$. Пересечение и наклон кривых меняются в зависимости от угла падения частиц, от скоростей падения салтирующих и скоростей перемещения массивных частиц. Это влияет на распределение по размерам для генерируемых микрочастиц. Чем больше давление, тем больше размер генерируемой микрочастицы. Более крупные микрочастицы будут генерироваться при падении салтирующих частиц, особенно с высоты холма, когда скорость максимальна. Мелкие микрочастицы генерируются при перекалывании и перемещении у поверхности массивных частиц. Соотношения для размеров подвижных частиц и микрочастиц позволяют далее провести оценку распределения микрочастиц по размерам с учетом двух механизмов генерации из предыдущего раздела.

По оценкам из соотношений для сил Стокса и тяжести при условии, что частица замедляется в зоне рециркуляции над подветренным склоном (рис. 7а), скорость падения u_s для характерной длины салтации увеличивается на 25% для лобо-

вого направления по отношению к касательному. Предполагая, что в момент отрыва от вершины частица движется преимущественно горизонтально со скоростью $u_x = u_{x0}$, под действием силы тяжести опускается и замедляется ее горизонтальная составляющая скорости под действием силы Стокса $F_C = 6\pi\mu r u$, попадая в центр области рециркуляции над подветренным склоном, где воздушные потоки имеют меньшие скорости. Происходит ее замедление в горизонтальном направлении и ускорение за счет силы тяжести в вертикальном от нулевой скорости до величины $u_z = u_{zs}$. Рассматривая изменение горизонтальной и вертикальной составляющей скоростей отдельно, можно получить положение частицы в каждый каждый момент времени из уравнений:

$$6\pi\mu r u_x = m_p \frac{u_x^2}{2X}, \quad 6\pi\mu r u_z - m_p g = m_p \frac{u_z^2}{2Z},$$

откуда получаются координаты расположения падающей частицы:

$$X = \frac{u m_p}{6\pi\mu r}, \quad Z = \frac{m_p u_z^2}{6\pi\mu r u_z - m_p g}.$$

Для характерных скоростей салтирующих частиц оценка длины вылета $X = L$ до момента замедления при $u_x = 0$ соответствует величине порядка 5–10 см, то есть для эоловых форм рельефа типа дюн, частицы, срываемые с вершины, падают на подветренный склон. Поэтому значение L можно использовать для определения вертикаль-

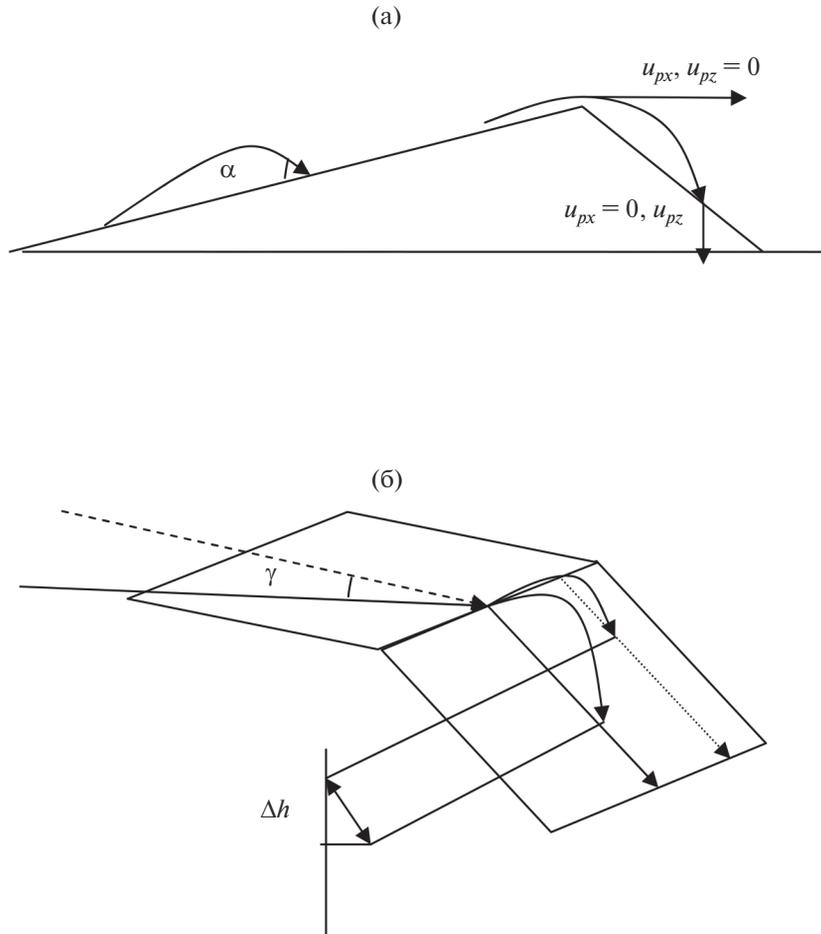


Рис. 7. Изменение высоты падения частиц с вершины склона при изменении направления ветра.

ной составляющей скорости падающей частицы с высоты Z . Тогда

$$u_{zs} = u_{x0} \frac{Z}{L} + \sqrt{\left(u_{x0} \frac{Z}{L}\right)^2 + 2gZ}.$$

Для угла наклона подветренного склона $\text{tg}\beta = \frac{H}{L}$ находим точку падения частицы на поверхность. Отсюда

$$u_{zs} = u_{x0} \text{tg}\beta + \sqrt{\left(u_{x0} \text{tg}\beta\right)^2 + 2gL \text{tg}\beta}.$$

Относительное изменение угла наклона поверхности при смене направления ветра можно показать из соображений геометрии (рис. 7б). Длина наветренного склона a увеличивается за счет изменения ориентации относительно перпендикулярной:

$a' = \frac{a}{\cos\gamma}$, уменьшается угол наклона поверхности на величину $\beta - \beta' = \arcsin\left(\frac{h}{a}\right) - \arcsin\left(\frac{h}{a'}\right)$.

Если угол наклона подветренного склона уменьшается, то зона рециркуляции отдалится от вершины и уменьшится в размерах. В таком случае, в момент отрыва от вершины частица сохраняет величину горизонтальной составляющей скорости. Под действием силы тяжести увеличивается вертикальная составляющая скорости $u_z = -\frac{g}{\frac{u_{x0}}{X} - \frac{6\pi\mu r}{m_p}}$.

$$u_z = -\frac{g}{\frac{u_{x0}}{X} - \frac{6\pi\mu r}{m_p}}.$$

Количество перемещающихся у поверхности частиц увеличивается при наличии эффекта разбрызгивания. Так как угол наклона наветренного склона по отношению к горизонту больше при лобовом движении, чем при касательном, скорость $u_d = 0.01$ м/с будет выше. Угол падения частиц на поверхность α также связывается с изменением углов наклона поверхности оловои структуры, что в пределе составляет около 10° . Движение сальтирующих и перемещающихся у поверхности более крупных частиц влияет на процесс генерации пылевого аэрозоля. Изменение направления ветра меняет условия выноса и осаждения частиц,

что определяет соотношения по числу генерируемых микрочастиц. Изменение направления ветра с лобового на касательное из-за особенностей формы эоловых структур определяет возникновение следующих эффектов.

1. Увеличивается длительность перемещения частиц по наветренному склону.

2. Уменьшается относительная высота, с которой падают срываемые с вершины сальтирующие и перемещающиеся у поверхности частицы.

3. Возможно ускорение частиц, движущихся над подветренным склоном при отступе или смещении зоны рециркуляции относительно вершины.

4. Уменьшается ширина зоны аккумуляции. Задействуются крупные частицы неправильной формы.

5. Оказываются более пологими (уменьшаются) углы наветренного и подветренного склонов.

4. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ГЕНЕРИРУЕМЫХ МИКРОЧАСТИЦ ПО РАЗМЕРАМ

Характерный для размеров частиц пустынь лог-нормальный закон для распределения частиц по размерам для оценок возможного распределения микрочастиц по размерам [30]:

$$f(x) = \frac{0,43429}{\sigma_{\lg x} x \sqrt{2\pi}} \exp \left[-\frac{(\lg x - \lg x_0)^2}{2\sigma_{\lg x}^2} \right], \quad (9)$$

где x — размер песчинок, мкм; x_0 — средний геометрический размер песчаной частицы, мкм; $\sigma_{\lg x}$ — среднее квадратичное отклонение для логарифмов размеров частиц. Для исследуемой территории использовались значения $x_0 = 148$ мкм, $\sigma_{\lg x} = 0.16$, характерные для грядовых слабозакрепленных песков [30].

С учетом (4) и (6), связывающих число частиц с радиусами микрочастиц, получаем для n_μ соотношения вида:

$$n_\mu = \begin{cases} A_1 r_\mu^{-4} f(r), & r_\mu < r_{\mu 0} \\ A_2 r_\mu^{-4/3} f(r), & r_\mu > r_{\mu 0} \end{cases}, \quad (10)$$

$$\text{где } A_1 = \left[\frac{\delta C_a}{\rho_p \pi u^2 (1 - \cos \alpha) \zeta_d} \right]^2, \quad A_2 = \\ = \sqrt[3]{\frac{W}{(1 - \cos \alpha) \zeta_d \rho_p \pi u^2}}.$$

Вид распределения (10) для числа стряхиваемых и откалываемых частиц меняется в зависимости от параметров: скорости перемещения по наветренному склону массивных частиц u_d , скорости осаждения сальтирующих частиц u_s , доли передаваемого микрочастицами импульса ζ_d при

падении и прочих. Эти величины могут варьироваться в широких пределах и влияют на характер распределения. Приведенные оценки могут быть использованы для определения интенсивности генерации микроаэрозоля при изменении направления ветра.

Теоретически полученное соотношение распределения сравнено с данным измерений (рис. 8). Распределение определено кусочно-заданной функцией (10), определяющей наличие двух типов генерации микрочастиц: в результате стирания ($f_1 \sim r_\mu^{1/4}$) и в результате откалывания ($f_2 \sim r_\mu^{4/3}$).

Параметры подобраны таким образом, чтобы наиболее близко соответствовать значениям данных наблюдений. Наклон кривой f_1 становится больше с увеличением параметра u_d . Для касательного направления оно взято большим в связи с ослаблением сопротивления в виде эоловых структур второго порядка. Поведение кривой f_2 существенным образом зависит от параметра u_s . Максимум функции при увеличении u_s смещается в сторону больших радиусов микрочастиц. Увеличение скоростей падения сальтирующих частиц на поверхность на подветренный склон для касательного направления ветра по отношению к лобовому может быть связан с одной из следующих причин:

– сохранение горизонтальной составляющей скорости в отсутствие зоны рециркуляции потока над подветренным склоном и плавного огибания склона в отличие от варианта с лобовым направлением при торможении частиц в зоне рециркуляции после отрыва от вершины;

– изменение типа распределения подвижных частиц по размерам за счет захвата из зоны аккумуляции более крупных частиц неправильной формы (меняется не скорость падения, а масса частиц);

– влияние эоловых форм второго порядка на общий поток сальтирующих и перекалывающихся частиц, уменьшение энергии потока за счет разбрызгивания и большего захвата частиц при лобовом движении воздуха.

Угол падения частиц для касательного направления может быть выбран меньше, чем для лобового, так как наветренные и подветренные склоны для касательного направления становятся более пологими, а относительная величина угла падения по отношению к наклоненной поверхности уменьшается для наветренного склона. Для подветренного склона изменение наклонов поверхности влияет противоположным образом. Влияние угла будет определяться соотношением долей частиц, участвующих в генерации частиц на наветренном и подветренном склонах.

При лобовом направлении ветра можно выделить два режима генерации крупной фракции мик-

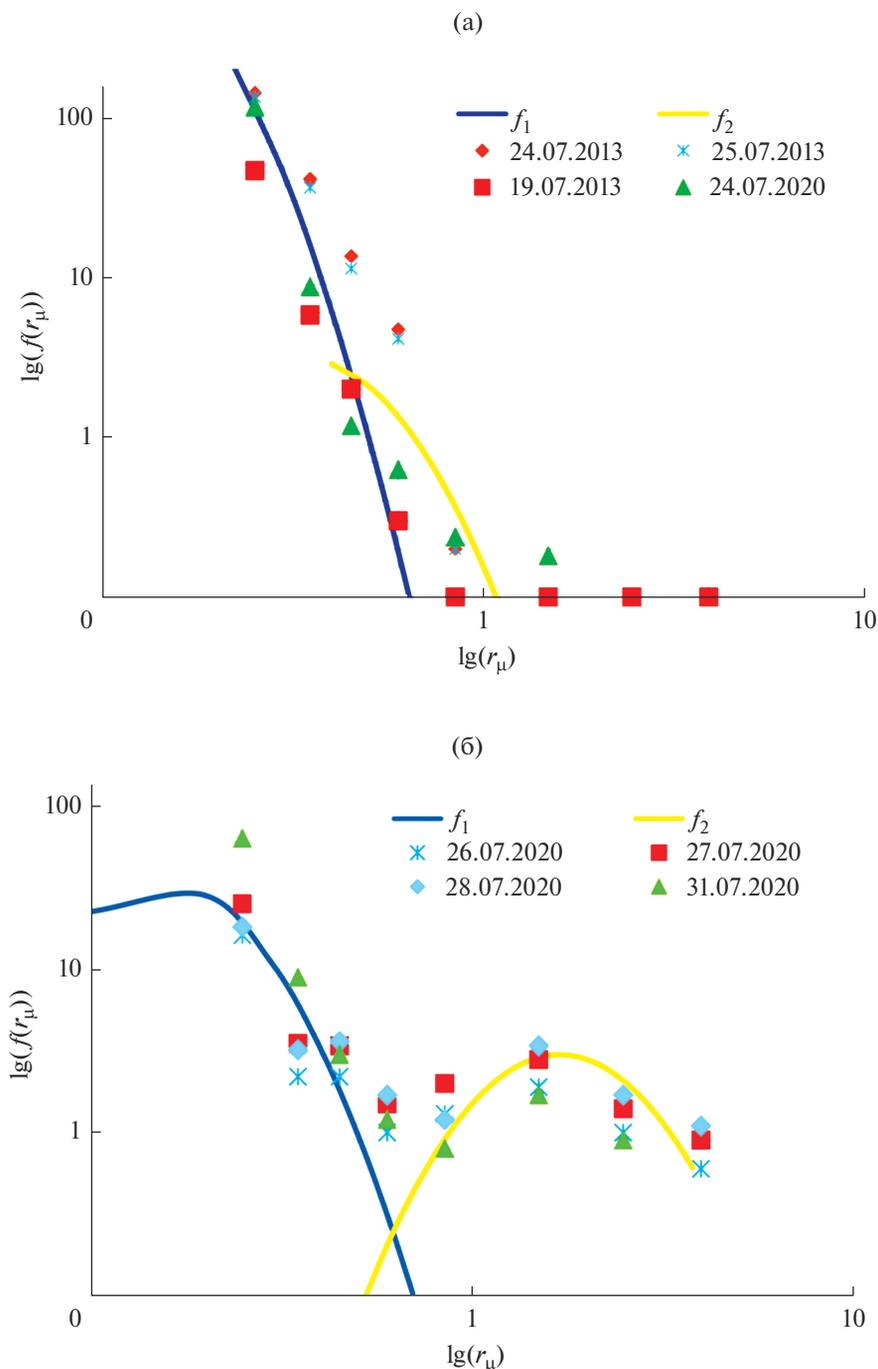


Рис. 8. Распределение микрочастиц по размерам для лобового (а) и касательного (б) направлений ветра, полученные из (4) в сравнении с данными наблюдений. Параметры для (а) $u_d = 0.013$ м/с, $u_s = 0.8$ м/с, $\alpha = 35^\circ$, для (б) $u_d = 0.02$ м/с, $u_s = 0.07$ м/с, $\alpha = 30^\circ$.

рочастиц: отскакивания или разбрызгивания. Наклон кривой распределения f_1 для мелкой фракции частиц влияет величина доли импульса ζ_d , передаваемого песчинкам на поверхности. При касательном направлении ветра характерно отскакивание при взаимодействии между подвижными

частицами в результате проскальзывания. При таком варианте в отличие от прямого падения передается большая доля импульса микрочастицам, возможно, это говорит об электростатической природе эффекта стряхивания. Именно поэтому была отмечена обратная зависимость числа микрочастиц от динамической скорости.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Распределение взвешенных в воздухе микро-частиц по размерам при ветровом переносе пыли эолового происхождения зависит от комплекса метеоусловий, в частности, от направления ветра. Распределения микро-частиц по размерам, определяемые по данным измерений, соответствуют случаю, когда эродируемый материал обогащен мелкими частицами [34, 44, 27]. Это связано с преобладанием на территории, где проводятся замеры, спокойной ветровой обстановки с относительно медленной эмиссией микро-частиц. Перегиб кривой получаемых по данным распределений микро-частиц по размерам [45, 39, 40], вероятно, свидетельствует о наличии двух механизмов генерации аэрозоля, отличающихся по скорости.

Отметим, что в 2020 г. отмечалось существенное различие концентраций взвешенного аэрозоля в разные дни при близких скоростях ветра и температуре воздуха. Это показывает, что направление ветра может заметно влиять на процесс генерации пылевого аэрозоля. Для сравнения данных распределений выделены два типа направлений ветра по отношению к линии стыка наветренного и подветренного склонов: лобовое и касательное.

Эмиссия связывается с интенсивностью потока сальтации [33, 36, 48, 34]. Отмечается также перемещение или перекачивание частиц у поверхности без подскоков. Оценки силы давления для двух вариантов движения частиц показали, что генерация крупной фракции микро-частиц вероятно при подскоках сальтирующих частиц. Их размер пропорционален силе воздействия, а скорости падения сальтирующих частиц больше, чем у перекачиваемых у поверхности. Мелкая фракция преимущественно генерируется при перемещениях массивных частиц у поверхности без подскоков. При таком движении происходит стряхивание электростатически прилипших микро-частиц к поверхности крупных.

Так как при лобовом направлении ветра происходит фильтрация частиц по размерам, то на наветренном склоне остаются более мелкие частицы. На подветренном склоне при этом накапливаются более крупные. Изменение направления ветра приводит к сужению зоны аккумуляции на подветренном склоне с выносом вовне крупных частиц. Это влияет на тип распределения микро-частиц по размерам, увеличивая долю крупной фракции аэрозоля по отношению к случаю лобового направления с близкими значениями скорости ветра и температуры.

Наиболее ярко отражают влияние направления ветра на процессы генерации характер зависимости числа микро-частиц от динамической скорости. Для лобового направления с увеличением динамической скорости число микро-частиц уменьшается, а для касательного увеличивается.

Это связано с влиянием эоловых структур второго рода на сопротивление поверхности, энергию воздушного потока, зависящую от числа задействованных в движении сальтирующих и перемещающихся частиц, наличие или отсутствие зоны рециркуляции.

Сальтирующие частицы подаются на поверхность фронтально, создавая эффект разбрызгивания, более крупные частицы движутся с меньшими углами с отскоками и проскальзыванием. При изменении ориентации эоловой структуры по отношению к потоку ветра с касательного на лобовое наклоненная поверхность у наветренного склона усиливает разбрызгивание, а у подветренного ослабляет. Для касательного направления ветра в условиях меньшего сопротивления от эоловых структур второго порядка типа ряби генерируется меньшее число мелкой фракции микро-частиц. По этой же причине падение частиц в зоне аккумуляции при касательном направлении ветра приводит к усилению процессов откладывания микро-частиц крупной фракции, так как задействуются более крупные частицы неправильной формы.

Над подветренным склоном возникают циркулирующие потоки, которые могут замедлять попадающие туда срывающиеся с вершины частицы. Для касательного направления ветра зона рециркуляции уменьшается или может отсутствовать, поэтому срывающиеся с вершины частицы движутся с большими скоростями, что также усиливает генерацию крупной фракции микро-частиц.

Эмпирические данные сопоставляются с аналитическими оценками распределения числа микро-частиц по размерам, генерируемых при стряхивании и откалывании, полученными для числа подвижных частиц, исходя из соотношения превышения пороговых скоростей. Распределение микро-частиц по размерам определяется кучочно-заданной функцией с двумя максимумами. Диапазоны генерируемых микро-частиц мелкой и крупной фракций отличаются для касательного и лобового направления ветра. Для лобового направления ветра меньше скорость перемещающихся по склону крупных частиц, чем для касательного. А скорости падения частиц с вершины на поверхность для касательного направления выше на порядок, что связано с преобладанием процессов откалывания на подветренном склоне и дополнительным разгоном в потоке частиц над подветренным склоном. Эффект разбрызгивания определен через параметр, определяющий долю передаваемого импульса микро-частицам, также увеличивается для лобового направления по отношению к касательному. На наветренном склоне усиливается процесс перемещения частиц, более активны процессы вторичной генерации, задействовано больше слоев в процесс перемещения,

больше разнообразия размеров генерируемых частиц. Процесс захвата и переноса замедляется элементами вторичных эоловых структур типа ряби.

Проведенное сравнение выполнено для того, чтобы построить методику оценки проявления эффектов изменения вида распределения микрочастиц по размерам в зависимости от внешних условий. Комплекс подобных оценок для других метеоусловий позволит рассматривать территорию как источник эоловой пыли, интенсивность пыления которого в разной степени зависит от изменения метеопараметров.

Авторы благодарят В.А. Лебедева, Ю.А. Обвинцева, А.А. Хапаева и Б.А. Харцхаева (Комсомольский, Калмыкия) за помощь в организации и проведении натурных измерений.

Исследование выполнено при поддержке проекта Российского Научного Фонда (РНФ) 20-17-00214.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Shao Y.* Physics and modelling of wind erosion. n. Springer Science & Business Media, 2008. 452 p.
2. *D'Odorico P.* Global desertification: drivers and feedbacks. *advances in water resources* // *Adv. Water Resour.* 2013. V. 51. P. 326–344.
3. *Maher B.A., Prospero J.M., Mackie D. et al.* Global connections between aeolian dust, climate and ocean biogeochemistry at the present day and at the last glacial maximum // *Earth-Sci. Rev.* 2010. V. 99. № 1–2. P. 61–97.
4. *Michelsen B., Strobl S., Parteli E.J.R., Poschel T.* Two-dimensional airflow modeling underpredicts the wind velocity over dunes // *Sci. Rep.* 2015. V. 5. № 1. P. 16572.
5. *Dey S., Paul P., Padhi E.* Conditional spatially averaged turbulence and dispersion characteristics in flow over two-dimensional dunes // *Phys. Fluids.* 2020. V. 32. № 6. P. 065106.
6. *Brito P.M., Ferreira A.D., Thiis T., Sousa A.C.M.* Prediction of erosion intermittency using large eddy simulation // *Geomorphology.* 2020. V. 364. P. 107179.
7. *Dupont S., Bergametti G., Simoens S.* Modelling aeolian erosion in presence of vegetation // *Procedia IUTAM.* 2015. V. 17. P. 91–100.
8. *Duran O., Claudin P., Andreotti B.* Direct numerical simulations of aeolian sand ripples // *Proceedings of the National Academy of Sciences.* 2014. V. 111. № 44. P. 15665–15668.
9. *Bennet S.J., Best J.L.* Mean flow and turbulence structure over fixed, two-dimensional dunes: implications for sediment transport and bedform stability // *Sedimentology.* 1995. V. 42. № 3. P. 491–513.
10. *Faria R., Ferreira A. D., Sismeiro J.L. et al.* Wind tunnel and computational study of the stoss slope effect on the aeolian erosion of transverse sand dunes // *Aeolian Research.* 2011. V. 3. № 3. P. 303–314.
11. *Anderson R.S.* The pattern of grainfall deposition in the lee of aeolian dunes // *Sedimentology.* 1988. V. 35. № 2. P. 175–188.
12. *Dong Z., Lu P., Zhang Z., Lu J.* Aeolian transport over a developing transverse dune // *J. Arid Land.* 2014. V. 6. № 3. P. 243–254.
13. *Emmerling R.* The instantaneous structure of the wall pressure under a turbulent boundary layer flow // *Mitteilungen aus dem Max-Planck Institut fur Stromungsforschung.* 1973. № 9. P. 1–25.
14. *Wang C.* Realistic dune field surface stress prediction (technical report) // *arXiv preprint arXiv:2004.05136.* 2020.
15. *Siminovich A., Elperin T., Katra I. et al.* Numerical study of shear stress distribution over sand ripples under terrestrial and martian conditions // *J. Geophys. Res.: Planets.* 2019. V. 124. № 1. P. 175–185.
16. *Chapman C.A., Walker I.J., Hesp P.A. et al.* Turbulent reynolds stress and quadrant event activity in wind flow over a coastal foredune // *Geomorphology.* 2012. V. 151–152. P. 1–12.
17. *Turpin C., Harion J.-L.* Numerical modeling of flow structures over various flat-topped stockpiles height: Implications on dust emissions // *Atmos. Environ.* 2009. V. 43. № 35. P. 5579–5587.
18. *Малиновская Е.А.* Модель установления наветренного склона эоловой формы рельефа // *Изв. РАН. Физика атмосферы и океана.* 2019. Т. 55. № 2. С. 86–95.
19. *Huang N., Shi F., Pelt R.S.V.* The effects of slope and slope position on local and upstream fluid threshold friction velocities. *earth surface processes and landforms* // *The J. British Geomorphological Research Group.* 2008. V. 33. № 12. P. 1814–1823.
20. *Greeley R., Iversen D.J.* Wind as a Geological Process on Earth, Mars, Venus and Titan. Cambridge University Press, 1985. 333 p.
21. *Stull R. B.* Mean Boundary Layer Characteristics // *An Introduction to Boundary Layer Meteorology.* Springer Netherlands, 1988. P. 1–27.
22. *Lammel M., Rings D., Kroy K.* A two-species continuum model for aeolian sand transport // *New Journal of Physics.* 2012. V. 14. № 9. P. 093037.
23. *Pahtz T., Duran O.* Unification of aeolian and fluvial sediment transport rate from granular physics // *Phys. Rev. Lett.* 2020. V. 124. № 16. P. 168001.
24. *Tatarko J., Kucharski M., Li H., Li H.* Pm2.5 and pm10 emissions by abrasion of agricultural soils // *Soil Tillage Res.* 2020. V. 200. P. 104601.
25. *Горчаков Г.И., Карнов А.В., Кузнецов Г.А., Бунтов Д.В.* Квазипериодическая сальтация в ветропесчаном потоке на опустыненной территории // *Оптика атмосферы и океана.* 2016. Т. 29. № 6. С. 472–477.
26. *Liu Y., Fang H., Huang L., He G.* Numerical simulation of the production of three-dimensional sediment dunes // *Phys. Fluids.* 2019. V. 31. № 9. P. 096603.
27. *Alfaro S. C., Gaudichet A., Gomes L., Maille M.* Modelling the size distribution of a soil aerosol produced by

- sandblasting // *J. Geophys. Res.: Atmos.* 1997. V. 102. № D10. P. 11239–11249.
28. *Jerolmack D.J., Reitz M.D., Martin R.L.* Sorting out abrasion in a gypsum dune field // *J. Geophys. Res.: Earth Surf.* 2011. V. 116. № F2. P. F02003.
 29. *Rice M.A., McEwan I.K.* Crust strength: a wind tunnel study of the effect of impact by saltating particles on cohesive soil surfaces // *Earth Surf. Processes and Landforms.* 2001. V. 26. № 7. P. 721–733.
 30. *Семенов О.Е.* Введение в экспериментальную метеорологию и климатологию песчаных бурь. Физматкнига, Москва, 2020. 448 с.
 31. *Swet N., Kok J.F., Huang Y. et al.* Low dust generation potential from active sand grains by wind abrasion // *J. Geophys. Res.: Earth Surf.* 2020. V. 125. № 7. P. e2020JF00554.
 32. *Козлов А.С., Анкилов А.Н., Бакланов А.М.* Исследование механических процессов образования субмикронного аэрозоля // *Оптика атмосферы и океана.* 2000. Т. 13. № 06–07. С. 664–666.
 33. *Shao Y., Zhang J., Ishizuka M. et al.* Dependency of particle size distribution at dust emission on friction velocity and atmospheric boundary-layer stability // *Atmos. Chem. Phys.* 2020. V. 20. № 21. P. 12939–12953.
 34. *Fernandes R., Dupont S., Lamaud E.* Investigating the role of deposition on the size distribution of near-surface dust flux during erosion events // *Aeolian Research.* 2019. V. 37. P. 32–43.
 35. *Shao Y., Nickling W., Bergametti G. et al.* A tribute to Michael R. Raupach for contributions to aeolian fluid dynamics // *Aeolian Research.* 2015. V. 19. P. 37–54.
 36. *Zhang Jie, Teng Zhenjiao, Huang Ning et al.* Surface renewal as a significant mechanism for dust emission // *Atmos. Chem. Phys.* 2016. V. 16. № 24. P. 15517–15528.
 37. *Golitsyn G.S., Granberg I.G., Aloyan A E. et al.* Study of emissions and transport of dust aerosol in Kalmykia Black Lands // *J. Aerosol. Sci.* 1997. V. 28. P. S725–S726.
 38. *Голицын Г.С., Андропова А.В., Виноградов Б.В. и др.* Вынос почвенных частиц в аридных регионах (Калмыкия, Приаралье) // *Международ. конф. “Физика атмосферного аэрозоля” к 85-летию со дня рождения Г.В. Розенберга, г. Москва, 12–17 апреля 1999 г. М.: Диалог-МГУ, 1999. С. 127–138.*
 39. *Chkhetiani O.G., Gledzer E.B., Artamonova M.S., Iordanskii M.A.* Dust resuspension under weak wind conditions: direct observations and model // *Atmos. Chem. Phys.* 2012. V. 12. № 11. P. 5147–5162.
 40. *Губанова Д.П., Чхетиани О.Г., Кудерина Т.М. и др.* Экспериментальные исследования аэрозолей в атмосфере семиаридных ландшафтов Калмыкии 1. Микрофизические параметры и массовая концентрация аэрозольных частиц // *Геофизические процессы и биосфера.* 2018. Т. 17. № 1. С. 5–29.
 41. *Chkhetiani O.G., Vazaeva N.V., Chernokulsky A.V. et al.* Mineral aerosol in the Caspian lowland desert: Analysis of characteristics based on data from 12 summered field campaigns // *Atmosphere (submitted).* 2021.
 42. *Добрин Л.Г.* Образование и строение эоловой слоистости в барханных песках // *Опыт работы Репетекской песчано-пустынной станции. Ашхабад: Издательство АН Туркменской ССР., 1963. С. 73–80.*
 43. *Ju T., Li X., Zhang H. et al.* Comparison of two different dust emission mechanisms over the Horqin Sandy Land area: Aerosols contribution and size distributions // *Atmos. Environ.* 2018. V. 176. P. 82–90.
 44. *Shao Y.* A model for mineral dust emission // *J. Geophys. Res.: Atmos.* 2001. V. 106. № D17. P. 20239–20254.
 45. *Chkhetiani O.G., Gledzer E.B., Vazaeva N.V.* Measurements and approximations for submicron-aerosol size distribution functions // *Earth and Space Science.* 2021. V. 8. P. e2020EA001616.
 46. *Corn M.* The adhesion of solid particles to solid surfaces, I. a Review // *J. Air Pollution Control Association.* 1961. V. 11. № 11. P. 523–528.
 47. *Корнев В.М., Разворотнева Л.И.* Сравнительные оценки прочности сухого и влажного кварца при измельчении // *Прикладная механика и техническая физика.* 1998. Т. 39. № 3. С. 173–178.
 48. *Li X.L., Klose M., Shao Y., Zhang H. S.* Convective turbulent dust emission (CTDE) observed over Horqin Sandy Land area and validation of a CTDE scheme // *J. Geophys. Res.: Atmos.* 2014. V. 119. № 16. P. 9980–9992.

Influence of Wind Direction on the Size Distribution of Aeolian Microparticles

E. A. Malinovskaya^{1, *}, O. G. Chkhetiani¹, and L. O. Maksimenkov¹

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

**e-mail: elen_am@inbox.ru*

The microparticle size distribution with two types of wind motion with respect to the prevailing direction of dune ridges: frontal and tangential are analyzed according to the data of field measurements, obtained during summer 2010–2020 in the arid conditions of the Near-Caspian Lowland (Kalmykia, Russia). Were observed a smaller number of coarse fraction microparticles (2–5 μm) and a larger number of fine fraction (0.2–2 μm) for the frontal wind direction in comparison with data in the tangential direction for similar conditions. The concentration of microparticles decreases with increasing dynamic velocity in frontal wind direction and increases

in tangential wind direction. Dust aerosol generation is associated with the movement of large particles near the surface by means of saltation or rolling (movement near the surface). The size of the generated microparticles is related to the momentum transferred to the particles in the layer. The concentrations of the fine fraction of microparticles are related to the presence of secondary aeolian structures on the surface on the windward slope and the relative change in its slope angle under different wind directions. Its generation as a result of shaking is more likely to occur when coarse particles move near the surface. The concentrations of coarse fraction are determined by the processes of chipping at the moment of the particle falling from the top of the dune and being blown from the top of the dune to the surface. In a tangential wind direction, when large irregularly shaped particles from the accumulation zone on the leeward slope are involved, the air circulation over the leeward slope is weakened, and the spalling processes intensify. Analytical derivation for microparticle size distribution function and comparison with field measurement data allows to estimate effects with respect to changes in aeolian structure surface slope angles and particle velocities when wind direction changes.

Keywords: dust aerosol, wind blowing, size distribution function

УДК 551.510

ВЕРТИКАЛЬНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ АЛЕВРИТОВЫХ И ПЕСЧАНЫХ ЧАСТИЦ В ВЕТРОПЕСЧАНОМ ПОТОКЕ НАД ОПУСТЫНЕННОЙ ТЕРРИТОРИЕЙ¹

© 2021 г. Г. И. Горчаков^{a, *}, А. В. Карпов^{a, **}, Р. А. Гушчин^{a, ***},
О. И. Даценко^{a, ****}, Д. В. Бунтов^{a, *****}

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

*e-mail: gengor@ifaran.ru

**e-mail: karpov@ifaran.ru

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

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

*****e-mail: dbunt@mail.ru

Поступила в редакцию 12.04.2021 г.

После доработки 07.05.2021 г.

Принята к публикации 09.06.2021 г.

По данным измерений на опустыненной территории в Астраханской обл. на высотах от 3 до 15 см в условиях квазинепрерывной сальтации 23.08.11 и 01.09.2011 определены функции распределения сальтирующих частиц по размерам в диапазоне от 30 до 330 мкм, построены вертикальные профили дифференциальных счетных концентраций частиц с размерами 47.0, 85.6, 104.6, 127.7 и 156.0 мкм, которые аппроксимированы экспонентами. Показано, что в нижнем слое сальтации толщиной около 9 см масштаб высоты и логарифмический градиент концентрации не зависят от скорости ветра. Установлено, что на высотах 11 и 15 см суммарная концентрация сальтирующих частиц связана нелинейными соотношениями со скоростью ветра в приземном слое атмосферы. Для диапазона изменения скорости ветра от 6 до 11.0 м/с построены вертикальные распределения концентрации сальтирующих частиц, которые аппроксимированы кусочно-экспоненциальными профилями суммарной концентрации частиц. Получена аналитическая зависимость от скорости ветра логарифмического градиента концентрации в верхнем слое сальтации. Разработана малопараметрическая модель вертикального распределения сальтирующих частиц в диапазоне высот от 0 до 15 см. Предложены аппроксимации зависимостей от размера частиц масштаба высоты для вертикальных профилей концентрации и массового потока сальтирующих частиц.

Ключевые слова: опустынивание, ветропесчаный поток, квазинепрерывная сальтация, сальтирующие алевритовые частицы, вертикальное распределение концентрации частиц, кусочно-экспоненциальная аппроксимация, масштаб высоты, логарифмический градиент концентрации, толщина нижнего слоя сальтации, малопараметрическая модель вертикального распределения концентрации

DOI: 10.31857/S0002351521050072

1. ВВЕДЕНИЕ

В современную эпоху потепления климата в ряде регионов планеты возможно ускорение процессов опустынивания и аридизации [1, 2], что приведет к повышению содержания в атмосфере пылевого аэрозоля и усилению его радиационных эффектов. На опустыненных территориях основным механизмом эмиссии минерального пылевого аэрозоля является воздействие ветропесчаного потока на подстилающую поверхность (sandblast-

ing) [3, 4], в котором основным процессом является сальтация [5–10] – скачкообразное перемещение песчинок. В аридных регионах существенный вклад вносит конвективно обусловленный вынос пылевого аэрозоля в атмосферу [11–16].

По данным измерений на опустыненной территории в Астраханской обл. функции распределения сальтирующих частиц по размерам [17] с помощью фотоэлектрического счетчика [18] показано, что в ветропесчаном потоке кроме сальтирующих частиц песчаной фракции с размерами больше 100 мкм и фракции частиц минеральной пыли (пылевой аэрозоль) с размерами меньше примерно 10 мкм, которые в геологии относят к

¹ Статья подготовлена на основе устного доклада, представленного на Всероссийской конференции “Турбулентность, динамика атмосферы и климата”, посвященной памяти акад. А.М. Обухова (Москва, 10–12 ноября 2020 г.).

обломочным породам [19], присутствует алевритовая фракция сальтирующих частиц с размерами примерно от 30 до 100 мкм (алеваит также относится к обломочным породам [19]). Отметим, что в [9] в качестве примера показана траектория сальтирующей частицы с аэродинамическим диаметром около 65 мкм, полученная с использованием скоростной видеосъемки на опустыненной территории в Астраханской обл.

Большинство исследований механизмов сальтации и эмиссии пылевого аэрозоля выполнено в ветровых каналах [20–25], где невозможно адекватно воспроизвести все особенности взаимодействия атмосферы с песчаной подстилающей поверхностью.

Ветропесчаный поток на опустыненных территориях отличается аномально высокой электризацией [26–29]. Удельный заряд сальтирующих частиц может достигать $+(50–60)$ мкКл/кг [10, 26, 29].

На интенсивность сальтации сильно влияют турбулентные и конвективные процессы в пограничном слое атмосферы [30–33]. Из [34, 35] следует, что турбулентность сильнее влияет на динамику сальтирующих алевритовых частиц (по сравнению с динамикой песчаных частиц), что обусловлено их меньшей инерционностью.

На процессы в ветропесчаном потоке также влияет образование ряби (рифелей) и мелкой ряби на подстилающей поверхности [8, 36–38], что может привести к возникновению квазипериодических вариаций интенсивности сальтации [9, 38]. Поэтому необходимы дальнейшие исследования процесса сальтации непосредственно на опустыненных территориях.

Целью настоящей работы является количественная характеристика вертикального распределения сальтирующих алевритовых и песчаных частиц в условиях квазинепрерывной или непережающей (almost non-intermittent) сальтации [39] на опустыненной территории при вариациях скорости ветра в приземном слое атмосферы по данным измерений функции распределения сальтирующих частиц по размерам или дифференциальных счетных концентраций сальтирующих частиц, включая (1) построение и аппроксимацию средних вертикальных профилей концентрации сальтирующих алевритовых и песчаных частиц, а также вертикального профиля суммарной концентрации, (2) анализ зависимостей от скорости ветра суммарной концентрации частиц в нижнем и верхнем слоях сальтации, (3) построение и аппроксимацию вертикального профиля суммарной концентрации сальтирующих частиц в верхнем и нижнем слоях сальтации для различных значений скорости ветра и (4) оценку толщины нижнего слоя сальтации. Предложена малопараметрическая модель вертикального распре-

ления сальтирующих частиц в слое от 0 до 15 см, которая обобщает полученные в данной работе результаты. Предложены аппроксимации зависимостей от размера частиц параметров вертикального распределения концентрации и массового потока сальтирующих частиц с использованием опубликованных данных [22].

Следует отметить, что на вертикальное распределение сальтирующих частиц влияет режим сальтации [39] и эоловые формы рельефа или морфология подстилающей поверхности, включая дюны, барханы и рябь [7, 8, 37, 38]. В настоящей работе использованы данные измерений на опустыненной территории вблизи р. Волги с плоским рельефом без барханов и дюн и без растительности в период с 16.08 по 01.09.2011. Представлены результаты измерений 23.08.2011 и 01.09.2011 в условиях квазинепрерывной сальтации, которые можно сопоставить с результатами исследований сальтации в ветровых каналах [22–25].

2. ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ ДАННЫЕ

В работе использованы результаты измерений с временным разрешением 1 с суммарной концентрации N и дифференциальных счетных концентраций сальтирующих частиц $g(D) = dN(D)/d\ln D$, где D – размер частицы и $N(D)$ – накопленная концентрация частиц, в диапазоне размеров от 30 до 330 мкм с разрешением по размерам $\Delta \ln D = 0.1$, что соответствует изменению примерно на 10% в каждом интервале размеров, на высотах 3, 11 и 15 см с помощью фотоэлектрического счетчика сальтирующих частиц [18] на опустыненной территории в Астраханской обл. [17, 40] 23.08.2011 в период с 12:05 до 15:05. Данные измерений на высоте 7 см в рассматриваемый период не использовались в связи с погрешностями в работе соответствующего канала фотоэлектрического счетчика. При восстановлении вертикальных профилей концентраций сальтирующих частиц использовались данные измерений в периоды времени с 11:05 до 12:05 и с 15:06 до 16:06, когда проводились синхронные измерения для всех каналов счетчика [40] на высоте 6 см. Использовались также данные измерений для дифференциальных счетных концентраций сальтирующих частиц на высотах 3, 7, 15 см 01.09.2011 в период с 13:10 до 14:10.

В приземном слое атмосферы на высоте 2 м измерялись компоненты скорости ветра и температура воздуха с временным разрешением 0.1 с с помощью акустической метеостанции Метео-2 (Институт оптики атмосферы, г. Томск). Средние значения скорости ветра в приземном слое атмосферы в периоды проведения измерений 23.08 и 01.09.2011 были равны 7.55 и 8.05 м/с соответственно. Вероятность значений скорости ветра меньше пороговой скорости сальтации (5.0–5.1 м/с) в периоды проведения измерений не превышала 2%

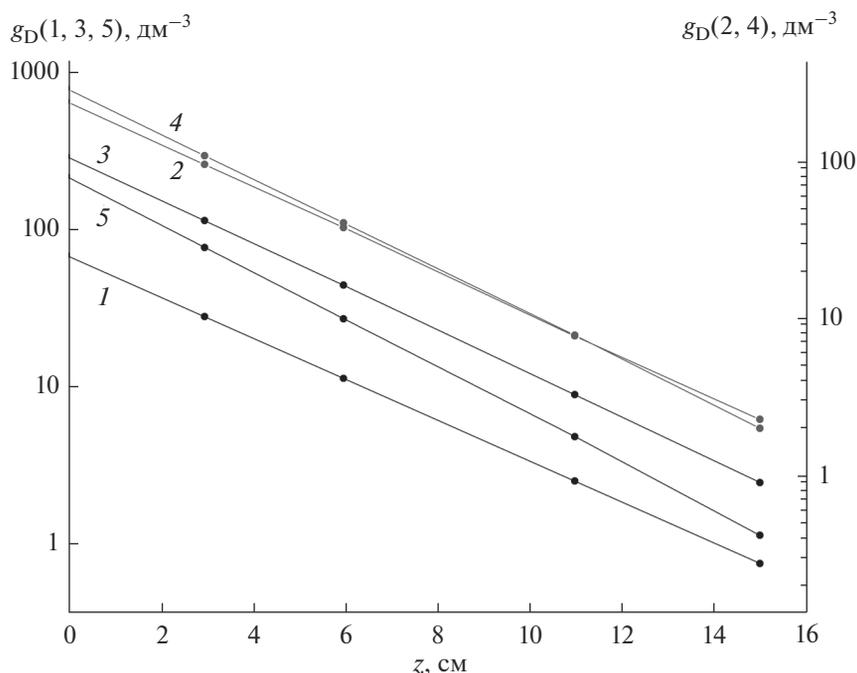


Рис. 1. Зависимость от высоты дифференциальных счетных концентраций сальтирующих частиц с размерами 47.0 (1), 85.6 (2), 104.6 (3), 127.7 (4) и 156.0 мкм (5) по данным измерений 23.08.11 в период с 12:05 по 15:05 на опустыненной территории в Астраханской обл.

[33, 40], что достаточно для реализации режима квазинепрерывной сальтации.

В [22] для пяти образцов песчаного грунта с средними размерами песчинок от 150 до 550 мкм в ветровом канале выполнены измерения вертикальных распределений концентрации и массового потока сальтации. Полученные в [22] результаты использованы нами при аппроксимации зависимостей от размера частиц масштаба высоты для указанных распределений.

3. ВЕРТИКАЛЬНЫЕ ПРОФИЛИ КОНЦЕНТРАЦИЙ АЛЕВРИТОВЫХ И ПЕСЧАНЫХ ЧАСТИЦ

В [17] по данным измерений функции распределения сальтирующих частиц по размерам на опустыненной территории в Астраханской обл. 23.08.2011 в период с 12:05 до 15:05 получено вертикальное распределение суммарной концентрации частиц $N(z)$, где z – высота, которое с удовлетворительной точностью аппроксимируется экспонентой в диапазоне высот от 3 до 15 см

$$N(z) = N_0 \exp\{-z/z_N\}, \tag{1}$$

где $N_0 = 2725 \text{ дм}^{-3}$, масштаб высоты $z_N = 3.16 \text{ см}$ и логарифмический градиент концентраций (ЛГК) $\gamma_N = d \ln N(z)/dz = -z_N^{-1} = -0.316 \text{ см}^{-1}$.

