

АППАРАТУРА И МЕТОДЫ ОПТИЧЕСКОЙ ДИАГНОСТИКИ ОКРУЖАЮЩЕЙ СРЕДЫ

УДК 551.511.6:621.371

Лидарные измерения параметров ветровой турбулентности в пограничном слое атмосферы

И.Н. Смалихо, В.А. Банах, А.В. Фалиц*

*Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН
634055, г. Томск, пл. Академика Зуева, 1*

Поступила в редакцию 29.12.2016 г.

Экспериментально исследована возможность определения параметров ветровой турбулентности: кинетической энергии турбулентности, ее скорости диссипации и внешнего масштаба турбулентности — из данных, измеряемых когерентным доплеровским лидаром Stream Line с использованием конического сканирования зондирующим пучком при различных состояниях пограничного слоя атмосферы. Установлено, что в слое интенсивного перемешивания структура турбулентности хорошо описывается моделью Кармана и оценки параметров турбулентности могут быть получены из лидарных данных с достаточно высокой точностью. В ночное время при устойчивой температурной стратификации определение внешнего масштаба турбулентности с использованием модели Кармана не представляется возможным.

Ключевые слова: когерентный доплеровский лидар, коническое сканирование, ветровая турбулентность; coherent Doppler lidar, conical scanning, wind turbulence.

Введение

Импульсные когерентные доплеровские лидары (ИКДЛ) применяются в различных областях научных исследований, в частности при изучении динамических процессов в атмосфере, вихревых следов самолетов и шлейфов ветровых турбин [1]. Успешно используются ИКДЛ для получения достоверных оценок параметров ветровой турбулентности из исходных лидарных данных, измеряемых во всем пограничном слое атмосферы [1–6]. Для этого предложены различные геометрии измерений — при фиксированном направлении распространения зондирующего пучка, при сканировании пучком в вертикальной плоскости и коническом сканировании — и разработан ряд методов оценивания, в том числе с учетом усреднения радиальной скорости по зондируемому объему и инструментальной погрешности измерения. Здесь под радиальной скоростью V_r понимается проекция вектора ветра $\mathbf{V} = \{V_z, V_x, V_y\}$ (V_z — вертикальная, V_x и V_y — горизонтальные компоненты) на ось зондирующего пучка в точке $\mathbf{r} = \{z, x, y\} = R\mathbf{S}$, где R — расстояние от лидара, $\mathbf{S} = \{\sin\varphi, \cos\varphi\cos\theta, \cos\varphi\sin\theta\}$, φ — угол места и θ — азимутальный угол.

В работах [2–6] показано, что использование конического сканирования зондирующим пучком (когда во время измерения угол места φ фиксирован, а азимутальный угол $\theta = \omega_s t$ изменяется со временем t с постоянной угловой скоростью ω_s)

позволяет, кроме скорости и направления ветра, восстанавливать из исходных данных измерений ИКДЛ высотные профили таких параметров ветровой турбулентности, как скорость диссипации кинетической энергии турбулентности ϵ , дисперсия радиальной скорости $\sigma_r^2 = \langle V_r^2 \rangle - \langle V_r \rangle^2$ (здесь и далее угловые скобки означают усреднение по ансамблю реализаций) и интегральный (внешний) масштаб турбулентности $L_V = \int_0^\infty dr B_{||}(r) / \sigma_r^2$, где $B_{||}(r)$ — про-

дольная корреляционная функция скорости ветра. Оценки параметров турбулентности получают путем подгонки азимутальной (поперечной) структурной функции радиальной скорости к соответствующей измеренной функции в предположении, что турбулентность изотропна и ее пространственная структура описывается моделью Кармана [2–6].

