

УДК 551.510.411; 551.513.22; 551.551.21

О СТРУКТУРЕ ТЕМПЕРАТУРНЫХ ПУЛЬСАЦИЙ ВБЛИЗИ ПОВЕРХНОСТИ В КОНВЕКТИВНЫХ УСЛОВИЯХ

© 2024 г. Е. А. Малиновская*, О. Г. Чхетиани, Г. В. Азизян

Представлено академиком РАН Г.С. Голицыным 23.12.2023 г.

Поступило 23.12.2023 г.

После доработки 29.01.2024 г.

Принята к публикации 05.02.2024 г.

Проведены измерения температурных пульсаций в условиях летней жаркой погоды в приповерхностном слое воздуха на опустыненной территории с использованием проволочных датчиков, распределённых пространственно и по высоте с частотой регистрации 1000 Гц. Для степенных спектров для частот, расположенных ниже области инерционного интервала “ $-5/3$ ”, отмечаются наклоны со значениями от “ -1 ” до “ -1.35 ” (масштабы: 0.2–2 м). На частотах выше инерционного интервала (масштабы: 0.01–0.1 м) наклоны варьируются от “ -4.2 ” до “ -5.8 ”. В отдельных эпизодах на частотах меньше 0.1–0.3 Гц наблюдаются наклоны от “ -0.2 ” до “ -0.85 ”. Исходя из уравнений движения в приближении Буссинеска, получены оценки для наблюдаемых наклонов спектров: “ -1 ”, “ $-4/3$ ”, “ $-7/3$ ”, характерных для термически стратифицированной среды. С использованием качественного (визуального) метода при разных временах осреднения сигнала (1, 10, 200 с) выявлено возникновение термоконвективных структур “рэмпов” временной протяженностью в 0.3–1 с, которые составляют при более крупном осреднении рэмп длиной 1–10 с.

Ключевые слова: конвекция, температурные пульсации, спектры турбулентности, “рэмп” структуры

DOI: 10.31857/S2686739724050162

ВВЕДЕНИЕ

Конвекция над нагретой поверхностью возникает в результате подъёма более тёплых объёмов воздуха (plum) [1]. Плотность распределения конвективных элементов связывается с пульсациями температуры [2] и концентрации пылевого аэрозоля. С высотой усиливаются пульсации вертикальной компоненты скорости [3], отмечается возрастание коррелированности пульсаций скорости и температуры воздушного потока [4]. В данных измерений, как температуры, так и скорости, обнаруживаются треугольные пилообразные всплески, называемые “рэмпам” [5], которые визуально заметно отделены друг от друга [6]. Размеры и распределение рэмпов для температурных пульсаций позволяют судить о структурах в конвективном тепловом потоке [7]. Постоянно возникающие конвективные образования вихревой природы обеспечивают основной перенос тепла и вынос субмикронного

аэрозоля в условиях сильного нагрева поверхности на опустыненных участках.

Исследование статистических свойств пульсационных составляющих позволяет судить о роли различных динамических механизмов формирования структур. Одними из основных характеристик здесь являются спектры распределений пульсаций скорости и температуры по частотам (масштабам). Область масштабов, в которой наблюдаются классические “ $-5/3$ ”, является ограниченной [8]. Так, степени наклонов спектров заметно отличаются для логарифмического, динамико-конвективного подслоёв и подслоя свободной конвекции [8] в атмосферном пограничном слое (АПС) на высотах до 50 м и демонстрируют наклоны “ -1 ” и “ $-5/3$ ”.

По данным наблюдений SABLES98 в нижней атмосфере над плоским однородным рельефом для условий устойчивой и неустойчивой стратификации [9] наблюдались спектры, где участку “ $-5/3$ ”, предшествовали как меньшие, так и большие степенные наклоны. Спектр “ $-2/3$ ” наблюдался в естественных конвективных условиях на территории лишенной растительности при

Институт физики атмосферы им. А.М. Обухова Российской Академии наук, Москва, Россия
*E-mail: elen_am@inbox.ru

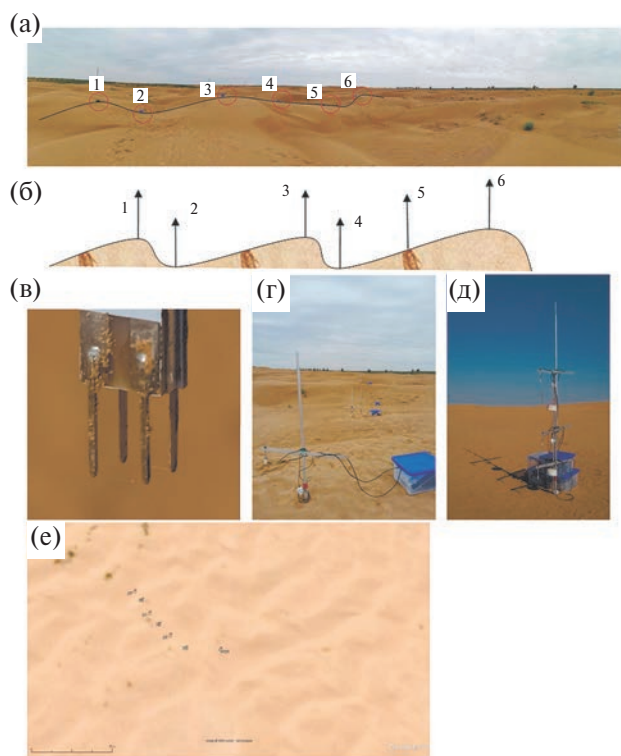


Рис. 1. Схема расстановки 2-метровых мачт и установка датчиков пульсационного измерительного беспроводного комплекса (панорама, вдоль линии, вблизи, на спутниковом снимке) и иллюстрация реализации второго эксперимента с датчиками на разной высоте.