В ряде работ z_N называют толщиной слоя сальтации. Отметим, что полная толщина слоя сальтации существенно больше z_N .

По данным измерений функции распределения частиц по размерам $g(D)$ 23.08.2011 в указанный период времени на высоте 3, 11 и 15 см построены вертикальные профили дифференциальных счетных концентраций частиц (рис. 1) с средними размерами 47.0 (1), 85.6 (2), 104.6 (3), 127.7 (4) и 156.0 мкм (5). Использованы также полученные ранее [40] зависимости концентраций сальтирующих на высоте 6 см частиц разных размеров от скорости ветра в приземном слое атмосферы. Погрешность привязки шкалы фотоэлектрического счетчика частиц в абсолютных единицах при $D = 100 \text{ мкм}$ составляет примерно $\pm 5 \text{ мкм}$. Подробные значения центров интервалов частиц (с шириной $\Delta \ln D = 0.1$) приведены для характеристики используемого разбиения диапазона размеров частиц на интервалы с указанной выше шириной.

Полученные вертикальные распределения дифференциальных счетных концентраций $g(D)$ с удовлетворительной точностью аппроксимируются экспоненциальными профилями [41]

$$g^*(z, D) = g_0^*(D) \exp\{-z/z_D\} \tag{2}$$

с ЛГК, равными 0.30 (1), 0.307 (2), 0.314 (3), 0.327 (4), 0.347 (5) см^{-1} для значений D от 47.0 до 156.0 мкм.

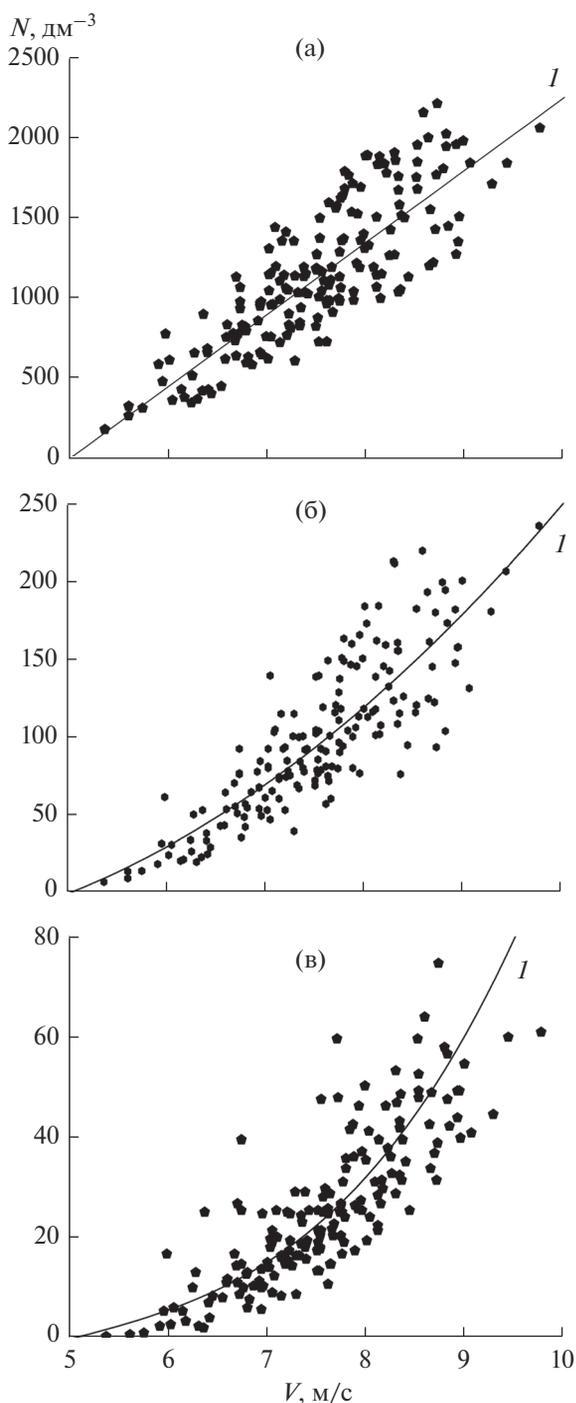


Рис. 2. Корреляционные связи со скоростью ветра в приземном слое атмосферы концентраций сальтирующих частиц на высотах 3 см (а), 11 см (б) и 15 см (в) (*I*-аппроксимации).

Анализ показал, что зависимость ЛГК $\gamma_D(D) = -z_D^{-1}$ от размера частиц D аппроксимируется соотношением

$$\gamma_D(D) = -0.30 - 0.075(\ln D - 3.85)^3. \quad (3)$$

Максимальное значение масштаба высоты z_D достигается при $D = 47$ мкм, что может быть обусловлено влиянием турбулентных пульсаций вертикальной компоненты скорости ветра на траектории сальтирующих частиц [42]. При одинаковых концентрациях вблизи подстилающей поверхности алевритовых частиц с размером 47 мкм и песчаных частиц с размером 156 мкм на высоте 15 см концентрация алевритовых частиц в два раза больше концентрации песчаных частиц.

4. СТАТИСТИЧЕСКИЕ СВЯЗИ КОНЦЕНТРАЦИЙ ЧАСТИЦ В НИЖНЕМ И ВЕРХНЕМ СЛОЯХ САЛЬТАЦИИ СО СКОРОСТЬЮ ВЕТРА

В [40] показано, что суммарная концентрация сальтирующих частиц на высоте 6 см связана соотношением линейной регрессии со скоростью ветра в приземном слое атмосферы (на высоте 2 м) $N_6 = K_6(V - V_0)$, где V – скорость ветра, V_0 – пороговая скорость сальтации и K_6 – коэффициент пропорциональности.

Анализ данных измерений концентрации частиц N_3 на высоте 3 см показал, что 23.08.2011 в период с 12:05 до 15:05 имела место линейная корреляция между N_3 и скоростью ветра на высоте 2 м (рис. 2а), которая описывается соотношением линейной регрессии.

$$N_3 = K_3(V - V_0), \quad (4)$$

где $K_3 = 415 \text{ дм}^{-3} \text{ м}^{-1} \text{ с}$ и $V_0 = 5.0 \text{ м/с}$ (коэффициент корреляции между N_3 и V равен 0.83).

Корреляционная связь между концентрацией частиц на высоте 11 см и разностью $V - V_0$ оказалась нелинейной (рис. 2б)

$$N_{11} = K_{11}^{(1)}(V - V_0) + K_{11}^{(2)}(V - V_0)^2, \quad (5)$$

где $K_{11}^{(1)} = 23.9 \text{ дм}^{-3} \text{ м}^{-1} \text{ с}$ и $K_{11}^{(2)} = 3.5 \text{ дм}^{-3} \text{ м}^{-2} \text{ с}^2$.

Нелинейная связь между концентрацией сальтирующих частиц на высоте 15 см и разностью $V - V_0$ (рис. 2в) заметно отличается от корреляционной связи (5)

$$N_{15} = K_{15}^{(1)}(V - V_0) + K_{15}^{(2)}(V - V_0)^3, \quad (6)$$

где $K_{15}^{(1)} = 5.2 \text{ дм}^{-3} \text{ м}^{-1} \text{ с}$ и $K_{15}^{(2)} = 0.625 \text{ дм}^{-3} \text{ м}^{-3} \text{ с}^3$.

В частности, вклад в N_{15} нелинейной составляющей при $V = 9.0 \text{ м/с}$ достигает 65%.

Из вышеизложенного следует, что в верхнем слое сальтации на траектории сальтирующих частиц сильно влияет турбулентность, и это влияние растет с увеличением высоты и скорости ветра, что неизбежно приводит к зависимости формы вертикальных профилей концентрации сальтирующих частиц от скорости ветра.

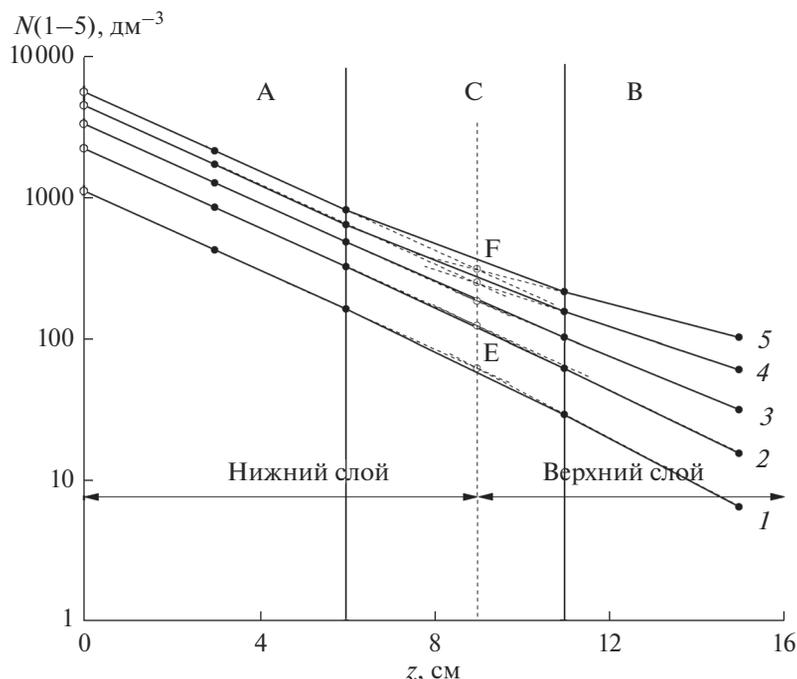


Рис. 3. Вертикальные профили суммарной концентрации сальтирующих частиц для значений скорости ветра в приземном слое атмосферы 6.0 (1), 7.0 (2), 8.0 (3), 9.0 (4) и 10.0 м/с (5) по данным измерений 23.08.11 в период с 12:05 по 15:05 на опустыненной территории в Астраханской обл. (Е и F – точки пресечения экстраполяций вертикальных профилей концентрации в слоях А и В для значений скорости ветра 10.0 и 6.0 м/с).

5. ВЛИЯНИЕ ВЕТРА НА ВЕРТИКАЛЬНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ САЛЬТИРУЮЩИХ ЧАСТИЦ

Полученные нами зависимости от скорости ветра концентраций частиц в нижнем и верхнем слоях сальтации позволили восстановить вертикальные распределения сальтирующих частиц в диапазоне высот от 3 до 15 см при изменении скорости ветра от 5.5 до 10.0 м/с по данным измерений 23.08.2011 в период от 12:05 до 15:05 и от 5.5 до 11.0 м/с по данным 01.09.2011 в период от 13:10 до 14:10.

На рис. 3 показаны вертикальные распределения концентраций сальтирующих частиц для значений скорости ветра в приземном слое атмосферы 6.0 (1), 7.0 (2), 8.0 (3), 9.0 (4) и 10.0 м/с (5), построенные по данным измерений 23.08.2011, на высотах 3, 11 и 15 см (с использованием информации о зависимости скорости ветра концентрации частиц на высоте 6 см [40]), а на рис. 4 аналогичные распределения концентрации для значений скорости ветра 6.0 (1), 7.0 (2), 8.0 (3), 9.0 (4), 10.0 (5) и 11.0 (6) по данным измерений 01.09.2011 на высотах 3, 7, 11 и 15 см.

На рис. 3 выделены диапазоны высоты от 0 до 6 см (А), от 11 до 15 см (В) и от 6 до 11 см (С), а на рис. 4 диапазоны от 0 до 7 см (А), от 11 до 15 см (В) и от 7 до 11 см (С).

Анализ данных измерений показал, что в слое от 3 до 6 см ЛГК (γ_A) в пределах погрешности измерений не зависит от скорости ветра и равен -0.315 см^{-1} , что практически совпадает с ЛГК для полной концентрации сальтирующих частиц (-0.316 см^{-1}) [33]. Согласно данным измерений 01.09.2011 ЛГК в слое от 3 до 7 см $\gamma_A = -0.328 \text{ см}^{-1}$ [41].

Учитывая линейную зависимость концентрации частиц в нижнем слое сальтации от скорости ветра [40, 41], вертикальное распределение частиц в слое А будем аппроксимировать экспоненциальным профилем

$$N_A(z, V) = K_A(V - V_0) \exp\{\gamma_A z\}, \quad (7)$$

где $K_A = 1070$ и $788 \text{ дм}^{-3} \text{ м}^{-1}$ с для 23.08 и 01.09.2011 соответственно.

Независимость масштаба высоты и ЛГК от скорости ветра и динамической скорости была ранее установлена по данным измерений в ветровых каналах на высотах от 0.5 до 5.0 см [25] и от 1 до 10 см [22], а также по данным полевых измерений [43]. В нашей работе [9] по данным скоростной видеосъемки в диапазоне высот от 2 до 38 мм (с разрешением по высоте 2 мм) продемонстрирована пригодность экспоненциальной аппроксимации вертикального профиля концентрации сальтирующих частиц вблизи подстилающей поверхности. Таким образом, полученные нами про-

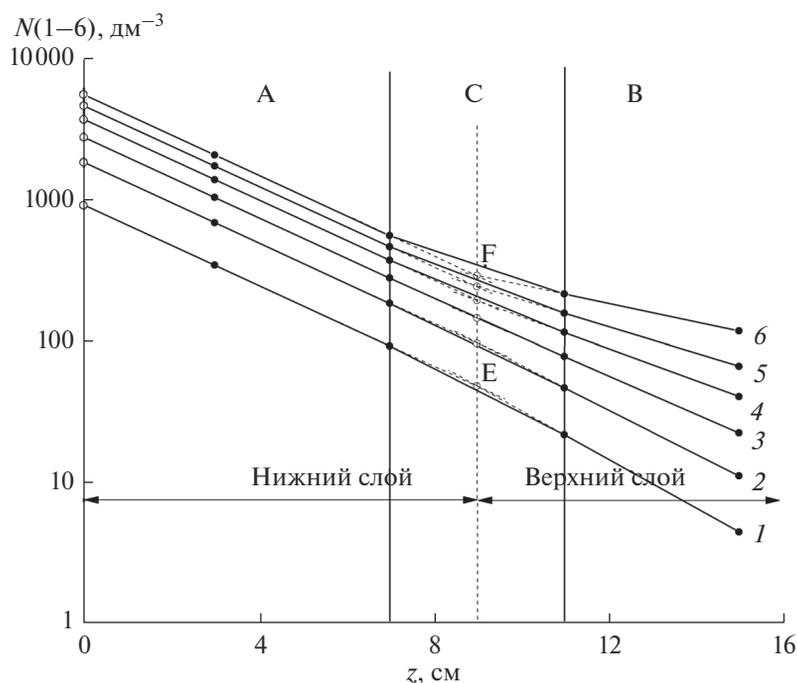


Рис. 4. Вертикальные профили суммарной концентрации сальтирующих частиц для значений скорости ветра в приземном слое атмосферы 6.0 (1), 7.0 (2), 8.0 (3), 9.0 (4), 10.0 (5) и 11.0 м/с (6) по данным измерений 01.09.2011 в период с 13:10 по 14:10 на опустыненной территории в Астраханской обл. (E и F – точки пересечения экстраполяций вертикальных профилей концентрации в слоях A и B для значений скорости ветра 11.0 и 6.0 м/с).

фили допускают экспоненциальную экстраполяцию в диапазоне высот от 0 до 3 см.

Нетрудно видеть, что в слое B (от 11 до 15 см) ЛГК зависит от скорости ветра. Вертикальные распределения концентрации частиц в этом слое можно аппроксимировать экспонентами

$$N_B(z, V) = N_0(V) \exp\{\gamma_B(V)z\}. \quad (8)$$

На рис. 5 представлены результаты определения γ_B по данным измерений 23.08 (1) и 01.09.2011 (2) для V от 6.0 до 11.0 м/с (с шагом 1 м/с) и с учетом результатов, полученных в [41], для V от 5.5 до 10.5 м/с (с шагом 1 м/с). Полученные зависимости (рис. 5) аппроксимируются линейными функциями

$$\gamma_B(V) = \gamma_0 + k_\gamma(V - V_0), \quad (9)$$

где $\gamma_0 = -44$ (1) и -46 м^{-1} (2), $k_\gamma = 45 \text{ м}^{-2} \text{ с}$ и $V_0 = 5.0 \text{ м/с}$. В среднем $\gamma_B = -45 \text{ м}^{-1} = -0.45 \text{ см}^{-1}$. Отметим, что погрешность определения γ_B увеличивается при V близких к V_0 .

При восстановлении вертикальных профилей концентрации сальтирующих частиц целесообразно использовать кусочно-экспоненциальную аппроксимацию, взяв за основу экспоненциальные аппроксимации профилей в слоях A и B. Экстраполируя указанные аппроксимации в слой C, найдем точки пересечения для выбранных нами значений скорости ветра (в частности, точки E и

F на рис. 3 и 4), которые находятся на уровне примерно 9 см для 23.08.2011 (рис. 3) и на уровне 8.5–9 см для 01.09.2011 (рис. 4). Это позволяет выделить нижний слой сальтации толщиной 9 см с постоянным ЛГК $\gamma_{hw} = \gamma_A$ и верхний слой сальтации, расположенный выше 9 см с ЛГК, зависящим от скорости ветра, $\gamma_{up}(V) = \gamma_B(V)$.

В верхнем слое сальтации профиль концентрации аппроксимируется экспонентой

$$N_{up}(z, V) = K_A(V - V_0) \exp(9\gamma_A) \exp\{\gamma_B(V)(z - 9)\}. \quad (10)$$

Совокупность аппроксимаций (7), (9) и (10) представляет собой малопараметрическую модель вертикального распределения концентрации сальтирующих частиц для диапазона изменения скорости ветра от V_0 до 11.0 м/с.

6. ЗАВИСИМОСТЬ ОТ РАЗМЕРА ЧАСТИЦ МАСШТАБА ВЫСОТЫ ДЛЯ ВЕРТИКАЛЬНЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ КОНЦЕНТРАЦИИ И МАССОВОГО ПОТОКА САЛЬТАЦИИ

Вертикальные распределения концентрации и массового потока сальтирующих частиц были изменены в ветровом канале на высотах от 1 до 10 см для пяти образцов песчаного грунта с размерами частиц 100–200, 200–300, 300–400, 400–500 и 500–600 мкм

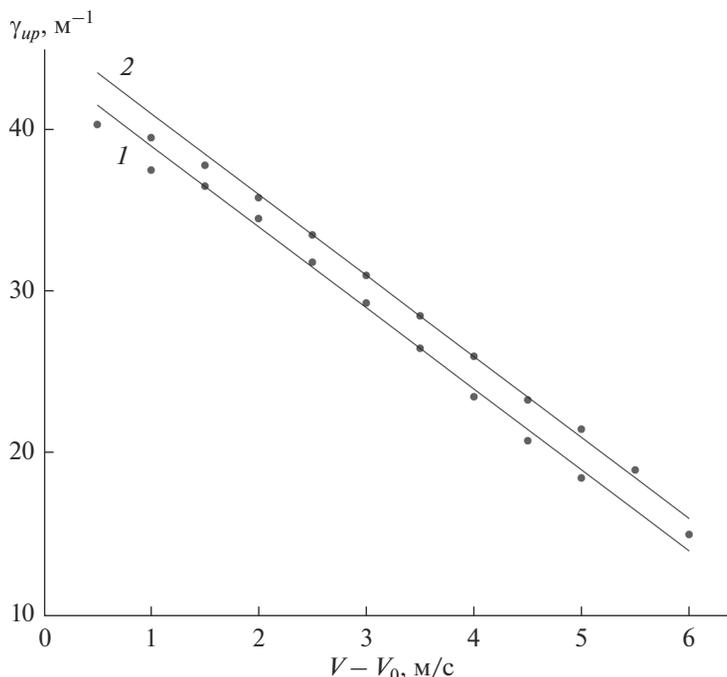


Рис. 5. Логарифмический градиент концентрации частиц в верхнем слое сальтации по данным измерений 23.08.2011 (1) и 01.09.2011 (2).

(средние размеры 150, 250, 350, 450 и 550 мкм) и для пяти значений скорости воздушного потока на оси канала 10, 12, 14, 16 и 18 м/с [22] (динамическая скорость не определялась).

Вертикальные профили массовых концентраций и массовых потоков частиц аппроксимировались экспонентами с масштабами высоты z_m и z_f соответственно. Отметим, что для отдельных профилей наблюдались заметные отклонения от экспоненциальных аппроксимаций. Среднее значение масштаба высоты z_m для профиля концентрации увеличивается примерно от 4 до 7 см с ростом среднего размера частиц от 150 до 550 мкм.

Для описания зависимости $z_m(D)$ нами предложена линейная аппроксимация (1 на рис. 6).

$$\ln z_m = 0.4 \ln D - 0.59, \tag{11}$$

которой соответствует степенная функция $z_m = 3.24D^{0.4}$. Экстраполяция полученной зависимости в точку $D = 100$ мкм приводит к значению $z_m = 3.45$ см, которое примерно на 10% больше масштаба высоты для профиля суммарной концентрации сальтирующих частиц на опустыненной территории в Астраханской обл. по данным измерений 23.08.2011 ($z_N = 3.16$ см).

Представленная на рис. 6 зависимость масштаба высоты z_f для профиля массового потока сальтирующих частиц аппроксимируется соотношением

$$\ln z_f = 0.8 \ln D - 1.92 \tag{12}$$

или соответствующей степенной функцией $z_f = 0.147D^{0.8}$. Для $D = 100$ мкм масштаб высоты $z_f = 5.85$ см, который превышает z_m для $D = 100$ мкм в 1.7 раза.

Полученные аппроксимации позволяют получить соотношение между масштабами высоты z_m и z_f :

$$\ln z_f = 2 \ln z_m - 0.74. \tag{13}$$

Соотношение (13) можно использовать для оценки вертикального распределения массового потока сальтирующих частиц.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполнено экспериментальное исследование вертикального распределения сальтирующих алевритовых и песчаных частиц в ветропесчаном потоке. По данным измерений на опустыненной территории в Астраханской обл. в условиях квазинепрерывной сальтации на высотах от 3 до 15 см определены функции распределения сальтирующих частиц по размерам в диапазоне от 30 до 330 мкм, восстановлены вертикальные распределения счетных концентраций частиц с размерами 47, 85.6, 104.6, 127.7 и 156 мкм, которые с удовлетворительной точностью аппроксимируются экспоненциальными профилями. Предложена аппроксимация зависимости от размера частиц в диапазоне от 47 до 156 мкм логарифмического

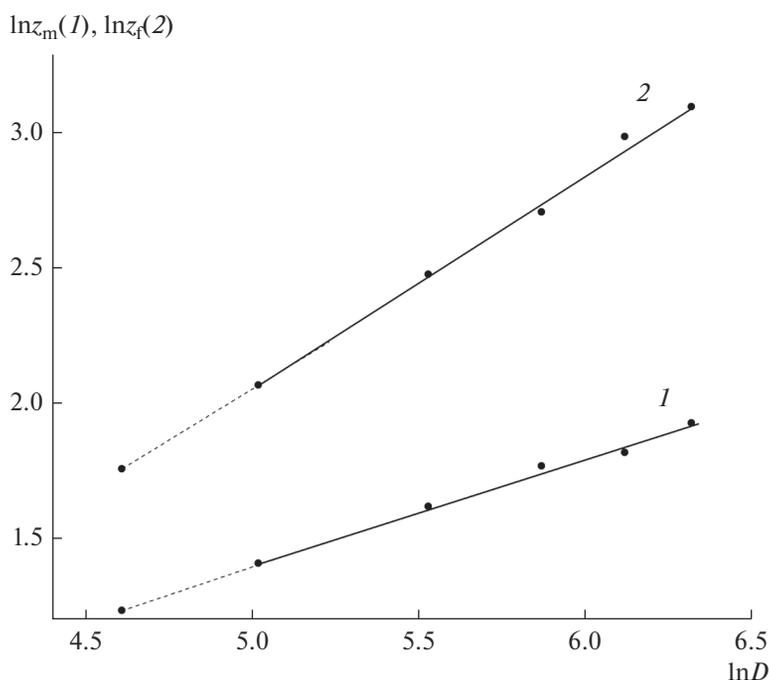


Рис. 6. Зависимости от размера частиц масштаба высоты для концентрации (1) и массового потока сальтации (2).

градиента концентрации. Отмечено, что концентрация песчаных частиц с размером 156 мкм в слое от 0 до 15 см убывает в два раза быстрее концентрации алевритовых частиц с размером 47 мкм.

Проанализированы статистические связи между скоростью ветра в приземном слое атмосферы на высоте 2 м и суммарной концентрацией частиц в нижнем и верхнем слоях сальтации. В верхнем слое сальтации в отличие от нижнего корреляционные связи концентрации частиц со скоростью ветра оказались нелинейными.

По данным измерений на опустыненной территории в Астраханской обл. 23.08.2011 и 01.09.2011 построены вертикальные распределения концентрации сальтирующих частиц в слое от 3 до 15 см для диапазона изменения ветра в приземном слое атмосферы от 6.0 до 11.0 м/с. Предложена кусочно-экспоненциальная аппроксимация вертикальных профилей концентрации сальтирующих частиц. Показано, что в нижнем слое сальтации на опустыненной территории логарифмический градиент концентрации не зависит от скорости ветра.

Получена и аппроксимирована зависимость от скорости ветра логарифмического градиента концентрации в верхнем слое сальтации. Определена толщина нижнего слоя сальтации (около 9 см). Предложена малопараметрическая модель вертикального распределения концентраций сальтирующих частиц в слое от 0 до 15 см для диапазона изменения скорости ветра от пороговой скорости сальтации до 11.0 м/с.

По опубликованным данным получены зависимости от размера сальтирующих частиц масштаба высоты вертикальных распределений концентрации и массового потока частиц и соотношение между масштабами высоты для указанных профилей. Получена оценка масштаба для массового потока частиц с размерами 100 мкм, близкими к модальному размеру частиц на опустыненной территории в Астраханской обл.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 19-05-00758).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. IPCC. Special Report "Global Warming of 1.5°C". 2018.
2. Золотокрылин А.Н. Климатическое опустынивание. М.: Наука, 2003. 247 с.
3. Miller R., Tegen I., Perlwitz J. Surface radiative forcing by soil dust aerosol and the hydrologic cycle // J. Geophys. Res. 2004. V. 109. DO4203.
4. Alfaro S.C., Gaudichet A., Gomes L., Maille M. Modeling the size distribution of a soil aerosol produced by sandblasting // J. Geophys. Res. 1997. V. 102. P. 11239–11249.
5. Bagnold R.A. The Physics of Blown Sand and Desert Dunes. London: Methuen, 1941. 265 p.
6. Shao Y. Physics and Modeling of Wind Erosion. N.Y.: Springer, 2000. 393 p.

7. *Kok J.F., Parteli E.J.R., Michaels T.I., Karam D.B.* The physics of wind-blown sand and dust // *Rep. Prog. Phys.* 2012. V. 75. 106901. P. 1–119.
8. *Семенов О.Е.* Введение в экспериментальную метеорологию и климатологию песчаных бурь. Алматы: КазНИИЭЖ, 2011. 580 с.
9. *Горчаков Г.И., Карнов А.В., Копейкин В.М., Злобин И.А., Бунтов Д.В., Соколов А.В.* Исследование динамики сальтирующих песчинок на опустыненных территориях // *Докл. АН.* 2013. Т. 452. № 6. С. 669–676.
10. *Горчаков Г.И., Карнов А.В., Копейкин В.М., Соколов А.В., Бунтов Д.В.* Влияние силы Сэфмана, подъемной силы и электрической силы на перенос частиц в ветропесчаном потоке // *Докл. АН.* 2016. Т. 467. № 3. С. 336–341.
11. *Ju T., Li X., Zhang H., Song Y.* Comparison of two different dust emission mechanisms over the Horqin Sandy Land area: Aerosols contribution and size distributions // *Atmosph. Environment.* 2018. V. 176. P. 82–90.
12. *Chkhetiani O.G., Gledzer E.B., Artamonova M.S., Iordanskii M.A.* Dust resuspension under weak wind conditions: direct observations and model // *Atmos. Chem. Phys.* 2012. V. 12. P. 5147–5162.
13. *Klose M., Shao Y.* Stochastic parameterization of dust emission and application to convective atmospheric conditions // *Atmos. Chem. Phys.* 2012. V. 12. P. 7309–7320.
14. *Вазеева Н.В., Чхетиани О.Г., Максименков А.О.* Организованная валиковая циркуляция и перенос минеральных аэрозолей в атмосферном пограничном слое // *Изв. РАН. Физика атмосферы и океана.* 2019. Т. 55. № 2. С. 17–31.
15. *Горчаков Г.И., Карнов А.В., Гуцин Р.А.* Турбулентные потоки пылевого аэрозоля на опустыненной территории // *Докл. РАН. Наука о Земле.* 2020. Т. 494. № 2. С. 53–57.
16. *Малиновская Е.А., Чхетиани О.Г.* Об условиях ветрового выноса частиц почвы // *Вычислительная механика сплошных сред.* 2020. Т. 13. № 2. С. 175–188.
17. *Горчаков Г.И., Бунтов Д.В., Карнов А.В., Копейкин В.М., Мирсаитов С.Ф., Гуцин Р.А., Даценко О.И.* Алевроитовая фракция сальтирующих частиц в ветропесчаном потоке на опустыненной территории // *Докл. РАН. Науки о Земле.* 2019. Т. 488. № 2. С. 193–196.
18. *Бунтов Д.В., Гуцин Р.А., Даценко О.И.* Четырехканальный фотоэлектрический счетчик сальтирующих песчинок // *Оптика атмосферы и океана.* 2018. Т. 31. № 6. С. 485–488.
19. *Pettijohn F.G.* *Sedimentary Rocs.* N.Y.: Harper, 1957. 526 p.
20. *White B.R., Schulz J.C.* Magnus effect in saltation // *J. Fluid Mech.* 1977. V. 81. № 3. P. 497–512.
21. *Zheng X.J., Huang N., Zhou Y.H.* Laboratory measurement of electrification of wind-blown Sands and simulation of its effect on sand saltation movement // *J. Geophys. Res.* 2003. V. 108. № D10. 4322.
22. *Liu X., Dong Z.* Experimental investigation of the concentration profile of a blowing sand cloud // *Geomorphology.* 2004. V. 60. P. 371–382.
23. *Huang N., Zheng X.-J., Zhou Y.-H., Scott Van Pelt R.* Simulation of wind-blown sand movement and probability density function of liftoff velocities of sand particles // *J. Geophys. Res.* 2006. V. 111. D20201.
24. *Rasmussen K.R., Sorensen M.* Vertical variation of particle speed and flux in aeolian saltation: Measurement and modeling // *J. Geophys. Res.* 2008. V. 113. F02S12.
25. *Creyssels M., Dupont P., El Moctar A., Valance A., Cantat I., Jenkins J.T., Pasini J.M., Rasmussen K.R.* Saltating particles in a turbulent boundary layer: experiment and theory // *J. Fluid Mech.* 2009. V. 625. P. 47–74.
26. *Schmidt D.S., Schmidt R.A., Dent Y.D.* Electrostatic force on saltating sand // *J. Geophys. Res.* 1998. V. 103. № D8. P. 8997–9001.
27. *Kok J.F., Renno N.O.* Electrostatics in wind-blown sand // *Phys. Rev. Lett.* 2008. V. 100. № 1. 01450L.
28. *Горчаков Г.И., Ермаков В.И., Копейкин В.М., Исаков А.А., Карнов А.В., Ульяненко А.В.* Электрические токи сальтации в ветропесчаном потоке // *Докл. АН.* 2006. Т. 410. № 2. С. 259–262.
29. *Горчаков Г.И., Копейкин В.М., Карнов А.В., Бунтов Д.В., Соколов А.В.* Удельный заряд сальтирующих песчинок на опустыненных территориях // *Докл. АН.* 2014. Т. 456. № 4. С. 476–480.
30. *Li B., McKenna Neuman C.* Boundary-layer turbulence characteristics during aeolian saltation // *Geophys. Res. Lett.* 2012. V. 39. L11402.
31. *Martin R.L., Barchyn T.E., Hugenholtz C.H., Jerolmack D.J.* Timescale dependence of aeolian sand flux observation under atmospheric turbulence // *J. Geophys. Res.* 2011. V. 117. D16205.
32. *Liu D., Ishizuka M., Mikami M., Shao Y.* Turbulent characteristics of saltation and uncertain of saltation model parameters // *Atmos. Chem. Phys.* 2018. V. 18. P. 7595–7606.
33. *Gorchakov G.I., Buntov D.V., Karpov A.V., Kopeikin V.M., Mirsaitov S.F., Gushchin R.A., Datsenko O.I.* Vertical profile of saltating particle concentration over semidesert area // *IOP Conference Series: EES 606.* 2020. EESE6061. EESE6061015.
34. *Карнов А.В., Гуцин Р.А., Даценко О.И.* Анализ вариаций скорости переноса сальтирующих песчинок // *Оптика атмосферы и океана.* 2017. Т. 30. № 03. С. 227–232.
35. *Karpov A.V., Gorchakov G.I., Gushchin R.A., Datsenko O.I.* Aleurite particle saltation modeling // *Proc. SPIE 11208.* 2020. 112084Y.
36. *Tong D., Huang N.* Numerical simulation of saltating particles in atmospheric boundary layer over flat bed sand ripples // *J. Geophys. Res.* 2012. V. 117. D16205.
37. *Gordon M., McKenna Neuman C.* A study of particle splash on developing ripple forms for two bed materials // *Geomorphology.* 2011. V. 129. P. 79–91.
38. *Горчаков Г.И., Карнов А.В., Кузнецов Г.А., Бунтов Д.В.* Квазипериодическая сальтация в ветропесчаном

- потоке на опустыненной территории // Оптика атмосферы и океана. 2016. Т. 29. № 6. С. 472–477.
39. Горчаков Г.И., Шукуров К.А. Флуктуации концентрации субмикронного аэрозоля в конвективных условиях // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2003. Т. 39. № 1. С. 85–97.
40. Горчаков Г.И., Бунтов Д.В., Карпов А.В., Конейкин В.М., Мирсаитов С.Ф., Гуцин Р.А., Даценко О.И. Влияние ветра на распределение сальтирующих частиц по размерам // Оптика атмосферы и океана. 2019. Т. 32. № 10. С. 848–855.
41. Горчаков Г.И., Карпов А.В., Гуцин Р.А., Даценко О.И., Бунтов Д.В. Вертикальные профили концентраций сальтирующих частиц на опустыненной территории // Докл. РАН. Науки о Земле. 2021. Т. 496. № 2. С. 211–214.
42. Kok J.F., Renno N.O. A comprehensive numerical model of steady state saltation (COMCALT) // J. Geophys. Res. 2009. V. 114. D17204.
43. Namikas S.L. Field measurement and numerical modelling of aeolian mass flux distributions on a sandy beach // Sedimentology. 2003. V. 50. P. 303–326.

Vertical Distribution of Aleurite and Sand Particles in Windsand Flux on Desertified Area

G. I. Gorchakov^{1,*}, A. V. Karpov^{1,**}, R. A. Gushchin^{1,***},
O. I. Datsenko^{1,****}, and D. V. Buntov^{1,*****}

¹*Obukhov Institute of Atmospheric Physics Russian Academy of Sciences, Pyzhyovskiy per., 3, Moscow, 119017 Russia*

*e-mail: gengor@ifaran.ru

**e-mail: karpov@ifaran.ru

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

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

*****e-mail: dbunt@mail.ru

In Astrakhan oblast under almost non-intermittent conduction at heights from 3 to 15 cm the satiating particle size distribution function profiles were received for differential number particle concentrations with a size of 47.0, 85.6, 104.6, 127.7 and 156.0 μm which approximated exponential functions. It is shown that a logarithmic concentration gradient in the low layer of saltation 9 cm thickness don't depend from the wind velocity in the surface layer of the atmosphere. It is establishment that in the upper saltation layer at the heights of 11 and 15 cm the saltating particle concentration is non-linear functions of the wind velocity. Two-layer exponential approximation of the particle concentration profiles for the wind velocity values from 5.5 to 11.0 m/s are proposed. Logarithmic concentration gradient dependence from the wind velocity in the upper saltation layer has been approximated. Small-parametric model of the saltating particle concentration in the layer from 0 to 15 cm has been worked out. Height scale dependence approximations from the particle size for the concentration and mass flux height profiles have been proposed.

Keywords: desertification, windsand flux, almost non-intermittent saltation, saltating aleurite particle, particle concentration height distribution, two-layer exponential approximation, logarithmic concentration gradient, low layer saltation thickness, small parametric model of height concentration distribution

УДК 551.551

ВЕРТИКАЛЬНЫЕ ТУРБУЛЕНТНЫЕ ПОТОКИ ПЫЛЕВОГО АЭРОЗОЛЯ¹

© 2021 г. А. В. Карпов^{a, *}, Г. И. Горчаков^{a, **}, Р. А. Гушин^{a, b, ***}, О. И. Даценко^{a, b, ****}

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

^bМИРЭА – Российский технологический университет, просп. Вернадского, 78, Москва, 119454 Россия

*e-mail: karpov@ifaran.ru

**e-mail: gengor@ifaran.ru

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

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

Поступила в редакцию 19.04.2021 г.

После доработки 07.05.2021 г.

Принята к публикации 09.06.2021 г.

По данным измерений флуктуаций концентрации частиц и вертикальной компоненты скорости ветра с разрешением 1 с рассчитаны вертикальные турбулентные потоки пылевого аэрозоля на опустыненной территории в Астраханской обл. для условий квазинепрерывной сальтации. Показано, что временная изменчивость плотности вертикального турбулентного потока пылевого аэрозоля в диапазоне масштабов примерно от 30 с до 1 ч определяется конвективно обусловленными вариациями горизонтальной и вертикальной компонент скорости ветра в приземном слое атмосферы. Нормированный турбулентный поток или скорость выноса пылевого аэрозоля достигает 4–5 см/с. Дневной ход вертикального турбулентного потока аэрозоля согласуется с дневным ходом турбулентного потока тепла. Получены зависимости массового турбулентного потока пылевого аэрозоля от размера частиц. Предложена методика оценки низкочастотной изменчивости плотности турбулентного потока пылевого аэрозоля на опустыненной территории по данным измерений компонент скорости ветра и пороговой скорости сальтации.

Ключевые слова: опустынивание, ветропесчаный поток, эмиссия пылевого аэрозоля, турбулентный поток аэрозоля, конвекция, скорость выноса аэрозоля, турбулентный поток тепла, массовый поток аэрозоля

DOI: 10.31857/S0002351521050084

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время много внимания уделяется исследованиям пылевого аэрозоля [1–3]. Минеральный пылевой аэрозоль прямо и косвенно влияет на радиационный режим атмосферы [4, 5], включая взаимодействие с жидкокапельными и кристаллическими облаками [6, 7], участвует в биогеохимических процессах на суше и в океане [8, 9], наносит ущерб здоровью человека [10, 11].

Основными источниками пылевого аэрозоля являются опустыненные и аридные территории [12–18]. При слабом ветре вынос пылевого аэрозоля [12, 18–20] определяется механизмом конвективно-турбулентной эмиссии пылевого аэрозоля (convective turbulent dust emission) [21], который в настоящее время подробно изучается [22–25].

На песчаных опустыненных территориях преобладает вклад в эмиссию пылевого аэрозоля, образующегося под воздействием ветропесчаного потока на подстилающую поверхность (процесс sandblasting) [26, 27]. В ветропесчаном потоке главным процессом является сальтация [28–34]. Разработаны модели для оценки обусловленных сальтацией вертикальных потоков пылевого аэрозоля с опустыненных территорий [35–37].

Полученные оценки потоков пылевого аэрозоля нуждаются в сравнении с данными эксперимента. Потоки пылевого аэрозоля с опустыненных территорий определяются турбулентной диффузией в приземном слое атмосферы. При определении вертикального турбулентного потока аэрозоля прямыми методами необходимо измерять флуктуации концентрации частиц аэрозоля и вертикальной компоненты скорости ветра.

Впервые прямые измерения вертикального турбулентного потока аэрозоля на опустыненной территории были выполнены в Приаралье [38].

¹ Статья подготовлена на основе устного доклада, представленного на Всероссийской конференции “Турбулентность, динамика атмосферы и климата”, посвященной памяти акад. А.М. Обухова (Москва, 10–12 ноября 2020 г.).

Целью настоящей работы является анализ результатов измерений флуктуаций концентрации частиц пылевого аэрозоля и компонент скорости ветра в приземном слое атмосферы и вариаций вертикальных турбулентных потоков пылевого аэрозоля по данным измерений на опустыненной территории в Астраханской обл., характеристика зависимости массового турбулентного потока пылевого аэрозоля от размера частиц, а также сопоставление дневного хода нормированного вертикального турбулентного потока пылевого аэрозоля с дневным ходом турбулентного потока тепла и количественная оценка низкочастотной изменчивости плотности вертикального турбулентного потока пылевого аэрозоля по данным измерений горизонтальной и вертикальной компонент скорости ветра и пороговой скорости сальтации.

При исследовании эмиссии пылевого аэрозоля на опустыненной территории вблизи р. Волги без крупных форм рельефа (барханы, дюны) и без растительности использованы результаты совместных измерений характеристик сальтации [34] и потоков пылевого аэрозоля [39, 40] в период с 16.08.2011 по 01.09.2011, что дало возможность учесть влияние вариаций пороговой скорости сальтации на процесс выноса пылевого аэрозоля с подстилающей поверхности. В работе представлены результаты измерений вертикальных турбулентных потоков пылевого аэрозоля в условиях квазипрерывной сальтации 23.08.2011 и 01.09.2011, что позволило исключить влияние эффектов перемежаемости сальтации на эмиссию пылевого аэрозоля.

2. ВАРИАЦИИ КОНЦЕНТРАЦИИ ЧАСТИЦ ПЫЛЕВОГО АЭРОЗОЛЯ И КОМПОНЕНТ СКОРОСТИ ВЕТРА В ПРИЗЕМНОМ СЛОЕ АТМОСФЕРЫ

Вертикальный турбулентный поток аэрозоля вычисляется по данным измерений флуктуации концентрации частиц N и вертикальной компоненты скорости ветра w

$$F(t, \tau) = \tau^{-1} \int_0^{\tau} f(t) dt = \tau^{-1} \int_0^{\tau} N'(t) w'(t) dt, \quad (1)$$

где t – время, τ – период осреднения, f – плотность турбулентного потока, $N'(t) = N(t) - \bar{N}$ и $w'(t) = w(t) - \bar{w}$ – флуктуации N и w , \bar{N} и \bar{w} – средние значения N и w на интервале τ [40].

Эмиссия пылевого аэрозоля на опустыненных территориях определяется процессом сальтации. В [41] показано, что в нижнем слое сальтации концентрация сальтирующих частиц N линейно зависит от разности $V - V_0$, где V – горизонталь-

ная компонента скорости ветра в приземном слое атмосферы и V_0 – пороговая скорость сальтации. Таким образом, разность $V - V_0$ определяет интенсивность сальтации и, как следствие, интенсивность генерации пылевого (минерального) аэрозоля на подстилающей поверхности [39]. Анализ данных измерений показал, что конвективно обусловленные “низкочастотные” вариации горизонтальной компоненты скорости ветра V отчетливо выявляются на временной изменчивости как концентрации сальтирующих частиц N_s [42], так и концентрации частиц пылевого аэрозоля N [39].

Суммарная концентрация и дифференциальные счетные концентрации частиц пылевого аэрозоля измерялись на опустыненной территории в Астраханской обл. в приземном слое атмосферы на высоте 2 м с помощью фотоэлектрического счетчика ОАЭС-05 [17] с временным разрешением 1 с 23.08.2011 и 01.09.2011 в условиях квазипрерывной сальтации (almost non-intermittent). Распределение частиц по размерам измерялось в диапазоне от 0.5 до 5.0 мкм. Вблизи фотоэлектрического счетчика [43] на высоте 2 м находилась акустическая метеостанция Метео-2 (Институт оптики атмосферы СО РАН, г. Томск), с помощью которой измерялись турбулентные пульсации компонент скорости ветра и температуры воздуха с разрешением 0.1 с.

Отметим, что режим сальтации, которая определяла интенсивность эмиссии пылевого аэрозоля, контролировался с помощью фотоэлектрического счетчика [43], находящегося на удалении около 10 м от аппаратного комплекса для измерения турбулентных потоков аэрозоля.

На рис. 1 представлены с осреднением 30 с результаты измерений суммарной концентрации частиц пылевого аэрозоля $N(t)$, горизонтальной компоненты скорости ветра $V(t)$ и вертикальной компоненты $w(t)$ 23.08.2011 в период с 11:30 до 12:30 на опустыненной территории в Астраханской обл.