В [7] предложен метод, заключающийся в измерении распространения пучка в шести различных направлениях и получении из данных измерений трех дисперсий $\sigma_\alpha^2 = \langle V_\alpha^2 \rangle - \langle V_\alpha \rangle^2$ компонент вектора поля ветра и трех смешанных моментов $\langle V_\alpha V_\beta \rangle - \langle V_\alpha \rangle \langle V_\beta \rangle$ ($\alpha, \beta = z, x, y; \alpha \neq \beta$). Данный подход позволяет изучать анизотропию турбулентности и получать оценки кинетической энергии турбулентности, определяемой как $E = (\sigma_z^2 + \sigma_x^2 + \sigma_y^2) / 2$. Однако при такой геометрии измерения является проблематичным получение оценок ϵ и L_V с приемлемой точностью, особенно при сильной неоднородности турбулентности по вертикали.

Авторы статьи [6] предложили оценивать скорость диссипации ϵ по азимутальной структурной

* Игорь Николаевич Смалихо (smalikh@iao.ru); Виктор Арсентьевич Банах (banakh@iao.ru); Андрей Вячеславович Фалиц (falits@iao.ru).

функции, полученной из измерений ИКДЛ при коническом сканировании в пределах инерционного интервала, где турбулентность локально изотропна и ее структура описывается законом Колмогорова. Проведенное в [6] сравнение результатов долговременных измерений ИКДЛ Stream Line и акустическим анемометром показало эффективность предложенного способа.

В настоящей работе осуществлена пространственно-временная визуализация кинетической энергии $E(h, t)$, скорости диссипации $\varepsilon(h, t)$ и интегрального масштаба $L_V(h, t)$ ($h = R \sin \varphi$ – высота над уровнем лидара), полученных из данных круглосуточных измерений лидаром Stream Line при коническом сканировании. Из натурального эксперимента определены границы применимости метода, используемого для оценивания этих турбулентных параметров.

1. Базовые соотношения

Получим вначале соотношения, на основе которых будут разработаны стратегия измерения и процедура оценивания параметров ветровой турбулентности E , ε и L_V . Мгновенные значения компонент вектора скорости ветра являются случайными функциями координат и времени, т.е. $\mathbf{V} = \mathbf{V}(\mathbf{r}, t)$. Радиальную скорость в точке, перемещающейся по основанию конуса конического сканирования по мере изменения азимутального угла θ от 0 до 360° (или, в радианах, от 0 до 2π), можно представить в виде

$$V_r(\theta) = \mathbf{S}(\theta) \mathbf{V}(R \mathbf{S}(\theta), \theta / \omega_s), \quad (1)$$

где φ , R и ω_s – постоянные величины.

Предполагаем, что турбулентность стационарна (на временных масштабах не менее 1 ч) и однородна по горизонтали (в пределах основания конуса конического сканирования). Из-за анизотропии ветровой турбулентности дисперсия радиальной скорости является функцией азимутального угла: $\sigma_r^2 = \sigma_r^2(\theta)$. Для дисперсии радиальной скорости, усредненной по азимутальным углам

$$\bar{\sigma}_r^2 = (2\pi)^{-1} \int_0^{2\pi} d\theta \sigma_r^2(\theta), \quad (2)$$

из (1) и (2) после соответствующего усреднения по ансамблю реализаций и интегрирования по углу θ получаем формулу

$$\bar{\sigma}_r^2 = (\sin \varphi)^2 \sigma_z^2 + (1/2)(\cos \varphi)^2 (\sigma_x^2 + \sigma_y^2). \quad (3)$$

Из (3) при $\varphi = \varphi_E = \arctg(1/\sqrt{2}) \approx 35,26^\circ$ находим простую связь между кинетической энергией турбулентности E и дисперсией $\bar{\sigma}_r^2$:

$$E = (3/2) \bar{\sigma}_r^2. \quad (4)$$

Рассмотрим азимутальную структурную функцию радиальной скорости $D_r(\psi; \theta) = \langle [V_r'(\theta + \psi) - V_r'(\theta)]^2 \rangle$ ($\psi > 0$, $V_r' = V_r - \langle V_r \rangle$). Для этой функции при

$\psi \leq \pi/2$ (90°) и быстром перемещении точки по кругу радиусом $R' = R \cos \varphi$, когда выполняется условие $R' \omega_s \gg |\langle \mathbf{V} \rangle|$, переносом турбулентных неоднородностей средним потоком можно пренебречь. Из-за анизотропии турбулентности функция $D_r(\psi; \theta)$ в общем случае также зависит от угла θ . По аналогии с (2) введем усредненную структурную функцию

$$\bar{D}_r(\psi) = (2\pi - \psi)^{-1} \int_0^{2\pi - \psi} d\theta D_r(\psi; \theta). \quad (5)$$