измерениях на высотах от 1.5 м до 30 м [10]. Упомянуты различные спектры, построенные для данных полевых измерений [11].

Теоретические оценки степенных спектров показывают, что при разных условиях возможны наклоны $-5/3$, -1 , $-(2-5)$ ([12]) и -1 , $-4/3$ ([13]), -5 [14].

Отметим, что известные измерения естественной конвекции в большинстве случаев проводились на высотах, выше 1.5 м над поверхностью над различными территориями в условиях нежаркой погоды (весна — начало лета) (например, [8–10]).

В настоящей работе представлены исследования статистических свойств пульсационных составляющих температуры в конвективных условиях измеренных на высотах 20 и 80 см в летнее время с поверхностью нагретой до $30-50^{\circ}\text{C}$ на опустыненных песчаных территориях при отсутствии растительности.

Во втором разделе описывается территория и методика измерений, влияющие на получаемые

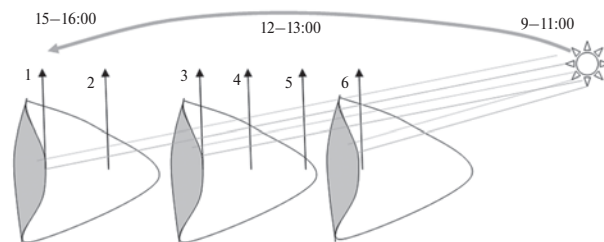


Рис. 2. Изменение угла падения лучей солнца на поверхность (схема движения солнца).

результаты факторы, такие как зависимости от времени дня и мест расположения измерительных датчиков. В третьем разделе проведено сравнение спектров температурных пульсаций для различных условий — ясное небо, облачность, высоты и положения на дюне (тень, вершина). В четвёртом разделе приведены оценки, объясняющие наблюдаемые наклоны для спектров пульсаций вблизи нагретой поверхности. В пятом разделе проводится качественный визуальный анализ возникновения самоподобных конвективных структур.

В комплексных экспедиционных исследованиях ИФА им. А.М. Обухова РАН, проводимых на территории Черноземельского района республики Калмыкия в 2022 г. помимо измерений потоков аэрозоля и метеовеличин [2] определялись пульсации температуры и скорости. Для этого региона (Прикаспийская низменность) характерны полупустынные ландшафты с обширными участками песков со сформированным устойчивым дюнным рельефом. Использовался разработанный пульсационный беспроводной измерительный комплекс с 6 термометрами переменного тока и 6 термоанемометрами постоянной температуры, работающих на основе проволоочных датчиков, изготовленных из позолоченной вольфрамовой проволоки толщиной 10 мкм. Частота регистрации данных пульсационных датчиков соответствует 1000 Гц. Исследования проводились в естественных условиях, поэтому при выборе данных для анализа учитывалось влияние облачности и орография поверхности: возникновение турбулентных структур при обтекании и затенения участков при изменении угла падения солнечных лучей (неоднородности распределения температуры). Поверхность нагревается в утренние часы до $25-26^{\circ}\text{C}$ с градиентом температур поверхности до 9°C , к вечеру достигает 66°C , а градиент температур 30°C [15, Fig. 3].

В 2022 году дюны на участке измерений располагались таким образом, что один их склон