В рассматриваемый период времени отчетливо выражены “низкочастотные” конвективно обусловленные вариации компоненты скорости ветра V , в том числе квазипериодические (“когерентные”) вариации с периодом примерно 6.3 мин. Низкочастотные вариации концентрации частиц аэрозоля N сравнительно тесно коррелируют с вариациями V (рис. 1). Коэффициент корреляции между N и V равен 0.48 (погрешность его определения ± 0.13 с доверительной вероятностью 95%). Спектр вариаций вертикальной компоненты скорости ветра w сдвинут в область более высоких частот по сравнению с спектром V .

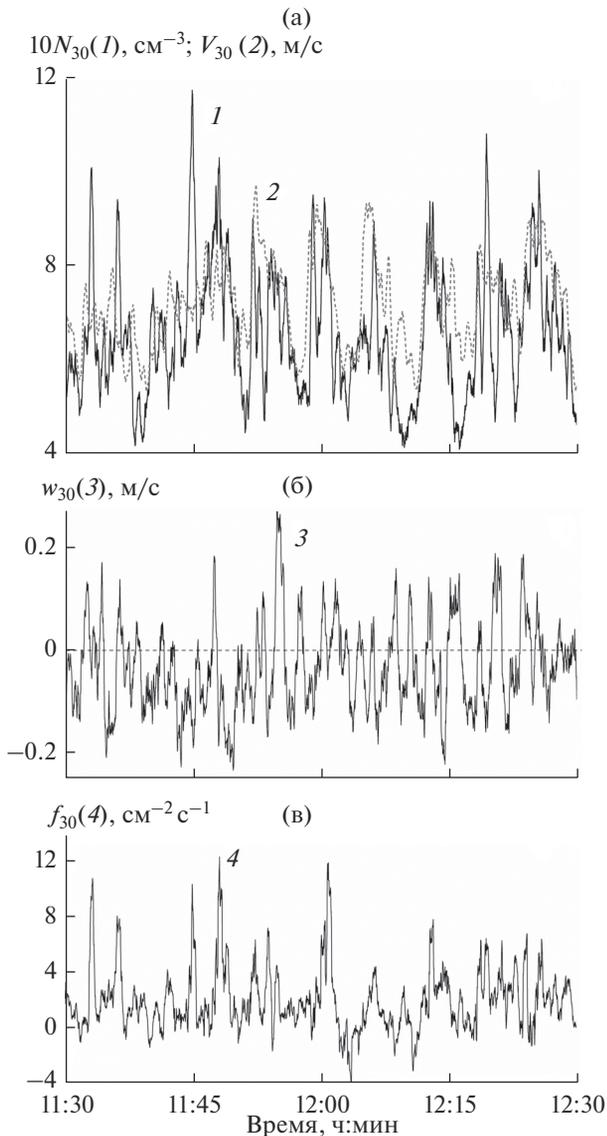


Рис. 1. Зависимость от времени (интервал осреднения 30 с) концентрации частиц пылевого аэрозоля (1), горизонтальной (2) и вертикальной (3) компонент скорости ветра и плотности вертикального турбулентного потока пылевого аэрозоля (4) по данным измерений на опустыненной территории 23.08.2011 в период с 11:30 до 12:30.

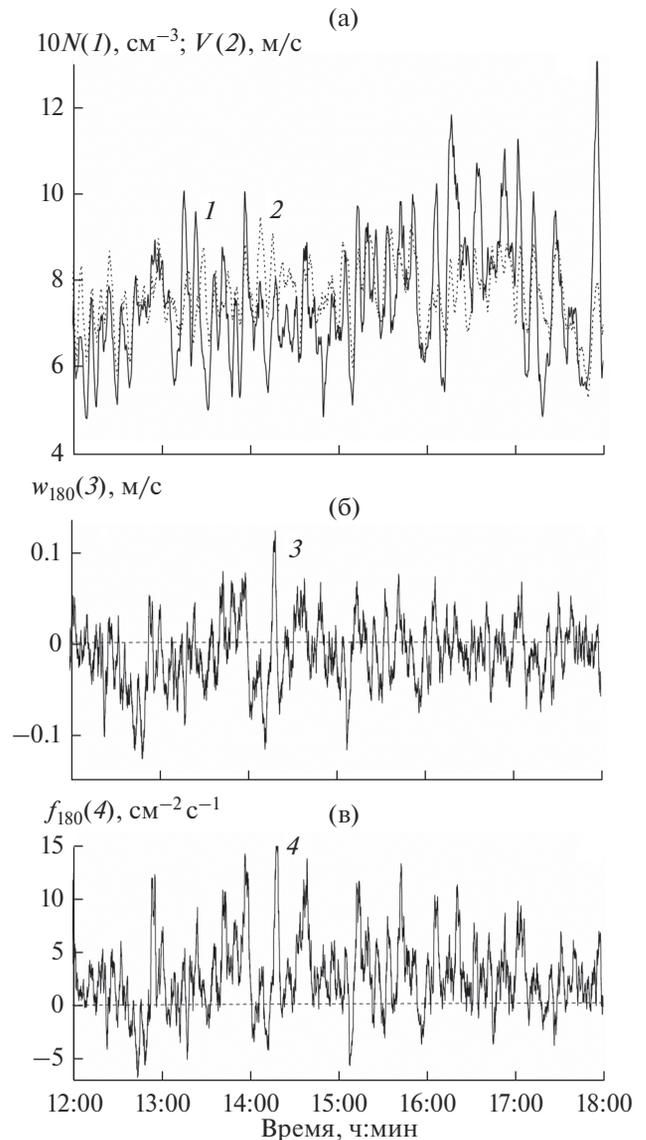


Рис. 2. Зависимость от времени (интервал осреднения 180 с) концентрации частиц пылевого аэрозоля (1), горизонтальной (2) и вертикальной (3) компонент скорости ветра и плотности вертикального турбулентного потока пылевого аэрозоля (4) по данным измерений на опустыненной территории 23.08.2011 в период с 12:00 до 18:00.

Более полное представление о временной изменчивости N , V и w можно получить по данным измерений 23.08.2011 в период с 12:00 до 18:00 (рис. 2) и 01.09.2011 в период с 12:30 до 18:00 (рис. 3). В некоторые периоды времени (например, 23.08.2011 в период примерно с 15:00 до 16:00) наблюдаются сравнительно длительные квазипериодические вариации N и V . Отметим, что длительность некоторых значительных отклонений от соответствующих средних значений w достигает примерно 30 мин и даже 1 ч. В частности, 23.08.2011 в период времени примерно с 12:40 до 13:40 на-

блюдалась длительная отрицательная аномалия вертикальной компоненты скорости ветра w , которая иногда прерывалась короткими (1–5 мин) всплесками восходящих движений. Длительные отрицательные аномалии w могут быть обусловлены валиковой конвекцией, а всплески восходящих движений суперпозицией конвективных движений (структур) разных масштабов.

Выполнен статистический анализ вариаций N , V и w . По данным измерений 23.08.2011 и 01.09.2011 в период с 12:30 до 18:00 рассчитаны статистиче-

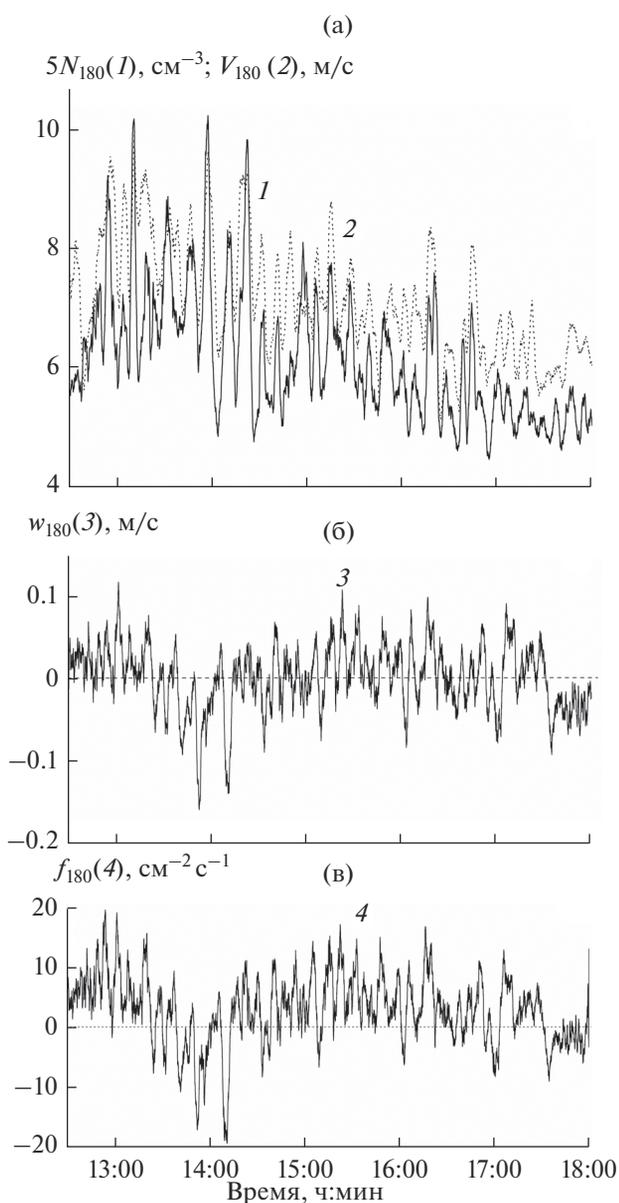


Рис. 3. Зависимость от времени (интервал осреднения 180 с) концентрации частиц пылевого аэрозоля (1), горизонтальной (2) и вертикальной (3) компонент скорости ветра и плотности вертикального турбулентного потока пылевого аэрозоля (4) по данным измерений на опустыненной территории 01.09.2011 в период с 12:30 до 18:00.

ские характеристики вариаций указанных выше величин.

Наименьшие значения коэффициента вариаций, параметра асимметрии и эксцесса характерны для вариаций горизонтальной компоненты скорости ветра. Коэффициент вариаций N примерно в 2 раза больше коэффициента вариации V . Эксцесс для вариаций N 23.08.2011 достигает 3.1, тогда как значение эксцесса для V близко к нулю.

Стандартное отклонение w в 5 раз меньше стандартного отклонения V , а параметр асимметрии меньше примерно в 4 раза. Что касается эксцесса для вариаций w , то он достигает примерно 0.9.

3. ВРЕМЕННАЯ ИЗМЕНЧИВОСТЬ ПЛОТНОСТИ ТУРБУЛЕНТНОГО ПОТОКА ПЫЛЕВОГО АЭРОЗОЛЯ

Вариации плотности турбулентного потока аэрозоля f определяются суперпозицией вариаций концентрации частиц аэрозоля и вертикальной компоненты скорости ветра, спектры которых заметно различаются.

Пример временной изменчивости $f(t)$ (при осреднении 30 с) показан на рис. 1в. Важной особенностью $f(t)$ является наличие как положительных, так и отрицательных коротких выбросов с большой амплитудой. В рассматриваемом случае среднее значение f равно $1.9 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$.

На рис. 2в показана плотность турбулентного потока аэрозоля, рассчитанная по данным измерений 23.08.2011 в период с 12:00 до 18:00 (осреднение 180 с). Отчетливо видны периоды положительных и отрицательных значений f , в том числе низкий средний уровень f примерно после 17 ч. Среднее значение f в рассматриваемый период времени 23.08.2011 равно $2.67 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$, а максимальное значение составило $15 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$.

Согласно данным измерений $f(t)$ 01.09.2011 с 12:30 до 18:00 (время осреднения 180 с), в период примерно с 13:40 до 14:15 и в период с 17:30 до 18:00 преобладали отрицательные турбулентные потоки аэрозоля, что в ряде случаев характерно для валиковой конвекции. 01.09.2011 (рис. 3) наблюдались квазипериодические вариации f (например, с 13:15 до 13:50 с средним периодом около 9 мин). Среднее значение $f(t)$ в период с 12:30 до 18:00 оказалось равным $3.18 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$. Максимальные и минимальные значения достигали 20 и $-20 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ соответственно. Были рассчитаны по данным измерений 01.09.2011 статистические характеристики вариаций $f(t)$. При сравнительно небольшой асимметрии (1.19) и сравнительно большом эксцессе (6.24) очень большим оказался коэффициент вариаций (11.4). Наблюдаемые в 2011 г. особенности статистической изменчивости плотности турбулентного потока аэрозоля аналогичны обнаруженным ранее [38] особенностям изменчивости турбулентного потока пылевого аэрозоля в 1998 г. на опустыненной территории в Приаралье.

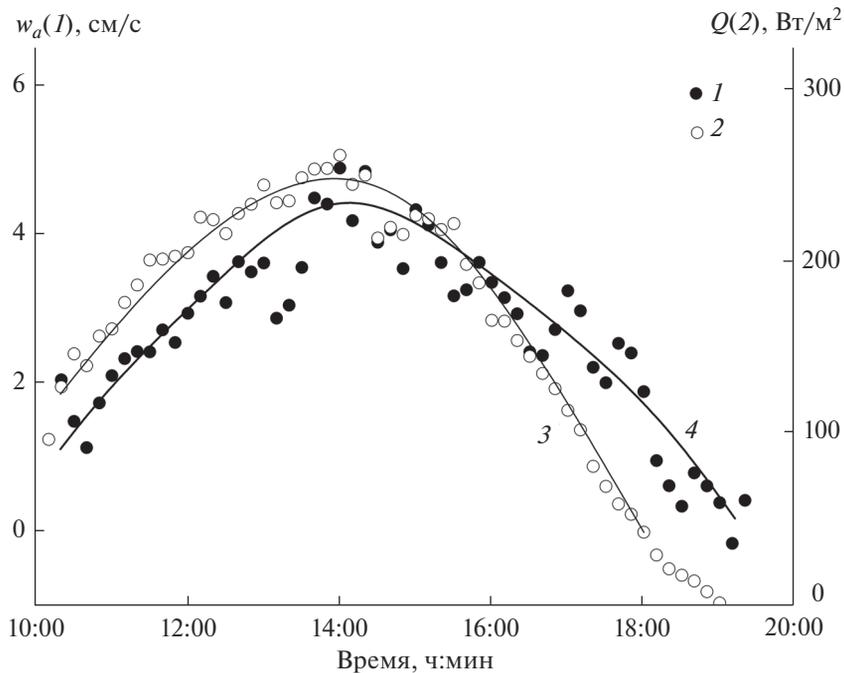


Рис. 4. Дневной ход скорости выноса пылевого аэрозоля (1) и турбулентного потока тепла (2) по данным измерений на пустынной территории 23.08.2011 (3 и 4 – сглаженные зависимости).

4. СКОРОСТЬ ВЫНОСА АЭРОЗОЛЯ И ТУРБУЛЕНТНЫЙ ПОТОК ТЕПЛА В КОНВЕКТИВНЫХ УСЛОВИЯХ

Большой интерес представляет нормированный вертикальный турбулентный поток пылевого аэрозоля

$$w_a = \frac{F}{N}, \tag{2}$$

где \bar{N} – среднее значение концентрации частиц аэрозоля за период осреднения τ . Нормированный турбулентный поток имеет размерность скорости. Поэтому w_a следует рассматривать как оценку скорости выноса или вертикального переноса аэрозоля в приземном слое атмосферы.

На рис. 4 показаны результаты расчетов скорости выноса пылевого аэрозоля за 10-минутные интервалы по данным измерений 23.08.2011 в период с 10:15 до 19:30. Для сравнения на рис. 4 показаны соответствующие значения турбулентного потока тепла $Q = \rho c_p q$, где ρ – плотность атмосферного воздуха и c_p – теплоемкость воздуха при постоянном давлении. Поток температуры

$$q(t, \tau) = \tau^{-1} \int T'(t)w'(t)dt, \tag{3}$$

где T – температура воздуха. Показан также сглаженный дневной ход w_a и Q (3 и 4). Видно, что флуктуации нормированного турбулентного потока аэрозоля существенно больше флуктуаций

турбулентного потока тепла. В целом дневной ход w_a согласуется с дневным ходом турбулентного потока тепла. В послеполуденное время Q быстрее стремится к нулю по сравнению с w_a . В вечернее время скорость выноса падает до нуля и затем принимает отрицательные значения порядка -1 см/с, что обусловлено, во-первых, прекращением генерации пылевого аэрозоля на подстилающей поверхности и, во-вторых, процессом сухого осаждения пылевого аэрозоля. Этот эффект ранее наблюдался в Приаралье.

Измеренная нами скорость выноса пылевого аэрозоля w_a достигает 4–5 см/с. Следует иметь в виду, что это оценка снизу, так как плотность турбулентного потока аэрозоля определяется по данным измерений флуктуаций концентрации аэрозоля, генерируемого на подстилающей поверхности, а в среднее значение концентрации пылевого аэрозоля заметный вклад вносит фоновый аэрозоль.

Поэтому в [38] была предложена альтернативная оценка скорости выноса пылевого аэрозоля

$$w_a^* = \frac{F}{\sigma_N}, \tag{4}$$

где σ_N – стандартное отклонение для флуктуаций суммарной концентрации пылевого аэрозоля.

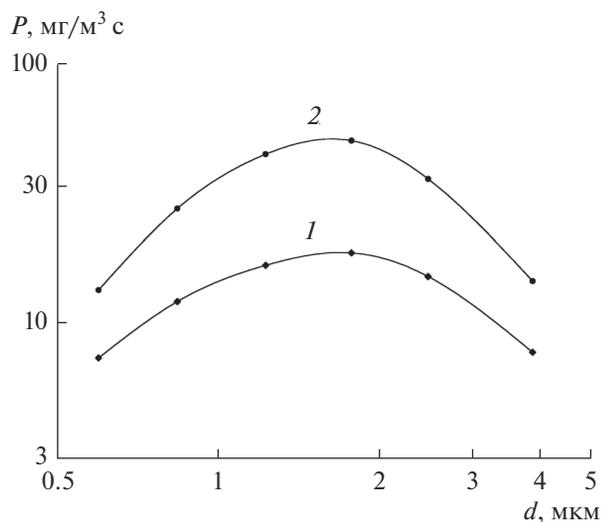


Рис. 5. Зависимость массового потока пылевого аэрозоля от размера частиц по данным измерений 23.08.2011 в 11:30 (1) и 15:10 (2) на опустыненной территории в Астраханской обл.

В частности, 01.09.2011 $\bar{N} = 1.24 \text{ см}^{-3}$ и $\sigma_N = 0.48 \text{ см}^{-3}$. Отсюда следует, что в среднем в этот день w_a^* в 2.5 раза больше w_a .

5. ЗАВИСИМОСТЬ ВЕРТИКАЛЬНОГО ТУРБУЛЕНТНОГО ПОТОКА ПЫЛЕВОГО АЭРОЗОЛЯ ОТ РАЗМЕРА ЧАСТИЦ

На опустыненной территории в Астраханской обл. были выполнены измерения счетных концентраций частиц аэрозоля для интервалов размеров 0.5–0.7, 0.7–1.0, 1.0–1.5, 1.5–2.0, 2.0–3.0 и 3.0–5.0 мкм, что позволило рассчитать дифференциальные массовые концентрации частиц m_i ($i = 1, 2, \dots, 6$) при условии $\rho_a = 2 \text{ г/см}^{-3}$, где ρ_a – плотность вещества частиц аэрозоля, и соответствующие вертикальные массовые потоки аэрозоля P ($\text{мг/м}^3 \text{ с}$). Максимальные значения P наблюдались при $d = 1.5\text{--}2.0$ мкм. На рис. 5 показаны результаты расчета $P(d)$ 23.08.2011 в 11:30 (1) и 15:10 (2). Полученные зависимости с удовлетворительной точностью аппроксимируются логнормальными распределениями

$$P(d) = A \exp\left\{-\ln^2(d/d_0)/2v^2\right\}, \quad (5)$$

где $A = 18.5$ (1) и $50 \text{ мг/м}^3 \text{ с}$ (2), $v = 0.94$ (1) и 0.90 (2) и $d_0 = 1.5$ мкм в обоих случаях.

6. ПРОГНОЗ НИЗКОЧАСТОТНОЙ ИЗМЕНЧИВОСТИ ВЕРТИКАЛЬНОГО ТУРБУЛЕНТНОГО ПОТОКА ПЫЛЕВОГО АЭРОЗОЛЯ ПО ДАННЫМ ИЗМЕРЕНИЙ КОМПОНЕНТ СКОРОСТИ ВЕТРА

В [34, 41] получены соотношения линейной регрессии между концентрацией частиц в нижнем слое сальтации N_s и скоростью ветра V

$$N_s = K_s(V - V_0), \quad (6)$$

где V_0 – пороговая скорость сальтации и K_s – коэффициент.

Если предположить, что наблюдаемая концентрация N частиц пылевого аэрозоля, генерируемого на подстилающей поверхности под воздействием ветропесчанного потока, пропорциональна концентрации сальтирующих частиц N_s , то изменчивость N можно оценить по формуле

$$N(t) = K_a[V(t) - V_0], \quad (7)$$

где K_a – неизвестный коэффициент.

Данная гипотеза позволяет оценить вариации турбулентного потока аэрозоля $f(t)$ с использованием функции

$$\psi(t) = [V(t) - V_0]w(t). \quad (8)$$

Была проанализирована возможность прогноза (оценки) низкочастотной изменчивости (с точностью до неизвестного коэффициента) плотности турбулентного потока $f(t)$.

По данным измерений горизонтальной и вертикальной компонент скорости ветра в приземном слое атмосферы на высоте 2 м, а также пороговой скорости сальтации ($V_0 = 5.0 \text{ м/с}$) были получены зависимости $\psi(t)$ (время осреднения 180 с), которые сопоставлены с соответствующими зависимостями $f(t)$ для периода времени с 13:30 до 15:30 23.08.2011 (рис. 6) и для периода с 13:30 до 16:30 01.08.2011 (рис 7). На рис. 6 и 7 видно, что низкочастотная изменчивость $\psi(t)$ с удовлетворительной точностью воспроизводит низкочастотную временную изменчивость вертикального турбулентного потока пылевого аэрозоля. Коэффициент корреляции между f и $\psi = 0.83$ (23.08.2011) и 0.91 (01.09.2011). Таким образом, предложен эффективный метод восстановления низкочастотных вариаций плотности вертикального турбулентного потока пылевого аэрозоля на опустыненной территории.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На опустыненной территории в условиях квазинепрерывной сальтации определены вертикальные турбулентные потоки пылевого аэрозоля по данным измерений с временным разрешением

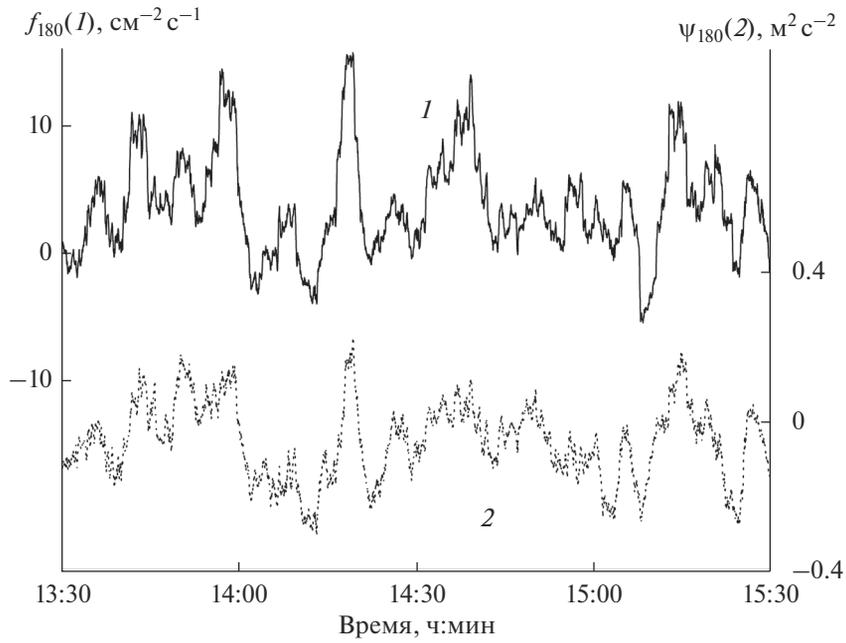


Рис. 6. Временная изменчивость плотности вертикального турбулентного потока пылевого аэрозоля $f(1)$ и произведения $\psi(2)$ вертикальной компоненты скорости ветра w и разности между горизонтальной компонентой скорости ветра V и пороговой скоростью сальтации V_0 по данным измерений на опустыненной территории в Астраханской области 23.08.2011 (время осреднения 180 с).

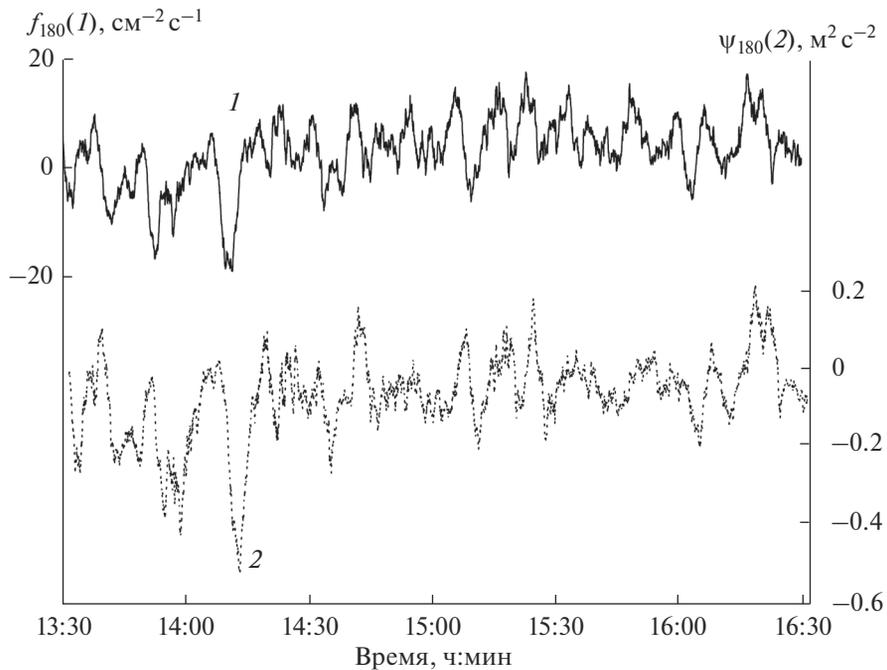


Рис. 7. Временная изменчивость плотности вертикального турбулентного потока пылевого аэрозоля $f(1)$ и произведения $\psi(2)$ вертикальной компоненты скорости ветра w и разности между горизонтальной компонентой скорости ветра V и пороговой скоростью сальтации V_0 по данным измерений на опустыненной территории в Астраханской области 01.09.2011 (время осреднения 180 с).

1 с флуктуаций концентрации частиц аэрозоля и компонент скорости ветра.

Показано, что вынос пылевого аэрозоля с подстилающей поверхности обусловлен процессом сальтации, интенсивность которой зависит от скорости ветра в приземном слое атмосферы. Низкочастотные вариации концентрации пылевого аэрозоля с периодами примерно от 30 с до 1 ч, в том числе квазипериодические, воспроизводят конвективные вариации горизонтальной компоненты скорости ветра. Обнаружены длительные периоды, до 30–60 мин нисходящих движений, прерываемых иногда всплесками восходящих движений с длительностью примерно от 1 до 5 мин, что можно объяснить суперпозицией валиковой конвекции с типичными конвективными структурами (термиками) вертикальной компоненты скорости ветра.

Проанализированы вариации плотности вертикального турбулентного потока пылевого аэрозоля. Показано, что большое значение коэффициента вариаций турбулентного потока аэрозоля объясняется наличием коротких всплесков большой амплитуды. В дневном ходе турбулентного потока обнаружены длительные периоды (порядка 1 ч) с малыми и отрицательными значениями плотности потока.

Показано, что дневной ход нормированного вертикального турбулентного потока или скорости выноса пылевого аэрозоля согласуется с дневным ходом турбулентного потока тепла. В вечернее время скорость выноса пылевого аэрозоля падает до нуля и затем принимает отрицательные значения, что обусловлено прекращением сальтации и процессом сухого осаждения аэрозоля.

Расчеты показали, что скорость выноса пылевого аэрозоля достигает 4–5 см/с. Отмечено, что на точность определения скорости выноса влияет наличие в приземном слое атмосферы фонового аэрозоля. Представлен альтернативный подход к оценке скорости выноса пылевого аэрозоля на опустыненных территориях.

С использованием данных измерений флуктуаций дифференциальных счетных концентраций аэрозоля в диапазоне размеров от 0.5 до 5.0 мкм восстановлены дифференциальные массовые потоки аэрозоля. Показано, что на опустыненной территории в Астраханской обл. максимальное значение массового потока аэрозоля достигается примерно для размера частиц 1.5 мкм. Получена аппроксимация зависимости массового потока от размера частиц аэрозоля.

Предложена методика оценки низкочастотной изменчивости вертикального турбулентного потока пылевого аэрозоля на опустыненной терри-

тории по данным измерений горизонтальной и вертикальной компонент скорости ветра и пороговой скорости сальтации.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант №20-17-00214).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Mahowald N., Albani S., Kok J.F., Engelstaedter S., Scanza R., Ward D.S., Flanner M.G. The size distribution of desert dust aerosols and its impact on the Earth system // *Aeolian Research*. 2014. V 15. P. 53–71.
2. Kok J.F., Parteli E.J., Michaels T.I., Bou Karam D. The physics of wind-blown sand and dust // *Rep. Prog. Phys.* 2012. V. 75. P. 1–119.
3. Mather B.A., Prospero J.M., Mackie D., Gaiero D., Hesse P.P., Balkanski Y. Global connections between aeolian dust, climate and ocean biogeochemistry at the present day and at the last glacial maximum // *Earth Sci. Rev.* 2010. V 99. P. 61–97.
4. Miller R., Tegen I., Perlwitz J. Surface radiative forcing by soil dust aerosols and the hydrologic cycle // *J. Geophys. Res.* 2004. V. 109. D04203.
5. Balkanski Y., Schulz M., Claquin T., Guibert S. Re-evaluation of mineral aerosol radiative forcings suggest a better agreement with satellite and AERONET data // *Atmos. Chem. Phys.* 2007. V. 7. P. 81–95.
6. DeMott P., Sassen K., Poellot M., Baumgardner D., Rogers D., Brooks S., Prenni A., Kreidenweis S. African dust aerosols as atmospheric ice nuclei // *Geophys. Res. Lett.* 2003. V. 30. № 14. P. 1732.
7. Mahowald N., Kiehl J. Mineral aerosol and cloud interactions // *Geophys. Res. Lett.* 2003. V. 30. P. 10109.
8. Hand J., Mahowald N., Chen Y., Siefert R., Luo C., Subramaniam A., Fung I. Estimates of atmospheric-processed soluble iron from observations and a global mineral aerosol model: Biogeochemical implications // *J. Geophys. Res.* 2004. V. 109. D17205.
9. Krishnamurthy A., Moore J.K., Mahowald N., Luo C., Zender C. S. Impacts of atmospheric nutrient inputs on marine biogeochemistry // *J. Geophys. Res.* 2010. V. 115. G01006.
10. Brunekreef B., Holgate S.T. Air Pollution and Health // *Lancet*. 2002. V. 360. P. 1233–1242.
11. Morman S.A., Plumlee G.S. The role of airborne mineral dusts in human disease // *Aeolian Research*. 2013. V. 9. P. 203–212.
12. Голицын Г.С., Гранберг И.Г., Алоян А.Е., Андропова А.В., Арутюнян В.О., Виноградов Б.В., Габунцина Э.Б., Горчаков Г.И., Добрышман Е.М., Пономарев В.М. Исследование термоконвективных выносов аридного аэрозоля в черных землях Калмыкии // *Естественные и антропогенные аэрозоли*. Санкт-Петербург: НИИ Химии СПбГУ, 1998. С. 342–348.
13. Gillette D.A., Blifford D.A., Fryrear D.W. The influence of wind velocity on the size distributions of aerosols generated by the wind erosion of soils // *J. Geophys. Res.* 1974. V. 79. P. 4068–4075.
14. Белан Б.Д., Кабанов Д.М., Панченко М.В. Самолетное зондирование параметров атмосферы в пыле-

- вом эксперименте // Советско-американский эксперимент по изучению аридного аэрозоля. Ред. Голицын Г.С. Санкт-Петербург: Гидрометеоздат, 1992. С. 26–28.
15. Семенов О.Е. Введение в экспериментальную метеорологию и климатологию песчаных бурь. Алматы: КазНИИЭК, 2011. 580 с.
 16. Горчаков Г.И., Копров Б.М., Шукуров К.А. Влияние ветра на вынос аэрозоля с подстилающей поверхности // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2004. Т. 40. № 6. С. 759–775.
 17. Карпов А.В. Флуктуации микроструктуры грубодисперсного и субмикронного аэрозоля на опустыненной территории // Оптика атмосферы и океана. 2008. Т. 21. № 10. С. 844–849.
 18. Chkhetiani O.G., Gledzer E.B., Artamonova M.S. Iordanskii M.A. Dust resuspension under weak wind conditions: direct observations and model // Atmos. Chem. Phys. 2012. V. 12. P. 5147–5162.
 19. Loosmore G.A., Hunt J.R. Below-threshold, non-abraded dust resuspension // J. Geophys. Res. 2000. V. 105. P. 20.663–20.671.
 20. Klose M., Shao Y. Stochastic parameterization of dust emission and application to convective atmospheric conditions // Atmos. Chem. Phys. 2012. V. 12. P. 7309–7320.
 21. Ju T., Li X., Zhang H., Cai X., Song Y. Comparison of two different dust emission mechanisms over the Horqin Sandy Land area: Aerosols contribution and size distributions // Atmos. Environment. 2018. V. 176. P. 82–90.
 22. Liu X.L., Zhang H.S. Size distribution of dust aerosols observed over the Horqin Sandy Land in inner Mongolia, China // Aeolian Research. 2015. V. 17. P. 231–239.
 23. Li X.Y., Klose M., Shao Y., Zhang H.S. Convective turbulent dust emission (CTDE) observed over Horqin Sandy Land area and validation of CTDE scheme // J. Geophys. Res. Atm. 2014. V. 119. P. 9980–9992.
 24. Вазаева Н.В., Чхетиани О.Г., Максименков Л.О. Организованная валиковая циркуляция и перенос минеральных аэрозолей в атмосферном пограничном слое // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2019. Т. 55. № 2. С. 17–31.
 25. Малиновская Е.А., Чхетиани О.Г. Об условиях ветрового выноса частиц почвы // Вычислительная механика сплошных сред. 2020. Т. 13. № 2. С. 175–188.
 26. Alfaro S.C., Gaudichet A., Gomes L., Maille M. Modeling the size distribution of a soil aerosol produced by sandblasting // J. Geophys. Res. 1997. V. 102. P. 11239–11249.
 27. Shao Y., Raupach M.R., Findlater P.A. The effect of saltation bombardment on the entrainment of dust by wind // J. Geophys. Res. 1993. V. 98. P. 12719–12726.
 28. Bagnold R.A. The Physics of Blown Sand and Desert Dunes. London: Methuen, 1941. 265 p.
 29. Zheng X. Mechanics of Wind Blown Sand Movements. Berlin: Springer-Verlag, 2009. 290 p.
 30. Creyssels M., Dupont P., El Moutar A., Valance A., Cantat I., Jenkins J.T., Pasini J.M., Rasmussen K.R. Saltating particles in a turbulent boundary layer: experiment and theory // J. Fluid Mech. 2009. V. 625. P. 47–74.
 31. Namikas S.L. Field measurement and numerical modelling of aeolian mass flux distributions on a sandy beach // Sedimentology. 2003. V. 50. P. 303–326.
 32. Горчаков Г.И., Карпов А.В., Копейкин В.М., Злобин И.А., Бунтов Д.В., Соколов А.В. Исследование динамики сальтирующих песчинок на опустыненных территориях // Докл. АН. 2013. Т. 452. № 6. С. 669–676.
 33. Горчаков Г.И., Карпов А.В., Копейкин В.М., Соколов А.В., Бунтов Д.В. Влияние силы Сэфмана, подъемной силы и электрической силы на перенос частиц в ветропесчаном потоке // Докл. АН. 2016. Т. 467. № 3. С. 336–341.
 34. Горчаков Г.И., Карпов А.В., Гуцин Р.А., Даценко О.И., Бунтов Д.В. Вертикальные профили концентраций сальтирующих частиц на опустыненной территории // Докл. РАН. Науки о Земле. 2021. Т. 496. № 2. С. 211–214.
 35. Marticorena B., Bergametti G. Modeling the atmospheric dust cycle. Part I: Design of a soil-derived dust emission scheme // J. Geophys. Res. 1995. V. 100. P. 16415–16430.
 36. Lu H., Shao Y. A new model for dust emission by saltation bombardment // J. Geophys. Res. Atmos. V. 104. № D14. P. 16827–16842.
 37. Sow M., Alfaro S.C., Rajot J.Z. Comparison of the size-resolved dust emission fluxes measured over a Sahelian source with the Dust Production Model (DPM) predictions // Atmos. Chem. Phys. Discuss. 2011. V. 11. P. 11077–11107.
 38. Gorchakov G.I., Koprov B.M., Shukurov K.A. Vertical turbulent aerosol fluxes over desertized areas // Izv., Atmos. Ocean. Phys. 2002. V. 38. Suppl. 1. P. S138–S147.
 39. Gorchakov G.I., Karpov A.V., Kopeikin V.M., Buntov D.V., Gushchin R.A., Datsenko O.I. Dust aerosol emission on the desertified area // Proc. SPIE 11560, 26th International Symposium on Atmospheric and Ocean Optics, Atmospheric Physics. 2020. 1156076.
 40. Горчаков Г.И., Карпов А.В., Гуцин Р.А. Турбулентные потоки пылевого аэрозоля на опустыненной территории // Докл. РАН. Науки о Земле. 2020. Т. 494. № 2. С. 53–57.
 41. Горчаков Г.И., Бунтов Д.В., Карпов А.В., Копейкин В.М., Мирсаитов С.Ф., Гуцин Р.А., Даценко О.И. Влияние ветра на распределение сальтирующих частиц по размерам // Оптика атмосферы и океана. 2019. Т. 32. № 10. С. 848–855.
 42. Gorchakov G.I. Buntov D.V., Karpov A.V., Kopeikin V.M., Mirsaitov S.F., Gushchin R.A., Datsenko O.I. Vertical profile of saltating particle concentration over semidesert area // IOP Conference Series: EES 606, EESE6061, EESE6061015.
 43. Бунтов Д.В., Гуцин Р.А., Даценко О.И. Четырехканальный фотоэлектрический счетчик сальтирующих песчинок // Оптика атмосферы и океана. 2018. Т. 31. № 6. С. 485–488.

Vertical Turbulent Fluxes of Dust Aerosol

A. V. Karpov^{1,*}, G. I. Gorchakov^{1,**}, R. A. Gushchin^{1,2,***}, and O. I. Datsenko^{1,2,****}

¹*Obukhov Institute of Atmospheric Physics RAS, Pyzhevsky per., 3, Moscow, 119017 Russia*

²*MIREA – Russian Technological University, Vernadsky ave., 78, Moscow, 119454 Russia*

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

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

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

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

Concentration of particles and the vertical component of the wind velocity fluctuation measurements with a resolution of 1 s were used to calculate the vertical turbulent fluxes of the dust aerosol on the desertified area in the Astrakhan region for conditions of the almost non-intermittent saltation. It is shown that the dust aerosol flux density variability in the range of scales from about 30 s to 1 hour is determined by convectively caused variations in the horizontal and vertical components of the wind velocity in the surface layer of the atmosphere. The normalized turbulent flux or the dust aerosol uplift velocity reaches 4–5 cm/s. The daily variation of the vertical turbulent aerosol flux is consistent with the daily variation of the turbulent heat flux. The dependences of the mass turbulent flux of dust aerosol on the particle size are obtained. A method is proposed for assessing the low-frequency variability of the turbulent aerosol flux density in a desertified area based on the measurements of the wind velocity components and the threshold velocity of the saltation.

Keywords: desertification, wind-sand flux, dust aerosol emission, turbulent aerosol flux, convection, aerosol uplift velocity, turbulent heat flux, mass aerosol flux

УДК 551.466.31:551.465.13

ОСОБЕННОСТИ ИНДУЦИРОВАННОЙ ВЕТРОВЫМИ ВОЛНАМИ ТУРБУЛЕНТНОСТИ В ВОДЕ ПО ИЗМЕРЕНИЯМ В ВЕТРО-ВОЛНОВОМ КАНАЛЕ¹

© 2021 г. **В. Г. Полников^a, Ф. Цяо^b, И. А. Репина^{a, c, d, *}**

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

^bFirst Institute of Oceanography of Ministry of Natural Resources, Xianxialing road, 6, Qingdao, 266061 China

^cНаучно-исследовательский вычислительный центр МГУ им. М.В. Ломоносова,
Ленинские горы, 1, стр. 4, ГСП-1, Москва, 119991 Россия

^dМосковский центр фундаментальной и прикладной математики, Москва, Россия

*e-mail: repina@ifaran.ru

Поступила в редакцию 26.11.2020 г.

После доработки 13.04.2021 г.

Принята к публикации 09.06.2021 г.

В ветро-волновом канале выполнены измерения трех компонент скорости u_i ($i = x, y, z$) на трех горизонтах в воде при наличии ветровых волн. Цель исследования заключается в определении степени анизотропии индуцированной ветровыми волнами турбулентности и скорости ее диссипации ϵ в зависимости от параметров системы. Для этого рассчитаны стандартные отклонения σ_i и частотные спектры $S_i(f)$ для компонент измеренных течений, а также σ_{iF} и $S_{iF}(f)$ для турбулентных составляющих течений, в которых отфильтрованы волновые движения. Установлено: а) турбулентность не является изотропной; б) соотношение стандартных отклонений имеет вид $\sigma_x > \sigma_y > \sigma_z$ и $\sigma_{xF} > \sigma_{yF} > \sigma_{zF}$; в) более 70% кинетической энергии содержится в турбулентных составляющих флуктуаций течений. Для горизонтальных компонент скорости, их спектры близки по форме и интенсивности. В области частот ниже частоты пика спектра волн f_p спектры $S_i(f)$ всех компонент течений имеют степенной закон спада с показателем -1.7 ± 0.1 . В области частот $f > 2f_p$, спектры $S_x(f)$ и $S_y(f)$ близки по интенсивности и имеют тот же закон спада, но интенсивности спектров вертикальной компоненты $S_z(f)$ почти на порядок слабее, а сами спектры $S_z(f)$, при наличии степенного хвоста, имеют закон спада -2.0 ± 0.1 . Такие участки спектров трактуются как аналоги колмогоровских спектров. По интенсивности спектров $S_z(f)$ определены величины скорости диссипации турбулентности ϵ . Построены полуэмпирические параметризации зависимости s_{iF} и ϵ от параметров волн и глубины горизонта измерения, обсуждаются их отличия от известных и возможные механизмы формирования особенностей формы спектров $S_i(f)$.

Ключевые слова: ветровые волны, турбулентность, стандартные отклонения, спектры течений, скорость диссипации турбулентности

DOI: 10.31857/S0002351521050126

1. ВВЕДЕНИЕ

Исследования характеристик турбулентности, обусловленной присутствием волновых движений в верхнем слое воды, представляет собой отдельное направление общей тематики изучения турбулентности. Такие исследования имеют длинную историю, хорошо представленную в предыдущей работе авторов [1], посвященной описанию турбулентности, наведенной механическими волнами в воде. По этой причине широкое введение в тему, обозначение ее значимости и история подобных

исследований здесь будут опущены. Далее, выделяя наиболее важные результаты предшествующих работ, в порядке введения мы отметим лишь наиболее важные понятия и мало изученные аспекты турбулентности, индуцированной волнами, на решение которых нацелена эта работа.

Во-первых, уточним, что турбулентность, как “хаотическая система вихрей с непрерывным распределением размеров” (Гл. VII в [2]), предполагает отсутствие выделенных масштабов движений в их частотном или пространственном спектре. При этом наличие участков степенного спада спектров с частотой вида

$$S(f) \sim f^{-n} \quad \text{при } f \in \Omega \quad (1)$$

¹ Статья подготовлена на основе устного доклада, представленного на Всероссийской конференции “Турбулентность, динамика атмосферы и климата”, посвященной памяти акад. А.М. Обухова (Москва, 10–12 ноября 2020 г.).

(в значимой области частот Ω) дает основание для сопоставления эмпирики с теоретическими моделями. Часто такие участки трактуются как колмогоровские спектры [2, 3], что позволяет определять скорость диссипации кинетической энергии турбулентности (СДТ) ϵ как один из ее главных параметров, допускающих сравнение с теорией [3].

Поэтому описание турбулентности в фиксированной точке часто выполняется на языке частотных спектров компонент течений $S_i(f)$ ($i = x, y, z$), а не в терминах конкретных реализаций временного ряда компонент скорости $u_i(t)$ (например, [1–10]). В таком случае оценки стандартных отклонений σ_i для компонент скорости $u_i(t)$, характеризующие степень ее анизотропии, определяются через спектры по формуле [3]

$$\sigma_i = \left(\int_{f_{\min}}^{f_{\max}} S_i(f) df \right)^{1/2}, \quad (2)$$

в которой пределы интегрирования задаются областью расчетов спектров $S_i(f)$.