При условии $\psi R' \ll L_V$, вследствие локальной изотропии турбулентности, $D_r(\psi; \theta)$ не зависит от θ и $\bar{D}_r(\psi) = D_r(\psi)$. Если дополнительно выполняется условие $R' > L_V$, то в соответствии с теорией Колмогорова $D_r(\psi)$ описывается формулой [8]:

$$D_r(\psi) = (4/3) C_K (\varepsilon \psi R')^{2/3}, \quad (6)$$

где $C_K \approx 2$ – постоянная Колмогорова.

Чтобы найти связь структурной функции $\bar{D}_r(\psi)$ с интегральным масштабом L_V , необходимо знать выражение для корреляционного тензора ветровой турбулентности $B_{\alpha\beta}(\mathbf{r}) = \langle V'_\alpha(\mathbf{r}_0 + \mathbf{r}) V'_\beta(\mathbf{r}_0) \rangle$ ($V' = V - \langle V \rangle$), которое можно получить лишь для изотропной турбулентности с использованием той или иной модели для $B_{\parallel}(r)$. По этой причине для нахождения такой связи мы вынуждены сделать предположение об изотропии турбулентности, в рамках которого $\bar{D}_r(\psi) = D_r(\psi)$. Обобщив формулу (19), приведенную в работе [4] для $\varphi = 0^\circ$, на случай произвольного угла места, мы получили следующее выражение:

$$D_r(\psi) = 4 \int_0^\infty d\kappa S_{\parallel}(\kappa) [1 - \mu_1 \cos(2\pi r' \kappa) + \mu_2 \pi r' \kappa \sin(2\pi r' \kappa)]. \quad (7)$$

Здесь

$$\mu_1 = (\cos \varphi)^2 \cos \psi + (\sin \varphi)^2,$$

$$\mu_2 = (\cos \varphi)^2 (1 + \cos \psi) / 2 + (\sin \varphi)^2;$$

$$r' = R' \sqrt{2(1 - \cos \psi)}; \quad S_{\parallel}(\kappa) = 2 \int_0^\infty dr B_{\parallel}(r) \cos(2\pi \kappa r)$$

– продольный пространственный спектр флуктуаций скорости ветра. Если выполняется условие $R' = R \cos \varphi \gg L_V$, то в (7) можно положить $\mu_1 = \mu_2 = 1$, $r' = y' = \psi R'$ (угол ψ в радианах), и тогда для любых углов $\psi \leq 180^\circ$ азимутальная структурная функция $D_r(\psi)$ будет совпадать с поперечной структурной функцией

$$D_{\perp}(y') = 4 \int_0^\infty d\kappa S_{\perp}(\kappa) [1 - \cos(2\pi y' \kappa)] \quad (8)$$

($S_{\perp}(\kappa) = [S_{\parallel}(\kappa) - \kappa dS_{\parallel}(\kappa)/d\kappa] / 2$ – поперечный спектр флуктуаций скорости ветра [9, 10]).

Для спектра $S_{\parallel}(\kappa)$ воспользуемся моделью Кармана [11]:

$$2\sigma_r^2 L_V [1 + (C_1 L_V \kappa)^2]^{-5/6}, \quad (9)$$

где $C_1 = 8,4134$. Для такой модели выполняется соотношение

$$\sigma_r^2 = C_2(\epsilon L_V)^{2/3}. \quad (10)$$

В (10) при $C_K = 2$ коэффициент $C_2 = 1,2717$ [4].