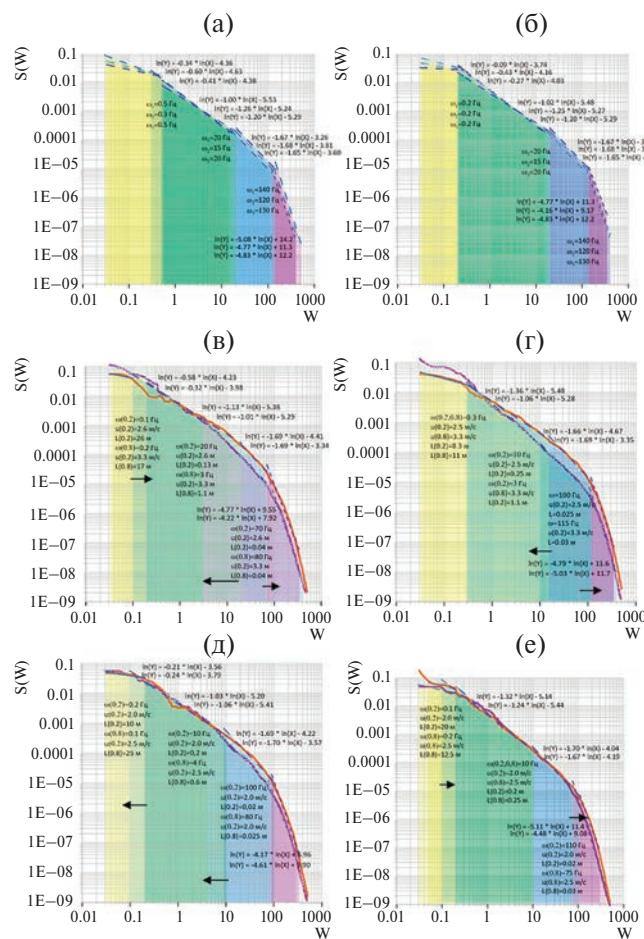


Рис. 3. Спектры температурных пульсаций: (а) 22.07 в 12:00 точки 1–3; (б) 22.07 в 13:00 точки 1–3, (в) 28.07 в 12:00 на высотах 20 и 80 см, (г) 29.07 в 13:00 на высотах 20 и 80 см, (д) 28.07 в 10:00 на высотах 20 и 80 см, (е) 29.07 в 11:00 на высотах 20 и 80 см (ω – частота, $u(20)$).

находился в тени, другой нагревался солнцем, теневые области возникали в интервалах времени с 8:00 до 11:00 и с 15:00 до 18:00 (рис. 2). Разность температур на солнечном и теневом склонах с 9:00 до 11:30 на высоте 20 см достигает 6 градусов. Максимальные температуры воздуха в измерительной компании 2022 г. были близки к 39°C.

Для трёх дней наблюдений (22.07, 28.07 и 29.07) по данным динамики потока падающей радиации выявлено, что 22.07 и 29.07 в целом отсутствует облачность. 28.07 особые моменты времени с падением солнечной радиации с 10:00 до 10:30 и с 11:30 до 12:00.

Эти различные состояния учитываются в представленных исследованиях.

Спектры строились по 20-минутным интервалам для пульсационных составляющих температуры, определяемых после вычета подобранного для данной задачи 2-минутного среднего. При подборе рассматривались осреднения с увеличением интервала частот от 0.02 до 1 Гц при смещении в сторону высоких значений.

При анализе спектров исходим из того, что формирующие их случайные термовихревые структуры генерируются разогретой поверхностью и их (наблюдаемые) размеры зависят:

- от места расположения на дюне (тень, вершина);
- высоты расположения датчика относительно поверхности;
- испытывают влияние облачности.

Для трёх точек при распределенном измерении на распределенных мачтах в моменты времени 12 и 17:00 отмечаем похожую структуру спектров (рис. 3 а, б) для разных точек. Расхождения в большей степени становятся заметными при возникновении разности температур, как это показано для 17:00 (рис. 3 б).

Спектры температурных пульсаций на разных высотах 20 и 80 см имеют близкую структуру (рис. 3 в–е). Расхождения появляются после интервала с прохождением облачности 28.07 в 12:00 (рис. 3 в) и в солнечный день 29.07 в 11:00 (рис. 3 е), когда отмечаются существенные вариации температур.

Выделяются 3 спектральных диапазона с пeрегибами в диапазоне частот ω : 0.1–1, 10–200 Гц. Это соответствует временам 0.1–10 с и 0.005–0.01 с (рис. 3). Степени наклона в первых двух диапазонах “–1” и “–5/3” соответственно. Степень наклона в третьем диапазоне варьируется от –2.5 (–7/3) до –5.5 (–17/3). В отдельных эпизодах на частотах меньше 0.1–0.3 Гц наблюдаются наклоны от “–0.2” до “–0.85”.

Степени наклона, близкие к “–5/3” меняются в течение дня незначительно (рис. 4 б). Для степеней, близких к “–1” (рис. 4 а) отмечаем значительное расхождение значений (на 20%) для дня с облачностью после обеда на высоте 20 см степень соответствует “–1”, а на высоте 80 см – “–4/3” (~–1.3). Для ясного дня значения на высотах 20 и 80 см отличаются на 3–10%. Наибольшее отличие около 12:00, степени наиболее близки к “–1”. В другое время степени варьируются от –1.1 до –1.2.