В присутствии волн, наличие индуцированной ими турбулентности проявляется в частотном спектре компонент измеренных на глубине z течений $S_i(f, z)$ в виде отклонений от теоретического спектра компонент орбитальных скоростей волновых движений $S_{iW}(f, z)$, проникающих на заданную глубину z [10]. Именно такое описание турбулентности принято и в данной работе. Существуют и другие механизмы возникновения турбулентности, обусловленные не только орбитальным волновым движением, но, в частности, гидродинамической неустойчивостью и сдвиговыми эффектами. Но в настоящей работе они не учитываются. Далее спектры компонент, в которых волновые движения отфильтрованы, будут обозначаться как $S_{iF}(f)$, а стандартные отклонения для таких компонент течений, определяемые по формуле (2) через $S_{iF}(f)$, — как σ_{iF} .

Во-вторых, напомним, что турбулентность, индуцированная волнами в воде, физически обусловлена гидродинамической неустойчивостью волновых орбитальных движений при больших числах Рейнольдса, которые, в данном случае, задаются соотношением [11, 12]:

$$Re = a_0^2 \omega_p / \nu > 10^3, \quad (3)$$

где a_0 — средняя амплитуда волн на поверхности, ω_p — угловая частота пика спектра волн, а ν — кинематическая вязкость воды. Легко показать [1], что при условии ограниченности крутизны волн $\delta = a_0 k_p = a_0 \omega_p^2 / g$ (g — ускорение силы тяжести) величиной 0.1 критерий (3) выполняется уже при $a_0 \geq 1$ см; следовательно, турбулентность в волнах

должна быть широко распространена. Более того, многочисленные эксперименты (например, [5–9]) показывают, что наведенная волнами турбулентность регистрируется даже на таких глубинах, когда величина Re по формуле (2) имеет порядок всего 10^2 (поскольку амплитуда волн спадает как $a(z) \propto \exp(-k_p |z|)$). Таким образом, задача исследований заключается не в доказательстве существования наведенной волнами турбулентности [13–16], а в изучении ее проявления и понимании механики формирования.

В частности, нас будет интересовать характер и степень анизотропии наведенной ветровыми волнами турбулентности на языке стандартных отклонений σ_{iF} , а также форма спектров компонент течений $S_i(f)$ и наличие в них участков степенного хода вида (1) с целью определения СДТ ϵ , включая зависимости σ_{iF} и ϵ от параметров волнения и глубины измерений, что обусловлено причинами их недостаточной изученности.

В-третьих, действительно, многочисленная литература в рассматриваемой области (см., например, [1, 5, 8, 12, 15–17]) свидетельствует о неоднозначности в оценке характера анизотропии вызванных волнами флуктуаций скорости течений. Есть примеры [15, 16], когда стандартные отклонения поперечной горизонтальной компоненты турбулентной составляющей скорости σ_y превышают таковые для продольной компоненты — σ_x . Наблюдаются и обратные соотношения [1, 17]. Имеются данные о полной изотропии турбулентности как непосредственно под волнами [8], так и глубоко под ними [4, 5]. При этом в указанных работах вопрос фильтрации волновых движений специально не обсуждался, хотя его изучению посвящено значительное число работ (см., например, [10, 18–21]).

По-видимому, проблема указанной неоднозначности в оценках степени анизотропии индуцированной волнами турбулентности кроется в методике выделения самих турбулентных составляющих, т.е. в методике фильтрации волновых движений. Ее совершенствование позволит продвинуться в понимании особенностей анизотропии течений, наведенных волнами в воде. Так, в работе [4] вопрос “линейной фильтрации” волновых компонент на основе потенциальной теории в линейном приближении был лишь затронут. В работах [10, 18] были приведены рабочие формулы для выполнения указанной линейной фильтрации, включая функции когерентности рядов возвышений поверхности и наведенных течений. На их основе в [10] получены оценки спектров турбулентных составляющих течений, правда, только в их высокочастотной области спектра, т.е. вне области пика. В работе [1] было показано, что прямое привлечение формул, предложенных в [10], именно в области пика на практике оказа-

лось малоэффективным для механических волн на воде. Дальнейшее развитие методов фильтрации описано в работах [19–21], однако предлагаемые там методы излишне громоздки. Поэтому в [1] был предложен феноменологический подход к фильтрации, обеспечивающий монотонность спада спектра турбулентных составляющих, близкий к результатам современных методов фильтрации [20, 21]. Его описание весьма громоздко и требует отдельного раздела, представленного далее.

И, наконец, важно разобраться в вопросе анизотропии наведенной волнами турбулентности на языке различия форм частотных спектров для горизонтальных и вертикальной компонент поля скорости: $S_x(f)$, $S_y(f)$ и $S_z(f)$.

Ранее, как в лабораторных исследованиях [8, 12], выполненных в различных каналах при наличии механических волн, так и в натуральных измерениях в присутствии ветровых волн [4–6] было показано, что спектры $S_x(f)$ и $S_z(f)$ демонстрируют в области высоких частот степенные участки вида $S_{x,z}(f) \sim f^{-5/3}$. С использованием гипотезы “замороженной турбулентности” Тейлора, эти результаты трактуются авторами в рамках модели турбулентности Колмогорова–Обухова (КО) [2]. Такая трактовка позволила им получить оценки СДТ ε и даже найти частные зависимости $\varepsilon(a_0)$ [7] и $\varepsilon(z)$ [8].

Теоретическое обоснование указанной трактовки спектров течений, наведенных волнами, на языке частотных спектров $S(f)$ было предложено намного раньше в широко известной работе Ламли и Террея [22]. Впоследствии этот подход стал активно применяться, начиная с классических работ [4, 5], в которых рассчитывались спектры компонент скорости течений $S_{x,z}(f)$, генерированных обрушивающимися ветровыми волнами в озере Онтарио. Полученные в натуральных условиях спектры для горизонтальной и вертикальной компонент скорости $S_x(f)$ и $S_z(f)$ были идентичны по форме и интенсивности (например, [4]). Такое подобие форм $S_x(f)$ и $S_z(f)$ свидетельствует в пользу изотропии турбулентности, наведенной обрушивающимися ветровыми волнами. Однако этот факт в работах [4–6, 10], равно как и во множестве аналогичных работ, выполненных в ветро-волновых каналах [8, 12, 17], детально не обсуждался; поэтому он явно требует дополнительной проверки для различных условий волнообразования.

По форме спектров важно, что еще в работе [4] было показано наличие в спектрах компонент скорости $S_x(f)$ и $S_z(f)$ двух диапазонов участков вида $S(f) \sim f^{-5/3}$: а) высокочастотный участок, имеющий место при $f > 2f_p$ (ВЧ-ветвь турбулентности); и б) низкочастотный участок, расположенный при $f < 0.5f_p$ (НЧ-ветвь), где f_p — частота пика спектра ветровых волн. Такой эффект был теоретически обоснован в работе [22]

как результат конвекции колмогоровского спектра $S(k) \sim k^{-5/3}$ (k — волновое число) наведенными течениями, хотя его физические аспекты не были достаточно убедительно представлены. Подробнее этот вопрос мы обсудим в разделе дискуссии 5.

Для колмогоровских степенных участков частотного спектра вида $S(f) \sim f^{-5/3}$, в работах [4–6, 8, 9, 22] и многих других реализована техника применения гипотезы “замороженной турбулентности”, позволяющая определять СДТ ε по интенсивности хвоста спектра $S(f)$. С ее использованием, в [5] была найдена первая полноразмерная зависимость ε от высоты волн на поверхности воды a_0 , скорости трения u_* и глубины измерений z вида

$$\varepsilon = \text{const} a_0 u_*^3 / z^2, \quad (4)$$

справедливая в диапазоне глубин от 2 до 10 высот волн a_0 . В дальнейшем результат (4) был неоднократно подтвержден как в натуральных [6], так и в лабораторных условиях [9].

Вместе с тем, по данным наших лабораторных измерений течений, вызванных механическими волнами [1], было установлено два других факта: а) отсутствие изотропии наведенной турбулентности; б) отличие в ВЧ-области формы спада спектров вертикальной компоненты $S_z(f)$ от закона “ $-5/3$ ”. При этом, как и в работе [5], спектры продольных компонент турбулентных флуктуаций скорости $S_x(f)$ и $S_y(f)$, действительно, идентичны по форме и интенсивности и имеют две ветви: НЧ- и ВЧ-ветвь, в которых они демонстрируют законы спада “ $-5/3$ ”. Установлено, однако, что даже на глубинах $z < -10$ см это происходит не всегда, а только для достаточно высоких волн с амплитудами $a_0 \geq 2$ см. Но всегда соотношение СтО σ_{iF} после фильтрации волновых составляющих, задается формулой $\sigma_{xF} \approx \sigma_{yF} \geq (2-3)\sigma_{zF}$ т.е. имеется сильная анизотропия турбулентности между горизонтальной и вертикальной плоскостями.

Кроме того, оказалось, что спектры вертикальной компоненты скорости течений $S_z(f)$ в НЧ-области (при $f < 0.5f_p$) имеют тот же закон спада: $S_z(f) \sim f^{-5/3}$, но в ВЧ-области, т.е. при $f > 2f_p$, они демонстрируют закон спада “ -2 ”, характерный для лагранжевой турбулентности [2, 3]. В таком случае частотный спектр скорости течений может быть представлен в виде [3]

$$S_z(f) = \text{const} \varepsilon f^{-2}, \quad (5)$$

позволяющим легко определить СДТ ε , а затем и ее зависимость от параметров системы. На основании оценок ε , полученных с использованием соотношения (5), в [1] показано, что в случае механических волн указанная зависимость хорошо

параметризуется формулой вида (ось OZ направлена вверх)

$$\varepsilon = c_\varepsilon [a_0^2 f_p^3] (a/z) \exp(c_{\Delta f} k_p z) \quad (6)$$

при определенном подборе подгоночных безразмерных констант c_ε и $c_{\Delta f}$, где величина $c_{\Delta f}$ связана с шириной спектра течений Δf на горизонте z (см. детали в [1]). Существенное различие зависимостей (4) и (6), как по степени амплитуд a_0 , так и от глубины измерений z , на наш взгляд, обусловлено различной природой исследуемых волн (ветровые и механические).

Отметим, что полученные в [1] результаты по анизотропии стандартных отклонений течений не соответствуют теоретическим расчетным результатам работ [14–16], а горизонтально-вертикальная анизотропия форм спектров не соответствует эмпирическим результатам работ [4, 5, 8, 12]. Эти различия, несомненно, требуют дополнительных исследований, направленных на проверку, уточнение и подтверждение перечисленных выше результатов [1]. Один из вариантов таких исследований выполняется в данной работе.

В свете сказанного выше, здесь решаются следующие задачи: 1) оценка и детальное описание степени анизотропии индуцированной волнами турбулентности на языке стандартных отклонений; 2) оценка и детальное описание различия форм спектров для горизонтальных и вертикальной компонент скорости турбулентных течений. Для этой цели привлекаются данные собственных лабораторных измерений течений, наведенных ветровыми волнами.

2. ХАРАКТЕРИСТИКИ ИЗМЕРЕНИЙ

Измерения выполнялись в ветро-волновом канале Первого института океанографии КНР с размерами $32 \times 1 \times 2 \text{ м}^3$. Детальное описание устройства в целом приведено в работах [1, 24] и здесь опускается по причине ограниченности места.

Для волновых измерений использовались емкостные волновые датчики (WG), расположенные в точках P1, P2, P4, соответствующих разгонам волн 8, 12 и 20.5 м. Вблизи точек P1, P2 и P4 располагались три акустических доплеровских велосиметра (ADV) и трубки Пито для измерения скорости течения и профиля ветра соответственно. Исследовались ситуации с ветровыми волнами для пяти вариантов режима вентилятора, обеспечивающего скорость ветра W в центре воздушной части канала, равную 4, 6, 8, 10 и 12 м/с. Измерения параметров ветра, волн и течений проводились при установлении стационарного состояния системы (более 5 мин работы вентилятора).

Записи волнения имели длительность 10 мин и частоту дискретизации 50 Гц. Параллельно проводилась визуальная регистрация степени обрушения волн в процентах, как отношение числа обрушившихся гребней к их общему числу, прошедшему за 1–2 мин через участок наблюдений порядка трех–пяти доминантных длин волн (1.5–2 м).

Три компоненты скоростей течений u_i ($i = x, y, z$) измерялись ADV на горизонтах: $z = -10, -20$ и -30 см (ось OZ направлена вверх с началом отсчета на среднем уровне воды). Частота измерений составляла 100 Гц, при значениях глубин $z = -10, -20$ см, и 128 Гц, при $z = -30$ см, что вызвано техническими причинами.

Обработка данных измерений проводилась в оболочке MATLAB. Для оценки частотных спектров $S(f)$ (частота f задается в Гц) использовался метод авто-регрессии (АР), обеспечивающий минимальную погрешность [23]. В силу большой длительности рядов, 95% доверительные интервалы спектров в билогарифмических координатах составляют всего [+10%, -12%], что соответствует стандартным отклонениям для спектральных интенсивностей примерно 3–4%.

3. ПАРАМЕТРЫ ВОЛН И ТЕЧЕНИЙ

Генератором изучаемых течений являются ветер и волны, поэтому о них потребуются определенная информация. Принимая во внимание, что средний ветер W и связанная с ним скорость трения u_* влияют на течения в водной толще лишь косвенно — через волны и вертикальный поток горизонтального импульса, для краткости изложения здесь мы не будем на них останавливаться.

В этом разделе основное внимание будет уделено следующим вопросам: 1) форма спектров и параметры ветровых волн в точке измерений P2 = 12 м; 2) форма спектров измеренных компонент скорости течений, наведенных волнами; 3) метод фильтрации орбитальных волновых движений в спектрах компонент скорости; 4) оценки стандартных отклонений измеренных и фильтрованных компонент скорости в точке P2 на различных горизонтах, обозначаемых как σ_i и σ_{iF} ; 5) параметризация стандартных отклонений турбулентных пульсаций скорости σ_{iF} как функции параметров системы в точке P2.

3.1. Параметры ветровых волн

Форма спектров и параметры ветровых волн представляют самостоятельный интерес, поэтому они были предварительно изучены и с определенной степенью детализации описаны в недавней работе авторов [24]. Здесь будет приведена лишь часть информации о ветровых волнах, активно

Таблица 1. Параметризация стандартных отклонений компонент турбулентных течений в точке P2 = 12 м

Ветер	Параметры волнения					Эмпирические стандартные отклонения σ_{iFem} и их параметризация (14) σ_{iFpar} (обе – в см)					
						$z = -10$ см		$z = -20$ см		$z = -30$ см	
W , м/с	a_0 , см	f_p , Гц	k_p , 1/м	δ , б/р	Br , %	σ_{xFem}	σ_{zFem}	σ_{xFem}	σ_{zFem}	σ_{xFem}	σ_{zFem}
						σ_{xFpar}	σ_{zFpar}	σ_{xFpar}	σ_{zFpar}	σ_{xFpar}	σ_{zFpar}
4	0.53	3.51	49.5	0.26	0	1.56	0.87	1.45	0.86	0.76	0.47
						1.5	0.8	1.0	0.5	0.6	0.3
6	0.77	2.89	33.6	0.26	0	1.82	1.01	1.61	1.02	0.84	0.94
						2.1	1.1	1.5	0.8	1.1	0.6
8	1.01	2.64	28.0	0.28	5	2.83	1.45	2.34	1.48	1.13	0.89
						2.7	1.5	1.9	1.14	1.3	0.86
10	1.33	2.32	21.6	0.29	10	3.39	1.94	2.79	1.88	1.77	1.22
						3.4	1.91	2.4	1.6	1.7	1.3
12	1.65	2.06	17.1	0.28	20	3.44	2.34	2.37	1.78	1.70	1.45
						3.5	2.2	2.5	1.8	1.8	1.5

Примечание. Оценки экспериментальных стандартных отклонений σ_{iFem} и их параметризаций σ_{iFpar} по формулам (14), (15) размещены одни над другими. Параметрические значения σ_{iFpar} выделены полужирным курсивом.

используемая далее. Для дальнейшего важно отметить следующее.

Во-первых, с ростом силы ветра W и разгона волн X , интенсивность спектров ветровых волн $S_\eta(f)$ и их средняя амплитуда на поверхности a_0 , определяемая формулой

$$a_0 = \left(2 \int S_\eta(f) df\right)^{1/2}, \quad (7)$$

закономерно растут, а частота пика спектра f_p (или доминантная частота) – уменьшается. Зависимости $a_0(W, X)$ и $f_p(W, X)$, называемые законами роста ветровых волн на ограниченном разгоне, описаны, например, в [24, 25]. Согласно законам роста, величина амплитуды волн a_0 на фиксированном разгоне X линейно связана с ветром. В терминах скорости трения u_* , эта связь задается соотношением

$$a_0 = \text{const } u_* (X/g)^{1/2}, \quad (8)$$

которое позволяет исключить параметр u_* из списка переменных, участвующих в параметризациях характеристик турбулентности, построение которых является одной из задач работы.

Во-вторых, как показано в [24], форма спектра установившихся ветровых волн в энергонесущей области частот ($0.5f_p < f < 2f_p$) при различных ветрах W остается неизменной (как известно, она

близка к форме JONSWAP [25, 26]). Поэтому и форма спектров орбитальных скоростей волнения, проникающих в воду на глубину z , также слабо зависит от величины W . Этот факт позволяет не учитывать ширину спектра при параметризации характеристик индуцированной турбулентности, в отличие от случая механических волн [1]. Однако, как и в работе [1], относительная интенсивность обрушений Br , определяемая в данном эксперименте визуальным отношением числа обрушившихся гребней к их общему числу, также является параметром решаемой задачи.

В итоге, в поисках параметризации характеристик турбулентности основную роль играют лишь параметры волнения: амплитуда волн a_0 , частота пика f_p (или ее аналог в радианах $\omega_p = 2\pi f_p$), волновое число пика $k_p = \omega_p^2/g$, средняя крутизна волн $\delta = a_0 k_p$ и интенсивность обрушений гребней волн Br .

Все указанные параметры волн (кроме Br) однозначно следуют из спектров волнения, точности оценки которых, как отмечено в разделе 2, обеспечивает погрешности их определения не более 5%. С целью исключения повторения, все параметры волн приводятся далее только в сводных табл. 1 и 2 для эмпирических характеристик турбулентности и их параметризаций.

Таблица 2. Экспериментальные и параметрические оценки СДТ

Ветер вентилятора	Точка измерения P1 = 8 м						
	Глубина измерения						
	$z = -10$ см		$z = -20$ см		$z = -30$ см		
	Значения СДТ, $10^{-5} \text{ м}^2/\text{с}^3$						
W , м/с	ϵ	ϵ_{par}	ϵ	ϵ_{par}	ϵ	ϵ_{par}	
4	—		—		—		
6	—		—		—		
8	—		—		—		
10	2.5	1.6	—	0.6	—	0.3	
12	3.0	2.6	1.5	1.0	0.8	0.5	
			Точка измерения P2 = 12 м				
4	—		—		—		
6	—		—		—		
8	1.2	1.4	—	0.5	—	0.3	
10	2.5	2.3	—	1.0	0.3	0.5	
12	3.5	3.2	1.5	1.3	0.8	0.8	
			Точка измерения P4 = 20.5 м				
4	—		—		—		
6	—		—		—		
8	1.2	2.4	—	1.0	—	0.6	
10	2.5	4.4	—	1.9	—	1.1	
12	6.0	6.6	4.0	3.0	0.8	1.8	

Примечание. Знак “—” означает отсутствие участков вида (17) в спектрах $S_z(f)$. Колонки ϵ_{par} соответствуют оценкам СДТ по параметрической формуле (20) (даны *полужирным курсивом*).

3.2. Форма спектров измеренных компонент скорости течений

Типичные формы спектров $S_i(f)$ для измеренных компонент скорости u_i ($i = x, y, z$) приведены на рис. 1а, 1б и 2а, 2б, 2в. Они имеют следующие эмпирические особенности.

Во-первых, наблюдается существенное различие интенсивностей спектров для горизонтальных и вертикальной компонент скорости, $S_x(f)$, $S_y(f)$ и $S_z(f)$. При этом интенсивности спектров $S_x(f)$ и $S_y(f)$ близки друг к другу, но в разы превышают интенсивность $S_z(f)$, достигая в ВЧ-области ($f > 2f_p$) превышения на порядок. Согласно определению стандартных отклонений по формуле (2), сказанное свидетельствует о сильной анизотропии стандартных отклонений рядов измеряемых компонент скорости σ_i (см. далее п. 3.4).

Во-вторых, в НЧ-области ($f < 0.5f_p$), спектры всех компонент скорости течений $S_x(f)$, $S_y(f)$, $S_z(f)$ имеют одинаковую форму, близкую к виду

$$S(f) \propto f^{-5/3}. \quad (9)$$

В-третьих, при достаточно сильных ветрах ($W \geq 8$ м/с), в ВЧ-области спектры горизонтальных компонент скорости, $S_x(f)$, $S_y(f)$, спадают по закону (9), а спектры вертикальной компоненты скорости, $S_z(f)$, как правило, спадают по закону “-2.0”:

$$S_z(f) \propto f^{-2}. \quad (10)$$

Но закон спадания (10) наблюдается не всегда, а только при ветре $W \geq 8$ м/с и не на всех горизонтах (рис. 2а, 2б, 2в). Все случаи выполнения закона (10) для $S_z(f)$ в ВЧ-области будут приведены далее в сводной табл. 2 раздела 4, посвященного детальному описанию указанных особенностей.

В-четвертых, совокупность спектров течений для всех ветров и горизонтов показывает, что при малых ветрах ($W \leq 8$ м/с) пик спектра волновых скоростей на частоте f_p слабо проявляется в спектрах компонент течений (рис. 1а) даже на горизонте $z = -10$ см, не говоря о более глубоких горизонтах. При этом наличие острых пиков в спектре поперечной компоненты скорости $S_y(f)$ (см. рис. 1а, 1б) при частотах $f > (3-4)f_p$ (которая в нашем случае

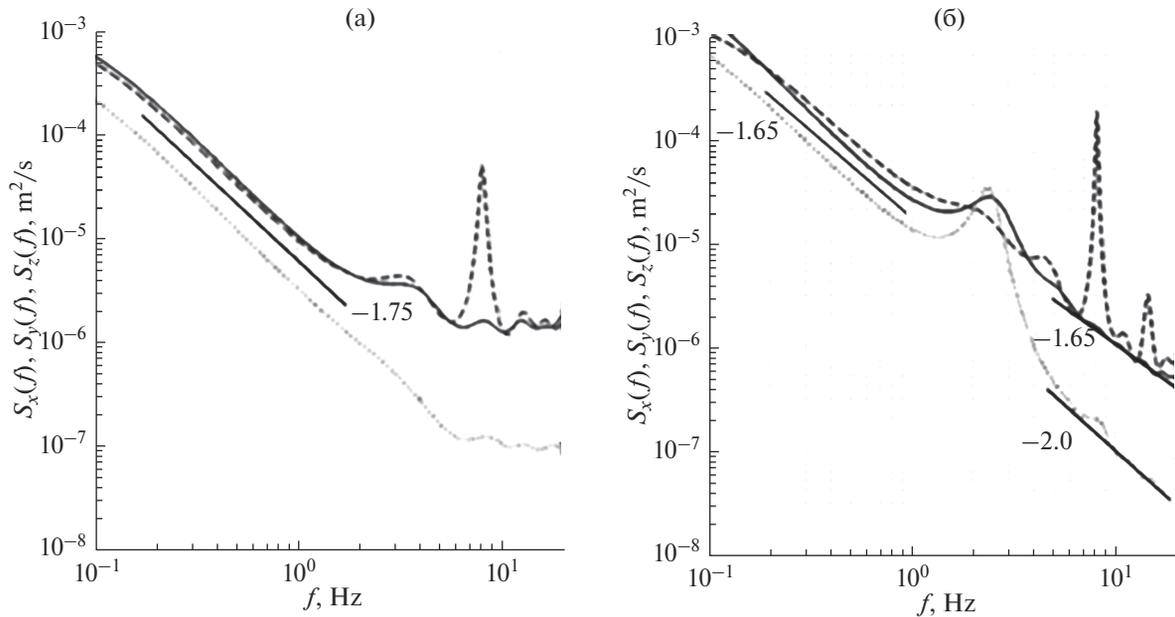


Рис. 1. Спектры компонент скорости течений: $S_x(f)$ (сплошная), $S_y(f)$ (штриховая) и $S_z(f)$ (пунктирная), в точке P2 = 12 м для глубины $z = -10$ см. а) ветер $W = 4$ м/с; б) ветер $W = 8$ м/с. Числа возле отрезков жирных линий означают закон спада спектров по формуле (1).

должна иметь чисто турбулентный характер, т.е. без пиков в спектре) явно связано с поперечными биениями, обусловленными боковыми границами канала. Далее эти пики в спектре $S_y(f)$ игнорируются.

Вместе с тем, при скорости ветра W более 8 м/с, пик на частоте f_p в спектрах компонент течений $S_x(f)$ и $S_z(f)$ все-таки начинает заметно проявляться, причем сильнее именно в спектре вертикальной компоненты скорости $S_z(f)$ (рис. 1б). Наличие таких пиков в спектрах течений показывает необходимость выполнения процедуры фильтрации орбитальных волновых движений, нужной для определения интенсивности непосредственно турбулентных пульсаций.

3.3. Метод фильтрации орбитальных волновых движений

Поскольку фильтрация волновых движений является одним из сложнейших вопросов обработки данных, не получивших своего окончательного решения, здесь мы уделим ему особое внимание, рассмотрев несколько вариантов решений из работ [10, 18, 19].

Следуя работе [10], представим компоненту отклонения измеренной скорости течения u_i' от его среднего значения $U_i = \langle u_i(t) \rangle$ в виде

$$u_i'(t) = u_{iW}(t) + u_{iT}(t), \quad (11)$$

где u_{iW} – волновая составляющая скорости, а u_{iT} – турбулентная. В рамках традиционного предположения об отсутствии корреляции между этими составляющими спектр флуктуаций скорости течений $S_{u_i}(\omega, z) \equiv S_i(\omega, z)$ на глубине z имеет представление

$$S_i(\omega, z) = S_{iW}(\omega, z) + S_{iT}(\omega, z). \quad (12)$$

В (12) $S_{iW}(\omega, z)$ – спектр компонент орбитальных волновых движений, а $S_{iT}(\omega, z)$ – искомый спектр i -той компоненты турбулентных флуктуаций скорости. В рамках потенциальной теории, для спектра $S_{iW}(\omega, z)$ на глубине z справедливо представление [10]

$$S_{iW}(\omega, z) = \omega^2 S_\eta(\omega) \exp[-2\omega^2 |z|/g] I_i[S_\eta(\omega, \theta)], \quad (13)$$

в котором $S_\eta(\omega)$ – одномерный спектр временного ряда возвышений поверхности $\eta(t)$, а $I_i[S_\eta(\omega, \theta)]$ – зависящий от i -той компоненты орбитальной скорости волн интеграл по углу θ от двумерного частотно-углового спектра волн на поверхности $S_\eta(\omega, \theta)$ (детали см. в [10]). Согласно (12), искомый спектр турбулентных пульсаций скорости $S_{iT}(\omega, z)$ следует из спектра измеряемой скорости $S_i(\omega, z)$ за вычетом теоретического слагаемого $S_{iW}(\omega, z)$. Это и есть так называемая “линейная фильтрация” [5, 10].

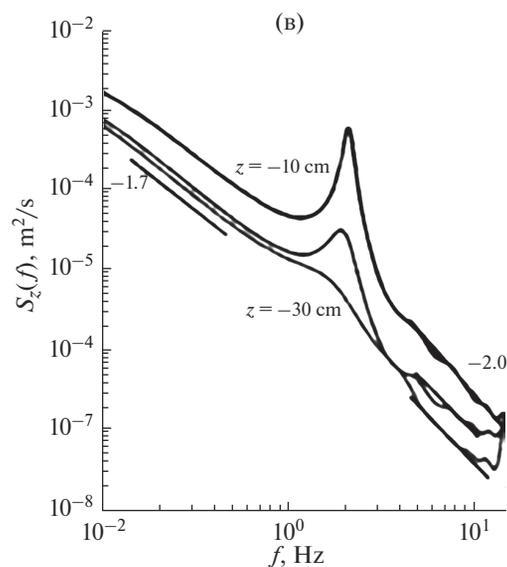
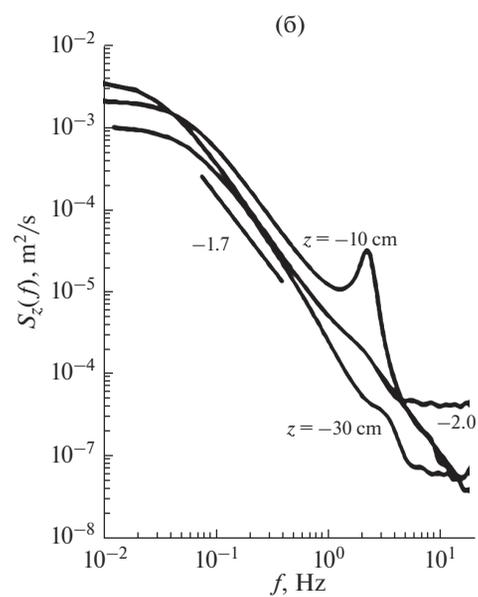
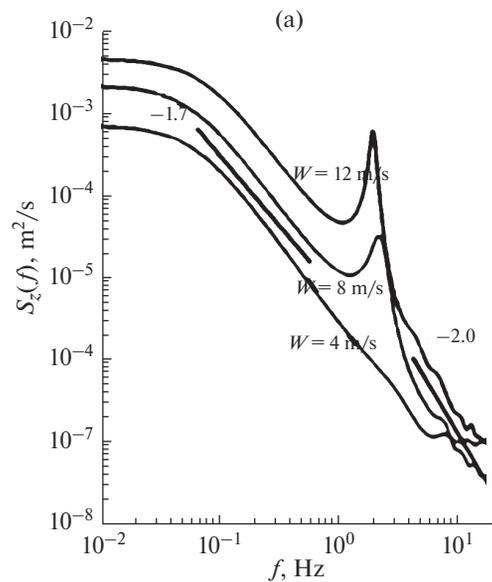


Рис. 2. Зависимости интенсивности спектра $S_z(f)$ в точке P2 от параметров системы: а) от скорости ветра $W = 4, 8, 12$ м/с на глубине $z = -10$ см; б) от глубины $z = -10, -20, -30$ см для ветра $W = 8$ м/с; в) от глубины z для ветра $W = 12$ м/с. Отрезки прямых с числами при них обозначают степень спада спектров по формуле (1).

Зная спектр волнения на поверхности $S_\eta(f)$ и полагая для простоты рассмотрения $i = z$ (тогда $I_i[S_\eta(\omega, \theta)] = 1$), сопоставим расчетные спектры орбитальных скоростей волнения $S_{zW}(f, z) \equiv S_W(f, z)$ со спектрами компонент измеряемых течений $S_x(f)$ и $S_z(f)$ (рис. 3а). Из рис. 3а видно, что интенсивность спектра волновых скоростей $S_W(f, z)$ в области частоты пика f_p превышает уровень спектров измеряемых течений, но вне энергонесущей полосы частот, $0.5f_p < f < 2f_p$, она пренебрежима по сравнению с $S_{x,z}(\omega, z)$. Кроме того, по своей ширине волновой спектр $S_W(f, z)$ почти полностью перекрывает ширину доминантного пика в спектрах компонент течений $S_x(f)$ и $S_z(f)$ в указанной энергонесущей полосе частот. Эти факты приводят к тому, что простое вычитание спектра $S_W(f, z)$ из спектра наблюдаемых течений $S_{x,z}(f, z)$, согласно (12), физически неполноценно, т.к. итоговые значения спектра турбулентных пульсаций $S_{x,zT}(f, z)$ становятся отрицательными, а его форма — резко немонотонной.

Заметим, что в приведенном виде указанные численные факты установлены впервые, а их трактовки приводят к следующим заключениям.

Во-первых, превышение пика спектра волновых скоростей $S_W(f, z)$ (на глубине z) над уровнем пика спектров измеряемых течений $S_{x,z}(f, z)$, видимо, обусловлено нарушением применимости потенциального приближения и отсутствием учета нелинейности волн и вязкости жидкости. Во-вторых, указанное соотношение пиков спектров $S_W(f, z)$ и $S_{x,z}(f, z)$, возможно, связано с уширением спектров волновых течений за счет их нелинейности и непотенциальности. Заметим, что аналогичный эффект был зафиксирован для механических волн [1], хотя в ранних работах, при разработке процедуры фильтрации, этот эффект нигде отмечен не был [10, 18–21].

В работе [18] приведенная выше процедура оценивания спектра турбулентных движений $S_{iT}(f, z)$ была модифицирована путем расчета функции когерентности $R_i^2(f, z)$ (далее, метод функции когерентности — МФК) между рядами возвышений по-

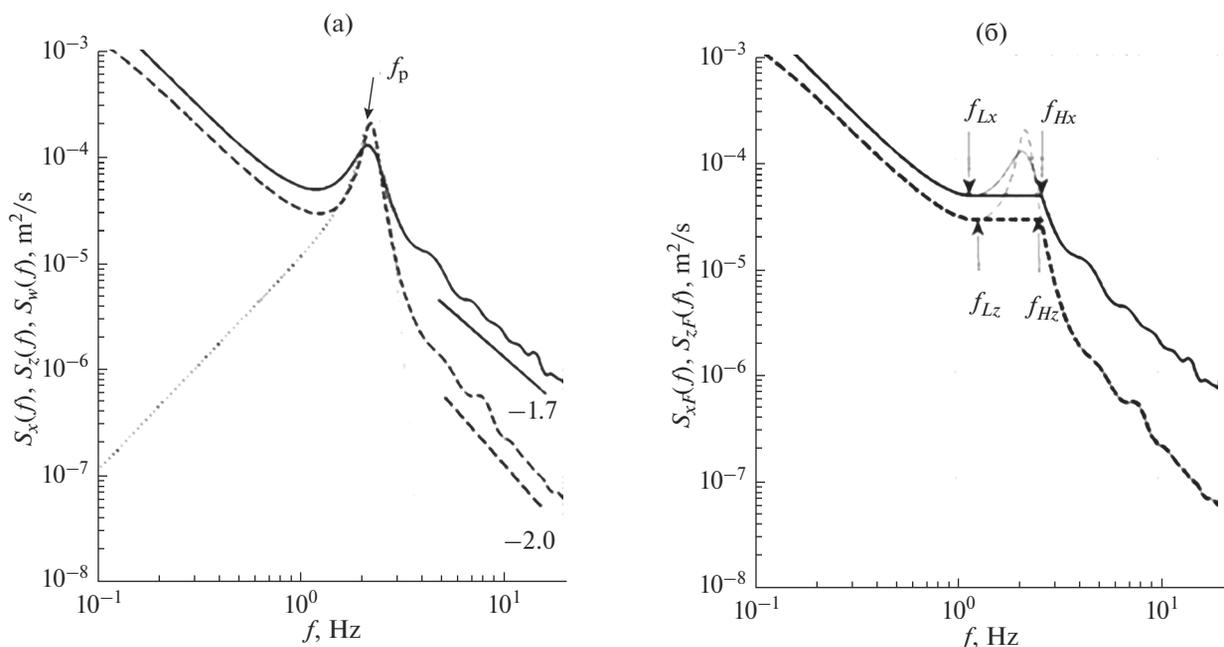


Рис. 3. а) спектры компонент измеряемых течений $S_x(f)$ (сплошная), $S_z(f)$ (штриховая) и теоретический спектр орбитальных скоростей волн $S_W(f)$ (пунктирная) для ветра $W = 10$ м/с и глубины $z = -10$ см; отрезки линий с цифрами отражают закон спада спектров в ВЧ-области по формуле (1). б) спектры $S_x(f)$ (сплошная), а $S_z(f)$ (штриховая) после фильтрации волновых движений в спектрах измеряемых течений $S_x(f)$, $S_z(f)$ (жирные линии панели а).

верхности $\eta(t)$ и флуктуациями компонент течений $u_i'(t, z)$, задаваемых соотношением (11),

$$R_i^2(f, z) = \left| \eta(f) u_i^*(f, z) \right|^2 / S_\eta(f) S_{u_i}(f, z). \quad (14)$$

В таком случае, при тех же предположениях о статистической независимости слагаемых в (11) и условии линейной связи между возвышениями $\eta(t)$ и волновыми скоростями $u_{iW}(t)$ (типа (13)), формула (14) дает искомое решение (см. детали в [18])

$$S_{iT}(f, z) = [1 - R_i^2(f, z)] S_i(f, z). \quad (15)$$

С ее использованием и была получена часть результатов в [10], без привлечения прямых расчетов $S_W(f, z)$ и соотношений (12), (13).

В порядке критики МФК здесь стоит отметить, что условие линейной связи между рядами $\eta(t)$ и $u_{iW}(t)$ уже само по себе должно давать решение для спектра турбулентности $S_{iT}(\omega, z)$ через уравнения (12), (13), и тогда привлечение функции когерентности излишне. Но если волновые движения нелинейны, то и функция когерентности (14) чисто математически не приводит к решению (15), т.к. числитель в (14) не переходит в выражение $S_\eta(f) S_{iW}(f, z)$, как это происходит в случае линейной связи между рядами $\eta(t)$ и $u_{iW}(t, z)$ [18]. Поэтому МФК чреват значительными количественными неточностями.

И действительно, в нашем случае расчет функции $R_i^2(f)$ показал, что максимальное значение $R_i^2(f)$ для $i = z, x$ составляет всего около 0.52 и 0.45 соответственно даже для глубины $z = -10$ см при ветре $W = 10$ м/с. Согласно (15) и рис. 3а, это приводит к спектру турбулентных составляющих с “горбом” в области частоты пика f_p . Кстати, именно такие “горбатые” спектры турбулентности $S_{iT}(\omega, z)$ были представлены в работах [5, 20], что вызывало у самих авторов вопросы по их трактовке.

Более совершенный, хотя и очень трудоемкий, метод тройной декомпозиции (МТД) был предложен в работе [19]. В кратком изложении он заключается в том, что в разложении (11) волновые составляющие $u_{iW}(t)$ представляются в виде суммы потенциальных движений $u_{iWp}(t)$ и непотенциальных (вихревых) волновых движений $u_{iWr}(t)$, задаваемых через ротор функции тока. Конкретная временная реализация $u_{iWp}(t)$, на заданной глубине, напрямую вычисляется в потенциальном приближении из нелинейных уравнений Эйлера по заданной реализации возвышений $\eta(t)$, а затем она вычитается из реализации измеренных флуктуаций скорости: $u_i''(t) = u_i'(t) - u_{iWp}(t)$. Пред-

полагается, что новый ряд флуктуаций скорости $u_i''(t)$ содержит лишь вихревую компоненту волновой скорости $u_{iWr}(t)$ и искомую турбулентную составляющую $u_{iT}(t)$, спектр которой находится изложенным выше МФК. При необходимости, реализация вихревой компоненты $u_{iWr}(t)$ также может быть рассчитана из уравнений для функции тока [19].

МТД лишен недостатка прямого применения МФК к соотношению (11), но и он имеет ряд существенных ограничений на вычисление составляющих $u_{iWp}(t)$ и $u_{iWr}(t)$, а также чреват отсутствием учета нелинейной связи между $u_{iWr}(t)$ и $\eta(t)$, и возможной статистической связи $u_{iWr}(t)$ и $u_{iT}(t)$, принятыми в МФК (см. детали в [19]). Следовательно, каждый их перечисленных выше методов фильтрации сохраняет в себе определенную долю неоднозначности в определении интенсивности $S_{iT}(f)$, особенно в области частоты пика волн f_p , и по этой причине не может быть признан совершенным.

Для дальнейшего важно, что применение МТД приводит к существенному сглаживанию “горба”

в спектре турбулентности $S_{iT}(f)$, порой вплоть до его исчезновения (см. рис. 6 из [20] и рис. 4 из [21]). Именно такой результат фильтрации достигается путем феноменологического “отсечения” доминантного пика в спектре измеренных течений, предложенном в [1] (см. детали ниже). В этом плане упомянутые результаты “точного” МТД фактически придают “методу отсечения” достаточное математическое обоснование. Соответствуя результатам МТД, феноменологический метод отсечения доминантного пика в спектре $S_{u_i}(f, z)$ наиболее эффективно обеспечивает монотонное спадание спектра турбулентности в соответствии с его теоретическим определением [2]. При этом важно отметить, что любой метод фильтрации спектра волновых скоростей $S_W(f, z)$ из спектра измеряемых течений $S_{x,z}(f, z)$ практически не затрагивает интенсивности спектра турбулентности в НЧ и ВЧ-областях, определенных выше в разделе 3.2 и представляющих основной интерес для оценок СДТ.

Фильтрация волновых компонент методом отсечения легко осуществима следующим программным образом. 1) за уровень отсечения берется значение спектра на частоте f_L , соответствующей точке минимума линии спектра измеряемых течений $S_i(f)$, расположенной ниже частоты его пика f_p (см. рис. 3б); 2) для частот $f > f_L$ уровень “фильтрованного” спектра остается постоянным вплоть до частоты f_H , на которой уровень исходного спектра течений $S_i(f_H)$ становится равным $S_i(f_L)$; 3) в об-

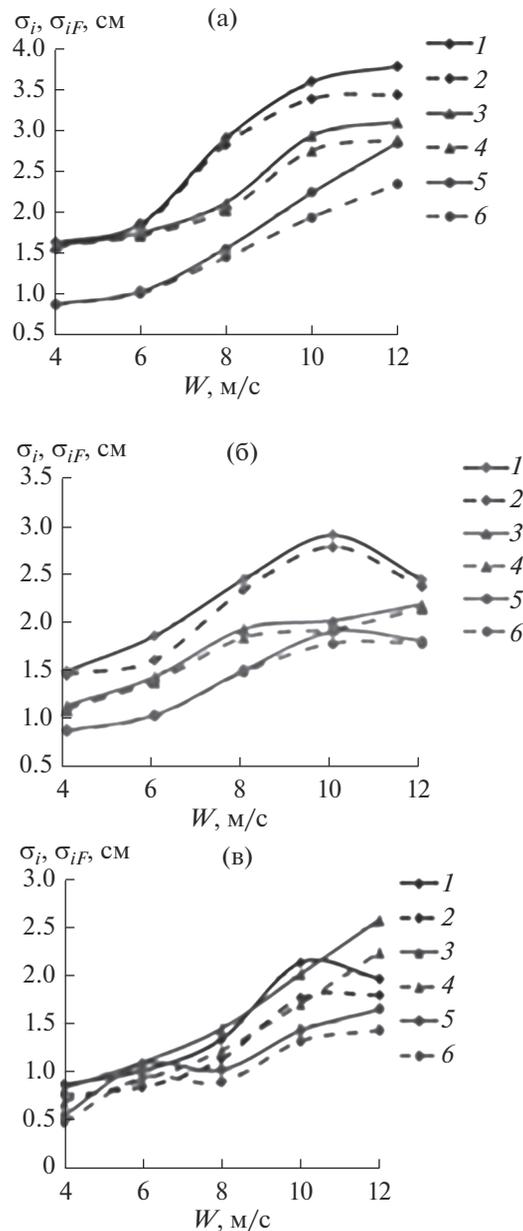


Рис. 4. Стандартные отклонения измеренных течений σ_i и их турбулентных составляющих σ_{iF} для случая ветровых волн в точке P2 = 12 м. а) глубина $z = -10$ см; б) глубина $z = -20$ см; в) глубина $z = -30$ см. Линии: 1 – σ_x ; 2 – σ_{xF} ; 3 – σ_y ; 4 – σ_{yF} ; 5 – σ_z ; 6 – σ_{zF}

ластях частот $f < f_L$ и $f > f_H$ интенсивность спектра $S_i(f, z)$ остается прежней, т.к. в них спектр волновых движений $S_W(f, z)$ на порядок ниже спектра течений. Если доминантный пик волновых течений в спектрах компонент скорости не выражен, например, как в спектрах $S_x(f)$ и $S_z(f)$ на рис. 1а, то для таких спектров их фильтрация не выполняется, поскольку в таком случае она не требуется по физике дела. Если в спектре $S_i(f, z)$ нет минимума перед доминантным пиком, за начало отсека берется точка максимальной кривизны линии спектра, как это сделано в работе [1].

Опыт показывает, что, как правило, $f_L \geq 0.5f_p$, а $f_H < 1.5f_p$. Эти границы, кстати, хорошо согласуются с оценками границ области значимости функции когерентности рядов возвышений $\eta(t)$ с рядами компонент измеренных течений $u'_i(t)$, которые, согласно [10], задаются соотношением $R_i^2(f) \geq 0.25$. В принятой фильтрации интенсивность турбулентности в области частот $[f_{Hi} - f_{Li}]$ имеет приближенное значение, но формально, как показано выше, точно она не может быть определена всеми известными методами фильтрации. В си-

лу малости области $[f_{Hi} - f_{Li}]$ по сравнению с областью определения спектра, указанное приближение в величине “фильтрованного” спектра слабо влияет на конечные результаты оценок стандартных отклонений и никак не влияет на степенные участки “фильтрованных” спектров.