На рис. 1 представлены результаты расчетов нормированных структурных функций $D_r(\psi)/\sigma_r^2$ и $D_\perp(R'\psi)/\sigma_r^2$ при $\varphi = \varphi_E \approx 35,26^\circ$ и различных значениях отношения R'/L_V . Видно, что чем больше это отношение, тем меньше расхождение между функциями. Расчеты показывают практически полное совпадение структурных функций, описываемых формулами (7) и (8), для любых углов $\psi \leq 180^\circ$ при $R'/L_V \geq 4$, а также при $\psi \leq 9^\circ$ для любых $R'/L_V \geq 1/4$. Если же выполняется условие $R'/L_V \ll 1/\psi$, то с учетом (10) обе структурные функции $D_r(\psi)$ и $D_\perp(R'\psi)$ описываются формулой (6).

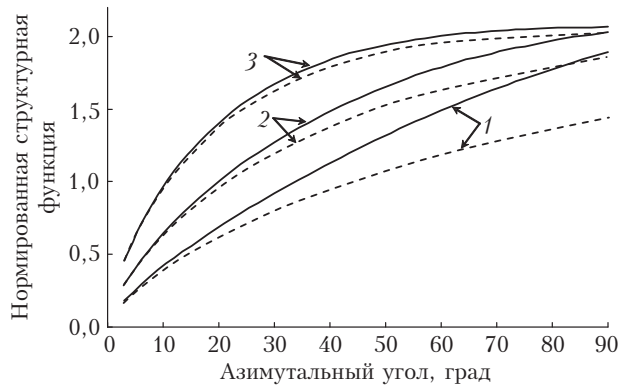


Рис. 1. Нормированные структурные функции $D_r(\psi)/\sigma_r^2$ (сплошные кривые) и $D_\perp(R'\psi)/\sigma_r^2$ (штриховые кривые), рассчитанные соответственно по формулам (7) и (8) с использованием модели (9) при $R'/L_V = 0,5$ (1), 1 (2) и 2 (3)

Введем параметр, характеризующий степень отклонения $D_\perp(R'\psi)$ от $D_r(\psi)$:

$$\gamma = \{L^{-1} \sum_{l=1}^L [D_r(l\Delta\theta) / D_\perp(R'l\Delta\theta) - 1]^2\}^{1/2}, \quad (11)$$

где $\Delta\theta = 3^\circ$ и $L = 30$. Воспользовавшись данными рис. 1, мы провели расчеты параметра γ по этой формуле и получили следующие результаты: $\gamma = 0,21$ при $R'/L_V = 0,5$; $\gamma = 0,08$ при $R'/L_V = 1$ и $\gamma = 0,02$ при $R'/L_V = 2$. Отметим, что если к функции $D_r(l\Delta\theta)$, полученной при $R'/L_V = 0,5$, подогнать функцию $D_\perp(R'l\Delta\theta)$ с произвольными значениями ϵ и L_V методом наименьших квадратов (см. [4, формулы (13)–(16)]), то можно добиться существенного уменьшения параметра γ (в 6 раз по сравнению с приведенным выше значением). Но при этом оценки L_V и σ_r^2 более чем в 2 раза превысят истинные значения этих параметров, хотя погрешность оценивания ϵ таким методом составляет около 15%. Поэтому для ситуаций, когда отношение $R'/L_V < 1$, более точный результат можно

получить, напрямую определив дисперсию σ_r^2 и скорость диссипации ϵ (определяется из азимутальной структурной функции радиальной скорости в пределах инерционного интервала турбулентности с использованием (6)), а затем рассчитав интегральный масштаб L_V в соответствии с формулой (10).

На основе приведенных в этом разделе соотношений нами были разработаны стратегия лидарных измерений и процедура обработки их исходных данных.

2. Стратегия измерения и оценивание параметров турбулентности

Для того чтобы из одних и тех же исходных данных лидарных измерений можно было получать информацию о кинетической энергии, ее скорости диссипации и интегральном масштабе турбулентности, предлагается во время эксперимента использовать коническое сканирование зондирующим пучком при угле места $\varphi = \varphi_E \approx 35,26^\circ$ (см. разд. 1). Во время измерения азимутальный угол изменяется от 0° с постоянной угловой скоростью $\omega_s = 2\pi/T_{\text{scan}}$, где T_{scan} — время одного полного сканирования. По достижении 360° сканирование осуществляется в обратном направлении. И так повторяется многократно.