С использованием данных акустического термометра, расположенного на высоте 2 м,

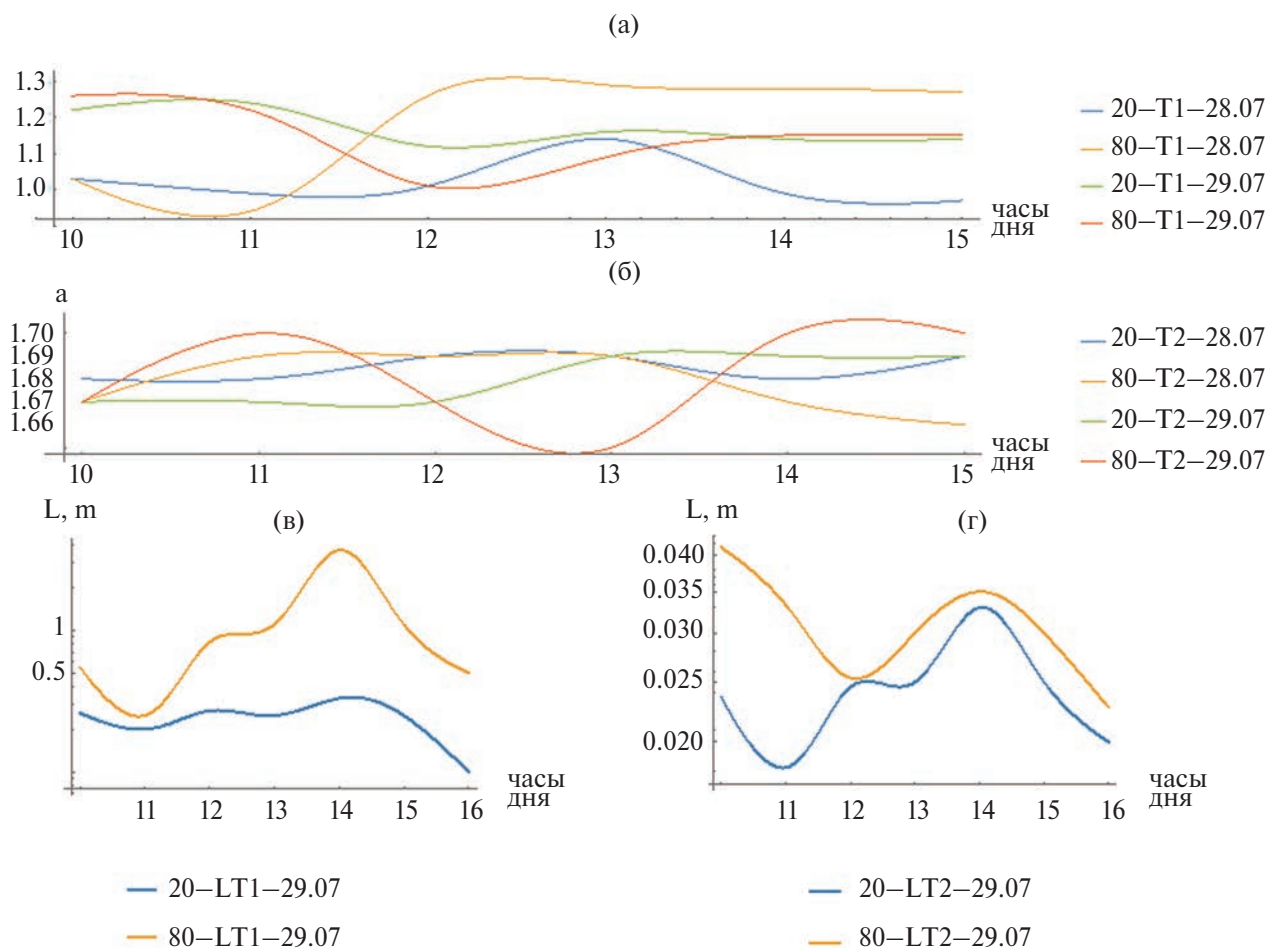


Рис. 4. Динамика изменения масштабов структур (а – первая точка перегиба, б – вторая точка перегиба) в ясный день 29.07.2022 и частот 28.07.2022 и 29.07.2022 в точках перегиба, изменение коэффициентов наклона в течение дня 28.07 и 29.07 (квадратные области – моменты времени с облачностью 28.07).

определена динамическая скорость для каждого момента времени. Оценены скорости ветра на высотах 20 и 80 см в приближении логарифмического профиля. Оценки масштабов, переносимых ветром турбулентных структур, оцениваются исходя из гипотезы о вмерзшей турбулентности. Ход со временем характерных масштабов для высот 20 и 80 см для данных скорости приведен на рис. 4 в, г. Для спектров температуры в окрестности первого перегиба масштабы варьируется от 0.2 до 2 м в течение дня на частотах от 1 до 20 Гц (0.05–1 с). Максимальные частоты здесь появляются с 11 до 13:00. Для окрестности второго перегиба спектров – частоты 50–150 Гц (0.007–0.02 с), что соответствует масштабам 0.01–0.1 м.

Динамика изменения размеров структур в течение дня приведена для безоблачного дня 29.07 со слабым ветром для двух окрестностей перегибов спектра. Максимальные значения скорости ветра отмечались в 14:00, в момент

возникновения наибольших характерных масштабов и наибольшего разброса масштабов для перегиба около степени “–1”, что связано с усилением действия ветра. В остальное время скорость ветра варьировалась в пределах 20%. В 11:00 – особый момент времени, связанный с длительным неоднородным прогревом поверхности (тени от дюн) масштабы существенно различаются для перегиба у наклона со степенью “–5/3”, что может быть связано с возникновением теплового ветра у поверхности.

В окрестности первого перегиба (рис. 4 в) наибольшее различие наблюдается в 14:00, что, вероятно, связано с рассеянием тепловых структур, поднимающихся от хорошо нагретой поверхности. Различие в масштабах для окрестности второго перегиба (рис. 4 г) в 11:00 возможно связано с усилением горизонтального течения у поверхности за счёт неоднородности её прогрева.

Считаем, что относительно малое изменение масштаба структуры с высотой может быть связано с ветровым переносом, а значительное различие с тепловым рассеянием или наличием горизонтальных тепловых потоков.

Отметим полученные по результатам обработки экспериментальных полевых данных спектры температурных пульсаций: “–5/3” в инерционной области, близкие к “–1”–“–1.3” и к “–0.2”–“–0.8” на низких частотах и в области диссипативного интервала – близкие “–4.2”–“–5.8”. В следующем разделе приведён анализ возникновения возможных степеней наклона спектров.