Примеры “фильтрованных” спектров, обозначаемых далее как $S_{iF}(f)$, приведены на рис. 3б жирными линиями: $S_{xF}(f)$ – сплошная линия, а $S_{zF}(f)$ – штриховая. Стрелками указаны нижние (f_{Lx} и f_{Lz}) и верхние границы (f_{Hx} и f_{Hz}) области фильтрации для спектров $S_{xF}(f)$ и $S_{zF}(f)$. Далее именно такие спектры рассматриваются в качестве спектров турбулентности.

Предлагаемая процедура фильтрации волновых движений, во-первых, проста и физически правомерна как адекватное техническое упрощение теоретической фильтрации МТД. Во-вторых, и это главное, она правильно передает интенсивности реальных турбулентных движений в НЧ- и ВЧ-областях, в которых, как явно видно из рис. 3а, орбитальные волновые движения пренебрежимо малы. В формальном, математическом смысле, “фильтрованные” спектры $S_{iF}(f)$ в НЧ- и ВЧ-областях можно отождествлять со спектрами турбулентности: т.е. принимать, что $S_{iT}(f) \equiv S_{iF}(f)$. Такое описание не искажает физики дела и позволяет использовать НЧ- и ВЧ-области спектров измеренных течений $S_i(f)$ для дальнейшего анализа скорости диссипации турбулентности.

В итоге, спектры турбулентности $S_{iF}(f)$ содержат две ветви: НЧ- и ВЧ-ветвь, разделенные областью постоянной интенсивности $S_{iF}(f)$, вызванной фильтрацией волновых движений по всей ширине доминантного пика спектра течений. Как и ранее [1], под шириной пика спектра исходных течений $S_i(f)$ здесь и далее будет приниматься частотная ширина участка спектра $[f_{Hi} - f_{Li}]$, что и закрывает вопрос фильтрации волновых движений в случае присутствия ветровых волн.

Более подробное изложение этого вопроса, выполненное совместно с детальным анализом свойств МФК и МТД, предложенных в [18, 19], требует отдельного, специального изложения.

3.4. Стандартные отклонения компонент скорости на различных горизонтах

Величины стандартных отклонений измеренных и фильтрованных компонент скорости, σ_i и σ_{iF} , характеризуют степень анизотропии соответствующих течений. Здесь они определяются по формуле спектрального анализа (2), через спектры i -той компоненты скорости $S_i(f)$ и спектры фильтрованных компонент скорости $S_{iF}(f)$ соответственно. Полученные таким образом оценки

σ_i и σ_{iF} для точки наблюдения P2 = 12 м приведены на рис. 4. Их совместный анализ позволяет заключить следующее.

Во-первых, всегда имеет место соотношение $\sigma_x > \sigma_y > \sigma_z$. Как правило, величины σ_x и σ_y значительно (почти в 1.5–2 раза) больше σ_z . Таким образом, налицо имеет место существенная анизотропия интенсивности флуктуаций полных (измеренных) компонент скорости наведенных течений.

Стандартные отклонения отфильтрованных компонент скорости σ_{iF} в значительной степени сохраняют указанный выше характер анизотропии стандартных отклонений полных течений σ_i . Отметим, что в отличие от механических волн, здесь нет четкого разделения анизотропии по плоскостям.

Во-вторых, степень указанной анизотропии существенно снижается с глубиной, т.е. с увеличением глубины наблюдается рост изотропизации течений (см., например, рис. 5в для глубины измерений $z = -30$ см).

В-третьих, отношение $(\sigma_{iF}/\sigma_i)^2$ показывает, что во всех рассмотренных случаях доля энергии турбулентности наведенных течений очень высока (порядка и более 70%). Это отношение для вертикальной компоненты несколько выше, чем для горизонтальных компонент, и эта разница растет с ростом ветра W (и высоты волн). В частности, при $W \geq 8$ м/с, для вертикальной компоненты скорости u_z доля турбулентной энергии составляет, в среднем, порядка 90%, в то время как в горизонтальных компонентах u_x, u_y энергетическая доля турбулентности составляет порядка 70–90%, хаотически изменяясь в этих пределах с глубиной.

Следует отметить, что все перечисленные особенности анизотропии индуцированной ветровыми волнами турбулентности сохраняются и в других точках наблюдений.

3.5. Параметризация стандартных отклонений турбулентных пульсаций

Регулярность зависимости величин стандартных отклонений индуцированной турбулентности σ_{iF} от параметров волнения позволяет построить их параметризации.

Следуя идеологии работы [1], получим параметризации значений стандартных отклонений компонент турбулентных составляющих течений σ_{xF} и σ_{zF} как функции параметров ветровых волн: a, f, k, δ , глубины z и степени обрушений Br . Параметризация стандартных отклонений поперечной компоненты σ_{yF} требует отдельного рассмотрения в дальнейшем (если понадобится).

Из соображений размерности, в терминах параметров системы: $a_0, f_p, k_p, \delta, Br, z$ и величины g , искомого параметризацию можно записать в виде

$$\sigma_{iF} = c_{0i} \delta [f_p a_0] \exp(-c_{1i} k_p |z|), \quad (14)$$

в которой остается подобрать подгоночные константы c_{0i} и c_{1i} .

Методом подбора были получены следующие значения параметров

$$c_{0z} = 2.7; \quad c_{1z} = 0.1 \text{ для } \sigma_{zF} \quad (15a)$$

и

$$c_{0x} = 5.2; \quad c_{1x} = (0.1 + Br/2) \text{ для } \sigma_{xF}. \quad (15b)$$

Поясним, что вхождение параметра обрушений Br в параметр c_{1x} обусловлено двумя факторами (см. рис. 4). Во-первых, при значениях $W \geq 10$ м/с имеет место заметный спад σ_{xF} с ростом ветра W (и амплитуды волн a_0). А, во-вторых, изменения величины k_p оказываются недостаточными для передачи спада σ_{xF} с глубиной при росте W ; в то время как σ_{zF} спадает с z по экспоненте с фиксированным коэффициентом (15a). Включение параметра Br в параметр c_{1x} показателя экспоненты в (14) позволяет параметризовать указанные особенности стандартных отклонений горизонтальной скорости турбулентности, отличающие ее от стандартных отклонений вертикальной компоненты.

Цифровые результаты сопоставления эмпирических значений для σ_{xF} и σ_{zF} в точке измерения $R2 = 12$ м и величины их параметризаций по формулам (14), (15) представлены в табл. 1 совместно с параметрами волнения и ветра, используемыми для идентификации вариантов измерений. Нетрудно убедиться, что для значений ветра $W \geq 8$ м/с, когда интенсивность турбулентности более высокая (и определяется надежнее), параметризация (14), (15) справедлива со средней ошибкой порядка или менее 10%.

Отметим, что наличие параметризаций изменяемых характеристик турбулентности представляет определенный практический интерес как ориентир для проверки достоверности теоретических построений, типа моделей [13–15]. Предполагается, что на данный момент более точная параметризация σ_{iF} не требуется, в виду ее пионерского характера и возможности последующих уточнений. На этом основании можно считать, что формулы (14), (15) закрывают поставленную в работе задачу описания анизотропии турбулентности, наведенной ветровыми волнами.

4. ОЦЕНКИ СКОРОСТИ ДИССИПАЦИИ ТУРБУЛЕНТНОСТИ

4.1. Общие положения

Как известно [2, 3], наличие степенных законов спада спектров течений дает основание для их трактовки в качестве колмогоровских спектров, что открывает возможность определения такой важной характеристики как скорость диссипации кинетической энергии турбулентности ε [4–9]. Однако в случае турбулентности, индуцированной волновыми движениями, а не стационарными потоками жидкости, ситуация значительно усложняется.

Действительно, как уже отмечалось выше в разделах 3.2, 3.3, спектры турбулентных горизонтальных и вертикальной компонент скорости $S_{iF}(f)$ имеют две области – низкочастотную (НЧ-область частот: $f < 0.5f_p$) и высокочастотную (ВЧ-область частот: $f > 2f_p$). В НЧ-области спектры имеют закон спада, близкий к $f^{-5/3}$, а в ВЧ-области этот закон спада сохраняется только для спектров горизонтальных компонент скорости $S_{xF}(f)$ и $S_{yF}(f)$, в то время как спектр вертикальной компоненты $S_{zF}(f)$ спадает по закону, близкому к f^{-2} . Оставляя обсуждение причин такой разницы для раздела 5, остановимся на вопросе о возможности получения из этих спектров оценки скорости диссипации кинетической энергии турбулентности (СДТ) ε . Для простоты записи далее букву F в нижних индексах спектров будем опускать.

Несмотря на имеющую место в нашем случае явную анизотропию турбулентности, будем “априорно” полагать, что форма степенных спектров $S_i(f)$ для каждой из компонент скорости может трактоваться в рамках теории КО [2, 3], т.е. она однозначно связана с таким параметром системы, как СДТ. При этом частотные спектры с законами спада $f^{-5/3}$ вполне уместно связывать с классической колмогоровской турбулентностью, вызванной стационарными потоками жидкости. В таком случае, как было обосновано в работе [22] и апробировано в работах [4–9], в рамках гипотезы “замороженной турбулентности” Тейлора СДТ можно получить из соотношения

$$\varepsilon = C_0 [S(\omega, z) \omega^{5/3}]^{3/2} / U_T(z), \quad (16)$$

где $U_T(z)$ – средняя “тейлоровская” скорость горизонтального переноса турбулентности на исследуемом горизонте z , а константа имеет значение $C_0 \approx 2$ [5].

Однако ни один из теоретических подходов, представленных, например, в [13–15, 22], не дает ответа на вопрос: как получить оценку ε для спектра вида $S(f) \sim f^{-2}$ (поскольку такой спектр ра-

нее не фиксировался). “Феноменологическое” решение этого вопроса было предложено в предыдущей работе [1], что и позволяет решить поставленную задачу.

4.2. Методы оценки СТД

Прежде всего, отметим, что согласно теории [22], в формуле (16) в качестве скорости тейлоровского переноса “замороженной турбулентности” $U_T(z)$ (на глубине z) априорно предлагается в НЧ-области использовать среднюю скорость дрейфа $U_d(z)$, а в ВЧ-области – амплитуду орбитальной скорости волн $U_w(z)$, соответствующую доминантной частоте волновых движений. И хотя прямое теоретическое обоснование такого выбора в работе [22] отсутствует, на практике в качестве тейлоровской скорости переноса U_T формально можно применять оба варианта. Но на этом пути, конкретно в нашем случае, возникают проблемы.

Так, для спектров вида $S(f) \sim f^{-5/3}$ в НЧ-области рекомендуется в качестве скорости переноса U_T использовать скорость дрейфа U_d . Такой подход был реализован, например, в работах [4–6] для натуральных данных и в [8, 9] для случая течений, индуцированных обрушивающимися ветровыми волнами в канале при сильных ветрах ($W = 12–25$ м/с). Однако в рассматриваемом здесь эксперименте оказалось, что использование скорости дрейфа U_d по техническим причинам невозможно, т.к. эмпирические оценки средней измеренной скорости течений $U = \langle u_x \rangle$, отождествляемые со скоростью дрейфа U_d , проявляют хаотическую изменчивость в зависимости от величины ветра или глубины горизонта. Например, величина U_d при изменении величин W или z может менять знак или быть больше для более глубоких горизонтов. Неадекватность таких результатов вызвана, видимо, тем, что в нашем эксперименте скорость ветра W была сравнительно мала ($W \leq 12$ м/с), а характерные для данного канала возвратные течения на горизонтах измерений z сопоставимы по величине с дрейфом $U_d(z)$, наведенным волнами и ветром. По этой причине использование оценок $U_d \equiv \langle u_x \rangle$ в модели “замороженной” турбулентности является проблематичным, а результаты оценок $U_f(z)$ здесь не обсуждаются. Повидимому, вопрос оценки СТД в НЧ-области спектров течений, в случае слабых ветров и слабо обрушивающихся волн, требует дополнительных исследований в условиях малости возвратных течений (см. также раздел 5).

Для спектров вида $S(f) \sim f^{-5/3}$, в ВЧ-области авторы [22] рекомендовали использовать в качестве тейлоровского переноса U_T орбитальную

скорость доминантных волн U_w . Такое предложение нам представляется недостаточно обоснованным теоретически. Поэтому его применение здесь не проводится и переносится на рассмотрение в дальнейшем. Более подобно этот вопрос обсуждается в разделе 5.

В итоге, в ВЧ-области, в плане задачи получения оценок ϵ , остается только спектр вида $S(f) \sim f^{-2}$, наблюдающийся для вертикальной компоненты скорости. Как показал опыт работы [1], для такой формы спектра задача имеет решение, заключающееся в следующем.

Форма спектра $S(f) \sim f^{-2}$ известна в гидродинамике как спектр лагранжевой турбулентности [2, 3]. Согласно формулировке, приведенной в [3], лагранжева турбулентность описывает случайные блуждания частицы в фазовом пространстве (ускорений), вызванные внешней силой с дельта-образной временной корреляцией. В таком случае ускорение частицы имеет спектр белого шума, а спектр скорости имеет форму $S(f) \sim f^{-2}$ [3]. В указанной трактовке такая турбулентность соответствует броуновскому движению или, иными словами, турбулентной диффузии частицы.

Для спектров вида $S(f) \sim f^{-2}$ в эйлеровой системе координат теория отсутствует. Но, поскольку наблюдаемый в точке спектр вертикальной компоненты скорости вида $S_z(f) \sim f^{-2}$ абсолютно совпадает со спектром лагранжевой турбулентности, можно предположить гипотезу об их аналогии, согласно которой спектр течений $S_z(f)$ в фиксированной точке измерений обусловлен воздействием на вертикальные перемещения хаотизированных орбитальных волновых движений, разрушенных их гидродинамической неустойчивостью. Приняв эту гипотезу, с учетом размерности частотного спектра скорости и СТД, для $S_z(f)$ можно написать соотношение, содержащее величину ϵ

$$S_z(f) = C_p \epsilon f^{-2}, \quad (17)$$

в котором безразмерная константа C_p считается фиксированной для имеющейся геометрии системы, т.е. она неизменна для всех значений W и z . Учитывая нормировочный характер этой величины, можно принять, что

$$C_p = 1. \quad (18)$$

Такой феноменологический подход позволяет оценивать СТД по оценкам спектра $S_z(f)$. Подробнее вопрос его обоснованности обсуждается в разделе 5.

4.3. Оценки СДТ и их параметризация

Применение формулы (17) для оценивания величины ε очевидно. Зафиксировав некоторую частоту f_F в области участка спектра вида (17), например, $f_F = 10$ Гц, по графику спектра определяем величину $S_z(f_F) = S_z(10 \text{ Hz}) \equiv S_{10}$ и получаем оценку

$$\varepsilon = f_F^2 S_{10} / C_p = f_F^2 S_{10}. \quad (19)$$

Для всех случаев, когда спектры вертикальной компоненты $S_z(f)$ в ВЧ-области имеют форму (17) (см. примеры на рис. 1 и 2), с использованием соотношения (19) получены искомые оценки величины ε , приведенные в табл. 2.

Последующий анализ эмпирических оценок ε из табл. 2, с привлечением сведений о параметрах волн из табл. 1, показывает, что параметризация величины СДТ, построенная из размерных соотношений, может быть представлена формулой

$$\varepsilon_{par} = c_\varepsilon [a_0^2 f_p^3] (a_0/z) \exp(-c_2 k_p |z|) \quad (20)$$

при значениях подгоночных параметров

$$c_\varepsilon = 0.1 \quad \text{и} \quad c_2 = 0.1. \quad (21)$$

Экспонента в (20), уточняющая линейный спад ε с глубиной, добавлена из феноменологических соображений, основанных на потенциальной теории волн.

Оценки ε_{par} , полученные по формулам (20), (21), приведены в табл. 2 полужирным курсивом совместно с эмпирическими оценками ε для удобства сравнения. Как видно, при больших значениях W и малых горизонтах z , для которых эмпирические значения ε наиболее достоверны, параметризация (20), (21) соответствует эмпирике со средней ошибкой менее или порядка 30%. Поиск более точного соответствия для имеющихся данных здесь уже не целесообразен, поскольку сама ошибка эмпирических оценок ε составляет от 20 до 30%, нарастая по мере увеличения глубин. Представляется, что с указанной точностью параметризация (20), (21) вполне пригодна для проверки теоретических моделей типа [13–15], что и закрывает вторую задачу работы.

5. ОБСУЖДЕНИЕ

Остановимся на вопросах, решение которых до конца не ясно и представляет интерес для дальнейших исследований. К ним относятся: 1) причины различия формы спектров для горизонтальных и вертикальной компонент скорости наведенных течений; 2) обоснованность рекомендаций работы [22] по выбору тейлоровской скорости переноса U_T “замороженной турбулентности”; 3) обоснован-

ность параметризации наблюдаемых спектров (10) в виде $S_z(f) = C_p \varepsilon f^{-2}$ и выбор величины C_p ; 4) точность оценивания величины ε ; 5) сравнение оценок ε , полученных в разных работах.

5.1. Напомним, что различия формы спектров для горизонтальных и вертикальной компонент скорости впервые были получены в предыдущей работе авторов [1], где рассматривались течения в том же канале, наведенные механическими волнами. Поэтому полученные здесь аналогичные результаты, фактически, уже свидетельствуют об их системности, требующей системного обоснования.

Следуя общей идеологии [2–4], степенные участки спектров турбулентных течений, индуцированных волнами, трактуются как аналоги колмогоровских спектров, обусловленных передачей кинетической энергии из области частот доминантных орбитальных волновых движений вниз и вверх по частотам. Такая трактовка эмпирических степенных спектров, например, была принята в [4–9]. Ввиду отсутствия достаточной теоретической разработанности вопроса, природа формирования и причины различия таких потоков вверх и вниз по спектру турбулентности, индуцированной волнами, пока не ясны. По крайней мере, теоретические модели формирования спектров наведенной волнами турбулентности, приводящие к появлению модельных спектров компонент течений вида $S(f) \sim f^{-5/3}$, не говоря уже о спектрах вида $S(f) \sim f^{-2}$, пока отсутствуют. Сейчас можно лишь предполагать, что разница законов спада спектров для горизонтальных и вертикальной компонент (в ВЧ-области) обусловлена различной механикой формирования волнами турбулентных движений в различных плоскостях.

Чтобы обосновать возможность появления указанного различия, следует, вначале, хотя бы указать на возможные причины принципиального отличия динамики горизонтальных и вертикальных движений. На наш взгляд, такие причины могут заключаться в следующем.

Во-первых, общеизвестно [27–29], что в горизонтальной плоскости волны на воде всегда генерируют определенное среднее сдвиговое течение $U = (U_d(z), 0, 0)$, будь то Стоксов или ветровой дрейф $U_d(z)$. Но в вертикальной плоскости среднего течения нет, если не считать слабого возвратного течения, неизбежного для замкнутых водоемов [28, 29]. Во-вторых, в вертикальной плоскости всегда есть направленный вверх градиент среднего горизонтального течения $G = (0, 0, \partial U_d(z)/\partial z)$, а в горизонтальной плоскости градиент среднего течения настолько мал, что на масштабах локальной турбулентности им можно пренебречь [27–29]. Эти два

различия геометрии движений в горизонтальной и вертикальной плоскостях, возможно, и приводят к различию форм спектров для горизонтальных и вертикальной компонент скорости течений, наведенных волнами. Окончательный ответ на рассматриваемый вопрос требует детального теоретического исследования.

На данный момент можно предложить следующую феноменологическую модель рассматриваемых процессов. Запишем скорость орбитального волнового движения в виде $\mathbf{U}_w = (U_w \cos(\varphi), 0, U_w \sin(\varphi))$, где переменная φ означает волновую фазу и принято упрощенное представление о двухмерности волн. Естественно считать, что характер неустойчивости орбитальных движений, порождающих мелкомасштабную турбулентность, может существенно меняться в зависимости от того, как направление скорости орбитальных движений \mathbf{U}_w соотносится с направлением среднего течения \mathbf{U} в горизонтальной плоскости (по течению или против), или с направлением градиента средней скорости \mathbf{G} в вертикальной плоскости (по градиенту или против). Согласно механике волн на течениях [26–28], в фазе φ , когда волновые орбитальные движения \mathbf{U}_w направлены по течению \mathbf{U} , должно происходить укрупнение (“растягивание”) масштаба флуктуаций волновой скорости частиц, т.е. перенос энергии в низкие частоты. И наоборот – в противофазе. По аналогии с этим, в вертикальной плоскости направление орбитальных движений \mathbf{U}_w в направлении градиента \mathbf{G} (в сторону увеличения скорости переноса $U(z)$) может приводить к уменьшению (“сжатию”) масштаба флуктуаций волновой скорости, т.е. к переносу энергии вверх по частотам. И наоборот – в противофазе.

Таким образом, различие указанных соотношений направлений может порождать наблюдаемые эмпирически две ветви турбулентности: НЧ- и ВЧ-ветвь (рис. 1а, 1б, 2а, 2б). Остается, однако, неясной причина совпадения формы НЧ- и ВЧ-ветвей спектров течений в горизонтальной плоскости и их различия в вертикальной плоскости (см. раздел 3.2). При этом если допустить, что спектры вида $S(f) \sim f^{-5/3}$ являются потоковыми (колмогоровскими), то в любом случае, в формуле (16) в качестве тейлоровской скорости переноса турбулентности U_T должна выступать не отдельно скорость дрейфа U_d или скорость орбитального движения U_w , а их комбинация, например, $U_w \pm U_d$. А в ВЧ-спектре вертикальной компоненты скорости вида $S_z(f) = Cf^{-2}$ роль скорости переноса вообще не понятна, т.к. среднего потока нет. Вполне вероятно, что величину размерной константы C будет определять комбинация градиентов скоростей U_d и U_w .

Перечисленные здесь предположения дают возможные направления для поиска объяснений причин различия в формировании наблюдаемых спектров. Но их окончательное обоснование требует дополнительного как экспериментального, так и теоретического изучения.

5.2. Если трактовать формы вида $S(f) \sim f^{-5/3}$ как традиционные колмогоровские спектры (подобно работам [4–9]), то возникает вопрос о выборе тейлоровской скорости “замороженной турбулентности” U_T . Казалось бы, что ответ на этот вопрос дан в работе [22], где в НЧ-области рекомендуется использовать скорость дрейфа U_d , а в ВЧ-области – орбитальную скорость доминантных волн U_w . Поскольку НЧ-ветвь турбулентности нами в работе не рассматривается (см. начало раздела 4.2), обсудим далее только анализ ВЧ-ветви спектров компонент скорости.

Внимательное прочтение работы [22] показывает, что указанное в ней предложение выбора скорости переноса U_T недостаточно обоснованно теоретически и является, скорее, “априорным”. В пользу сказанного говорит наличие таких априорных постулатов теории [22], как: изотропия турбулентности; изначальное постулирование спектра течений вида $S_u(k) \sim k^{-5/3}$, которому просто неоткуда появиться без учета механизма хаотизации орбитальных движений; вольное применение доплеровского соотношения $\omega = kU$, используемого безотносительно направления компоненты скорости. Имеется и ряд математических несостыковок, например, в формулах (2.3) и (2.6). Кроме того, как постулирование изотропии, так и полученное в итоге соотношение интенсивностей НЧ- и ВЧ-ветвей колмогоровских участков спектра течений (формула 6.1 в [22]), явно не подтверждаются эмпирически (см., например, рис. 1б и 2а, 2б, 2в).

Сказанное здесь и в предыдущем разделе 5.1 заставляет сомневаться в предложении работы [22] использовать орбитальную скорость доминантных волн U_w в качестве скорости переноса турбулентности U_T для ВЧ-ветви спектра скоростей. Именно по этим двум причинам указанная рекомендация работы [22] нами не применялась, а вопрос анализа ВЧ-ветви спектров горизонтальных компонент скорости $S_x(f)$ и $S_y(f)$ с законом спада “ $-5/3$ ”, равно как и трактовки НЧ-ветви для спектра $S_z(f)$, следует перенести на перспективу их дальнейшего изучения.

5.3. Что касается ВЧ-ветви спектра $S_z(f)$ вида $S_z(f) \sim f^{-n}$, следует отметить, что близкий результат, с показателем спада спектра $2 < n < 3$ был отмечен еще в работе [10], где он никак не обсуждался. Нам представляется, что нет никаких причин, запрещающих представление нашего ре-

зультата в виде (17), т.е. $S_z(f) = C_p \varepsilon f^{-2}$. Формальная аналогия с турбулентной диффузией, постулированная в разделе 4.2, вполне позволяет предложить механизм формирования спектра (17) как результат флуктуаций вертикального перемещения частиц жидкости через точку измерения, хаотически подталкиваемых случайными импульсами, индуцированными неустойчивостью волновых орбитальных движений. Согласно феноменологическому построению, предложенному в разделе 5.1, такое движение диффузного типа должно происходить только в фазе, когда орбитальная скорость направлена вверх, т.е. вдоль вертикального градиента сдвиговой горизонтальной скорости.

В принятой нами феноменологической параметризации ВЧ-ветви спектра $S_z(f)$ вида $S_z(f) = C_p \varepsilon f^{-2}$ возникает необходимость постулирования величины C_p , функциональное представление которой через параметры системы пока неизвестно. Если принять, что соотношение (17) полностью соответствует механизму турбулентной диффузии, то, согласно формуле (1.1.19) из книги [3], величина C_p должна иметь порядок единицы. На этом основании, учитывая предлагаемый здесь феноменологический уровень описания процесса, для простоты получения оценок СДТ, нами принято значение $C_p = 1$. Дальнейшие исследования должны будут показать степень соответствия полученных величин ε тем оценкам, которые уже были получены в аналогичных исследованиях в ветро-волновых каналах, например, в работах [1, 7–9]. В этом вопросе немаловажную роль играют как точность определения значений ε , так и близость физических условий выполнения различных экспериментов.

5.4. Относительно точности определения величины ε следует заметить, что этот вопрос ранее практически нигде не обсуждался [4–9]. Во многом он зависит от метода и техники получения оценок спектральной плотности компонент скорости течений $S_i(f)$. В нашем случае, как отмечено в разделе 2, статистическая ошибка в оценках интенсивности спектров $S_i(f)$ составляет всего около 5%. Однако ошибка в оценке показателя степени n в форме аппроксимации $S_z(f) = C f^{-n}$ определяется геометрией линии оценки спектра $S_z(f)$ (см. рис. 2а, 2б, 2в).

Анализ всей совокупности оценок показывает, что изрезанность линии спектра $S_z(f)$ в НЧ-области очень мала (рис. 1 и 2). Потому для НЧ-ветви спектра ошибка оценки СДТ будет складываться из ошибки оценки интенсивности самого спектра, имеющей порядок 5%, и ошибки определения тейлоровской скорости $U_T(z)$, если пользоваться формулой (16) (в данной работе не выполнялось). Но

уже для ВЧ-ветви спектра изрезанность этой части линии спектра $S_z(f)$ и реальные отклонения среднеквадратичного наклона спектра $S_z(f)$ от формы (17), даже по простой формуле (19), приводят к ошибке порядка 20–30% для оценки величины ε , что задается точностью определения уровня S_{10} , используемого в формуле (19). Поэтому эмпирические оценки ε , приведенные в табл. 2, несут в себе итоговую ошибку не менее 30%.

5.5. И наконец, для полноты рассмотрения, сопоставим наши оценки ε с таковыми из цитированных работ. При этом, с целью соблюдения требования близости экспериментальных условий, будем сравнивать только измерения СДТ в каналах [1, 7, 8].

5.5.1. Вначале сравним зависимости ε от параметров системы a_0 и u_* , привлекая параметризацию $\varepsilon(a_0, f_p, z)$ из формулы (20). Как и в случае механических волн [1], для ветровых волн величина ε , согласно (20), пропорциональна a_0^3 . Этот результат соответствует оценкам зависимости величины ε от амплитуды волн поверхности воды a_0 из работы [7]. Однако оценка зависимости $\varepsilon(u_*)$ требует пересчета формулы (20).

С учетом законов роста волн [24], имеют место соотношения: $a_0 \sim u_*$ и $f_p \sim u_*^{-1/3}$. Тогда параметризация (20) дает зависимость $\varepsilon \sim u_*^2$, что несколько отличается от результата (4), полученного, например, в [5, 9]. Такое различие объясняется различием условий эксперимента (различные возраст волн, глубина измерений и степень их обрушений), что может быть проверено в дальнейших экспериментах.

Что же касается зависимости ε от глубины z , форма (20) при малых z близка к виду $\varepsilon \sim z^{-1}$, установленному в работах [6] и [8] для уровней $z \leq a_0$, а при $z \geq (5-6)a_0$, она близка к экспоненциальной зависимости, известной из работ [6, 30].

Отмеченные соответствия говорят о правдоподобии полученных здесь результатов.

5.5.2. Сопоставим теперь сами величины ε . Начнем с того, что в нашем эксперименте для ветровых волн высотой $a_0 = 2-3$ см и частотой пика $f_p \approx 1.7$ Гц, для глубины $z = -10$ см, получены оценки $\varepsilon_{pw} \approx 6 \times 10^{-5} \text{ м}^2 \text{ с}^{-3}$ (здесь и далее нижние индексы при ε введены для различения оценок по фамилии первого автора работы и типу волнения: w – ветровые волны, m – механические). Для тех же параметров волн и глубин в работе [1] для механических волн со спектром типа JONSWAP, типичным для спектра ветровых волн, получены оценки $\varepsilon_{pm} \approx 10^{-4} \text{ м}^2 \text{ с}^{-3}$. Как видно, при сопоставимых параметрах системы (a_0, f_p и z), получен-

ные оценки величины СДТ вполне сопоставимы в пределах их точности.

В работе [7] для монохроматических волн в канале, при тех же значениях a_0 и частоте пика $f_p = 1.5$ Гц, для глубины измерений $z = -4$ см получена оценка $\epsilon_{Bm} \approx 10^{-3} \text{ м}^2 \text{ с}^{-3}$, что на порядок выше нашей оценки ϵ_{Pm} . Однако, с учетом зависимости $\epsilon(z)$ по формуле параметризации (20), пересчет оценки ϵ_{Pm} (из [1], для механических волн) увеличивает ее почти на порядок: $\epsilon_{Pm}(z = -4 \text{ см}) \approx 8 \times 10^{-4} \text{ м}^2 \text{ с}^{-3}$. Это приводит к сближению разницы величин ϵ_{Pm} и ϵ_{Bm} до 20%, что находится в пределах эмпирических ошибок.

В работе [8] оценки СДТ были выполнены для сильно обрушивающихся механических волн с крутизной $\delta = 0.4$ в диапазоне глубин $(0.5-1.5)a_0$ при фиксированных значениях $a_0 \approx 4$ см и $f_p = 1.2$ Гц. В частности, для глубины измерения $z = -a_0 \approx -4$ см полученное в [8] значение $\epsilon_{Lm} \approx 2 \times 10^{-4} \text{ м}^2 \text{ с}^{-3}$ (см. рис. 5 из [8]) на полпорядка превышает нашу оценку $\epsilon_{Pw} \approx 6 \times 10^{-5} \text{ м}^2 \text{ с}^{-3}$. Однако ее пересчет по формуле (20) на указанные значения a_0, f_p и z дают оценку $\epsilon_{Pm}(z = -4 \text{ см}, a_0 \approx 4 \text{ см}, f_p = 1.2 \text{ Гц}, \delta = 0.4) \approx 3 \times 10^{-4} \text{ м}^2 \text{ с}^{-3}$, что сокращает различие ϵ_{Pw} и ϵ_{Lm} до уровня менее ошибок самих оценок.

Как видно, выполненное сравнение наших оценок ϵ с таковыми из других работ, близких по условиям измерений, показывает, во-первых, их близость к уже известным результатам; а во-вторых, работоспособность и эффективность использования параметризации (20); что и завершает дискуссию по результатам работы.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С целью выделения турбулентных составляющих скорости в измеренных течениях предложена феноменологическая процедура фильтрации волновых компонент путем отсечения доминантного пика в спектрах измеренных течений $S_i(f)$ ($i = x, y, z$) в области частоты волн f_p (раздел 3). Такой прием вполне соответствует результатам применения “точного” метода фильтрации по работам [19–21].

Полученные спектры турбулентности $S_{iF}(f)$ в области частот $f < 0.5f_p$ (НЧ-область) и при $f > 2f_p$ (ВЧ-область) совпадают со спектрами измеренных течений $S_i(f)$, что позволяет использовать их для дальнейшего анализа характеристик турбулентности.

Стандартные отклонения компонент измеренных и фильтрованных течений, σ_i , и σ_{iF} рассчитанные через спектры $S_i(f)$ и $S_{iF}(f)$ по стандартной формуле (2), демонстрируют существенную анизотропию наведенных течений как до, так и после фильтрации.

Установлено: а) всегда имеет место соотношение $\sigma_x > \sigma_y > \sigma_z$, и, как правило, величины σ_y и σ_x значительно (в 1.5–2 раза) больше σ_z ; б) σ_{iF} сохраняют характер анизотропии стандартных отклонений полных течений σ_i ; в) степень указанной анизотропии снижается с глубиной; г) отношение квадратов $(\sigma_{iF}/\sigma_i)^2$ показывает, что в случае ветровых волн доля энергии турбулентности наведенных течений составляет порядка и более 70%.

С целью сопоставления эмпирики с теорией, для σ_{iF} предложена их параметризация (14, 15). Особенности а)–г) σ_{iF} и их параметризация установлены впервые.

Установлен эффект различной формы степенного спада частотных спектров $S_i(f)$ для горизонтальных и вертикальной компонент скорости турбулентности, индуцированной ветровыми волнами. В НЧ- и ВЧ-областях, спектры турбулентных компонент скорости $S_x(f)$ и $S_y(f)$ спадают по закону “–5/3”. Спектр вертикальной компоненты скорости $S_z(f)$ в НЧ-области всегда спадает по тому же закону “–5/3”, но в ВЧ-области, при ветрах $W \geq 8$ м/с, для течений на глубинах $z \geq -30$ см реализуется закон спада “–2”. т.е. $S_z(f) \sim f^{-2}$. Для течений, индуцированных ветровыми волнами, этот эффект эмпирически установлен впервые.

На феноменологическом уровне предложена модель, позволяющая указать на возможные причины различного механизма формирования турбулентности для горизонтальных и вертикальной компонент течений, наведенных волновыми орбитальными движениями (раздел 5.1).

Для ВЧ-области спектров вертикальной компоненты скорости вида $S_z(f) \sim f^{-2}$ феноменологически сформулирована гипотеза об аналогии между турбулентными движениями в вертикальной плоскости и турбулентной диффузией, порождаемой стохастическими некоррелированными флуктуациями орбитальной скорости (на фазе ее направления по градиенту среднего сдвигового течения $U(z)$, см. раздел 5.1).

В таком случае, из размерных соображений спектр $S_z(f) \sim f^{-2}$ представлен формулой (17): $S_z(f) = C_p \epsilon f^{-2}$ ($C_p = 1$), на основании которой получены оценки величины СДТ ϵ , приведенные в табл. 2. С учетом сведений о параметрах ветровых волн, для найденных оценок СДТ получена их аналитическая параметризация (20), пригодная для сравнений эмпирики и теории.

На основании предложенной параметризации проведено сравнение полученных оценок ϵ с таковыми из работ [1, 7, 8], в которых имели место близкие условия эксперимента. Показано хорошее количественное согласие между всеми оцен-

ками ϵ , что свидетельствует в пользу применимости предложенной параметризации (20).

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарны коллегам из Первого института океанографии, Х. Ма (Hongyu Ma) и Ш. Чангу (Shumin Jang) и студентам Ван Ху (Wang Hue) и Ли Чао (Li Chao) за участие в проведении экспериментов. Работа частично поддержана проектом РФФИ № 18-05-00161, а также выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, соглашение № 075-15-2019-1621 и гранта китайского совместного фонда NSFC-Shandong, № U1606405.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Полников В.Г., Цяо Ф. Характеристики турбулентности, индуцированной механическими волнами в лотке // ЖЭТФ. 2021. Т. 159. № 1.
2. Монин А.С., Яглом А.Я. Статистическая гидромеханика. М.: Наука. 1967. Ч. 2. 630 с.
3. Голицын Г.С. Статистика и динамика природных процессов и явлений. М: Красанд. 2013. 398 с.
4. Kitaigorodskii S.A., Donelan M.A., Lumley J.L. et al. // Wave-turbulence interaction in the Upper Ocean. Pt. II. J. Phys. Oceanogr. 1983. V. 13. № 11. P. 1988–1999.
5. Terray E.A., Donelan M.A., Agrawal Y.C. et al. Estimates of kinetic energy dissipation under breaking waves // J. Phys. Oceanogr. 1996. V. 26. P. 792–807.
6. Soloviev A., Lukas R. Observation of wave-enhanced turbulence in the near-surface layer of the ocean during TOGA COARE // Deep-Sea Res. 2003. V. 50. P. 371–395.
7. Babanin A.V., Haus B.K. On the existence of water turbulence induced by non-breaking surface waves // J. Phys. Oceanogr. 2009. V. 39. P. 2675–2679.
8. Lee J.H., Monty J.P., Elsnaab J. et al. Estimation of Kinetic Energy Dissipation from Breaking Waves in the Wave Crest Region // J. Phys. Oceanogr. 2017. V. 47. № 5. P. 1145–1159.
9. Полников В.Г., Байдаков Г.А., Троицкая Ю.И. Скорость диссипации турбулентности в слое воды под ветровыми волнами по данным лабораторного эксперимента // Изв. РАН. ФАО. 2019. Т. 55. № 5. С. 127–137.
10. Ефимов В.В., Христофоров Г.Н. Спектры и характеристики статистической взаимосвязи пульсаций скорости в верхнем слое моря и поверхностного волнения // Изв. АН СССР. ФАО. Т. 7. № 12. С. 1290–1310.
11. Babanin A.V. On a wave-induced turbulence and a wave-mixed upper ocean layer // Geophys. Res. Lett. 2006. V. 33. P. L20605.
12. Alberello A., Onorato M., Frascoli F., Toffoli A. Observation of turbulence and intermittency in wave-induced oscillatory flows // Wave Motion. 2019. V. 84. P. 81–89. <https://doi.org/10.1016/j.wavemoti.2018.10.003>
13. Benilov A.Y. On the turbulence generated by the potential surface waves // J. Geophys. Res. 2012. V. 117. C00J30.
14. Babanin A.V., Chalikov D. Numerical investigation of turbulence generation in non-breaking potential waves // J. Geophys. Res. 2012. V. 117. C00J17.
15. Tsai W.T., Chen S.M., Lu G.H. Numerical Evidence of Turbulence Generated by Nonbreaking Surface Waves // J. Phys. Oceanogr. 2015. V. 45. № 3. P. 174–180.
16. Savelyev I.B., Maxeiner E., Chalikov D. Turbulence production by nonbreaking waves: Laboratory and numerical simulations // J. Geophys. Res. 2012. V. 117. C00J13.
17. Полников В.Г., Байдаков Г.А. Особенности профилей течений, потока импульса и скорости диссипации турбулентности в ветро-волновом канале // Изв. РАН. ФАО. 2020. Т. 56. № 2. С. 234–244.
18. Бенилов А.Ю., Филошкин Б.Н. Приложение методов линейной фильтрации к анализу флуктуаций в поверхностном слое моря // Изв. АН СССР. ФАО. 1970. Т. 6. № 8. С. 810–819.
19. Thais L., Magnaudet J. A triple decomposition of the fluctuating motion below laboratory wind water waves // J. Geophys. Res. 1995. V. 100(C1). P. 741–755.
20. Thais L., Magnaudet J. Turbulent structure beneath surface gravity waves sheared by the wind // JFM. 1996. V. 338. P. 313–344.
21. Oh S.-H., Mizutani N., Suh K.-D. Investigation of decomposition methods of turbulent flow field beneath wind waves // Proc. Coastal Engineering 2006. 2007. V. 251.
22. Lumley J.L., Terray E.A. Kinematics of turbulence convected by a random wave field // J. Phys. Oceanogr. 1983. V. 13. P. 2000–2007.
23. Kay S.M. Modern Spectral Estimation, Theory and Application. Englewood Cliffs, NJ: Prentice Hall, New Jersey. 1988, 540 p.
24. Полников В.Г., Цяо Ф., Ма Х., Чанг Ш. Новые эффекты эволюции спектра волн в лотке // Письма в ЖЭТФ. 2020. Т. 111. № 8. С. 501–508.
25. Komen G.I., Cavaleri L., Donelan M. et al. Dynamics and Modelling of Ocean Waves, London: Cambridge University Press, 1994. 1994, 554 p.
26. Филлипс О.М. Динамика верхнего слоя океана. Л.: Гидрометеиздат, 1980. 320 с.
27. Bremer T. S., Breivik Ø. Stokes drift // Phil. Trans. R. Soc. 2017. V. A 376: 20170104.
28. Longuet-Higgins M. Mass transport in water waves // Philos. Trans. Roy. Soc. London. 1953. V. 245A. P. 535–581.
29. Longo S. Wind-generated water waves in a wind tunnel: Free surface statistics, wind friction and mean air flow properties // Coastal Eng. 2012. V. 61. P. 27–41.
30. Anis A., Moum J.N. Surface wave–turbulence interactions: Scaling $\epsilon(z)$ near the sea surface // J. Phys. Oceanogr. 1995. V. 25. P. 2025–2045.

Features of Wind Wave-Induced Turbulence in Water by Measurements in a Wind-Wave Tank

V. G. Polnikov¹, F. Qiao², and I. A. Repina^{1,3,4,*}

¹Obukhov Institute of Atmospheric Physics of RAS, Pyzhevsky per., 3, Moscow, 119017 Russia

²First Institute of Oceanography of Ministry of Natural Resources, Xianxialing road, 6, Qingdao, 266061 China

³Research Computing Center, Lomonosov Moscow State University, Leninskie gory, 1–4, Moscow, 119991 Russia

⁴Moscow Center for Fundamental and Applied Mathematics, Moscow, Russia

*e-mail: repina@ifaran.ru

In the wind-wave tank, measurements of three velocity components u_i ($i = x, y, z$) were made at three horizons in water in the presence of wind waves. The aim of the study is to determine the degree of anisotropy of the turbulence induced by wind waves and the rate of its dissipation ε , depending on the parameters of the system. For this, we calculated the standard deviations σ_i and the frequency spectra $S_i(f)$ for the components of the measured flows, as well as σ_{iF} and $S_{iF}(f)$ for the turbulent components of the flows, in which wave motions are filtered. It was found: a) turbulence is not isotropic; b) the ratio of standard deviations has the form $\sigma_x > \sigma_y > \sigma_z$ and $\sigma_{xF} > \sigma_{yF} > \sigma_{zF}$; c) more than 70% of the kinetic energy is contained in the turbulent components of flow fluctuations. For the horizontal velocity components, their spectra are similar in shape and intensity. In the frequency range below the frequency of the peak of the wave spectrum f_p , the $S_i(f)$ spectra of all components of the currents have a power-law decay with an exponent of -1.7 ± 0.1 . In the frequency range $f > 2f_p$, the spectra $S_x(f)$ and $S_y(f)$ are close in intensity and have the same decay law, but the intensities of the spectra of the vertical component $S_z(f)$ are almost an order of magnitude weaker, and the spectra $S_z(f)$ themselves, in the presence of a power-law tail, they have a decay law “ -2.0 ± 0.1 ”. Such parts of the spectra are interpreted as analogs of the Kolmogorov spectra. The intensity of the spectra $S_z(f)$ was used to determine the values of the turbulence dissipation rate ε . Semi-empirical parametrizations of the dependence of σ_{iF} and ε on the parameters of waves and the depth of the measurement horizon are constructed, its differences from the known ones and possible mechanisms for the formation of features of the shape of the $S_i(f)$ spectra are discussed.

Keywords: wind waves, turbulence, standard deviations, spectra, turbulence dissipation rate

УДК 551.465.15

ВЕРИФИКАЦИЯ МОДЕЛЬНЫХ ОЦЕНОК ГЕНЕРАЦИИ ТУРБУЛЕНТНОЙ ЭНЕРГИИ ПОВЕРХНОСТНЫМИ ВОЛНАМИ ПО НАТУРНЫМ ДАННЫМ¹

© 2021 г. А. М. Чухарев*

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

**E-mail: alexchukh@mail.ru*

Поступила в редакцию 15.04.2021 г.

После доработки 29.04.2021 г.

Принята к публикации 09.06.2021 г.

Верхний пограничный слой моря в наибольшей степени подвержен воздействию атмосферы, и формирующиеся в нем движения оказывают значительное влияние на горизонтальные и вертикальные потоки тепла, импульса, растворенных веществ и других субстанций. Вертикальный турбулентный обмен в данном слое определяется действием сразу нескольких механизмов, одним из которых является поверхностное волнение. Оценки вклада волнения в общую генерацию турбулентности выполнялись многими исследователями с использованием различных подходов. Для верификации предлагаемых моделей генерации турбулентности использованы экспериментальные данные об интенсивности турбулентных пульсаций скорости в приповерхностном слое моря, полученные на океанографической платформе. Скорость диссипации турбулентной энергии рассчитывалась по вертикальной компоненте пульсаций вектора скорости, с привлечением гипотез Колмогорова и гипотезы “замороженной турбулентности” Тэйлора. Сопоставление модельных и экспериментальных данных величин скорости диссипации показало справедливость основного предположения о том, что интенсивность индуцированной волнами турбулентности зависит от энергетических характеристик волнения. В то же время натурные данные убывают с глубиной значительно медленнее расчетных. Возможным объяснением может быть влияние турбулентной диффузии и сдвиговых эффектов, а также недостаточно адекватная параметризация трансформации волновой энергии в турбулентность.