Из регистрируемых приемной системой ИКДЛ сигналов после соответствующей предварительной их обработки [12] получаем массив оценок радиальной скорости $V_L(\theta_m, R_k, n)$, где $\theta_m = m\Delta\theta$ — азимутальный угол, $m = 0, 1, 2, \dots, M-1$; $\Delta\theta$ — разрешение по азимуту; $R_k = R_0 + k\Delta R$ — расстояние от лидара до центра зондируемого объема, $k = 0, 1, 2, \dots, K$; ΔR — шаг по дальности зондирования; $n = 1, 2, 3, \dots, N$ — номер полного конического сканирования. Минимальное расстояние R_0 зависит от длительности зондирующего импульса и в то же время должно удовлетворять указанному выше условию $R_0 \gg |\langle \mathbf{V} \rangle| / (\omega_s \cos \varphi_E)$. Максимальное расстояние R_K определяется лидарным отношением сигнал-шум, при котором вероятность «плохой» оценки радиальной скорости, случайным образом принимающей любые значения в выбранной полосе приемника (например, для лидара Stream Line $\pm 19,4$ м/с) вне зависимости от истинного значения скорости, практически равна нулю. Тогда лидарную оценку радиальной скорости можно представить в виде [1]:

$$V_L(\theta_m, R_k, n) = V_a(\theta_m, R_k, n) + V_e(\theta_m, R_k, n), \quad (12)$$

где $V_a(\theta_m)$ — радиальная скорость, усредненная по зондируемому объему с продольным размером Δz и поперечным размером $\Delta y_k = \Delta\theta R_k \cos \varphi_E$ ($\Delta\theta$ в радианах), $V_e(\theta_m)$ — случайная инструментальная погрешность оценивания радиальной скорости, обладающая следующими свойствами: $\langle V_e \rangle = \langle V_a V_e \rangle = 0$ и $\langle V_e(\theta_m) V_e(\theta_l) \rangle = \sigma_e^2 \delta_{m-l}$ (σ_e^2 — дисперсия случайной погрешности, δ_m — символ Кронекера). Для усло-

вий стационарной и однородной турбулентности оценка является несмещенной, т.е. $\langle V_L(\theta_m, R_k, n) \rangle = \langle V_r(\theta_m, R_k) \rangle$.

Для лидаров типа Stream Line, который мы используем в экспериментах, характерно формирование зондируемого объема относительно малых размеров, например $\Delta z \sim 30$ м [13]. При конечном сканировании с $\varphi = \varphi_E$ и $\Delta\theta = 3^\circ$ поперечный размер зондируемого объема линейно растет с 8,5 м при $R_k = 200$ м до 42,8 м при $R_k = 1$ км. Учет усреднения радиальной скорости по зондируемому объему важен не только при получении оценок скорости диссипации ε в пределах инерционного интервала турбулентности, но при оценивании параметров E и L_V , особенно когда L_V лишь в несколько раз превышает размер зондируемого объема. Даже при высоком отношении сигнал-шум и большом числе зондирующих импульсов, используемых для аккумуляции лидарных данных, когда дисперсия σ_e^2 предельно мала, необходим учет инструментальной погрешности оценивания радиальной скорости, если турбулентность очень слабая.

Для дисперсии и структурной функции лидарной оценки радиальной скорости, усредненных по всем азимутальным углам, с учетом (12) получаем формулы

$$\bar{\sigma}_L^2 = \bar{\sigma}_r^2 - \bar{\sigma}_t^2 + \sigma_e^2, \quad (13)$$

$$\bar{D}_L(\psi_l) = \bar{D}_a(\psi_l) + 2\sigma_e^2, \quad (14)$$

где

$$\bar{\sigma}_v^2 = M^{-1} \sum_{m=0}^{M-1} \sigma_v^2(\theta_m);$$

$$\bar{D}_v(\psi_l) = (M-l)^{-1} \sum_{m=0}^{M-1-l} D_v(\psi_l, \theta_m)$$

($v = L, r, t, a$); $\sigma_v^2(\theta_m) = \langle [V'_v(\theta_m)]^2 \rangle$; $V'_v = V_v - \langle V_r \rangle$; $\sigma_t^2(\theta_m) = \sigma_r^2(\theta_m) - \sigma_a^2(\theta_m)$ – турбулентное уширение доплеровского спектра [1];

$$D_v(\psi_l, \theta_m) = \langle [V'_v(\theta_m + \psi_l) - V'_v(\theta_m)]^2 \rangle;$$

$\psi_l = l\Delta\theta$ и $l = 1, 2, \dots, L$.