Для исследования потоков над нагретой поверхностью используются уравнения движения в приближении Буссинеска. Разогретый более тёплый объём воздуха поднимается и описывается уравнениями:

$$\frac{\partial v_i}{\partial t} + v_j \frac{\partial v_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial z} + \nu \frac{\partial^2 v_i}{\partial x_i^2} - g\beta\theta e_3, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + v_i \frac{\partial \theta}{\partial x_i} = \chi \frac{\partial^2 \theta}{\partial x_i^2}, \quad (2)$$

где θ – изменение температуры, χ – коэффициент теплопроводности, β – коэффициент расширения, v_i – компоненты скорости воздушно-го потока, p, ρ_0 – плотность и давление.

С учётом приповерхностного градиента температуры получим для осреднённых пульсационных составляющих следующие соотношения:

$$\frac{\langle \theta^2 \rangle}{\tau} \sim \varepsilon_\theta + \langle v_z \theta \rangle \left| \frac{dT}{dz} \right|, \quad \frac{dT}{dz} < 0, \quad (3)$$

$$\frac{\langle v_z \theta \rangle}{\tau} \sim \varepsilon_{v_z \theta} + \langle v_z^2 \rangle \left| \frac{dT}{dz} \right| + \beta g \langle \theta^2 \rangle, \quad (4)$$

$$\frac{\langle v_z^2 \rangle}{\tau} \sim \varepsilon_z + \beta g \langle v_z \theta \rangle. \quad (5)$$

В уравнениях для $\langle v_z \theta \rangle$ и $\langle v_z^2 \rangle$ на крупных масштабах можно пренебречь диссипацией. Основным источником для $\langle v_z \theta \rangle$ является градиент температуры, так что здесь можно опустить $\beta g \langle \theta^2 \rangle$. В то же время для пульсаций температуры основным фактором является скорость выравнивания тепловых неоднородностей, характеризующая ε_θ .

Тогда

$$\frac{\langle \theta^2 \rangle}{\tau} \sim \varepsilon_\theta, \quad \frac{\langle v_z \theta \rangle}{\tau} \sim \langle v_z^2 \rangle \left| \frac{dT}{dz} \right|, \quad \frac{\langle v_z^2 \rangle}{\tau} \sim \beta g \langle v_z \theta \rangle. \quad (6)$$

Отсюда

$$\tau \sim \left(\beta g \left| \frac{dT}{dz} \right| \right)^{-1/2} = N^{-1}, \quad (7)$$

где $N^2 = \beta g \left| \frac{dT}{dz} \right|$ – квадрат частоты Бранта-Вайселя, не зависящий в данном случае от масштаба. Это характерный временной масштаб экспоненциального роста (или колебаний) тепловых неоднородностей при наличии градиента температуры

Соответственно, $\langle \theta^2 \rangle \sim \frac{\varepsilon_\theta}{N}$, и для спектра $\langle \theta^2 \rangle = \int F_k dk$ получим

$$F_k \sim \frac{\varepsilon_\theta}{N} k^{-1}. \quad (8)$$

Отметим, что здесь ситуация в определённом смысле схожа с турбулентностью потока с поперечным сдвигом $U = (Sz, 0, 0)$, где также получается такой спектр на крупных масштабах \ на низких частотах. В этой области как раз наблюдаются субмезомасштабные структуры в атмосферном пограничном слое [16], что отчётливо проявляется для спектров турбулентности [8]. Теоретически наклон “–1” был получен в работах [13] при наличии сдвига ветра и градиента температуры; при пренебрежении турбулентным перемешиванием (в [12] и в [8] в предположении независимости размеров турбулентных крупных вихрей от высоты). Спектр “–1” отмечается в термически стратифицированной среде для области низких частот, где менее активно перемешивание [17].

Для реализации режима такого спектра необходимо выполнение неравенства $\tau < \tau_{kolm}$, где τ_{kolm} характерное время в области инерционного интервала

$$\tau_{kolm} \sim \frac{l}{v_l} = \frac{l}{\varepsilon^{1/3} l^{1/3}} = \frac{l^{2/3}}{\varepsilon^{1/3}}. \quad (9)$$

Отсюда получим, что спектр –1 может наблюдаться на масштабах

$$l > \varepsilon^{1/2} \left(\beta g \left| \frac{dT}{dz} \right| \right)^{-3/4}. \quad (10)$$

При разогреве поверхности до 60–70 градусов и падении температуры на 20–30 градусов в первых 10 см, диссипации энергии порядка $0.05 \text{ м}^2/\text{с}^3$ $l > 5 - 7 \text{ см}$. То есть такой спектр в приповерхностном слое воздуха над хорошо нагретой поверхностью (в аридных условиях) определён-но может наблюдаться на масштабах от 10 см и более. На меньших масштабах должен быть спектр $-5/3$.