Ключевые слова: натурные измерения, поверхностные волны, генерация турбулентности, параметризация, скорость диссипации

DOI: 10.31857/S0002351521050059

ВВЕДЕНИЕ

Из-за наличия большого количества сложных физических процессов в верхнем слое моря адекватная параметризация некоторых из них до настоящего времени разработана недостаточно. По этой причине расчеты по глобальным климатическим моделям дают не вполне объективную картину: например, толщина перемешанного верхнего слоя и поверхностная температура может значительно отличаться от фактических значений [1].

Одним из процессов, влияющих на турбулентную структуру верхнего пограничного слоя и вертикальный обмен, является генерация турбулентности поверхностным волнением, точнее “гидродинамической неустойчивостью волновых движений, индуцируемых поверхностными

волнами” [2, с. 40]. Несмотря на колоссальное количество работ, посвященных морскому волнению, вопрос трансформации волновой энергии в турбулентность остается не до конца понятным. На разных этапах исследования этот процесс считался как важнейшим источником турбулентности, так и незначительным по сравнению с другими в силу почти потенциальных движений в классическом представлении волны. В ряде моделей турбулентности этот механизм генерации не учитывается в предположении существования более мощных: сдвига скорости дрейфового течения и/или обрушений волн [3–5]. Тем не менее, в настоящее время многие исследователи считают поверхностное волнение (без учета обрушений) важнейшим источником турбулентности, при этом приводятся объективные свидетельства в пользу данного утверждения [6–12].

Целью настоящей работы является сопоставление теоретических оценок продукции турбулентности волновыми движениями с экспери-

¹ Статья подготовлена на основе устного доклада, представленного на Всероссийской конференции “Турбулентность, динамика атмосферы и климата”, посвященной памяти акад. А.М. Обухова (Москва, 10–12 ноября 2020 г.).

ментально определенными в натуральных условиях характеристиками интенсивности турбулентности в слое, подверженном волновому воздействию.

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ЗАВИСИМОСТИ

Одной из первых теоретических оценок коэффициента турбулентной вязкости, обусловленного волнением, была работа С.В. Доброклонского [13], где волнение предполагалось монохроматическим трохoidalным. Коэффициент определялся через параметры волнения:

$$v_t = \frac{\pi k^2 h^2}{12 T} \exp\left(-\frac{4\pi z}{\lambda}\right), \quad (1)$$

где k – постоянная Кармана, h , T , λ – высота, период и длина волны соответственно, z – глубина (вертикальная координата направлена вниз).

Позднее А.Ю. Бениловым [14] была выведена формула для расчета скорости диссипации турбулентной энергии также с использованием характеристик волны:

$$\varepsilon = \beta \frac{V^3}{\lambda} \left(\frac{h}{\lambda}\right)^3 \exp(-6\pi z/\lambda), \quad (2)$$

где V – фазовая скорость волны, β – числовой коэффициент, остальные обозначения те же.

Возможный физический механизм взаимодействия поверхностных волн и турбулентности был предложен в [15]. По мнению авторов, основное взаимодействие сводится к турбулентному переносу волновой кинетической энергии, причем главную роль играют движения, сравнимые по масштабам с глубиной проникновения волн.

Важным источником турбулентности поверхностные волны считаются в исследованиях [6, 7], где апробируются модели циркуляции для океана. Влияние волн на турбулентность характеризуется с помощью добавочного слагаемого в расчетах коэффициента турбулентной вязкости:

$$K_m = K_{mc} + B_V,$$

где K_{mc} рассчитывается по обычной схеме [16], а B_V находится на основе линейной теории волнения по соотношению

$$B_V = \left\langle l_z^w u_z'^w \right\rangle,$$

где l_z^w – масштаб перемешивания, который пропорционален смещению частицы в соответствующем направлении (в данном случае – по вертикали), а $u_z'^w$ – приращение скорости волнового движения на этом масштабе, угловые скобки означают осреднение. Если считать волну монохроматической, тогда

$$B_V = \alpha A^3 k \omega \exp(3kz), \quad (3)$$

где α – константа, определяемая из наблюдений, A – амплитуда волнения, k – волновое число, ω – циклическая частота, z – вертикальная координата, направленная вверх [7].

В [8] предлагается оценка числа Рейнольдса через скорости частиц в волне:

$$\text{Re}^w = \frac{AV}{\nu} = \frac{A^2 \omega}{\nu} \quad \text{или} \quad \text{Re}^w = \frac{\omega}{\nu} A_0^2 \exp(-2kz),$$

где ν – коэффициент вязкости. Максимальная глубина, где число Рейнольдса превышает критическое значение (которое предлагается считать равным 3000), определится как

$$z_{cr} = \frac{g}{2\omega^2} \ln\left(\frac{A_0^2 \omega}{\text{Re}_{cr} \nu}\right).$$

В [10] для учета вклада волнения в перемешивание, движение частиц в волне разделяется на симметричную (SM) и асимметричную (AM) части, причем первая часть пополняет энергию турбулентности вследствие орбитального движения в случае превышения критического значения волнового числа Рейнольдса, а вторая часть – увеличивает генерацию сдвигом скорости. Влияние первой составляющей учитывается в изменении коэффициента турбулентной вязкости, влияние второй рассматривается как добавка к сдвигу скорости течения. Коэффициент турбулентной вязкости предполагается аддитивным, слагающимся из частей, обусловленных течением и волнением:

$$v_t = v_{curr} + v_{wave}.$$

Волновой сдвиг, влияющий на турбулентную вязкость (“the shear frequency” [10]), рассчитывается через градиенты орбитальных скоростей, предполагая движение частиц квазидвумерным:

$$M_{wave}^2 = \left(\frac{du_x^w}{dz}\right)^2 + \left(\frac{du_z^w}{dx}\right)^2.$$

Асимметричная часть волнового импульса находится с учетом диссипирующей части волновой энергии:

$$M_{wave}^{AM} = \frac{E_{diss}}{E_w} \overline{M_{wave}}.$$

Тогда генерация турбулентности волнением определится как

$$P_{wave} = v_t (M_{wave}^{AM})^2. \quad (4)$$

В работе [17] приток энергии к турбулентности от необрушивающихся волн предполагался пропорциональным кинетической энергии орби-

тального движения и для плоского случая (двумерное волнение) определялся как [15]

$$P^w(z) = -\frac{d}{dz}(\overline{w' E^w}),$$

где $E^w = \frac{\tilde{u}_i \tilde{u}_i}{2}$ – волновая энергия, w' – вертикальная компонента пульсаций скорости. Для расчета в модели [17] использовалась приближенная формула

$$P^w(z) \approx C_w u_* \left| \frac{dE^w}{dz} \right|,$$

где C_w – эмпирическая константа, которая определяется в процессе верификации модели (оценена в пределах 0.2–0.5), u_* – динамическая скорость в воде.

Рассмотренные в данном разделе подходы к оценке генерации турбулентности поверхностными волнением отличаются главным образом показателем степени в экспоненциальном законе убывания скорости генерации с глубиной. Общим местом является предположение об определяющей роли энергетических характеристик волнения в процессе трансформации волновой энергии в турбулентность.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ

В идеальном варианте для оценки волнения как источника турбулентности желательно полное отсутствие при этом других механизмов генерации, таких как обрушение волн, сдвиг скорости и циркуляции Ленгмюра. Этого не очень сложно добиться в лабораторных условиях, но результаты лабораторного моделирования переносить на реальную ситуацию не вполне корректно, можно сделать лишь качественные оценки. В натуральных же экспериментах такое условие, как правило, трудно выполнимо. Тем не менее, в собранном нами массиве данных на океанографической платформе в Кацивели имеется несколько экспериментов, когда это условие выполнялось с хорошим приближением: при очень слабом ветре на поверхности моря наблюдалось волнение, которое можно охарактеризовать как небольшую зыбь. В этих условиях в течение трех экспедиционных дней были собраны экспериментальные данные об интенсивности турбулентности в приповерхностном слое моря на различных горизонтах в диапазоне глубин 0.2–10 м. Некоторые результаты этих экспериментов описаны в работе [11].

На рис. 1 приведен фрагмент записи поверхностного волнения во время проведения эксперимента. Спектр возвышений поверхности приведен на рис. 2.

Данные о турбулентных пульсациях получены с помощью измерительного комплекса “Сигма-1”,

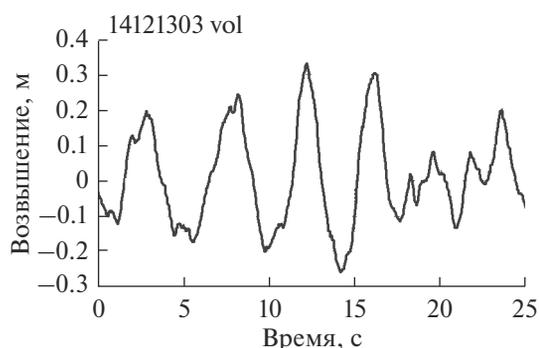


Рис. 1. Фрагмент записи возвышений поверхности, полученной с помощью струнного волнографа в эксперименте 2014.12.13.

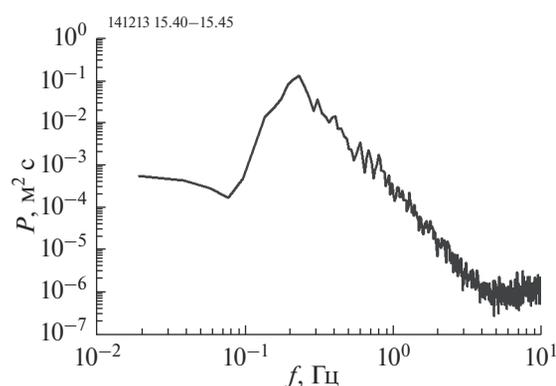


Рис. 2. Энергетический спектр поверхностного волнения во время эксперимента 2014.12.13.

который регистрирует три компоненты пульсаций вектора скорости [18]. Для позиционирования прибора на нужном горизонте используется специально разработанная система [19].

Расчет скорости диссипации турбулентной энергии осуществлялся по методу, предложенному в [20], при использовании которого помехи, вносимые колебаниями самого прибора и волнением, не влияют на результат. В основе метода лежит гипотеза Колмогорова, в соответствии с которой спектральная плотность пульсаций скорости может быть выражена как

$$E(k) = \epsilon^{1/4} \nu^{5/4} F(\lambda),$$

где ϵ – скорость диссипации, k – волновое число; ν – кинематическая вязкость; $F(\lambda)$ – универсальная функция (модельный спектр); $\lambda = k/(\epsilon^{1/4} \nu^{-3/4})$ – безразмерное волновое число. Для пересчета частотного спектра в пространственный применялась гипотеза “замороженной турбулентности” Тэйлора. В качестве модельного спектра использовался спектр Насмита [21].

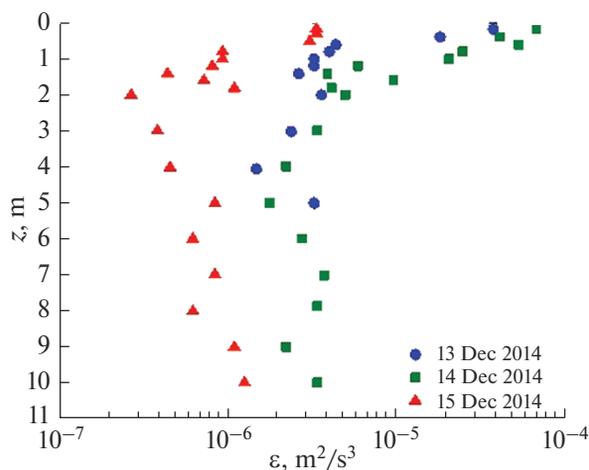


Рис. 3. Скорость диссипации турбулентной энергии в натуральных экспериментах в декабре 2014 г.

В процессе проведения измерений комплекс “Сигма-1” устанавливался на выбранных горизонтах, начиная с минимальной глубины такой, чтобы блок датчиков оставался ниже поверхности моря и до глубины 10 м с шагом 0.2–1 м с выдержкой на каждом горизонте около 5 мин для получения ряда достаточной длины при частоте дискретизации 100 Гц. Диапазон измерений пульсаций скорости составлял ± 2 м/с при точности $\pm 10\%$.

Полученные таким образом данные о пульсациях компонент вектора скорости подвергались стандартным процедурам предварительной статистической обработки: удаление выбросов и сомнительных участков, фильтрация медианным фильтром. Оценки скорости диссипации на каждом горизонте рассчитывались по спектрам вертикальной компоненты скорости, как наименее подверженной искажениям. В используемом методе ошибка рассчитанных величин ϵ определялась главным образом случайной ошибкой оценки спектра (в этом качестве рассматривалась ширина 95%-го доверительного интервала) и в нашем случае составляла 20–40%. Результаты расчетов ϵ при соответствующих гидрометеорологических условиях приведены на рис. 3.

Из приведенного рисунка видно, что скорость диссипации во всех трех экспериментах ниже примерно 2 м почти постоянна по глубине и определяется, по всей видимости, фоновым течением. Но в самом верхнем слое она заметно больше и возрастает по мере приближения к поверхности, что, при слабом ветре, обусловлено главным образом влиянием поверхностных волн. Для сравнения с модельными формулами экспериментальные данные в верхнем двухметровом слое брались за вычетом среднего значения ϵ ниже этого слоя. Результаты сопоставления полученных таким образом экспериментальных данных и модельных зависимостей приведены на рис. 4.

Аппроксимация по методу наименьших квадратов экспоненциальной и степенной зависимостью (кривые соответственно 5 и 6) также изображены на рисунках.

Для расчета скорости диссипации турбулентной энергии в моделях [13], формула (1) и [7], формула (3) использовалось соотношение

$$\epsilon = \frac{v_t^3}{(\kappa l)^4}.$$

В качестве масштаба l принималась высота волнения (удвоенная амплитуда на частоте спектрального пика волн). В модели [10] скорость генерации турбулентной энергии предполагалась равной скорости диссипации (равновесный случай).

Как видно из рисунков, во всех случаях измеренные величины скорости диссипации существенно медленнее убывают с глубиной по сравнению с теоретическими. В то же время расчет ϵ по моделям [4] и [17] (приведены на рис. 4г для эксперимента от 13.12.2014 г.) были гораздо ближе к экспериментальным данным. Одно из основных отличий этих моделей от рассмотренных параметризаций [7, 10, 13, 14] состоит в учете диффузии турбулентности из верхних слоев. Нельзя исключить и того, что предположение о полном отсутствии тангенциального напряжения в рассматриваемом слое может быть не совсем корректным, несмотря на весьма слабый ветер.

К сожалению, недостаточное количество данных и большой разброс показателей степени в экспоненциальной зависимости ϵ от z при аппроксимации экспериментальных значений не позволяют сделать уверенное суждение о пригодности той или иной модели для расчета генерации турбулентности волновыми движениями. Но по результатам наших расчетов и анализа можно сделать некоторые выводы.

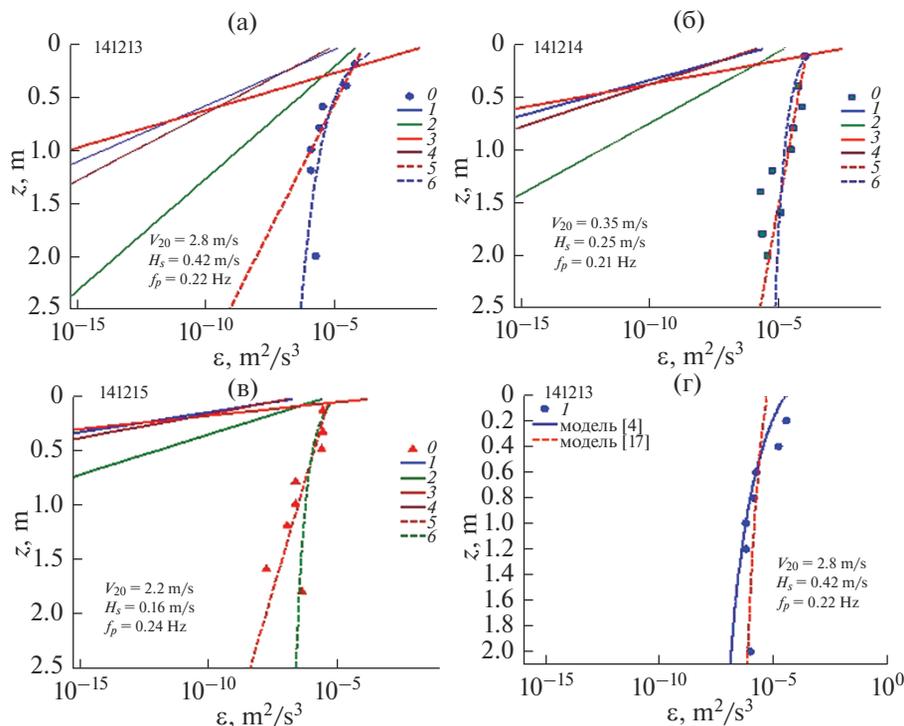


Рис. 4. Сравнение модельных и натуральных экспериментальных данных: скорость диссипации в зависимости от глубины. Гидрометеорологические характеристики приведены на рисунках: V_{20} – скорость ветра на высоте 20 м, H_s – высота значительных волн, f_p – частота спектрального пика волнения. Цифрами обозначены: 0 – эксперимент, 1 – Доброклонский, 1947; 2 – Бенилов, 1973; 3 – Qiao, 2010; 4 – Pleskachevsky, 2011; 5, 6 – аппроксимация экспоненциальной (*exffit*) и степенной (*powfit*) зависимостью соответственно. а) *exffit*1 = $1.0 \times 10^{-5} \exp(-5.1z)$; *powfit*1 = $1.5 \times 10^{-6} z^{-2}$; б) *exffit*2 = $9.1 \times 10^{-3} \exp(-1.8z)$; *powfit*2 = $1.0 \times 10^{-3} z^{-0.97}$; в) *exffit*3 = $5.3 \times 10^{-6} \exp(-2.9z)$; *powfit*3 = $5.6 \times 10^{-7} z^{-0.95}$; г) 1 – эксперимент 13.12.2014 г., сплошная – модель [4], пунктир – модель [17].

1. Волновые движения являются одним из важнейших механизмов генерации турбулентности, их учет в моделях турбулентного обмена необходим. Вблизи самой поверхности доля энергии, переходящей в турбулентность, не слишком отличается количественно от разных параметризаций, но скорость диссипации медленно убывает с глубиной в модели [14], следовательно, она ближе к эксперименту, хотя и недостаточно.

2. Поскольку наблюдается более точное соответствие моделей [4] и [17] полученным данным, очевидно, что существенную роль играет диффузия волновой кинетической энергии турбулентностью в нижележащие слои, и учет этого процесса также является необходимым.

3. Относительный вклад волнения в турбулизацию исследуемого слоя меняется в зависимости от характеристик волнения (высота и крутизна волн) и от глубины. В самом тонком приповерхностном слое (толщиной до 2–4 высот волн) при отсутствии обрушений этот механизм может доминировать.

По расчетам, выполненным в [22], в зависимости от гидрометеорологической ситуации относительный вклад сдвига скорости дрейфового течения может составлять примерно от 30 до более

чем 90% суммарной генерации турбулентности, поверхностных волн – от 1 до 50% и обрушений – от 0 до 60%.

Для более точных оценок влияния волн на турбулентность необходимы дальнейшие теоретические исследования этой проблемы наряду с комплексными лабораторными и натурными экспериментами.

Работа выполнена в рамках государственного задания по теме № 0827-2019-0003.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Belcher S.E., Grant A.L.M., Hanley K.E. et al. A global perspective on Langmuir turbulence in the ocean surface boundary layer // Geophys. Res. Lett. 2012. V. 39. L. 18605. <https://doi.org/10.1029/2012GL052932>
2. Монин А.С., Озмидов Р.В. Океанская турбулентность. Л.: Гидрометеоиздат, 1981. 320 с.
3. Csanady G.T. The Free Surface Turbulent Shear Layer // J. Phys. Oceanogr. 1984. V. 14. № 2. P. 407–411.
4. Craig P.D., Banner M.L. Modelling of wave-enhanced turbulence in the ocean surface layer // J. Phys. Oceanogr. 1994. V. 24. № 12. P. 2546–2559.

- [https://doi.org/10.1175/1520-0485\(1994\)024<2546:MWE-TIT>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0485(1994)024<2546:MWE-TIT>2.0.CO;2)
5. Kudryavtsev V., Shrira V., Dulov V., Malinovsky V. On the vertical structure of wind-driven sea currents // *J. Phys. Oceanogr.* 2008. V. 38. № 10. P. 2121–2144. <https://doi.org/10.1175/2008JPO3883>
 6. Qiao F., Yuan Y., Yang Y., Zheng Q., Xia C., Ma J. Wave-induced mixing in the upper ocean: Distribution and application to a global ocean circulation model // *Geophys. Res. Lett.* 2004. V. 31. L11303. <https://doi.org/10.1029/2004GL019824>
 7. Qiao F., Yuan Y., Ezer T., Xia C., Yang Y., Lü X., Song Z. A three-dimensional surface wave-ocean circulation coupled model and its initial testing // *Ocean Dyn.* 2010. V. 60. P. 1339–1355. <https://doi.org/10.1007/s10236-010-0326-y>
 8. Babanin, A. V. On a wave-induced turbulence and a wavenixed upper ocean layer // *Geophys. Res. Lett.* 2006. V. 33. L20605. <https://doi.org/10.1029/2006GL027308>
 9. Babanin A.V., Onorato M., Qiao F. Surface waves and wave-coupled effects in lower atmosphere and upper ocean // *J. Geophys. Res.* 2012. V. 117. C00J01. <https://doi.org/10.1029/2012JC007932>
 10. Pleskachevsky A., Dobrynin M., Babanin A V., Gunther H., Stanev E. Turbulent mixing due to surface waves indicated by remote sensing of suspended particulate matter and its implementation into coupled modeling of waves, turbulence, and circulation // *J. Phys. Oceanogr.* 2011. V. 41. № 4. P. 708–724. <https://doi.org/10.1175/2010JPO4328.1>
 11. Кузнецов С.Ю., Сапрыкина Я.В., Дулов В.А., Чухарев А.М. Турбулентность, индуцируемая штормовыми волнами на глубокой воде // *Морской гидрофизический журн.* 2015. № 5. С. 23–34. <https://doi.org/10.22449/0233-7584-2015-5-23-34>
 12. Wu L., Rutgersson A., Sahlee E. Upper-ocean mixing due to surface gravity waves // *J. Geophys. Res. Oceans.* 2015. 120. <https://doi.org/10.1002/2015JC011329>
 13. Доброклонский С.В. Турбулентная вязкость в поверхностном слое моря и волнение // *Докл. АН СССР.* 1947. Т. 58. № 7. С. 1345–1348.
 14. Бенилов А.Ю. О генерации турбулентности в океане поверхностными волнами // *Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана.* 1973. Т. 9. № 3. С. 293–303.
 15. Kitaigorodskii S.A., Lumley J.L. Wave turbulence interactions in the upper ocean. Part I: The energy balance of the interacting fields of surface wind waves and wind-induced three-dimensional turbulence // *J. Phys. Oceanogr.* 1983 V. 13. P. 1977–1987. [https://doi.org/10.1175/1520-0485\(1983\)013<1977:WTITU>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0485(1983)013<1977:WTITU>2.0.CO;2)
 16. Mellor G.L., Yamada T. Development of a turbulence closure model for geophysical fluid problems // *Reviews of geophysics and space physics.* 1982. V. 20. № 4. P. 851–875. <https://doi.org/10.1029/RG020i004p00851>
 17. Chukharev A.M. Multitime scale model of turbulence in the sea surface layer // *Izv., Atmos. Oceanic Phys.* 2013. V. 49. № 4. P. 439–449. <https://doi.org/10.1134/S0001433813040026>
 18. Samodurov A.S., Dykman V.Z., Barabash V.A., Efremov O.I., Zubov A.G., Pavlenko O.I., Chukharev A.M. “Sigma-1” measuring complex for the investigation of small-scale characteristics of hydrophysical fields in the upper layer of the sea // *Physical Oceanography.* 2005. V. 15. № 5. P. 311–322.
 19. Барабаш В.А., Самодуров А.С., Чухарев А.М. Измерительная система для исследования мелкомасштабной турбулентности в приповерхностном слое моря // Патент Российской Федерации № 2549250. Зарегистрировано 26.03.2015. Опубликовано 20.04.2015, бюллетень № 11.
 20. Stewart R.W., Grant H.L. Determination of the rate of dissipation of turbulent energy near the sea surface in the presence of waves // *J. Geophys. Res.* 1962. V. 67. № 8. P. 3177–3180. <https://doi.org/10.1029/JZ067i008p03177>
 21. Oakey N.H. Determination of the rate of dissipation of turbulent energy from simultaneous temperature and velocity shear microstructure measurements // *J. Phys. Oceanogr.* 1982. V. 12. № 3. P. 256–271. [https://doi.org/10.1175/1520-0485\(1982\)012%3C0256:DOTROD%3E2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0485(1982)012%3C0256:DOTROD%3E2.0.CO;2)
 22. Чухарев А.М., Павлов М.И. Модельные и экспериментальные оценки интенсивности вертикального перемешивания в верхнем однородном слое моря // *Морской гидрофизический журн.* 2021. № 3. С. 333–349.

Verification of Model Estimates of Turbulent Energy Generation by Surface Waves from Field Data

A. M. Chukharev*

Marine Hydrophysical Institute of the Russian Academy of Sciences, Kapitanskaya str., 2, Sevastopol, 299011 Russia

*e-mail: alexchukh@mail.ru

The upper boundary layer of the sea is most affected by the atmosphere and the motions formed there have a significant influence on the horizontal and vertical fluxes of heat, momentum, and other substances. The vertical turbulent exchange in this layer is determined by the action of several mechanisms at once, one of

which is the surface wave. Estimates of the contribution of wave to the overall generation of turbulence have been made by many researchers using a variety of approaches. To verify the proposed turbulence generation models, experimental data on the intensity of turbulent velocity pulsations in the near-surface sea layer obtained on an oceanographic platform were used. The turbulent energy dissipation rate was calculated using the vertical component of velocity vector pulsations, using Kolmogorov hypothesis and Taylor's "frozen turbulence" hypothesis. Comparison of model and experimental data of dissipation velocity values showed the validity of the basic assumption that the intensity of wave induced turbulence depends on the energy characteristics of the wave. At the same time, the *in-situ* data decrease with depth much slower than the calculated data. A possible explanation could be the influence of turbulent diffusion and shear effects, as well as inadequate parameterization of the wave energy transformation into turbulence.

Keywords: *in-situ* measurements, surface waves, turbulence generation, parameterization, dissipation rate

УДК 551.511.63

ОПЫТ ИССЛЕДОВАНИЯ ТУРБУЛЕНТНОЙ СТРУКТУРЫ АТМОСФЕРНОГО ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ С ПОМОЩЬЮ БЕСПИЛОТНОГО ЛЕТАТЕЛЬНОГО АППАРАТА¹

© 2021 г. Д. Г. Чечин^а, *, А. Ю. Артамонов^а, Н. Е. Бодунков^б, Д. Н. Живоглотов^с, Д. В. Зайцева^а,
М. Ю. Калягин^б, Д. Д. Кузнецов^а, А. А. Кунашук^б, М. А. Шевченко^д, А. А. Шестакова^а

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

^бМосковский авиационный институт (Национальный исследовательский университет),
Волоколамское шоссе, 4, Москва, 125993 Россия

^сЦентральная аэрологическая обсерватория, Первомайская ул., 3, Долгопрудный, 141700 Россия

^дИнститут теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН,
Институтская ул., 4/1, Новосибирск, 630090 Россия

*E-mail: chechin@ifaran.ru

Поступила в редакцию 12.05.2021 г.

После доработки 25.05.2021 г.

Принята к публикации 09.06.2021 г.

Растущая актуальность применения беспилотных летательных аппаратов (БПЛА) для исследования турбулентности в атмосферном пограничном слое связана с необходимостью в получении новых данных наблюдений на различных высотах в пограничном слое, а также над неоднородными ландшафтами. Этого требуют задачи развития моделей турбулентности для пространственно-неоднородных и нестационарных условий. В настоящей работе описывается новый БПЛА “Цимлянин” и его бортовой измерительный комплекс, разработанные специально для исследования турбулентной структуры атмосферного пограничного слоя. БПЛА “Цимлянин” отличается от аналогичных аппаратов гибридной схемой, которая сочетает возможность вертикального взлета и посадки и горизонтального полета в самолетном режиме. В измерительный комплекс входят специально созданные измерительные приборы, а именно многоканальный приемник воздушных давлений и малоинерционный термометр сопротивления. Также были разработаны аналого-цифровые преобразователи и комплекс опроса датчиков и регистрации показаний. В работе приводятся результаты измерений, выполненных с помощью БПЛА во время тестовых полетов в Цимлянске в августе 2020 г. Получено хорошее согласие наблюдений БПЛА в отношении вертикальных профилей температуры воздуха, скорости и направления ветра, дисперсии вертикальной скорости с данными наблюдений других комплексов – акустических анемометров, автоматической метеостанции, содаров и температурного профилимера. Полученные результаты демонстрируют высокий потенциал разработанного БПЛА для применения к задачам исследования турбулентности в атмосферном пограничном слое.

Ключевые слова: беспилотный летательный аппарат, атмосферный пограничный слой, турбулентность

DOI: 10.31857/S0002351521050047

1. ВВЕДЕНИЕ

Для решения многих актуальных проблем физики атмосферного пограничного слоя (АПС) необходимы наблюдения с хорошим пространственно-временным разрешением на различных высотах в пределах пограничного слоя. Это прежде всего относится к задачам описания турбулентного обмена над неоднородной подстилающей поверх-

ностью [1], взаимодействия мелкомасштабной турбулентности с мезомасштабными циркуляциями [2], когерентными структурами [3] и др.

Для изучения этих процессов наилучшей стратегией организации полевых экспериментов является проведение пульсационных измерений на нескольких уровнях на стационарно установленной мачте [4], организация пространственно-разнесенных точек измерений [5, 6], а также применение содаров и лидаров для дистанционного зондирования пограничного слоя [7, 8]. Кроме того, мобильные измерения, проводимые с помощью самолетов-лабораторий, предоставляют крайне

¹ Статья подготовлена на основе устного доклада, представленного на Всероссийской конференции “Турбулентность, динамика атмосферы и климата”, посвященной памяти акад. А.М. Обухова (Москва, 10–12 ноября 2020 г.).

важные данные о пространственной структуре АПС [9] и не только дополняют данные стационарных измерений, но и часто являются единственно возможным источником наблюдений, особенно в труднодоступных районах, например над полярными в Арктике [10], в прикромочной зоне морского льда [11], акваториями рек [9].

Проведение самолетных наблюдений является дорогостоящим и сложным с точки зрения логистики и организации мероприятием. В связи с этим в последнее время началось активное развитие методов измерений средней и турбулентной структуры пограничного слоя с помощью беспилотных летательных аппаратов (БПЛА) [12, 13]. Попытки применения БПЛА для исследования атмосферной турбулентности осуществлялись и ранее [14], но активное применение БПЛА стало возможно только в недавнее время благодаря развитию, миниатюризации и удешевлению элементной базы, в особенности систем автопилота, инерциально-навигационных систем, метеорологических датчиков, систем сбора и регистрации данных.

Опубликованные результаты применения БПЛА для исследования турбулентности в АПС показывают [15–18], что наиболее часто используемой является самолетная схема летательного аппарата. Существуют примеры применения мультикоптерной схемы [19], но она имеет ряд недостатков при исследовании турбулентности. К ним относится существенное возмущение воздушного потока работающими пропеллерами, а также сравнительно малое полетное время и дальность полета, что связано с большой потребляемой мощностью [19]. Гибридная схема, которая сочетает вертикальный взлет и посадку в коптерном режиме и горизонтальный полет в самолетном режиме, наиболее предпочтительна, так как минимизирует риск повреждения датчиков при посадке.

Что касается используемых измерительных комплексов, то на настоящий момент на рынке не существует готового продукта, и каждая научная группа занимается разработкой собственного комплекса. Такие комплексы представляют собой компактные аналоги комплексов, применяемых на пилотируемых самолетах-лабораториях. В них, как правило, входит многоканальный приемник воздушных давлений, инерциальная навигационная система и малоинерционный датчик температуры воздуха [15, 16]. На более крупных БПЛА используются также оптические датчики для измерения пульсаций влажности воздуха [20]. Обязательным этапом разработки комплекса является калибровка входящих в него датчиков и всего комплекса в целом, что включает в себя сравнение получаемых измерений с референсными калиброванными приборами, а также теоретически модели.

В данной статье приводится описание нового БПЛА “Цимлянин” и его измерительного комплекса, специально разработанных для исследования атмосферного пограничного слоя в сотрудничестве между Институтом физики атмосферы им. А.М. Обухова РАН (ИФА РАН) и Московским авиационным институтом (МАИ). БПЛА “Цимлянин” использует наиболее предпочтительную гибридную схему. Для измерительного комплекса БПЛА “Цимлянин” были специально разработаны несколько измерительных устройства. К ним относится семи-канальный приемник воздушных давлений, разработанный в Институте теоретической и прикладной механики им. Христиановича СО РАН (ИТПМ СО РАН), а также малоинерционный термометр сопротивления, чувствительным элементом которого является тонкая платиновая нить, разработанный в Центральной аэрологической обсерватории (ЦАО). Также в МАИ были разработаны устройства оцифровки аналоговых сигналов нескольких датчиков и комплекс опроса и регистрации показаний датчиков.

В работе приводятся результаты первых полетов БПЛА “Цимлянин”, проведенных во время измерительной кампании в августе 2020 г. на научной базе ИФА РАН в Цимлянске. Целью этих полетов являлась отработка функционирования комплекса в целом и различных его элементов, а также верификация измерений на основе сравнения с данными других приборов. Решение последней задачи было возможно благодаря проведению одновременных измерений с помощью акустических анемометров, установленных на 30-метровой мачте, а также с помощью двух содаров Scintec и ЛАТАН и температурного профилемера МТП-5.

2. БПЛА “ЦИМЛЯНИН”

На этапе разработки БПЛА “Цимлянин” были сформулированы требования к его летным характеристикам с учетом планируемого использования для измерений в АПС. В частности, типичные схемы полета включают в себя горизонтальные пролеты длиной от одного до нескольких километров на различных высотах в АПС для сбора турбулентных статистик, а также набор высоты до верхней границы АПС и последующий спуск. Кроме того, схема БПЛА должна обеспечивать возможность установки датчиков в невозмущенном потоке. С учетом этих требований был разработан БПЛА, представленный на рис. 1.

БПЛА “Цимлянин” имеет алюминиевую рамную структуру, к которой крепятся подъемные винты, хвостовое оперение, консоли крыльев и фюзеляж (рис. 1а). Внутри фюзеляжа располагаются автопилот, блоки оцифровки, опроса и регистрации данных (бортовой компьютер), аккумуляторы питания электродвигателей и комплек-

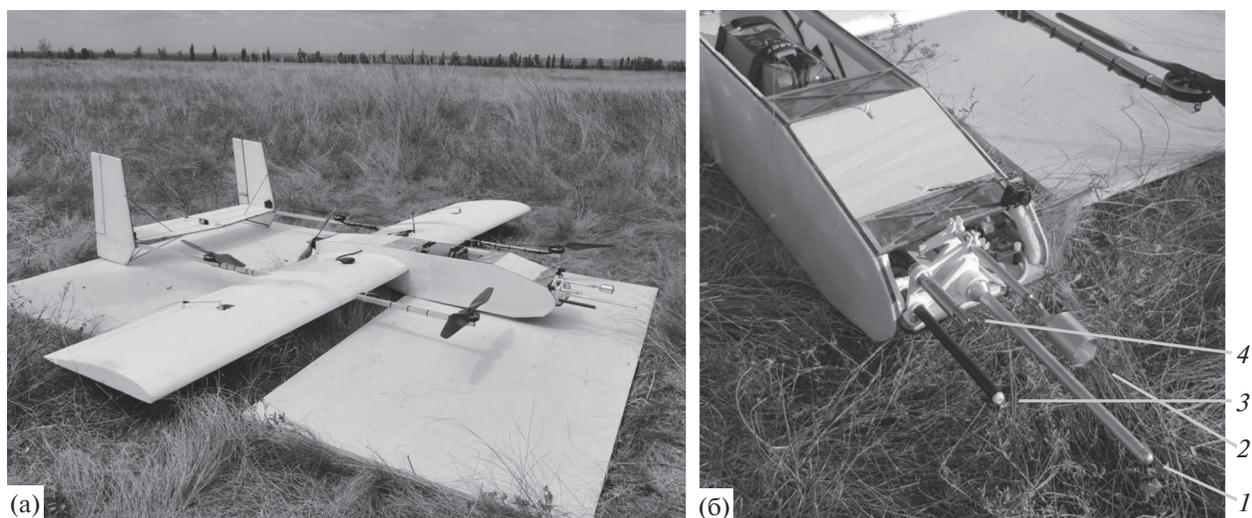


Рис. 1. БПЛА “Цимлянин” (а) и метеорологические датчики (б): 1 – многоканальный приемник воздушных давлений; 2 – малоинерционный термометр сопротивления; 3 – датчик относительной влажности воздуха P14 Rapid (IST); 4 – датчик температуры и влажности воздуха HMP110 Vaisala.

са полезной нагрузки. Характеристики БПЛА приведены в табл. 1.

В разработанный измерительный комплекс входят многоканальный приемник воздушных давлений (МПВД ИТПМ СО РАН), инерциальная навигационная система (ИНС) Ellipse-2N (SBG Systems), малоинерционный термометр сопротивления (ЦАО), датчик влажности и температуры воздуха Vaisala HMP110, инфракрасный датчик температуры поверхности (Melexis) и датчик влажности воздуха P14 Rapid (IST). Метеорологические датчики вынесены в воздушный поток перед носовой частью БПЛА на расстояние порядка 15–20 см (рис. 1б). Опубликованные ранее исследования для БПЛА схожих габаритов показали, что на таком расстоянии создаваемые корпусом БПЛА возмущения поля давления малы для типичной скорости полета порядка 15–25 мс⁻¹.

МПВД был разработан в ИТПМ СО РАН на основе опыта создания подобных приборов для пилотируемых самолетов [21]. Он предназначен для измерения воздушной скорости и углов атаки и скольжения, которые совместно с данными ИНС используются для расчета трех компонент скорости ветра [22].

Малоинерционный термометр сопротивления в качестве чувствительного элемента использует платиновую нить толщиной 30 мкм. Номинальное сопротивление датчика составляет 100 Ом. Зависимость сопротивления от температуры была установлена в климатической камере ЦАО. В новом датчике платиновая нить находится непосредственно в воздушном потоке, что обеспечивает малое время отклика. Блок усиления и ана-

лого-цифровой преобразователь для датчика были разработаны совместно с МАИ.

Датчик температуры и влажности HMP110 Vaisala имеет постоянную времени порядка 5 с для температуры и 7 с для влажности и используется для измерения средних температуры и влажности воздуха. Датчик влажности P14 Rapid имеет время отклика порядка 1.5 с при температуре +20°C, что позволяет измерять флуктуации влажности, обусловленные наиболее крупными энергонесущими турбулентными вихрями. Более того, второе поколение датчика P14 Rapid-2, которое планируется использовать в будущем, имеет заявленное время отклика в три раза меньше, т.е. доходящее до 0.5 с. Хотя этого недостаточно для разрешения всего спектра турбулентных флуктуаций влажности, такой датчик является компактной и недорогой альтернативой более тяжелым и дорогим оптическим датчикам влажности, вес которых вместе с блоком электроники достигает нескольких килограмм.

Измерительный комплекс имеет модульную структуру, что позволяет использовать различные

Таблица 1. Характеристики БПЛА “Цимлянин”

Характеристика	Значение
Взлетная масса, кг	11
Масса полезной нагрузки, кг	1.7
Максимальная скорость, м/с	32
Крейсерская скорость, м/с	22
Продолжительность полета, мин	60
Размах крыльев, м	2.4

комбинации датчиков и дополнять комплекс новыми датчиками. В основе комплекса лежит использование одноплатного процессора Raspberry-4, который осуществляет опрос датчиков, контроль за передачей и записью данных. Опрос всех датчиков, кроме НМР110, осуществляется с частотой 100 Гц. Для каждого измерения выставляется метка единого для всего комплекса времени, за счет чего обеспечивается синхронизация показаний различных датчиков между собой. Также регистрируется время GPS, что обеспечивает синхронизацию внутреннего времени с глобальным.

3. ИЗМЕРЕНИЕ СКОРОСТИ ВЕТРА

В данной работе приводятся результаты измерения трех компонент скорости ветра с помощью БПЛА. Вектор скорости ветра определяется как разность вектора воздушной скорости относительно летательного аппарата и вектора скорости самого аппарата относительно Земли. Первый вектор определяется с помощью многоканального приемника воздушных давлений, установленного на носу БПЛА. В частности, измеряются модуль воздушной скорости и углы атаки и скольжения. Измерения производятся в системе координат летательного аппарата. Ориентация этой системы координат относительно географической системы координат, связанной с Землей, определяется углами крена, тангажа и рысканья БПЛА, которые измеряются с помощью инерциальной навигационной системы с использованием гироскопов и акселерометров. Вектор скорости БПЛА в географической системе координат известен из измерений инерциальной навигационной системы, использующей в дополнение к гироскопам данные глобальной спутниковой навигационной системы. Формулы, используемые для расчета трех компонент скорости ветра, приведены в работах [22].

4. ИЗМЕРЕНИЯ ВО ВРЕМЯ ТЕСТОВЫХ ПОЛЕТОВ В ЦИМЛЯНСКЕ

За период с 7 по 14 августа 2020 г. было совершено 10 полетов, в ходе которых отработывалось функционирование различных элементов измерительного комплекса и всего комплекса в целом. Мы приведем результаты измерений, полученных во время трех полетов 13-го августа. В этот день в дневное время в районе станции развивался хорошо перемешанный конвективный пограничный слой при интенсивном прогреве подстилающей поверхности. БПЛА “Цимлянин” совершил три полета по идентичной траектории (рис. 2) в 10:10–10:20, 12:40–12:50 и 15:10–15:20 МСК. Траектория полетов представляла собой горизонтальные пролеты длиной порядка 1 км в направлении север–юг на высотах 30, 100 и 200 м

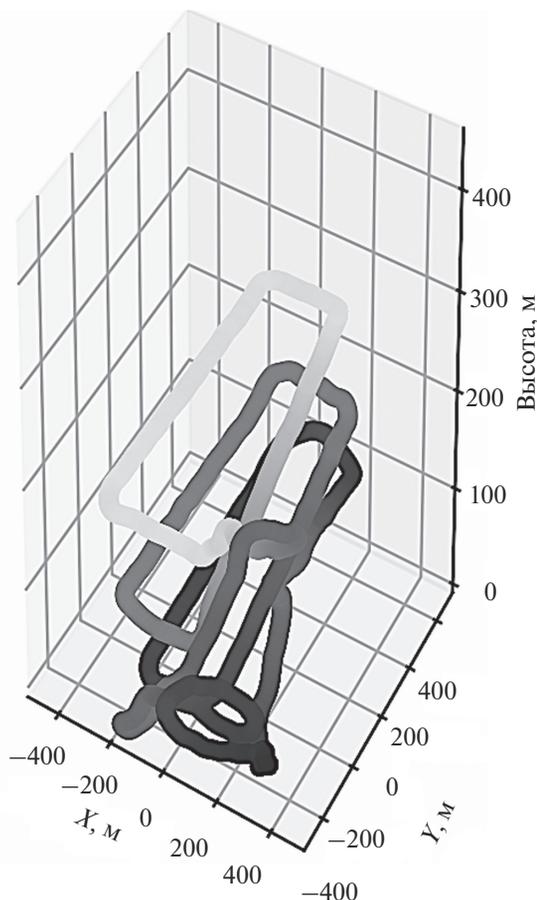


Рис. 2. Траектория полета 13 августа 2020 г. в 12:40–12:50 МСК. Цвет траектории соответствует высоте полета.

с наклонными участками набора высоты. Следует отметить, что для надежного сбора турбулентных статистик в развитом конвективном АПС необходимы измерения вдоль участков, превышающих высоту пограничного слоя хотя бы в несколько раз, что составило бы порядка 5 км. Подобные полеты не были проведены из соображений минимизации рисков на начальном этапе тестирования комплекса, но запланированы в будущем.