Задав высокое разрешение по азимутальному углу (большое число M) и $\varphi = \varphi_E$, из (13) и (14) с учетом (4) получаем выражение для кинетической энергии турбулентности в виде

$$E = (3/2)[\bar{\sigma}_L^2 - \bar{D}_L(\psi_l)/2 + G] \quad (15)$$

($G = \bar{\sigma}_t^2 + \bar{D}_a(\psi_l)/2$). При $L_V > \max\{\Delta z, \Delta y_k\}$ размеры зондируемого объема не превышают низкочастотную границу инерционного интервала, для которого турбулентность является локально изотропной, следовательно $G \sim \varepsilon^{2/3}$. Если дополнительно выполняется условие $l\Delta y_k < L_V < R_k \cos\varphi_E$, то для расчетов турбулентного уширения доплеровского спек-

тра $\bar{\sigma}_t^2 = \sigma_t^2$ и структурной функции $\bar{D}_a(\psi_l) = D_a(\psi_l)$ можно воспользоваться двумерным пространственным спектром Колмогорова–Обухова. Для этих условий, гауссова временного профиля зондирующего импульса и прямоугольного временного окна, используемого при получении доплеровских спектров, нами получены следующие формулы:

$$\sigma_t^2 = \varepsilon^{2/3} F(\Delta y_k), \quad (16)$$

$$D_a(\psi_l) = \varepsilon^{2/3} A(l\Delta y_k), \quad (17)$$

где

$$F(\Delta y_k) = \int_0^\infty d\kappa_1 \int_0^\infty d\kappa_2 \Phi(\kappa_1, \kappa_2) [1 - H_\parallel(\kappa_1) H_\perp(\kappa_2)]; \quad (18)$$

$$A(l\Delta y_k) = 2 \int_0^\infty d\kappa_1 \int_0^\infty d\kappa_2 \Phi(\kappa_1, \kappa_2) \times \\ \times H_\parallel(\kappa_1) H_\perp(\kappa_2) [1 - \cos(2\pi l \Delta y_k \kappa_2)]; \quad (19)$$

$$\Phi(\kappa_1, \kappa_2) = C_3 (\kappa_1^2 + \kappa_2^2)^{-4/3} [1 + (8/3) \kappa_2^2 / (\kappa_1^2 + \kappa_2^2)];$$

$$C_3 = 4C_2 / (6\pi C_1^{2/3}) = 0,0652;$$

$$H_\parallel(\kappa_1) = [\exp\{-(\pi \Delta p \kappa_1)^2\} \text{sinc}(\pi \Delta R \kappa_1)]^2$$

– продольная и $H_\perp(\kappa_2) = [\text{sinc}(\pi \Delta y_k \kappa_2)]^2$ – поперечная передаточные функции низкочастотного фильтра; $\Delta p = c\sigma_p/2$; c – скорость света; $2\sigma_p$ – длительность зондирующего импульса, определяемая по спадаанию мощности излучения до уровня e^{-1} справа и слева от точки максимума; $\text{sinc}(x) = \sin x/x$.