В другом предельном случае турбулентный поток тепла $\langle v_z \theta \rangle$ зависит только от диссипации энергии. Пульсации температуры зависят от скорости выравнивания тепловых неоднородностей $\frac{\langle \theta^2 \rangle}{\tau} \sim \epsilon_\theta$. Пульсации вертикальной составляющей турбулентной энергии $\langle v_z^2 \rangle$ зависят в свою очередь от величины теплового потока $\langle v_z \theta \rangle$. Тогда получаем следующие оценочные выражения:

$$\frac{\langle \theta^2 \rangle}{\tau} \sim \epsilon_\theta, \quad \frac{\langle v_z \theta \rangle}{\tau} \sim \epsilon_{v_z \theta}, \quad \frac{\langle v_z^2 \rangle}{\tau} \sim \beta g \langle v_z \theta \rangle. \quad (11)$$

Откуда $\langle v_z^2 \rangle \sim \beta g \epsilon_{v_z \theta} \tau^2$ и

$$\langle \theta^2 \rangle \sim \frac{\epsilon_\theta \langle v_z^2 \rangle^{\frac{1}{2}}}{(\beta g \epsilon_{v_z \theta})^{\frac{1}{2}}} \sim \frac{\epsilon_\theta \epsilon^{1/3} l^{1/3}}{(\beta g \epsilon_{v_z \theta})^{\frac{1}{2}}}. \quad (12)$$

Соответственно для спектра получаем оценку:

$$F_k \sim \frac{\epsilon_\theta \epsilon^{1/3}}{(\beta g \epsilon_{v_z \theta})^{\frac{1}{2}}} l^{-\frac{4}{3}}. \quad (13)$$

Отметим наблюдения спектра со степенью “–1.2” в вечернее время при ослаблении стратификации приземного слоя в пограничном слое атмосферы в [18].

В уравнениях для $\langle v_z \theta \rangle$ и $\langle v_z^2 \rangle$ на крупных масштабах учитываем диссипацию. Основным источником для пульсаций температуры градиент температур, а также тепловой поток $\langle v_z \theta \rangle$. Тогда получаем оценочные выражения в условиях диссипации и значительного градиента температур:

$$\frac{\langle \theta^2 \rangle}{\tau} \sim \langle v_z \theta \rangle \left| \frac{dT}{dz} \right|, \quad \frac{\langle v_z \theta \rangle}{\tau} \sim \epsilon_{v_z \theta}, \quad \frac{\langle v_z^2 \rangle}{\tau} \sim \epsilon_z. \quad (14)$$

Откуда

$$\langle \theta^2 \rangle \sim \epsilon_{v_z \theta} \frac{l^{4/3}}{\epsilon^{2/3}} \left| \frac{dT}{dz} \right|. \quad (15)$$

Для спектра получаем:

$$F_k \sim \frac{\epsilon_{v_z \theta}}{\epsilon^{2/3}} \left| \frac{dT}{dz} \right| l^{-\frac{7}{3}}. \quad (16)$$

Неоднородности естественной эоловой поверхности способствуют возникновению локальных конвективных и турбулентных структур малого масштаба. Эти наклонённые вертикальные структуры смещаются ветром. В результате в данных измерений отмечаются всплески с характерной структурой – “рэмпы”. Так как рамповые структуры являются самоподобными, их разные размеры L_r можно выявить для различных временных интервалов осреднения Δt_i и выбранного отрезка визуального представления L_i . Осреднение на больших интервалах приводит к их размытию. Если $\Delta t_i < L_r$, то осреднение проводится с исключением трендов его наклонов, $\Delta t_i \approx L_r$ теряется до половины величины амплитуды, при $\Delta t_i > L_r$ визуально видны структуры. При осреднении равном 1 с (рис. 5 а) отмечаются рэмпы длиной 300–1000 мс, которые при осреднении 10 с (рис. 5 б) объединяются до более крупных размером около 1 с. При переходе от 10-секундным к 200-секундным осреднениям также происходит укрупнение рамп с изменением размеров в 10 раз. На рисунке отмечается интересный эффект, когда нисходящие рэмп объединившись, дали более крупный восходящий, что говорит о неоднородности тепловых структур.

При таком визуальном рассмотрении можно увидеть влияние слияния и укрупнения структур на изменении статистических характеристик.

Исследование характеристик рамповых структур на малой высоте до 2 м в условиях конвективной неустойчивости в летнее время с нагретой до 30–50°C поверхностью в аридных условиях при отсутствии растительности проведено с использованием визуального и статистических методов.

На основе данных двух экспериментов при распределённом (разные температурные режимы) и разноразмерном размещении (развитие термоконвективной структуры с высотой) датчиков проведено сравнение функций спектральной плотности.