На рис. 3 приведены вертикальные профили температуры воздуха (П1, П2 и П3), полученные с помощью малоинерционного термометра сопротивления ЦАО, а также по данным микроволнового профилимера МТП-5 и измерениям автоматической метеостанции Aanderaa на высотах 2 и 10 м. Измерения БПЛА представлены медианными значениями температуры для заданных интервалов высот. Прежде всего, видно хорошее согласие измерений БПЛА с данными МТП-5 и автоматической метеостанции. Измеренные вертикальные профили отражают типичную структуру дневного конвективного пограничного слоя, а именно — квази-логарифмический профиль в приземном

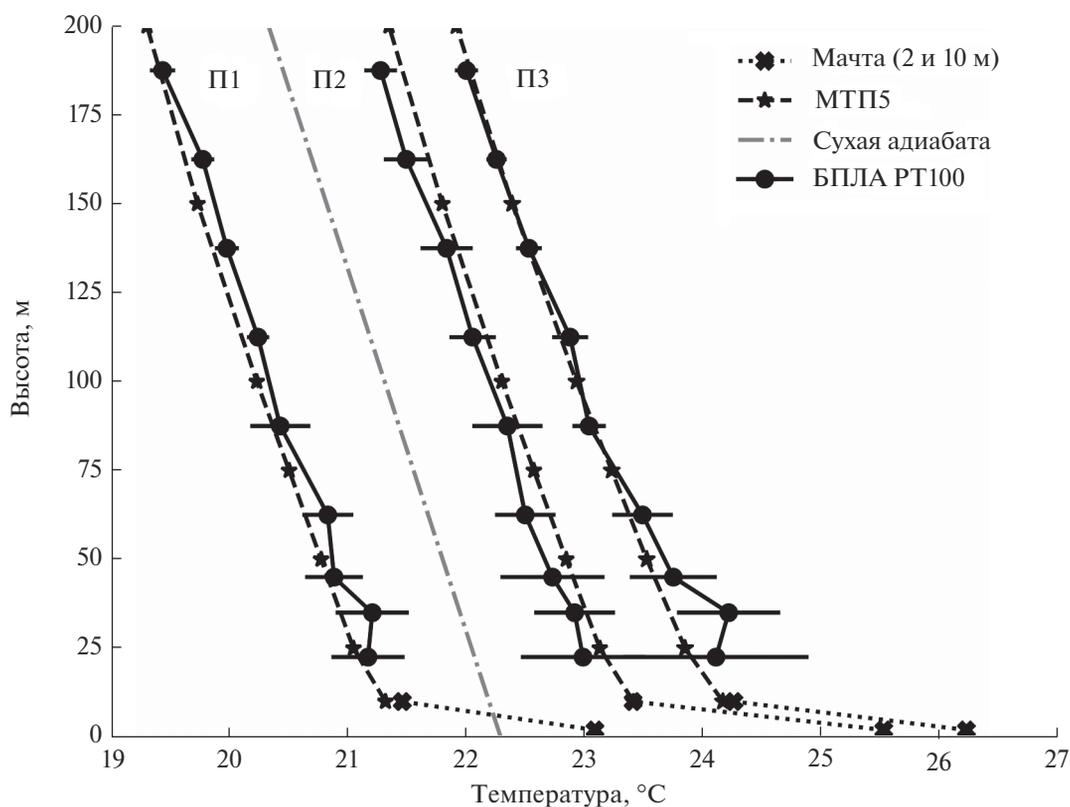


Рис. 3. Вертикальные профили температуры воздуха согласно измерениям малоинерционного термометра сопротивления (РТ100) на борту БПЛА, данным профилимера МТП-5 и измерениям автоматической метеостанции Aanderaa. Горизонтальными чертами показана дисперсия температуры по измерениям БПЛА.

слое переходит в сухую адиабату выше. Также виден рост средней температуры в течение дня, что связано с суточным ходом, обусловленным дневным прогревом.

На рис. 4 приведены измеренные БПЛА профили скорости и направления ветра в сравнении с данными двух содаров и акустических анемометров, установленных на мачте на высотах 2, 10 и 30 м. На рисунке приведены медианные значения скорости и направления ветра, измеренные с помощью БПЛА, для заданных интервалов высот. Видно хорошее согласие как в отношении скорости, так и направления ветра между данными различных платформ. Как и в случае с температурой воздуха, скорость и направление ветра слабо меняются выше приземного слоя, что является следствием интенсивного перемешивания в пограничном слое.

Рисунок 5 демонстрирует вертикальный профиль дисперсии вертикальной скорости $\overline{w'^2}$ по данным БПЛА и акустических анемометров. Интервал осреднения для данных акустического анемометра задавался равным 10 мин, что примерно соответствовало продолжительности полета. Как уже отмечалось, длина горизонтальных

участков полета была недостаточной для расчета турбулентных статистик. Поэтому представленные результаты могут дать лишь качественное представление о возможностях использования БПЛА для этой задачи. На рисунке видно, что в целом измерения с помощью БПЛА и акустических анемометров хорошо согласуются на высоте 30 м. Данные акустических анемометров также демонстрируют рост $\overline{w'^2}$ с высотой, что характерно для нижней части конвективного пограничного слоя [23].

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе представлен новый БПЛА “Цимлянин” и его бортовой измерительный комплекс, разработанные для исследования турбулентной структуры атмосферного пограничного слоя. БПЛА “Цимлянин” использует наиболее оптимальную гибридную схему, сочетающую преимущества вертикального взлета и посадки и горизонтального полета в самолетном режиме. В состав бортового измерительного комплекса входят специально разработанные для БПЛА “Цимлянин” измерительные приборы, такие как много-

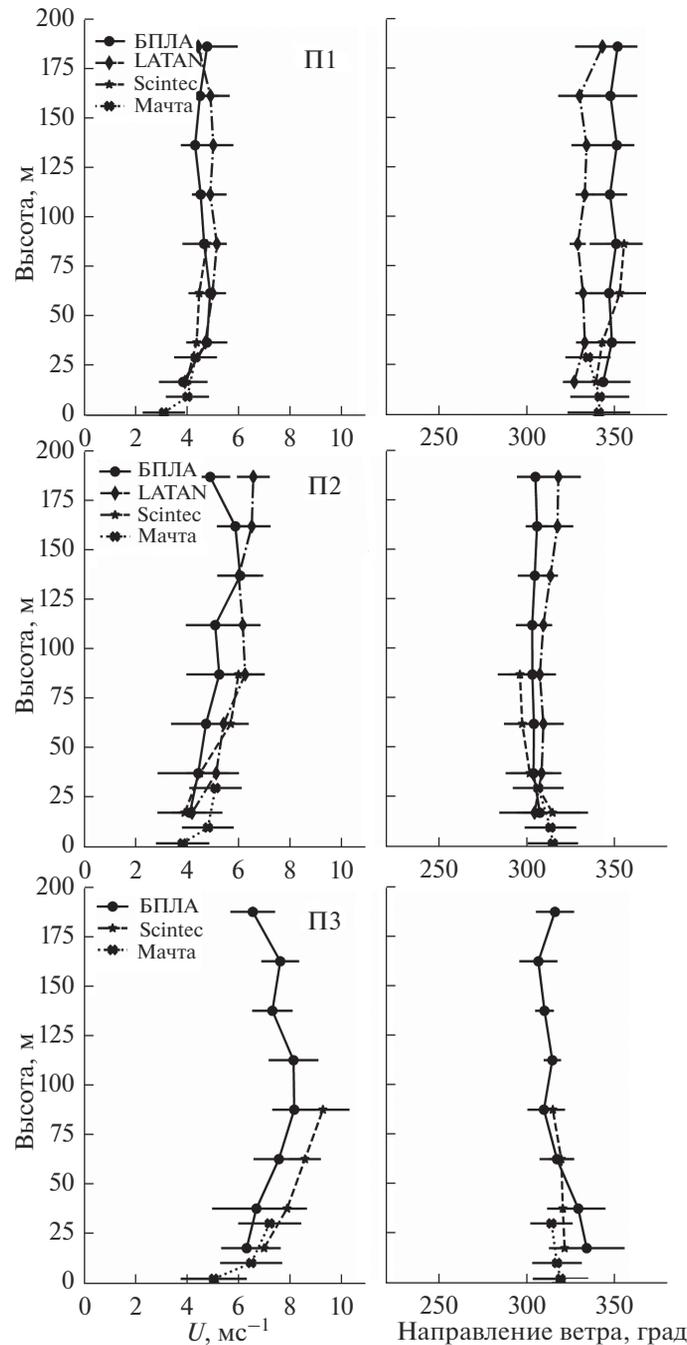


Рис. 4. Вертикальные профили скорости и направления ветра по измерениям БПЛА “Цимлянин”, данным содаров Scintec и ЛАТАН, а также трех акустических анемометров, установленных на мачте на высотах 2, 10 и 30 м.

канальный приемник воздушных давлений и малоинерционный термометр сопротивления, прошедшие калибровку в аэродинамических трубах и климатической камере. Для измерительного комплекса также была разработана система опроса датчиков и записи показаний. Результаты тестовых полетов в Цимлянске в августе 2020 г. продемонстрировали хорошее согласие измеряемых с

помощью БПЛА вертикальных профилей средней температуры воздуха, скорости и направления ветра с данными других измерительных систем – автоматической метеостанции и акустических анемометров, микроволнового температурного профилимера и двух содаров. Измерения дисперсии вертикальной скорости также хорошо согласуются с данными акустических анемомет-

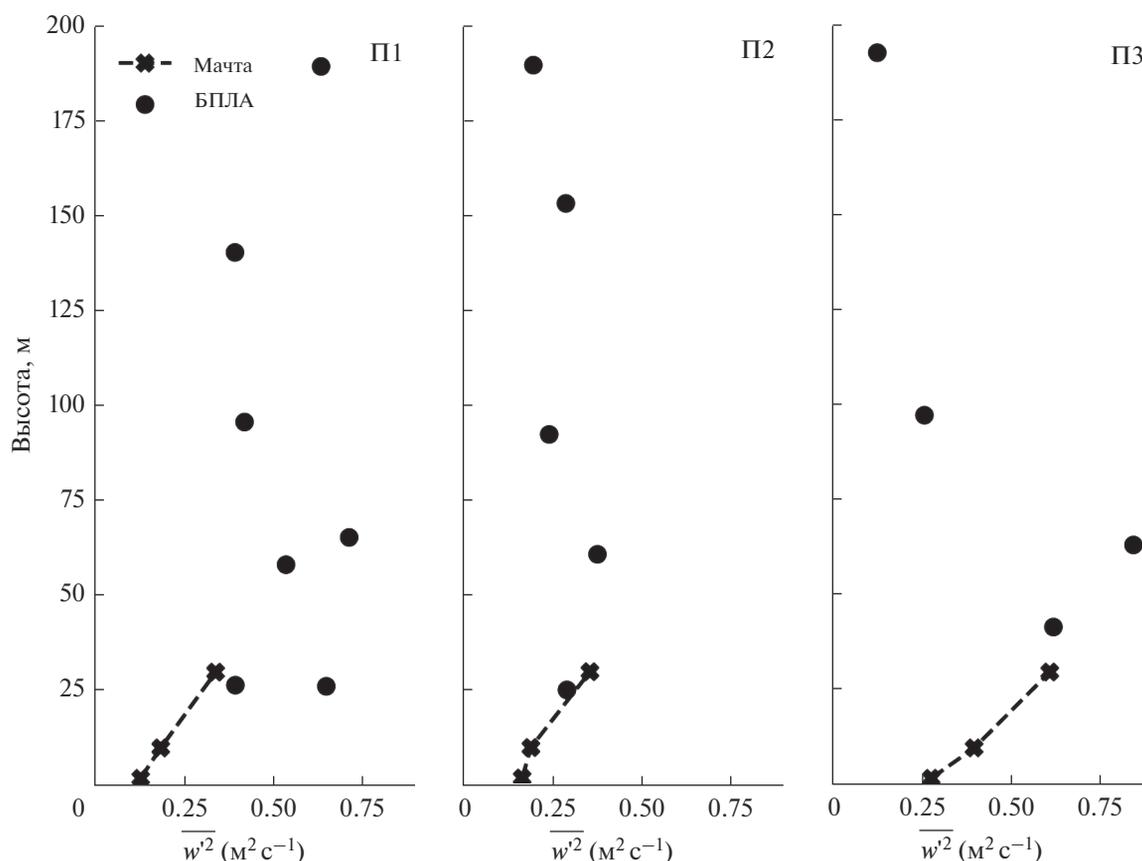


Рис. 5. Вертикальные профили дисперсии вертикальной скорости ветра по измерениям с помощью БПЛА “Цимлянин” и данным акустических анемометров, установленных на мачте на высоте 2, 10 и 30 м.

ров. Дальнейшая работа по апробации измерительного комплекса БПЛА “Цимлянин” будет заключаться в отработке методики измерения турбулентных статистик в атмосферном пограничном слое. Полученные результаты позволяют сделать вывод, что разработанные БПЛА “Цимлянин” и его бортовой измерительный комплекс удовлетворяют требованиям проведения измерений характеристик турбулентности в атмосферном пограничном слое, что позволяет в дальнейшем использовать его в качестве основного и вспомогательного измерительного средства для решения актуальных проблем метеорологии пограничного слоя.

БЛАГОДАРНОСТИ

Разработка БПЛА “Цимлянин” и его измерительного комплекса выполнена при финансовой поддержке РФФ (грант № 18-77-10072); анализ данных измерений и написание алгоритмов обработки данных выполнены при финансовой поддержке РФФ (грант № 21-17-00249). Проведение измерений с помощью содара ЛАТАН-3 и обработка полученных данных вы-

полнены за счет грантов РФФИ 19-05-01008 и РФФ 21-17-00021.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Bou-Zeid E., Anderson W., Katul G.G. et al. The Persistent Challenge of Surface Heterogeneity in Boundary-Layer Meteorology: A Review // *Boundary-Layer Meteorol.* 2020. V. 177. P. 227–245.
2. Mahrt L., Bou-Zeid E. Non-stationary Boundary Layers // *Boundary-Layer Meteorol.* 2020. V. 177. P. 189–204.
3. Etling D., Brown R.A. Roll vortices in the planetary boundary layer: A review // *Boundary-Layer Meteorol.* 1993. V. 65. № 3. P. 215–248.
4. Mahrt L., Thomas C.K., Grachev A.A., Persson P.O.G. Near-Surface Vertical Flux Divergence in the Stable Boundary Layer // *Boundary-Layer Meteorol.* 2018. V. 169. P. 373–393.
5. Lothon, M. et al. The BLLAST field experiment: Boundary-Layer Late Afternoon and Sunset Turbulence // *Atmos. Chem. Phys.* 2014. V. 14. P. 10931–10960.
6. Beyrich F., Leps J.P., Mauder M. et al. Area-Averaged Surface Fluxes Over the Litfass Region Based on Eddy-

- Covariance Measurements // *Boundary-Layer Meteorol.* 2006. V. 121. P. 33–65.
7. Зайцева Д.В., Каллистратова М.А., Люлюкин В.С., Кузнецов Р.Д., Кузнецов Д.Д. Воздействие внутренних гравитационных волн на флуктуации метеорологических параметров атмосферного пограничного слоя // *Изв. РАН. Физика атмосферы и океана.* 2018. Т. 54. № 2. С. 195–205.
 8. Банах В.А., Смалихо И.Н. Когерентные доплеровские ветровые лидары в турбулентной атмосфере. Томск: Изд-во ИОА СО РАН, 2013. 304 с.
 9. Струнин М.А., Хияма Т. Самолетные исследования атмосферного пограничного слоя над долиной реки Лены в районе г. Якутска. Часть II. Спектральная структура // *Изв. РАН. Физика атмосферы и океана.* 2005. Т. 41. № 3. С. 378–398.
 10. Tetzlaff A., Lüpkes C., Hartmann J. Aircraft-based observations of atmospheric boundary-layer modification over Arctic leads // *Q. J. R. Meteorol. Soc.* 2015. V. 141. P. 2839–2856.
 11. Elvidge A.D., Renfrew I.A., Weiss A.I., Brooks I.M., Lachlan-Cope T.A. and King, J.C. Observations of surface momentum exchange over the marginal ice zone and recommendations for its parametrization // *Atmos. Chem. Phys.* 2016. V. 16. P. 1545–1563.
 12. Elston J., Argrow B., Stachura M., Weibel D., Lawrence D., Pope D. Overview of Small Fixed-Wing Unmanned Aircraft for Meteorological Sampling // *J. Atmospheric and Oceanic Technology.* 2015. V. 32. № 1. P. 97–115.
 13. Репина И.А., Варенцов М.И., Чечин Д.Г. и др. Использование беспилотных летательных аппаратов для исследования атмосферного пограничного слоя // *Инноватика и экспертиза: научные труды.* 2020. Т. 2. № 30. С. 20–39.
 14. Kukharets V., Tsvang L. A Radio-Controlled Aircraft to Investigate Atmospheric Turbulence // *J. Atmospheric and Oceanic Technology.* 1998. V. 15(1). P. 215–218.
 15. Rautenberg A., Schön M., zum Berge K., Mauz M., Manz P., Platis A., van Kesteren B., Suomi I., Kral S.T., Bange J. The Multi-Purpose Airborne Sensor Carrier MASC-3 for Wind and Turbulence Measurements in the Atmospheric Boundary Layer. *Sensors* // 2019. V. 19. P. 2292
 16. Bärffuss K., Pätzold F., Altstädter B., Kathe E., Nowak S., Bretschneider L., Bestmann U., Lampert A. New Setup of the UAS ALADINA for Measuring Boundary Layer Properties, Atmospheric Particles and Solar Radiation // *Atmosphere.* 2018. V. 9. P. 28.
 17. Reineman B.D., Lenain L., Statom N.M., Melville W.K. Development and Testing of Instrumentation for UAV-Based Flux Measurements within Terrestrial and Marine Atmospheric Boundary Layers // *J. Atmospheric and Oceanic Technology.* 2013. V. 30(7). P. 1295–1319.
 18. Alaoui-Sosse S., Durand P., Medina P., Pastor P., Lotton M., Cernov I. OVLI-TA: An Unmanned Aerial System for Measuring Profiles and Turbulence in the Atmospheric Boundary Layer // *Sensors.* 2019. V. 19. P. 581.
 19. Thielicke W., Hübert W., Müller U., Eggert M., Wilhelm P. Towards accurate and practical drone-based wind measurements with an ultrasonic anemometer // *Atmos. Meas. Tech.* 2021. V. 14. P. 1303–1318.
 20. Thomas R.M., Lehmann K., Nguyen H., Jackson D.L., Wolfe D., Ramanathan V. Measurement of turbulent water vapor fluxes using a lightweight unmanned aerial vehicle system // *Atmos. Meas. Tech.* 2012. V. 5. P. 243–257.
 21. Shevchenko A.M., Shmakov A.S. Multi-hole pressure probes to wind tunnel experiments and air data systems // *AIP Conference Proceedings.* 2017. V. 1893. P. 030088.
 22. Rautenberg A., Graf M.S., Wildmann N., Platis A., Bange J. Reviewing Wind Measurement Approaches for Fixed-Wing Unmanned Aircraft // *Atmosphere.* 2018. V. 9. P. 422.
 23. Young G.S. Turbulence Structure of the Convective Boundary Layer. Part I. Variability of Normalized Turbulence Statistics // *J. Atmos. Sci.* 1988. V. 45(4). P. 719–726.

Experience of Studying the Atmospheric Boundary-Layer Turbulent Structure Using an Unmanned Aerial Vehicle

D. G. Chechin^{1, *}, A. Yu. Artamonov¹, N. E. Bodunkov², D. N. Zhivoglotov³, D. V. Zaytseva¹, M. Yu. Kalyagin², D. D. Kouznetsov¹, A. A. Kounashouk², M. A. Shevchenko⁴, and A. A. Shestakova¹

¹Obukhov Institute of Atmospheric Physics RAS,
Pyzevsky per., 3, Moscow, 119017 Russia

²Moscow Aviation Institute (National Research University),
Volokolamskoye ave., 4, Moscow 125993 Russia

³Central Aerological Observatory, Pervomayskaya str., 3, Dolgoprudny, 141700 Russia

⁴Khrstianovich Institute of Theoretical and Applied Mechanics SB RAS,
Institutskaya str., 4/1, Novosibirsk, 630090 Russia

*e-mail: chechin@ifaran.ru

The growing relevance of the use of unmanned aerial vehicles (UAVs) for studying turbulence in the atmospheric boundary layer is associated with the need to obtain new observational data at different heights in the boundary layer, as well as over heterogeneous landscapes. Such new data is needed for developing turbulence models for spatially inhomogeneous and unsteady conditions. This paper describes a new UAV “Tsimlyanin” and its meteorological payload, developed specifically for the study of the turbulent struc-

ture of the atmospheric boundary layer. The UAV “Tsimlyanin” differs from similar vehicles by using a hybrid scheme, which combines the possibility of vertical take-off and landing and horizontal flight in airplane mode. The meteorological payload includes specially designed measuring devices, namely, a multi-hole air pressure probe and a low-inertia resistance thermometer. Also, the analog-to-digital converters for several sensors as well as the onboard data acquisition system were newly developed. The paper presents the results of measurements carried out using the UAV during test flights in Tsimlyansk in August 2020. A good agreement of the UAV observations with respect to vertical profiles of air temperature, wind speed and direction, dispersion of vertical speed with the data of observations of other complexes – acoustic anemometers, automatic meteorological station, sodars and a temperature profiler – was obtained. The obtained results demonstrate the high potential of the developed UAV for application to the problems of studying turbulence in the atmospheric boundary layer.

Keywords: unmanned aerial vehicle, atmospheric boundary layer, turbulence

УДК 551.51;504.35

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МАЛОРАЗМЕРНЫХ БПЛА ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ТУРБУЛЕНТНОСТИ В АТМОСФЕРЕ¹

© 2021 г. А. П. Шелехов^а, *, А. Л. Афанасьев^б, Е. А. Шелехова^а, А. А. Кобзев^а,
А. Е. Тельминов^а, А. Н. Молчунов^а, О. Н. Поплевина^а

^аИнститут мониторинга климатических и экологических систем СО РАН,
просп. Академический, 10/3, Томск, 634055 Россия

^бИнститут оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН, площадь Академика Зуева, 1, Томск, 634055 Россия
*e-mail: ash1404@mail.ru

Поступила в редакцию 17.05.2021 г.

После доработки 28.05.2021 г.

Принята к публикации 09.06.2021 г.

В работе показана возможность использования телеметрии малоразмерных БПЛА для контроля над состоянием атмосферной турбулентности. Спектр турбулентности определялся из данных углов крена, тангажа и рысканья квадрокоптера *DJI Mavic Mini* и сравнивался с результатами измерений автономного метеорологического комплекса АМК-03. Измерения осуществлялись на Базовом экспериментальном комплексе ИОА им. В.Е. Зуева СО РАН (БЭК) 24 июля и 12 августа 2020 г., поверхность территории которого близка к ровной и однородной. Установлено, что спектры турбулентности, полученные с помощью АМК-03 и *DJI Mavic Mini*, в целом совпадают, а незначительные различия наблюдаются в высокочастотной области спектра, начиная с $f \sim 1$ Hz. Для данных, полученных в июле, спектры турбулентности в инерционном диапазоне подчиняются закону “пяти третей”, а отношения измеренных спектров турбулентности поперечной и продольной компонент скорости соответствуют изотропной турбулентности Колмогорова–Обухова. В случае измерений, выполненных в августе, наблюдалось незначительное отклонение от закона “пяти третей”, что фиксировалось как на основании измерений, полученных с помощью АМК-03, так и *DJI Mavic Mini*. Для оценки продольных и поперечных масштабов турбулентности применялся метод наименьших квадратов, в качестве кривой регрессии использовалась модель Кармана. Масштабы турбулентности, рассчитанные по июльским и августовским данным АМК-03 и *DJI Mavic Mini*, совпадают, также с хорошей точностью выполняется условие, которое описывает связь между продольными и поперечными масштабами в изотропной атмосфере.

Ключевые слова: БПЛА, низковисотное зондирование, атмосферная турбулентность, спектр, масштабы турбулентности

DOI: 10.31857/S0002351521050138

ВВЕДЕНИЕ

Атмосферная турбулентность, которая проявляется в беспорядочных пульсациях скорости течения воздуха как во времени, так и в пространстве, оказывает сильное, а иногда и катастрофическое воздействие на летательные аппараты. Данное воздействие существенным образом зависит от размеров и массы летательных аппаратов. В сравнении с самолетами и вертолетами размеры и масса беспилотных летательных аппаратов (БПЛА) могут быть значительно меньше, что приводит к более сильному влиянию турбулент-

ности на летательный аппарат. Также БПЛА могут летать на значительно меньших высотах, чем пилотируемые аппараты. На малых высотах подстилающая поверхность оказывает дополнительное воздействие на состояние атмосферной турбулентности, которое проявляется в появлении дополнительных турбулентных вихрей. Таким образом, турбулентная атмосфера в большей степени усложняет движение БПЛА, а наличие зданий, сложной орографии в городе дополнительно ухудшает навигацию в среде с беспорядочными пульсациями скорости ветра. Одной из актуальных проблем навигации в турбулентной атмосфере является мониторинг и прогноз состояния турбулентных вихревых образований, возникающих при транспортировке груза с помощью БПЛА в “умном городе” в диапазоне высот до 500 м [1].

¹ Статья подготовлена на основе устного доклада, представленного на Всероссийской конференции “Турбулентность, динамика атмосферы и климата”, посвященной памяти акад. А.М. Обухова (Москва, 10–12 ноября 2020 г.).

Известно [2], что для описания состояния БПЛА кроме знания скорости движения аппарата относительно воздушной массы необходима информация о спектре турбулентности на пути его следования в турбулентной атмосфере. Результаты экспериментальных исследований показывают, что хорошим приближением для описания состояния БПЛА является подход, основанный на пропускании белого шума через линейный фильтр, задаваемый спектром турбулентности Кармана. Кроме спектра Кармана подходящим приближением в задачах динамики БПЛА в турбулентной атмосфере является модель турбулентности Драйдена [2], также могут использоваться другие модели, например, унифицированная модель турбулентности [3]. Таким образом, мониторинг и прогноз состояния вихревых образований сводится к определению спектра турбулентности на пути следования БПЛА в “умном городе”.

К числу эффективных средств дистанционного зондирования турбулентной атмосферы относятся содары, лидары и радары, а среди контактных методов мониторинга наиболее популярными являются акустические анемометры. В последние годы малоразмерные БПЛА стали также популярным инструментом в области мониторинга атмосферы. Наиболее актуальной проблемой в этой области является применение БПЛА при низковысотном зондировании атмосферы в труднодоступных местах и на территории со сложной орографией, такие как арктический регион, городская среда, горная местность. В работе [4, 5] рассмотрены различные аспекты использования БПЛА для исследования атмосферного пограничного слоя и перспективы использования беспилотных летательных аппаратов в метеорологии и физике атмосферы.

Основной тенденцией в этой области является диагностика скорости перемещения потока воздушных масс [6–10]. Кроме скорости ветра интерес представляет исследование флуктуационных характеристик турбулентной атмосферы. В начале низковысотное зондирование флуктуационных характеристик турбулентной атмосферы осуществлялось с использованием БПЛА с неподвижным крылом [11–16]. В этих работах показана принципиальная возможность измерения спектров турбулентности с использованием БПЛА с неподвижным крылом различных размеров и веса. В процессе зондирования БПЛА такого типа движется в пространстве продолжительное время для того, чтобы получить репрезентативный ряд наблюдений флуктуаций скорости ветра. В результате такой схемы зондирования возникает неопределенность в пространстве при измерениях спектра турбулентности. Исключить такого рода неопределенность можно, используя БПЛА мультикоптерного типа, которые в состоянии зависать в фиксированной точке пространства в течение продолжительного времени.

В работах [17–19] показано, что применение квадрокоптера в режиме удержания высоты позволяет получить ход спектра турбулентности, который совпадает с измерениями, полученными с помощью акустической анемометрии. Такое совпадение говорит о том, что квадрокоптер можно использовать для изучения спектра турбулентности и его характеристик, например, энергетического и инерционного диапазонов, интегрального масштаба турбулентности и, следовательно, использовать дрон для мониторинга и прогноза состояния турбулентной атмосферы при транспортировке груза с помощью БПЛА в “умном городе”.

В настоящей работе представлены результаты измерения спектров турбулентности и интегральных масштабов, полученных с помощью квадрокоптера *DJI Mavic Mini* и автоматизированного метеорологического комплекса АМК-03. Экспериментальные исследования проводились на Базовом экспериментальном комплексе ИОА им. В.Е. Зуева СО РАН (БЭК), поверхность территории которого близка к ровной и однородной.

1. ПРОДОЛЬНЫЙ И ПОПЕРЕЧНЫЙ СПЕКТР ТУРБУЛЕНТНОСТИ

В системе координат, в которой одна из осей направлена по средней скорости ветра, поле скоростей турбулентного потока воздуха имеет вид [20, 21]:

$$u(r, 0, 0; t) = \langle u \rangle + u'(r, 0, 0; t), \quad (1)$$

$$v = v'(r, 0, 0; t), \quad (2)$$

$$w = w'(r, 0, 0; t), \quad (3)$$

где $\langle u \rangle$ – средняя скорость ветра, u' , v' и w' – флуктуации скорости ветра воздуха, $\langle \dots \rangle$ – оператор статистического усреднения.

Главным преимуществом системы координат, в которой одна из осей направлена по направлению средней скорости ветра, является возможность использования гипотезы Тейлора о “замороженности” турбулентных флуктуаций [20, 21]. Суть данной гипотезы сводится к тому, что вся пространственная турбулентная картина движется во времени со средней скоростью ветра $\langle u \rangle$. В результате мы получаем простую теоретическую связь между пространственно-временными и чисто пространственными характеристиками флуктуаций поля скорости ветра,

$$u'(r, 0, 0; t) = u'(r - \langle u \rangle t, 0, 0), \quad (4)$$

$$v'(r, 0, 0; t) = v'(r - \langle u \rangle t, 0, 0), \quad (5)$$

$$w'(r, 0, 0; t) = w'(r - \langle u \rangle t, 0, 0), \quad (6)$$

что позволяет нам сравнивать поведение временных спектров, измеренных экспериментально, с теоретическими результатами.

Одной из наиболее часто используемых моделей спектров турбулентности является модель Кармана [3, 20, 21], которая позволяет исследовать поведение спектра в энергетическом и инерционном диапазонах. Выражения для продольных и поперечных временных спектров турбулентности для модели Кармана имеют вид

$$\frac{\Phi_u(f)}{\sigma_u^2} = \frac{2L_u}{\pi} \frac{1}{\left[1 + (1.339L_u 2\pi f / \langle u \rangle)^2\right]^{5/6}}, \quad (7)$$

$$\frac{\Phi_v(f)}{\sigma_v^2} = \frac{2L_v}{\pi} \frac{1 + 8/3(2.678L_v 2\pi f / \langle w \rangle)^2}{\left[1 + (2.678L_v 2\pi f / \langle u \rangle)^2\right]^{11/6}}, \quad (8)$$

где L_u – продольный масштаб турбулентности и L_v – поперечный масштаб турбулентности, σ_u^2 и σ_v^2 – дисперсии продольной и поперечной компонент скорости ветра. В случае изотропной атмосферы имеем следующее выражение для этих масштабов

$$L_v = L_u/2. \quad (9)$$

В инерционном диапазоне для изотропной турбулентности спектр турбулентности продольных и поперечных флуктуаций скорости подчиняется закону “пяти третей” Колмогорова–Обухова [3, 20, 21]

$$\frac{\Phi_u(f)}{\sigma_u^2} \sim f^{-5/3}, \quad (10)$$

$$\frac{\Phi_v(f)}{\sigma_v^2} \sim f^{-5/3}, \quad (11)$$

а связь между спектрами турбулентности продольных и поперечных флуктуаций скорости имеет вид

$$\frac{4}{3} \frac{\Phi_u(f)}{\sigma_u^2} = \frac{\Phi_v(f)}{\sigma_v^2}. \quad (12)$$

2. ПРОДОЛЬНЫЕ И ПОПЕРЕЧНЫЕ ФЛУКТУАЦИИ СКОРОСТИ

На рис. 1а схематически показаны расположение приборов и направление средней скорости ветра во время проведения экспериментов. Видно, что при проведении измерений использование системы координат, в которой одна из осей направлена по средней скорости ветра, сопряжено со значительными трудностями. Для корректного сравнения экспериментальных данных с теоретическими результатами используется подход, который исключает точное позиционирование приборов по направлению среднего ветра.

Хорошо известно, что в атмосфере часто наблюдается случай преобладания горизонтального переноса воздушных масс над вертикальным движением, поэтому одну из осей системы координат, рассмотренной в предыдущем разделе, направим по среднему горизонтальному ветру. При проведении измерений автоматизированный метеорологический комплекс АМК-03 был ориентирован по сторонам света, а квадрокоптер – произвольно. В этом случае продольные и поперечные турбулентные флуктуации скорости ветра примут вид

$$u' = n_E w'_E + n_N w'_N, \quad (13)$$

$$v' = -n_N w'_E + n_E w'_N, \quad (14)$$

$$\mathbf{n} = \{n_E, n_N, 0\} = \left\{ \frac{\langle w_E \rangle}{\langle u \rangle}, \frac{\langle w_N \rangle}{\langle u \rangle}, 0 \right\} \quad (15)$$

для АМК-03 и

$$u' = n_x w'_x + n_y w'_y, \quad (16)$$

$$v' = -n_x w'_y + n_y w'_x, \quad (17)$$

$$\mathbf{n} = \{n_x, n_y, 0\} = \left\{ \frac{\langle w_x \rangle}{\langle u \rangle}, \frac{\langle w_y \rangle}{\langle u \rangle}, 0 \right\} \quad (18)$$

для квадрокоптера. Здесь w'_E и w'_N – флуктуации компонент скорости ветра по осям E и N по данным АМК-03, w'_x и w'_y – оценки флуктуаций компонент скорости ветра, полученные на основе результатов телеметрии квадрокоптера; $\langle w_E \rangle$ и $\langle w_N \rangle$ – средние компоненты горизонтальной скорости по осям E и N ; $\langle w_x \rangle$ и $\langle w_y \rangle$ – оценки компонент скорости по осям x и y .

3. ОЦЕНКИ КОМПОНЕНТ СКОРОСТИ ВЕТРА

В турбулентной атмосфере углы крена, тангажа и рысканья представляют собой сумму средних и флуктуационных компонент: $\phi = \langle \phi \rangle + \phi'$, $\theta = \langle \theta \rangle + \theta'$ и $\psi = \langle \psi \rangle + \psi'$. В работах [17–19] показано, что для идеального парения уравнения оценки компонент скорости ветра, полученные на основе результатов телеметрии квадрокоптера, можно записать в виде суммы регулярной и флуктуационной частей

$$w_x = -\frac{mg}{c_x} (\langle \phi \rangle s_{(\psi)} + \langle \theta \rangle c_{(\psi)}) - \frac{mg}{c_x} (\phi' s_{(\psi)} + \theta' c_{(\psi)}), \quad (19)$$

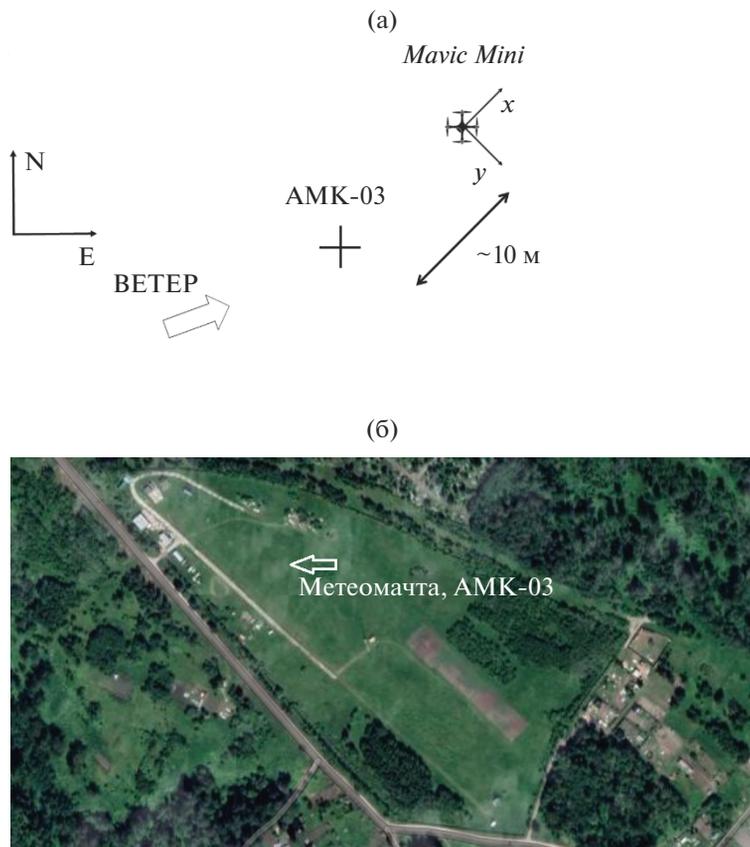


Рис. 1. Схема эксперимента (а); и Google карта местности Базового экспериментального комплекса ИОА им. В.Е. Зуева СО РАН (б).

$$w_y = -\frac{mg}{c_y} (-\langle\varphi\rangle c_{\langle\psi\rangle} + \langle\theta\rangle s_{\langle\psi\rangle}) - \frac{mg}{c_y} (-\varphi' c_{\langle\psi\rangle} + \theta' s_{\langle\psi\rangle}) \quad (20)$$

в линейном случае и

$$w_x = -\text{sgn}(\langle\varphi\rangle s_{\langle\psi\rangle} + \langle\theta\rangle c_{\langle\psi\rangle}) \times \sqrt{\frac{2mg}{\rho C_x A_x}} |(\langle\varphi\rangle s_{\langle\psi\rangle} + \langle\theta\rangle c_{\langle\psi\rangle})| \times \left\{ 1 + \frac{\varphi' s_{\langle\psi\rangle} + \theta' c_{\langle\psi\rangle}}{2(\langle\varphi\rangle s_{\langle\psi\rangle} + \langle\theta\rangle c_{\langle\psi\rangle})} \right\}, \quad (21)$$

$$w_y = -\text{sgn}(-\langle\varphi\rangle c_{\langle\psi\rangle} + \langle\theta\rangle s_{\langle\psi\rangle}) \times \sqrt{\frac{2mg}{\rho C_x A_x}} |(-\langle\varphi\rangle c_{\langle\psi\rangle} + \langle\theta\rangle s_{\langle\psi\rangle})| \times \left\{ 1 + \frac{-\varphi' c_{\langle\psi\rangle} + \theta' s_{\langle\psi\rangle}}{2(-\langle\varphi\rangle c_{\langle\psi\rangle} + \langle\theta\rangle s_{\langle\psi\rangle})} \right\} \quad (22)$$

в квадратичном случае. Здесь c_j и C_j – коэффициенты сопротивления по осям x и y , m – масса квадрокоптера, g – ускорение свободного падения, ρ – плотности воздуха, A_j – проекции пло-

щади квадрокоптера по осям x и y , $\text{sgn}(\bullet)$ – функция знака.

Из выражений (19)–(22) видно, что оценки флуктуаций компонент скорости ветра прямо пропорциональны флуктуациям углов крена, тангажа. Следовательно, данные телеметрии квадрокоптера можно использовать для измерения оценки флуктуаций компонент скорости ветра, а формулы (16)–(18) позволяют нам рассчитать спектр турбулентности. Формулы (13)–(15) можно использовать для вычисления спектров турбулентности по данным АМК-03, которые являются объективной информацией о состоянии атмосферной турбулентности. В результате этих расчетов можно провести сравнение спектров турбулентности по данным АМК-03 и по данным телеметрии квадрокоптера.

4. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ ОБ ЭКСПЕРИМЕНТЕ

Экспериментальные исследования проводились на Базовом экспериментальном комплексе ИОА им. В.Е. Зуева СО РАН (БЭК) 24 июля 2020 г. и 12 августа 2020 г. На рис. 16 показана Google карта местности БЭК, стрелкой показано месторасположение метеомачты, на которой установ-

лены две АМК-03 на разных высотах. Местность, на которой расположен БЭК, не является в строгом понимании ровной и однородной поверхностью. Поверхность земли имеет незначительный уклон; с одной стороны, он граничит с коттеджным поселком, а на границе другой стороны расположен лес. При проведении экспериментов на такой территории возможны отклонения от изотропной турбулентности. В июньском эксперименте время начала исследований 05:01 UTC, а время их окончания 05:24 UTC, а в измерениях в августе полеты осуществлялись с 06:44 UTC по 07:07 UTC. Точка старта квадрокоптера *DJI Mavic Mini* находилась в непосредственной близости от тридцатиметровой метеомачты.

На рис. 2 показаны траектории полетов квадрокоптера во время проведения экспериментов. После взлета БПЛА поднимался на высоты 10 и 27 м, соответственно для 24 июля и 12 августа, и подлетал к АМК-03 [22, 23], расположенным на мачте. Квадрокоптер находился в режиме удержания высоты вблизи АМК-03 более 20 мин, после чего вернулся на точку старта. Данные о ветре фиксировались АМК-03 с частотой 80 Гц, а регистрация данных состояния квадрокоптера осуществлялась с частотой 10 Гц.

По данным Международного аэропорта Томска который находится на расстоянии ~10 км от БЭК, во время проведения эксперимента 24 июля 2020 г. наблюдались хорошие погодные условия с точки зрения полета квадрокоптера: ветер юго-западный, скорость 1.0 м/с, температура воздуха 21°C, влажность воздуха 51%, осадки не наблюдались. В другой день, т.е. 12 августа, фиксировались также хорошие погодные условия: ветер юго-юго-западный, скорость 4–5 м/с, температура воздуха 28°C, влажность воздуха 48%, осадки также не наблюдались. Во время проведения эксперимента 24 июля по данным АМК-03 на территории БЭК средняя скорость ветра на высоте 10 м равна 1.25 м/с, а 12 августа высоте 27 м – 2.6 м/с, временами скорость ветра усиливалась до 5 м/с и более.

На рис. 3 показаны изменения компонент скорости квадрокоптера относительно Земли по осям x , y , и z во время парения; 24.07.2020 (а) и 12.08.2020 (б). Видно, что в целом при проведении измерений компоненты скорости квадрокоптера равны нулю. В незначительные периоды времени силы, действующие на БПЛА, превосходят возможности системы управления и высокоточное позиционирование нарушается. После восстановления управления квадрокоптер начинает двигаться в первоначальное положение, при достижении которого он останавливается. Таким образом, периодами, при которых нарушается позиционирование квадрокоптера в пространстве, можно пренебречь в силу их незначительности и

считать, что во время проведения экспериментов наблюдалось идеальное парение.

Рассмотрим поведение оценок продольной и поперечной компонент скорости ветра по данным квадрокоптера в режиме удержания высоты в турбулентной атмосфере и сравним с результатами измерений, полученных с помощью АМК-03. Для визуального сопоставления измерений продольной и поперечной компонент скорости ветра, которые получены двумя способами, нами использовался феноменологический подход, основанный на экспериментальной связи между этими компонентами и углами крена, тангажа и рысканья. Данный подход позволяет нам избежать точного определения коэффициентов сопротивления и площади, которые сложно определить в эксперименте. Основные формулы используемого подхода и значения коэффициентов, полученных феноменологическим путем, представлены в Приложении. Отметим, что этот подход применяется нами только для визуального сопоставления измерений продольной и поперечной компонент скорости ветра, которые получены с помощью АМК-03 и *DJI Mavic Mini*. При исследовании относительных спектров турбулентности и определении масштабов турбулентности проводить процедуру, изложенную в Приложении, не обязательно.

На рис. 4 представлены результаты временных изменений продольных и поперечных компонент скорости ветра, измеренные с помощью АМК-03 (красные кривые) и *DJI Mavic Mini* (черные кривые); 24.07.2020 г. (а) и 12.08.2020 г. (б). Из рис. 4 следует, что временные ряды u и v , измеренные различными способами, совпадают; а различия наблюдаются в высокочастотной области флуктуаций.

На рис. 5 и 6 показаны результаты расчетов относительных спектров турбулентности, полученных на основе данных автоматизированного метеорологического комплекса АМК-03 (рис. 5а, 5б и 6а, 6б) и квадрокоптера *DJI Mavic Mini* (рис. 5в, 5г и 6в, 6г), σ^2 – коэффициент нормировки. На рисунках красной и синей кривыми обозначены спектры турбулентности продольной компоненты скорости, розовой и фиолетовой кривыми показаны спектры турбулентности поперечной компоненты скорости соответственно. Видно, что значения спектров существенным образом меняются при незначительных изменениях частоты. Данные изменения являются случайными осцилляциями около основных закономерностей спектров турбулентности. Для того, чтобы в явном виде увидеть эти закономерности спектров турбулентности, использовалась процедура сглаживания. Результаты применения процедуры сглаживания показаны на рис. 5 и 6 непрерывными черными кривыми.