В (15) $\bar{\sigma}_L^2$ и $\bar{D}_L(\psi_l)$ напрямую определяются из экспериментальных данных. Чтобы учесть в (15) слагаемое $G = \varepsilon^{2/3}[F(\Delta y_k) + A(\Delta y_k)/2]$, необходимо иметь информацию о скорости диссипации ε . Согласно (14) разность $\bar{D}_L(\psi_l) - \bar{D}_a(\psi_l)$ равна разности $\bar{D}_a(\psi_l) - \bar{D}_a(\psi_l)$, последняя из которых, в рамках указанных выше условий и согласно (17), равна $\varepsilon^{2/3}[A(l\Delta y_k) - A(\Delta y_k)]$. Тогда скорость диссипации может быть определена как [6]:

$$\varepsilon = \left[\frac{\bar{D}_L(\psi_l) - \bar{D}_a(\psi_l)}{A(l\Delta y_k) - A(\Delta y_k)} \right]^{3/2}, \quad (20)$$

где число $l > 1$ должно быть таким, чтобы, с одной стороны, не было выхода за пределы инерционного интервала, а с другой – выполнялось условие

$$[\bar{D}_L(\psi_l) - \bar{D}_a(\psi_l)] \gg \bar{D}_L(\psi_l) \sqrt{2 / (MN)}, \quad (21)$$

обеспечивающее высокую точность оценивания скорости диссипации при достаточно больших числах M и N .

Воспользовавшись экспериментальными лидарными оценками кинетической энергии E и скорости диссипации ε , в соответствии с (4) и (10) мы будем определять интегральный масштаб L_V как

$$L_V = C_4 E^{3/2} / \varepsilon \quad (22)$$

$$(C_4 = [2/(3C_2)]^{3/2} = 0,38).$$

Практическая реализация описанного выше способа оценивания параметров ветровой турбулентности ε , E и L_V заключалась в следующем. Из полученного массива $V_L(\theta_m, R_k, n)$ для каждой высоты $h_k = R_k \sin \varphi_E$ с помощью синусоидальной подгонки методом наименьших квадратов определялся вектор среднего ветра $\langle \mathbf{V} \rangle$. Затем рассчитывались флуктуации радиальной скорости

$$V'_L(\theta_m, R_k, n) = V_L(\theta_m, R_k, n) - \mathbf{S}(\theta_m) \langle \mathbf{V} \rangle,$$

где $\mathbf{S}(\theta_m) = \{\sin \varphi_E, \cos \varphi_E \cos \theta_m, \cos \varphi_E \sin \theta_m\}$. Здесь и в формулах (13)–(15), (20), (21) усреднение по ансамблю реализаций $\langle X \rangle$ следует заменить на усреднение по сканированиям $N^{-1} \sum_{n=1}^N X_n$. Необходимое

для усреднения число сканирований N было определено из экспериментальных данных (см. разд. 3). Согласно рис. 1 желательно, чтобы угол ψ_l в (20) не превышал 9° . В наших измерениях мы задавали $\Delta\theta = \psi_l = 3^\circ$. Поэтому оптимальным в (20) является значение $l = 3$.

3. Эксперимент

Для апробации изложенного выше метода определения кинетической энергии, ее скорости диссипации и интегрального масштаба турбулентности из лидарных данных нами был проведен эксперимент с 19:00 (здесь и далее везде указывается местное время) 20 июля до 15:00 24 июля 2016 г. на Базовом экспериментальном комплексе ИОА СО РАН. В течение этих дней была безоблачная погода. Непрерывно работал 1,5-микронный ИКДЛ Stream Line (основные параметры лидара приведены в [12, 13]). Выполнялось коническое сканирование зондирующим пучком с угловой скоростью $\omega_s = 6^\circ/\text{с}$ (время одного полного сканирования $T_{\text{scan}} = 1$ мин) при угле места $\varphi = \varphi_E = 35,26^\circ$. Для аккумуляции данных использовалось $N_a = 7500$ зондирующих импульсов. Так как у лидара Stream Line частота следования импульсов $f_p = 15$ кГц, продолжительность измерения для каждого азимутального угла сканирования $T_a = N_a / f_p = 0,5$ с. Таким образом, за одно полное сканирование имеем $M = T_{\text{scan}} / T_a = 120$ таких измерений с разрешением по азимутальному углу $\Delta\theta = 3^\circ$. Шаг по дальности зондирования ΔR был задан равным 18 м (шаг по высоте $\Delta h = \Delta R \sin \varphi_E \approx 10$ м).