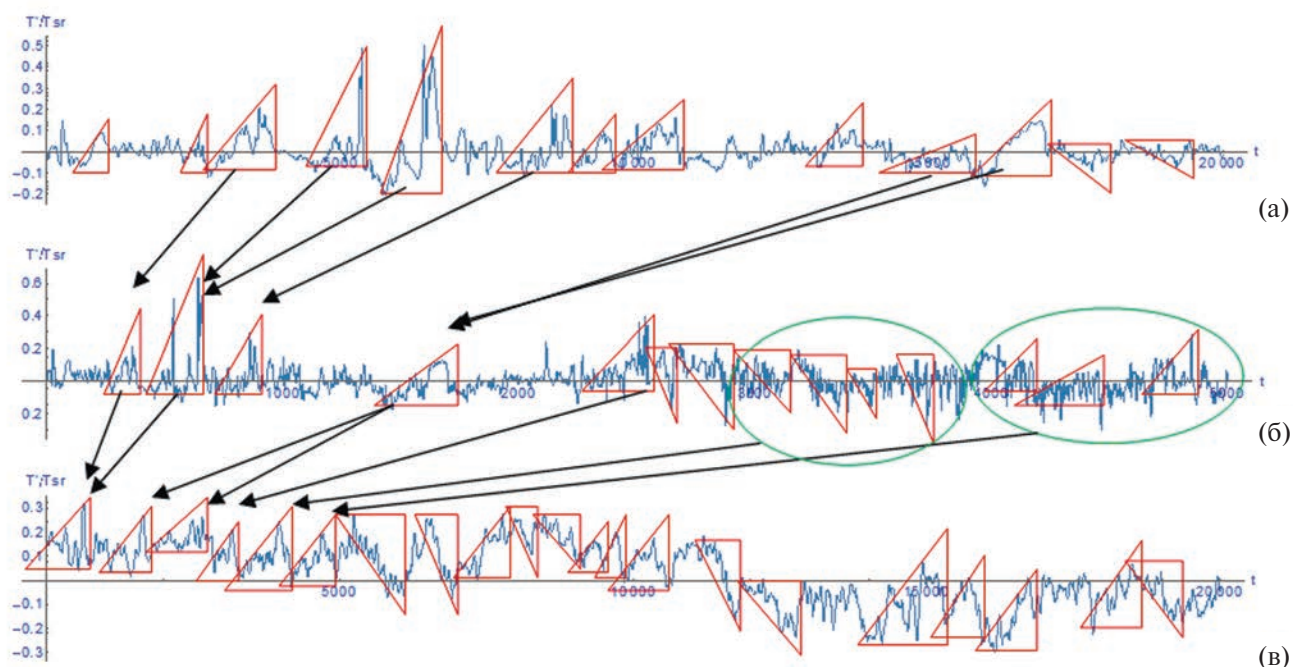


Рис. 5. Проявление самоподобия структур при изменении масштабов визуализации и осреднения. (а) представление на интервале 20 сек. с осреднением 1 сек., выделенные структуры имеют длину от 300 до 1000 мс, (б) представление на интервале 50 с с коэффициентом $\times 10$, осреднение 10 с, — выделенные структуры имеют длину от 1 до 3 с, (в) и (д) представление на интервалах 50 и 200 с с осреднением 100 с, структуры длиной от 1 до 10 с.

Анализ спектров температурных пульсаций показал влияние на их структуру:

- места расположения на дюне (тень, вершина);
- облачности;
- скорости ветра;
- температурного режима.

На графиках (рис. 3) выделены четыре линейные участка со степенями “ <-1 ”, “ -1 ” (“ -1.3 ”), “ $-5/3$ ” и “ -4 ” — “ -6 ”. Интервалы частот в окрестности перегиба соответствуют 0.1–0.5, 1–20 и 100–130 Гц.

Рассчитаны характерные масштабы структур, исходя из теории вмерзнутой турбулентности, варьирующиеся от 0.2 до 2 м и от 0.02 до 0.1 м для верхней и нижней окрестностей перегибов около инерционного интервала “ $-5/3$ ”.

Степени в окрестности первого перегиба близки к “ -1 ” для размеров структур порядка метра характерны для жаркого времени дня после прогрева поверхности в условиях световой тени. Степени от “ -1.1 ” до “ -1.3 ” характерны для менее прогретого воздуха в условиях облачности для малых масштабов от 0.1 до 0.6 м.

Степень “ -1 ” связывается с наличием тепловых неоднородностей и значительного температурного градиента. “ $-4/3$ ” обусловлено условием сохранения тепловых неоднородностей, порождающих турбулентные пульсации.

Стоит отметить единство динамических процессов, формирующих наблюдаемую структуру спектров пульсационных характеристик турбулентности на самых разных масштабах — от тропосферы [12, 19], атмосферный пограничный слой [20, 8] и непосредственно в приповерхностном конвективном слое.

Визуальный анализ относительных изменений пульсационных составляющих температуры выявляет наличие треугольных несимметричных структур (“рампов”). Их размер зависит от интервала осреднения, меняется от 300 мс до 10 с, при сопоставлении выявляются случаи самоподобия структур.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарят Л.О. Максименкова, Е.А. Шишова, Б.А. Харцхаева (Комсомольский, Калмыкия) за помощь в организации и проведении натурных измерений. Выражаем

признательность Г.С. Голицыну и Е.Б. Гледзеру за внимание к работе и конструктивные замечания.