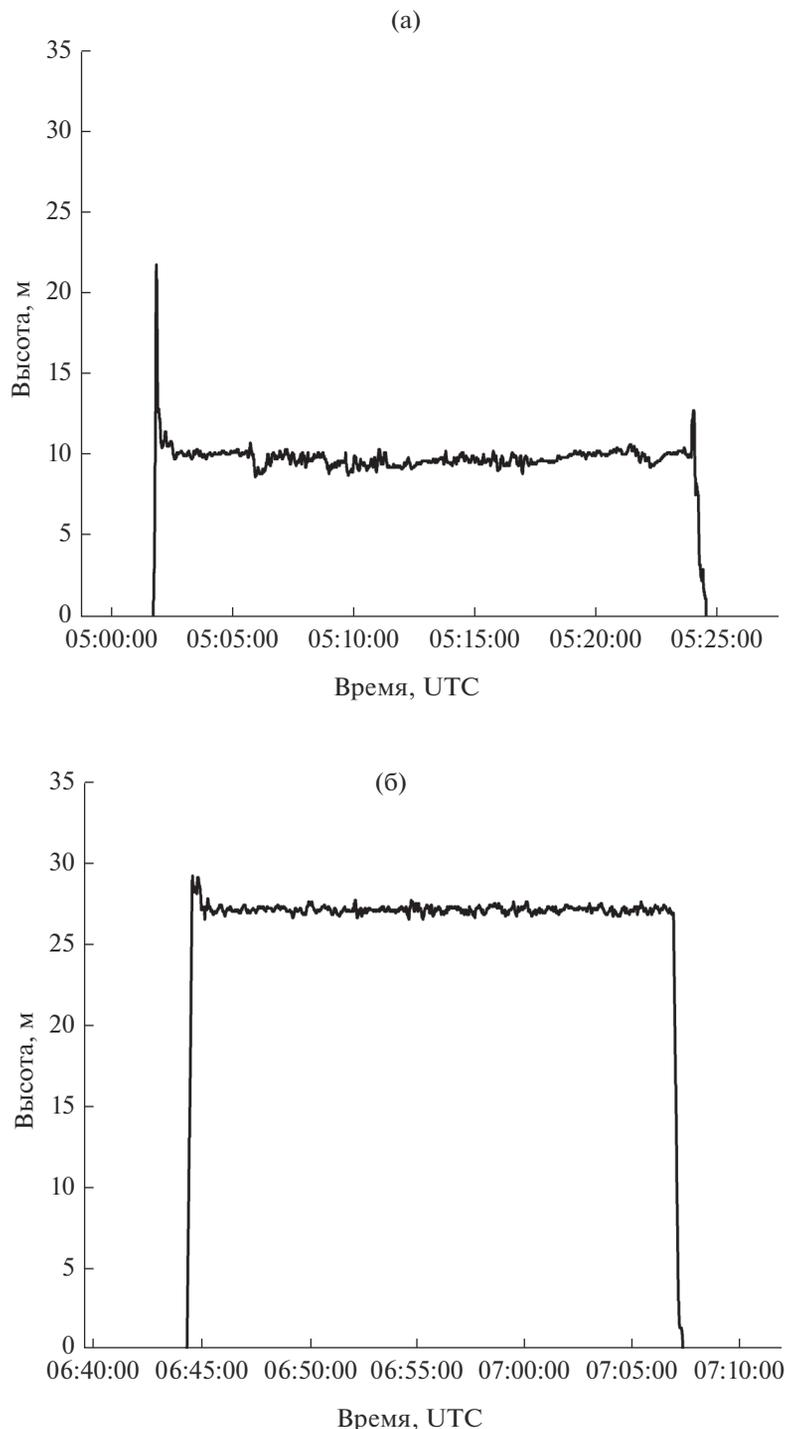


Рис. 2. Траектория полета квадрокоптера *DJI Mavic Mini* во время проведения эксперимента; 24.07.2020 г. (а) и 12.08.2020 г. (б)

Из рис. 5 и 6 видно, что спектры турбулентности, полученные с помощью АМК-03 и *DJI Mavic Mini*, в целом совпадают, а незначительные различия наблюдаются в высокочастотной области спектра, начиная с $f \sim 1$ Hz. В высокочастотной области спектр турбулентности для *DJI Mavic*

Mini затухает с ростом частоты незначительно, но быстрее, чем в случае данных, полученных с помощью АМК-03.

Хорошо известно [20, 21], что спектр турбулентности имеет три основные спектральные области — это энергетический диапазон, который

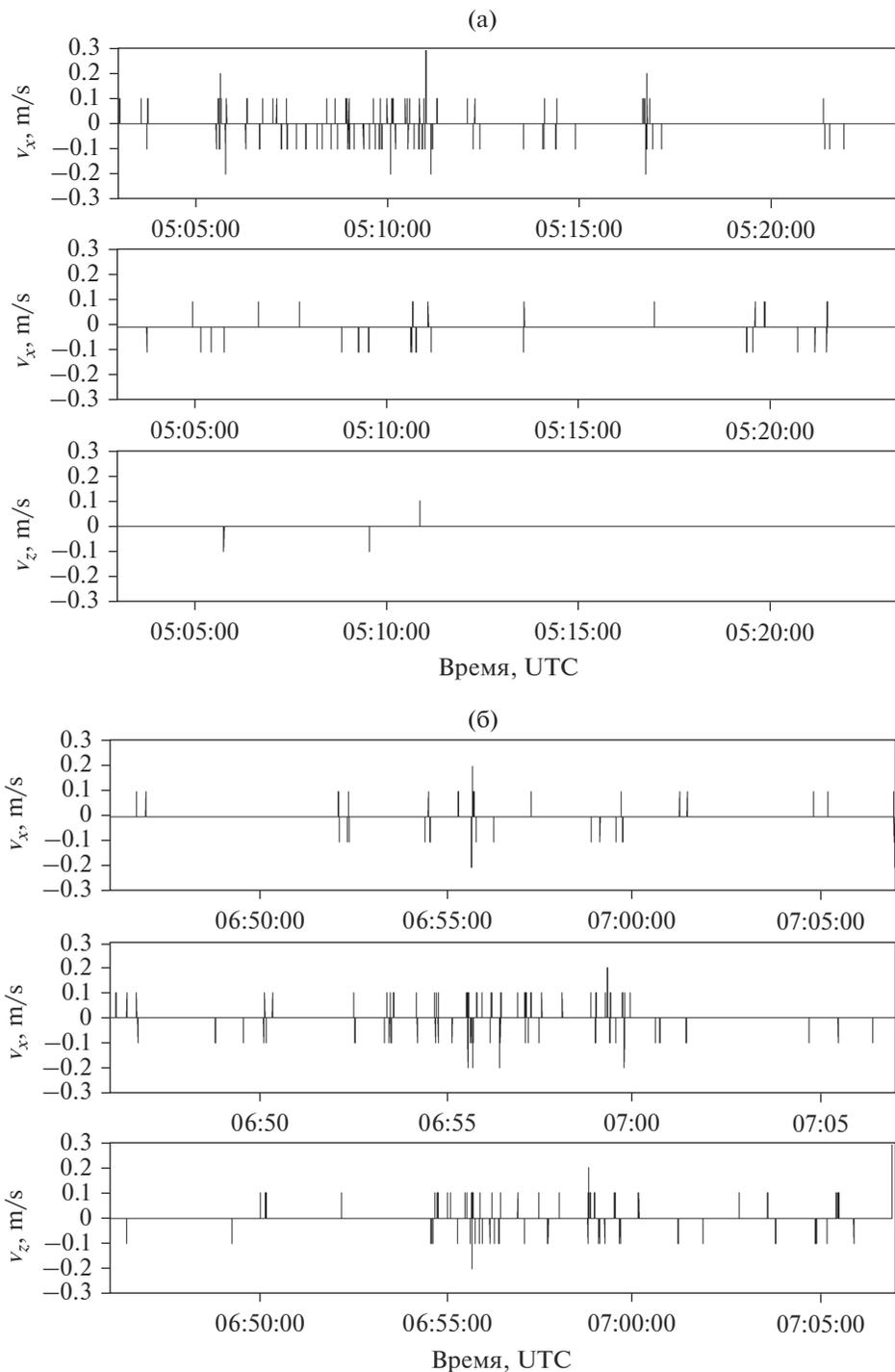


Рис. 3. Компоненты скорости квадрокоптера *DJI Mavic Mini* относительно Земли по осям x , y , и z в период парения, 24.07.2020 (а) и 12.08.2020 (б).

содержит основную часть турбулентной энергии и где энергия вырабатывается плавучестью и сдвигом, инерционный диапазон, в котором энергия не вырабатывается и не рассеивается, а передается от больших масштабов к меньшим и диапазон диссипации, в котором кинетическая энергия преоб-

разуется во внутреннюю энергию. Рассмотрим поведение спектров турбулентности в инерционном и энергетическом диапазонах.

Поведение спектров турбулентности продольных и поперечных флуктуаций скорости в инерционном диапазоне подчиняется закону “пяти тре-

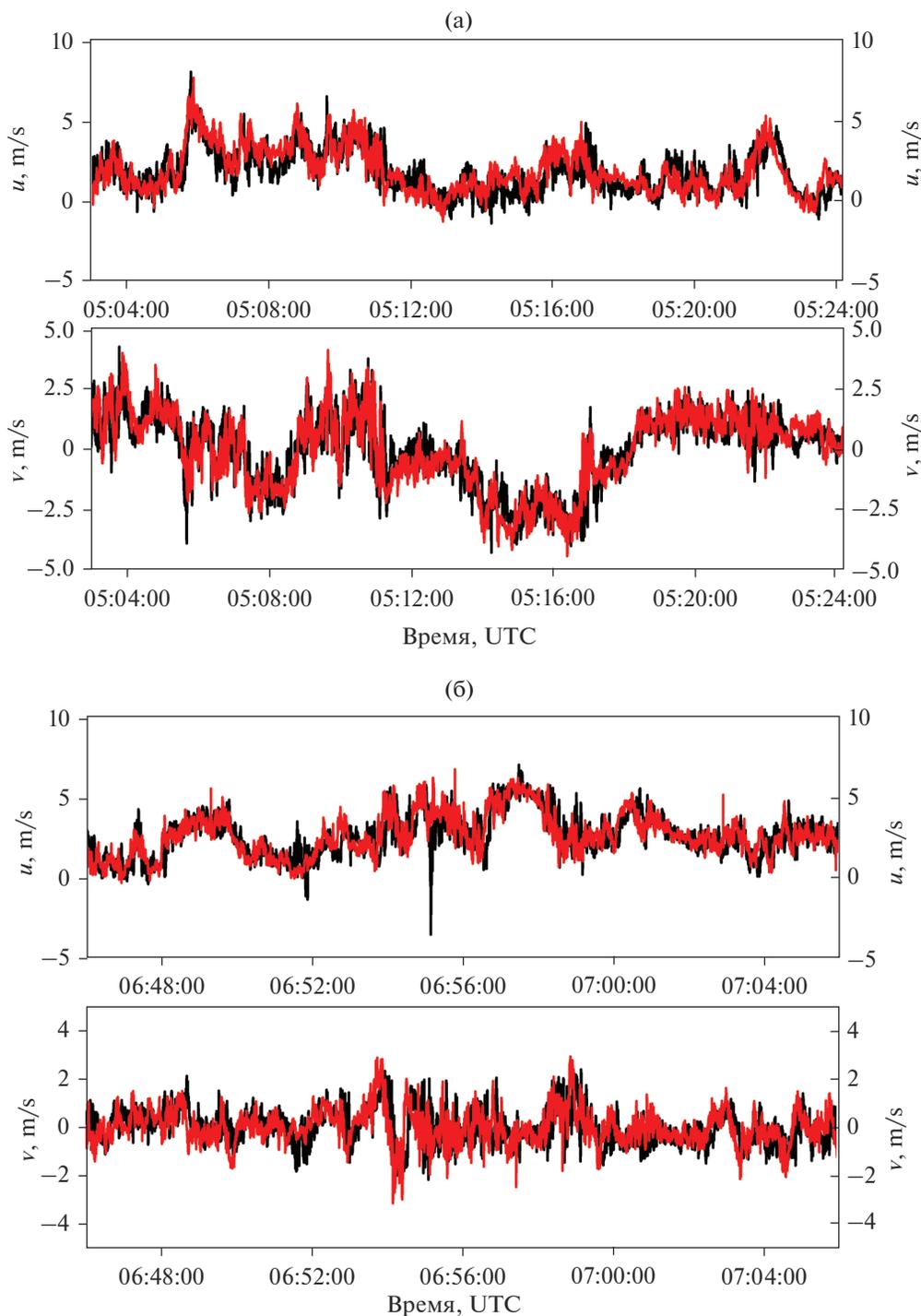


Рис. 4. Временные изменения продольных и поперечных компонент скорости ветра, измеренные с помощью АМК-03 (красные кривые) и *DJI Mini* (черные кривые) 24.07.2020 г. (а) и 12.08.2020 г. (б).

тей” Колмогорова—Обухова и описывается формулами (10) и (11). Пунктирной кривой на рис. 5 и 6 показаны спектры $\Phi(f) \sim f^{-5/3}$, который соответствует закону “пяти третей” Колмогорова—Обухова. Данные рисунки демонстрируют тот факт, что во время проведения эксперимента наблюдалась

колмогоровская турбулентность в инерционном диапазоне и качественно данный закон выполняется в широком интервале частот.

Из формулы (12) следует, что в инерционном диапазоне для изотропной турбулентности $\sigma_u^2 = \sigma_v^2$, поэтому отношение спектров турбулентности

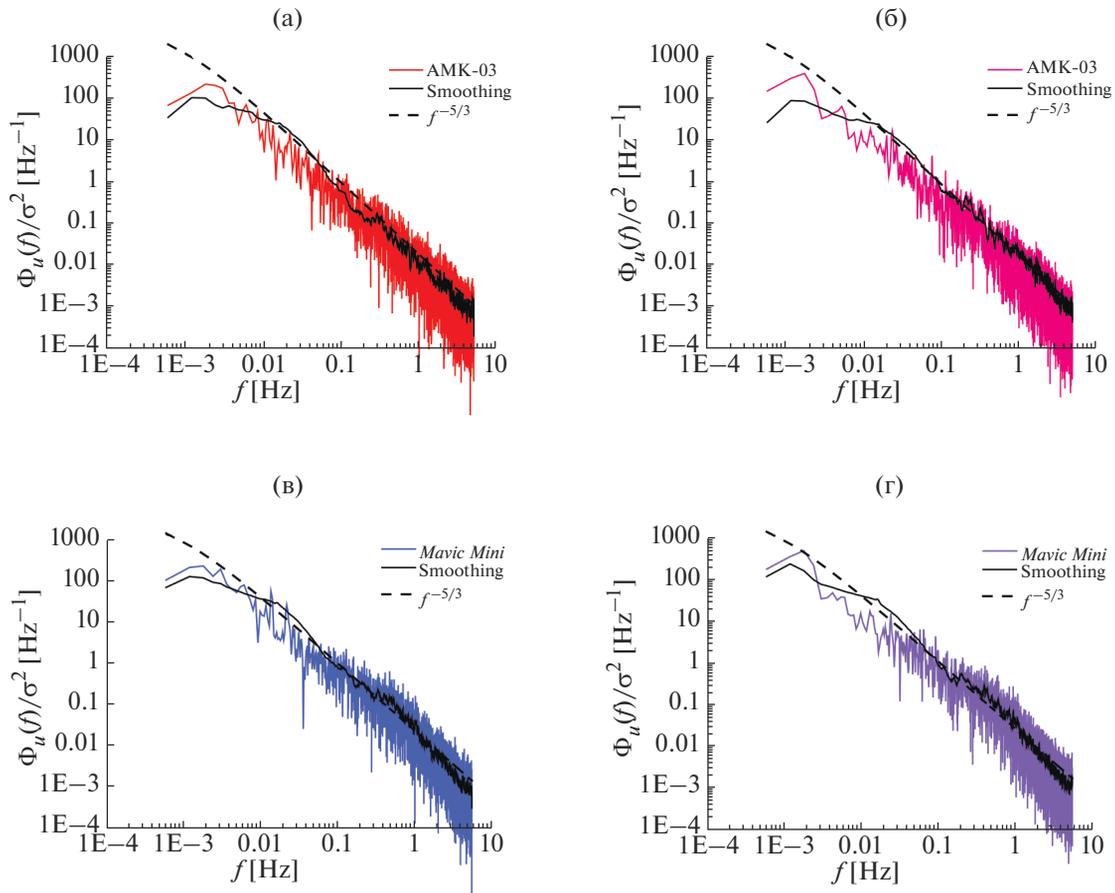


Рис. 5. Результаты измерений спектров турбулентности 24.07.2020 г. Продольные и поперечные спектры $\Phi_u(f)$ и $\Phi_v(f)$, рассчитаны по данным АМК-03 (а) и (б) и по данным DJI Mavic Mini (в) и (г); σ^2 – коэффициент нормировки.

$K_{4/3} = \Phi_v(f)/\Phi_u(f) = 4/3 \approx 1.33$. На рис. 7 представлены результаты сравнения спектров турбулентности для продольных и поперечных компонент скорости. Видно, что для измерений, полученных 24 июля 2020 г., в одинаковом диапазоне частот: $f \in [0.035, 0.065]$ кривая спектра $\Phi_u(f)$ лежит ниже кривой $\Phi_v(f)$, как для АМК-03 и DJI Mavic Mini. В случае измерений, проведенных 12 августа 2020 г., кривая продольного спектра лежит также ниже кривой спектра поперечных компонент, но в разных диапазонах частот:

$f \in [0.041, 0.011]$ для АМК-03 и $f \in [0.064, 0.011]$ для квадрокоптера.

Средние значения коэффициента $K_{4/3}$ приведены в табл. 1. Видно, что средняя величина коэффициента $K_{4/3}$ для измерений, полученных 24 июля 2020 г., в диапазоне частот $f \in [0.035, 0.065]$ совпадает с его значением для изотропной турбулентности. Также отмечается хорошее согласие значений коэффициента $K_{4/3}$ между данными АМК-03 и DJI Mavic Mini.

Из данных, приведенных в табл. 1, также следует, что 12 августа 2020 г. наблюдалась незначительная анизотропия турбулентности. Средняя величина коэффициентов $K_{4/3}$ для измерений, полученных в этот день с использованием как АМК-03, так и DJI Mavic Mini, в указанных диапазонах частот не совпадает с их значением для изотропной турбулентности. В то же самое время отмечается хорошее согласие значений коэффициента $K_{4/3}$ между данными АМК-03 и DJI Mavic Mini.

Таблица 1. Средние значения коэффициента $\langle K_{4/3} \rangle$

	АМК-03	DJI Mavic Mini
24 июля 2020 г.		
$\langle K_{4/3} \rangle$	1.23	1.22
12 августа 2020 г.		
$\langle K_{4/3} \rangle$	2.02	1.81

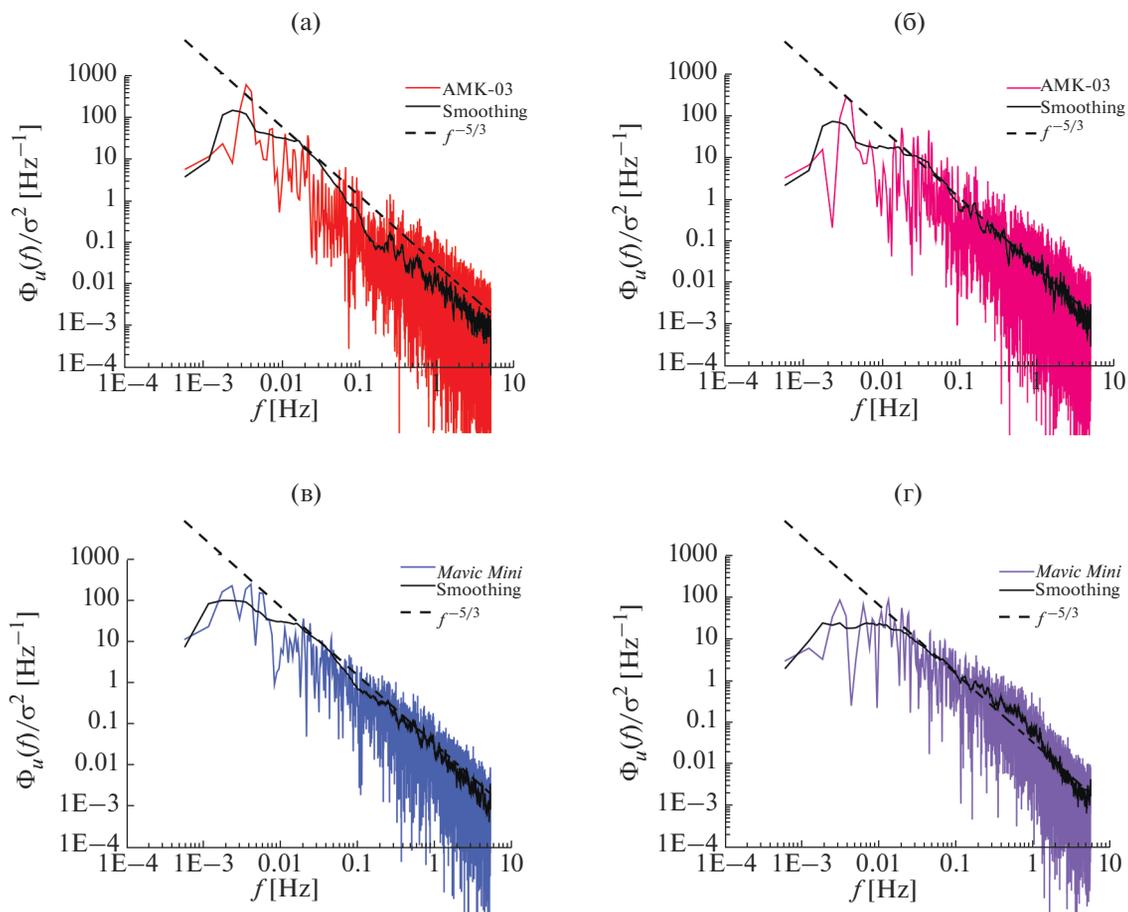


Рис. 6. Результаты измерений спектров турбулентности 12.08.2020 г. Продольные и поперечные спектры $\Phi_u(f)$ и $\Phi_v(f)$ рассчитаны по данным AMK-03 (а) и (б) и по данным *DJI Mavic Mini* (в) и (г); σ^2 – коэффициент нормировки.

На рис. 8 представлены результаты сравнения спектров продольных и поперечных компонент для AMK-03 и *DJI Mavic Mini*. Результаты сравнения показывают, что для измерений, выполненных 24 июля 2020 г., спектры турбулентности продольных компонент для двух различных методов измерений совпадают, такое же совпадение наблюдается для спектров турбулентности поперечных компонент. В случае эксперимента, осуществленного 12 августа 2020 г., наблюдается

хорошее согласие в совпадении продольных спектров турбулентности, а для поперечных спектров – качественное согласие.

Хорошо известно, что относительные спектры турбулентности содержат информацию о продольном и поперечном масштабах турбулентности L_u и L_v . Для оценки этих масштабов турбулентности применялся метод наименьших квадратов, в качестве кривой регрессии использовалась модель Кармана (7) и (8).

Значения интегральных масштабов турбулентности приведены в табл. 2. Видно, что масштабы турбулентности, рассчитанные по данным AMK-03 и *DJI Mavic Mini*, совпадают, также с хорошей точностью выполняется условие (9), которое описывает связь между продольными и поперечными масштабами в изотропной атмосфере.

ВЫВОДЫ

На основании проведенных исследований можно сделать следующие выводы. В работе исследован

Таблица 2. Интегральные масштабы турбулентности.

	L_u	L_v	L_v/L_u
24 июня 2020 г.			
AMK-03	13 m	8 m	0.6
<i>DJI Mavic Mini</i>	14 m	9 m	0.6
12 августа 2020 г.			
AMK-03	21 m	12 m	0.6
<i>DJI Mavic Mini</i>	21 m	14 m	0.7

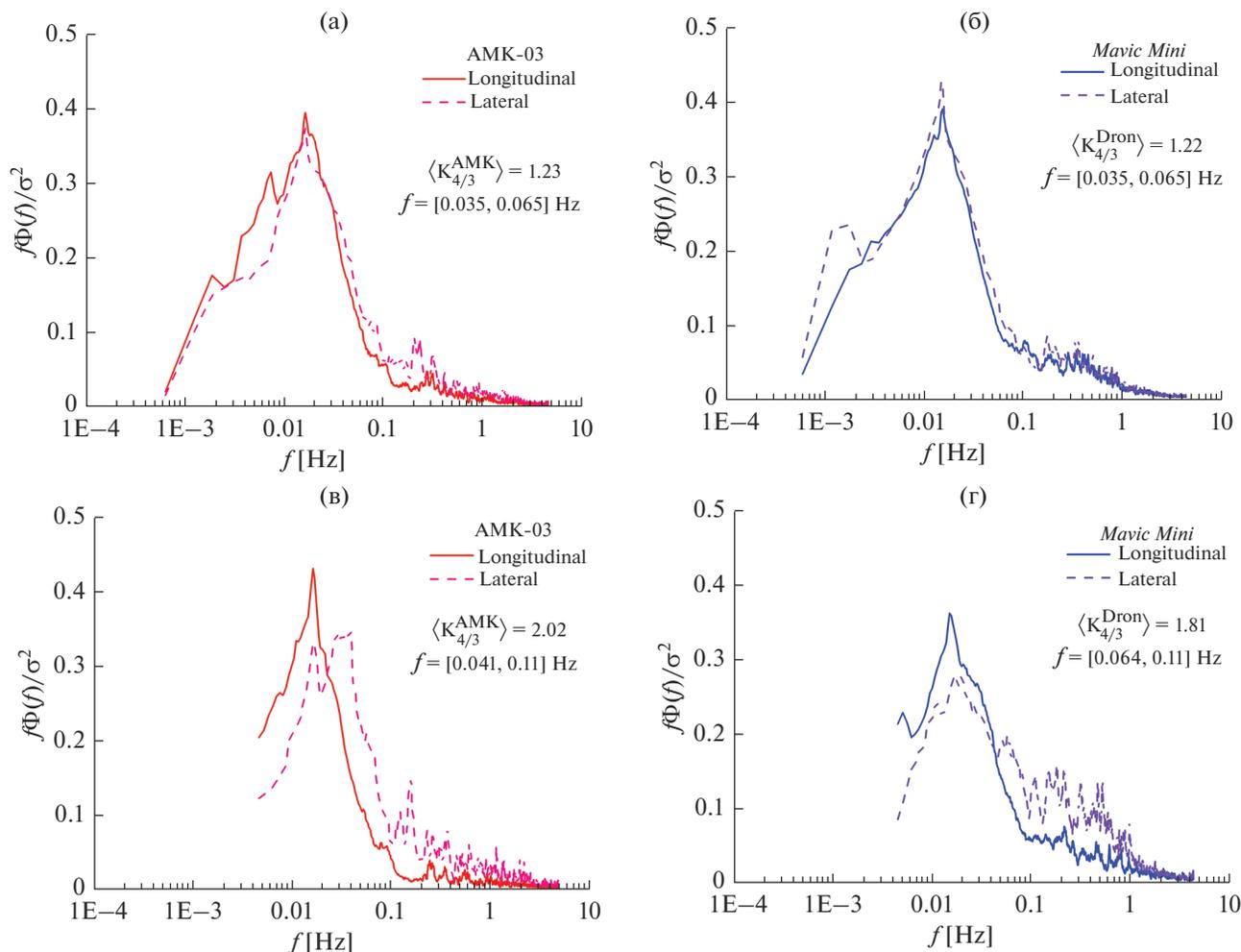


Рис. 7. Результаты измерений спектров турбулентности 24.07.2020 г. (а), (б) и 12.08.2020 г. (в), (г). Продольные и поперечные спектры $f\Phi_u(f)$ и $f\Phi_v(f)$ рассчитаны по данным АМК-03 (а), (в) и по данным *DJI Mavic Mini* (б), (г); σ^2 – коэффициент нормировки.

спектр турбулентности в атмосфере, который определяется на основе измерений, выполненных с помощью *DJI Mavic Mini*. Полученные спектры турбулентности сравнивались с данными автономного метеорологического комплекса АМК-03, которые являются объективной информацией о состоянии турбулентной атмосферы. Представлены результаты двух экспериментов, проведенных в Базовом экспериментальном комплексе ИОА им. В.Е. Зуева СО РАН, расположенном на окраине г. Томск, 24 июля и 12 августа 2020 г.

Установлено, что спектры турбулентности, полученные с помощью АМК-03 и *DJI Mavic Mini*, в целом совпадают, а незначительные различия наблюдаются в высокочастотной области спектра, начиная с $f \sim 1$ Hz. В высокочастотной области спектр турбулентности для *DJI Mavic Mini* затухает с ростом частоты незначительно, но

быстрее чем в случае данных, полученных с помощью АМК-03.

Изучено поведение сглаженных спектров турбулентности в инерционном и энергетическом диапазонах. Для данных, полученных 24 июля 2020 г., спектры турбулентности в инерционном диапазоне подчиняются закону “пяти третей”, а отношения измеренных спектров турбулентности поперечной и продольной компонент скорости соответствует изотропной турбулентности Колмогорова–Обухова $K_{4/3} = 4/3$. В случае измерений, выполненных 12 августа, наблюдалось незначительное отклонение от закона “пяти третей”, что фиксировалось как на основании измерений, полученных с помощью АМК-03, так и *DJI Mavic Mini*.

Для оценки продольных и поперечных масштабов турбулентности применялся метод наи-

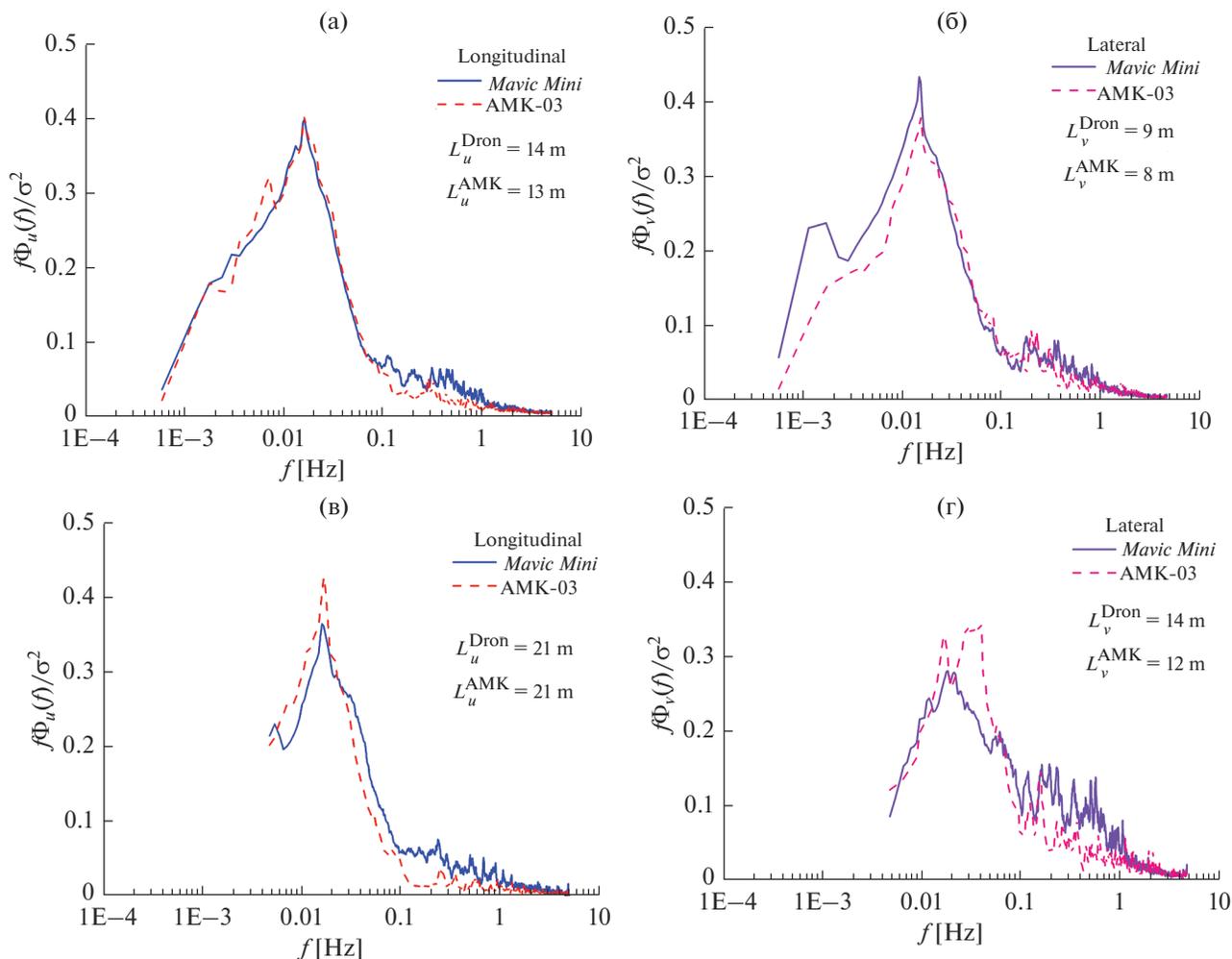


Рис. 8. Результаты сравнения продольных и поперечных спектров турбулентности $f\Phi_u(f)$ и $f\Phi_v(f)$, рассчитанных по данным АМК-03 и по данным *DJI Mavic Mini*. Данные измерений 24.07.2020 г. (а), (б) и 12.08.2020 г. (в), (г); σ^2 – коэффициент нормировки.

меньших квадратов, в качестве кривой регрессии использовалась модель Кармана. Масштабы турбулентности, рассчитанные по данным АМК-03 и *DJI Mavic Mini*, совпадают, также с хорошей точностью выполняется условие, которое описывает связь между продольными и поперечными масштабами в изотропной атмосфере.

При анализе экспериментальных данных отмечаются расхождения в поведении спектров турбулентности от их поведения в изотропной атмосфере, также наблюдалось расхождение между двумя методами измерений. Данным расхождением можно дать следующие объяснения. Экспериментальные исследования проводились на БЭК, расположенной на местности, которая не является в строгом понимании ровной и однородной поверхностью. Следовательно, одно-

значного совпадения данных АМК-03 и *DJI Mavic Mini* с результатами изотропной атмосферы ожидать не приходится.

При проведении эксперимента квадрокоптер находился на расстоянии ~ 10 м от АМК-03. Измерения интегральных масштабов турбулентности показали, что они по величине такого же порядка, как и расстояние от АМК-03 до *DJI Mavic Mini*. Такое соотношение масштабов и расстояний означает, что поля скорости ветра в точках нахождения АМК-03 и квадрокоптера частично коррелированы и поэтому говорить о полном соответствии данных измерений надо с некоторой долей осторожности.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 19-29-06066 мк.

ПРИЛОЖЕНИЕ

По аналогии с формулами (16)–(18) определим величины α_{\parallel} и α_{\perp} с помощью уравнений

$$\alpha_{\parallel} = n_x \alpha_x + n_y \alpha_y,$$

$$\alpha_{\perp} = -n_x \alpha_x + n_y \alpha_y,$$

где

$$\alpha_x = -(\langle \varphi \rangle s_{(\psi)} + \langle \theta \rangle c_{(\psi)}) - (\varphi' s_{(\psi)} + \theta' c_{(\psi)}),$$

$$\alpha_y = -(\langle \varphi \rangle s_{(\psi)} + \langle \theta \rangle c_{(\psi)}) - (-\varphi' c_{(\psi)} + \theta' s_{(\psi)}).$$

Оценки продольной и поперечной компонент скорости ветра, полученных с помощью квадрокоптера, определим в виде

$$\hat{u} = a_{\parallel} \alpha_{\parallel} + b_{\parallel},$$

$$\hat{v} = a_{\perp} \alpha_{\perp} + b_{\perp}.$$

Коэффициенты a_{\parallel} , a_{\perp} , b_{\parallel} и b_{\perp} определяются из эксперимента с помощью формул

$$a_{\parallel} = \frac{u_{\max} - u_{\min}}{\alpha_{\parallel, \max} - \alpha_{\parallel, \min}},$$

$$a_{\perp} = \frac{v_{\max} - v_{\min}}{\alpha_{\perp, \max} - \alpha_{\perp, \min}},$$

$$b_{\parallel} = \langle u \rangle - a_{\parallel} \langle \alpha_{\parallel} \rangle,$$

$$b_{\perp} = \langle v \rangle - a_{\perp} \langle \alpha_{\perp} \rangle,$$

где $\langle u \rangle$, $\langle v \rangle$, u_{\max} , v_{\max} , u_{\min} и v_{\min} – средние, максимальные и минимальные значения продольной и поперечной компонент по данным АМК-03; $\langle \alpha_{\parallel} \rangle$, $\langle \alpha_{\perp} \rangle$, $\alpha_{\parallel, \max}$, $\alpha_{\perp, \max}$, $\alpha_{\parallel, \min}$ и $\alpha_{\perp, \min}$ – средние, максимальные и минимальные значения величин α_{\parallel} и α_{\perp} . По данным 24.07.2020 $a_{\parallel} = 0.56$, $b_{\parallel} = 0.16$, $a_{\perp} = 0.50$, $b_{\perp} = 0$; а для 12.08.2020 $a_{\parallel} = 0.54$, $b_{\parallel} = 0.06$, $a_{\perp} = 0.42$ и $b_{\perp} = 0$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Cornman L.B., Chan W.N. Summary of a Workshop on Integrating Weather into Unmanned Aerial System Traffic Management // Bull. Amer. Meteor. Soc. 2017. V. 98. № 10. ES257–ES259.
2. Буард Р.У., МакЛэйн Т.У. Малые беспилотные летательные аппараты: теория и практика. Москва: ТЕХНОСФЕРА, 2015. 312 с.
3. Tieleman H.W. Universality of velocity spectra // J. Wind Engineering and Industrial Aerodynamics. 1995. V. 56. № 1. P. 55–69.
4. Репина И.А., Варенцов М.И., Чечин Д.Г. и др. Использование беспилотных летательных аппаратов для исследования атмосферного пограничного слоя // Инноватика и экспертиза: научные труды. 2020. Т. 2. № 30. С. 20–39.
5. Elston J., Argrow B., Stachura M., Weibel D., Lawrence D., Pope D. Overview of Small Fixed-Wing Unmanned Aircraft for Meteorological Sampling // J. Atmospheric and Oceanic Technology. 2015. V. 32. № 1. P. 97–115.
6. Palomaki R.T., Rose N.T., van den Bossche M., Sherman T.J., De Wekker S.F.J. Wind estimation in the lower atmosphere using multirotor aircraft // J. Atmos. Ocean. Technol. 2017. V. 34. P. 1183–1190.
7. González-Rocha J., Woolsey C.A., Sultan C. Measuring atmospheric winds from quadrotor motion // AIAA Atmospheric Flight Mechanics Conference, Grapevine, Texas, USA. 2017.
8. Wang B.H., Wang D.B., Ali Z.A., Ting B.T., Wang H. An overview of various kinds of wind effects on unmanned aerial vehicle // Measurement and Control. 2019. V. 52. № 7–8. P. 731–739.
9. González-Rocha J., De Wekker S.F.J., Ross S.D., Woolsey C.A. Wind Profiling in the lower atmosphere from wind-induced perturbations to multirotor UAS // Sensors. 2020. V. 20. P. 1341.
10. Varentsov M., Stepanenko V., Repina I., Artamonov A., Bogomolov V., Kuksova N., Marchuk E., Pashkin A., Varentsov A. Balloons and Quadcopters: Intercomparison of Two Low-Cost Wind Profiling Methods // Atmosphere. 2021. V. 12. P. 380.
11. Reuder J., Jonassen M.O. Proof of concept for wind turbine wake investigations with the RPAS SUMO // Energy Procedia. 2016. V. 94. P. 452–461.
12. Reineman B.D. Development and Testing of Instrumentation for UAV-Based Flux Measurements within Terrestrial and Marine Atmospheric Boundary Layers // J. Atmospheric and Oceanic Technology. 2013. V. 30. P. 1295–1319.
13. Reineman B.D., Lenain L., Melville W.K. The Use of Ship-Launched Fixed-Wing UAVs for Measuring the Marine Atmospheric Boundary Layer and Ocean Surface Processes // J. Atmospheric and Oceanic Technology. 2016. V. 33. P. 2029–2052.
14. Balsley B.B., Lawrence D.A., Fritts D.C., Wang L., Wan K., Werne J. Fine Structure, Instabilities, and Turbulence in the Lower Atmosphere: High-Resolution In Situ Slant-Path Measurements with the DataHawk UAV and Comparisons with Numerical Modeling // J. of Atmospheric and Oceanic Technology. 2018. V. 35. P. 619–642.
15. Rautenberg A., Allgeier J., Jung S., Bange J. Calibration Procedure and Accuracy of Wind and Turbulence Measurements with Five-Hole Probes on Fixed-Wing Unmanned Aircraft in the Atmospheric Boundary Layer and Wind Turbine Wakes // Atmosphere. 2019. V. 10. P. 124.
16. Rautenberg A., Schön M., zum Berge K., Mauz M., Manz P., Platis A., van Kesteren B., Suomi I., Kral S.T., Bange J. The Multi-Purpose Airborne Sensor Carrier MASC-3 for Wind and Turbulence Measurements in the Atmospheric Boundary Layer // Sensors. 2019. V. 19. P. 2292.
17. Shelekhov A.P., Afanasiev F.L., Kobzev A.A., Shelekhova E.A. Opportunities to monitor the urban atmospheric turbulence using unmanned aerial system // Proc. SPIE 11535, Remote Sensing Technologies and Applications in Urban Environments V, 1153506 (20 September 2020); <https://doi.org/10.1117/12.2573486>

18. *Shelekhov A.P., Afanasiev F.L., Kobzev A.A., Chupina O.S., Tel'minov A.E., Shelekhova E.A.* Spectra of turbulent fluctuations of Euler angles of unmanned aerial vehicles in the altitude holding mode // Proc. SPIE XXVI International Symposium Atmospheric and Ocean Optics. Atmospheric Physics AOO202 – 115605H <https://doi.org/10.1117/12.2576773>
19. *Shelekhov A., Afanasiev A., Kobzev A., Shelekhova E., Tel'minov A., Molchunov A., Poplevina O.* Low-Altitude Atmospheric Turbulence Sounding on the Basis of Unmanned Aerial Vehicle // Preprints 2020, 2020090595 <https://doi.org/10.20944/preprints202009.0595.v1>
20. *Monin A.S., Yaglom A.M.* Statistical Hydromechanics. Part 2. Turbulent Mechanics. Moscow: Nauka, 1967.
21. *Kaimal J.C., Finnigan J. J.* Atmospheric Boundary Layer Flows. Their Structure and Measurement. New York, Oxford: Oxford University Press, 1994.
22. *Azbukin A.A., Bogushevich A.Ya., Korolkov V.A., Tikhomirov A.A., Shelevoi V.D.* A field version of the AMK-03 automated ultrasonic meteorological complex // Russian Meteorology and Hydrology. 2009. V. 34. № 2. P. 133–136.
23. *Azbukin A.A., Bogushevich A.Ya., Kobzev A.A. et al.* AMK-03 Automatic weather stations, their modifications and applications // Sensors and systems. 2012. V. 3. № 154. P. 47–52.

Use of Small-Size UAVs for Turbulence Measurements in the Atmosphere

**A. P. Shelekhov^{1, *}, A. L. Afanasiev², E. A. Shelekhova¹, A. A. Kobzev¹,
A. E. Tel'minov¹, A. N. Molchunov¹, and O. N. Poplevina¹**

¹*Institute of Monitoring of Climatic and Ecological Systems SB RAS, Academicshy ave., 10/3, Tomsk, 634055 Russia*

²*Zuev Institute of Atmospheric Optics Organization SB RAS, Academician Zuev square, 1, Tomsk, 634055 Russia*

**e-mail: ash1404@mail.ru*

The paper demonstrates the possibility of using telemetry of small-size unmanned aerial vehicles (UAVs) to monitor the state of atmospheric turbulence. The turbulence spectrum was determined from the data on the roll, pitch, and yaw angles of the DJI Mavic Mini quadcopter and then compared with measurements of AMK-03 autonomous sonic weather station. The measurements were carried out at the Basic Experimental Observatory (BEK) of the V.E. Zuev Institute of Atmospheric Optics SB RAS (Tomsk, Russia), whose territory has nearly smooth and uniform surface, on July 24 and August 12 of 2020. It has been found that the turbulence spectra obtained with AMK-03 and DJI Mavic Mini are generally identical with minor discrepancies in the high-frequency spectral range from $f \sim 1$ Hz. For the data obtained in July, the turbulence spectra in the inertial range obey the “5/3” law, and the relation of measured turbulence spectra of the longitudinal and transverse velocity components corresponds to the Kolmogorov—Obukhov isotropic turbulence. As to the data obtained in August, slight deviation from the “5/3” law was observed in both AMK-03 and DJI Mavic Mini measurements. The longitudinal and transverse turbulence scales were estimated by the least-square fit method with the von Karman model as a regression curve. The turbulence scales calculated from the July and August data of AMK-03 and DJI Mavic Mini coincide, and the condition describing the relation between the longitudinal and transverse scales in the isotropic atmosphere keeps true to a good accuracy.

Keywords: unmanned aerial vehicle, low-altitude sounding, atmospheric turbulence, spectrum, turbulence scales