ИСТОЧНИК ФИНАНСИРОВАНИЯ

Исследования выполнены при поддержке Российского научного фонда (проект 20-17-00214).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Krishnamurti R., Howard L. N.* Large-scale flow generation in turbulent convection // *Proceedings of the National Academy of Sciences*. 1981. V. 78(4). P. 1981–1985.
2. *Малиновская Е. А., Чхетиани О. Г., Голицын Г. С., Лебедев В. А.* О вертикальном распределении пылевого аэрозоля в условиях слабых и умеренных ветров // *Доклады РАН. Науки о Земле*. 2023. Т. 509. Вып. 2. С. 250–258.
3. *Frisch A. S., Businger J. A.* A study of convective elements in the atmospheric surface layer // *Boundary-Layer Meteorology*. 1973. V. 3(3). P. 301–328.
4. *Koprov B. M. et al.* Statistics of air temperature spatial variability in the atmospheric surface layer // *Boundary-layer meteorology*. 1998. V. 88(3). P. 399–423.
5. *Taylor R. J.* Thermal structures in the lowest layers of the atmosphere // *Australian Journal of Physics*. 1958. V. 11(2). P. 168–176.
6. *Chen W. et al.* Coherent eddies and temperature structure functions for three contrasting surfaces. Part I: Ramp model with finite microfront time // *Boundary-Layer Meteorology*. 1997. V. 84. P. 99–124.
7. *Phong-Anant D., Chambers A. J., Antonia R. A. I.* Vertical and horizontal spatial coherence of temperature fluctuations in the atmospheric surface layer / *Australasian Conference on Hydraulics and Fluid Mechanics*. Barton, ACT, 1980. V. 7. P. 432–434.
8. *Кадеп Б. А.* Трехслойная структура неустойчиво стратифицированного приземного слоя атмосферы // *Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана*. 1988. Т. 28. № 12. С. 1235–1250.
9. *Vindel J. M., Yagüe C.* Intermittency of turbulence in the atmospheric boundary layer: Scaling exponents and stratification influence // *Boundary-layer meteorology*. 2011. V. 140. P. 73–85.
10. *McNaughton K. G., Clement R. J., Moncrieff J. B.* Scaling properties of velocity and temperature spectra above the surface friction layer in a convective atmospheric boundary layer // *Nonlinear Processes in Geophysics*. 2007. V. 14(3). P. 257–271.
11. *Горчаков Г. И., Чхетиани О. Г., Карпов А. В., Гуштин Р. А., Даценко О. И.* Турбулентные потоки аэрозоля и тепла на опустыненной территории при всплесковой эмиссии пылевого аэрозоля // *Доклады РАН. Науки о Земле*. 2024. (в печати).
12. *Martens C. P.* Spectrum of turbulence with temperature gradient (in the atmosphere) // *Journal of Physics A*. 1976. V. 9–10. P. 1751–1770.
13. *Гусина Ф. А.* Расчет основных спектральных характеристик турбулентности в термически стратифицированной атмосфере // *Труды Ленинградского гидрометеорологического института*. 1968. Вып. 34. С. 49–58.
14. *Сазонтов А. Г.* Соотношение подобия и спектры турбулентности в стратифицированной среде // *Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана*. 1979. Т. 15. № 8. С. 820–828.
15. *Chkhetiani O. G., Gledzer E. B., Artamonova M. S., Iordanskii M. A.* Dust resuspension under weak wind conditions: direct observations and model // *Atm. Chemistry and Physics*. 2012. V. 12. P. 5147–5162.
16. *Чхетиани О. Г., Вазаева Н. В.* Об алгебраических возмущениях в атмосферном пограничном слое // *Известия Российской академии наук. Физика атмосферы и океана*. 2019. Т. 55. № 5. С. 62–75.
17. *Dillon T. M., Caldwell D. R.* The Batchelor spectrum and dissipation in the upper ocean // *Journal of Geophysical Research: Oceans*. 1980. V. 85. С. 4. P. 1910–1916.
18. *Young G. S.* Convection in the atmospheric boundary layer // *Earth-Science Reviews*. 1988. V. 25(3). P. 179–198.
19. *Kao S. K.* Wavenumber-frequency spectra of temperature in the free atmosphere // *Journal of Atmospheric Sciences*. 1970. V. 27(7). P. 1000–1007.
20. *Гусина Ф. А.* О влиянии градиентов средней скорости и температуры на спектральные характеристики турбулентности // *Известия АН СССР. Физика атмосферы и океана*. 1966. Т. 2. № 8. С. 804–813.

ON THE STRUCTURE OF TEMPERATURE PULSATIONS NEAR THE SURFACE UNDER CONVECTIVE CONDITIONS

E. A. Malinovskaya[#], O. G. Chhetiani, V. G. Azizyan

Presented by Academician of the RAS G.S. Golitsyn December 23, 2023.

A.M. Obukhov Institute of Atmospheric Physics, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russian Federation

[#]*E-mail: elen_am@inbox.ru*

Measurements of temperature pulsations under conditions of summer hot weather in the near-surface air layer in a deserted area were carried out using wire sensors distributed spatially and in height with a recording frequency of 1000 Hz. For the power spectra, slopes with values from “–1” to “–1.35” (scale: 0.2–2 m) are noted for frequencies below the “–5/3” inertial interval region. At frequencies above the inertial interval (scales: 0.01–0.1 m), slopes range from “–4.2” to “–5.8”. In some episodes at frequencies less than 0.1–0.3 Hz, slopes from “–0.2” to “–0.85” are observed. Based on the equations of motion in the Boussinesq approximation, we obtained estimates for the observed slopes of the spectra: “–1”, “–4/3”, and “–7/3”, characteristic of a thermally stratified medium. Using a qualitative (visual) method at different signal averaging times (1, 10, 200 s), the occurrence of thermoconvective structures of “ramps” with a temporal length of 0.3–1 s was revealed, which constitute ramps with a length of 1–10 s at larger averaging.

Keywords: convection, temperature pulsations, turbulence spectra, ramp structures