При обработке исходных данных этих измерений мы задавали минимальное расстояние от лидара $R_0 = 171$ м, что соответствует минимальной высоте примерно 100 м. За исключением периода с 5:00 до 9:00 местного времени 21.07.2016 г., вероятность «плохих» лидарных оценок была нулевой для дальностей зондирования от R_0 до почти 900 м. Максимальную дальность R_K мы выбрали

равной 873 м, что соответствует максимальной высоте зондирования около 500 м. В этом эксперименте линейная скорость перемещения зондируемого объема по горизонтали (основанию конуса сканирования) $V_k = 2\pi \cos \varphi_E R_k / T_{\text{scan}} = 14,6$ м/с для $R_k = R_0$ и 74,6 м/с для $R_k = R_K$. При этом за 1 мин центр зондируемого объема пройдет расстояние 876 и 4476 м соответственно.

Для получения оценок параметров ветровой турбулентности обычно используют исходные данные, измеренные тем или иным прибором за время от 10 до 60 мин. В нашем случае $T_{\text{scan}} = 1$ мин соответствует лидарным данным, полученным за число полных конических сканирований N от 10 до 60. Чтобы определить наиболее оптимальное N , мы выбрали лидарные данные, измеренные ночью (с 01:00 до 07:00) и днем (с 12:00 до 18:00 местного времени) 22.07.2016 г. на высоте 200 м. В этих 6-часовых промежутках времени скорость ветра, усредненная за 30 мин, варьировалась от 11,5 до 13 м/с (ночью) и от 8 до 9,5 м/с (днем).

В таблице представлены усредненные (за 6-часовой период) лидарные оценки кинетической энергии E и интегрального масштаба турбулентности L_V , полученные из измерений в дневное время, для разного числа сканирований N . Отметим, что усредненная оценка скорости диссипации ε , полученная из этих же исходных лидарных данных, не зависит от указанных в таблице N и составляет $4,1 \cdot 10^{-3} \text{ м}^2/\text{с}^3$. Из таблицы следует, что с ростом числа сканирований значения оценок кинетической энергии и интегрального масштаба увеличиваются и для $N > 30$ (времени измерения больше 30 мин) имеет место практически полное насыщение.

Усредненные оценки кинетической энергии и интегрального масштаба турбулентности в зависимости от числа сканирований зондирующим пучком в течение лидарного измерения с 12:00 до 18:00 местного времени 22.07.2016 г. на высоте 200 м

| N , мин | 10 | 20 | 30 | 40 | 50 | 60 |
|--------------------------|------|------|------|------|------|------|
| E , (м/с) ² | 1,71 | 1,84 | 1,88 | 1,91 | 1,92 | 1,93 |
| L_V , м | 208 | 231 | 239 | 244 | 247 | 249 |

Что касается оценок параметров турбулентности из данных ночного измерения в указанный выше период на высоте 200 м, то усредненная (за 6-часовой период) оценка кинетической энергии с увеличением N линейно растет с $E = 0,12$ (м/с)² при $N = 10$ до $E = 0,24$ (м/с)² при $N = 60$ (увеличение в два раза). Аналогичный рост имеет место и для оценки скорости диссипации. При $N = 30$ усредненная оценка $\varepsilon = 5,5 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}^3$. Определение интегрального масштаба турбулентности по формуле (22) дает нереалистично большие значения (~ 4 км), что указывает на неприменимость этой формулы для рассматриваемых условий, о чем будет идти речь ниже. Несмотря на то что для ночных измерений с ростом N насыщения оценок па-

раметров E и ϵ не происходит (по крайней мере до $N = 60$), что, возможно, является следствием нестационарности, включая мезомасштабные процессы, на фоне очень слабой турбулентности, в разд. 4 будут представлены результаты, полученные при использовании данных с $N = 30$ для любой высоты h_k и времени $t_i = i(T_{\text{scan}} + \delta t)$, где $i = 0, 1, 2, 3, \dots$ и $\delta t \approx 0,3$ с – временной интервал между сканированиями.

4. Результаты эксперимента

На рис. 2 (цв. вкладка) представлены пространственно-временные распределения средней скорости ветра, кинетической энергии турбулентности, скорости диссипации и внешнего масштаба турбулентности, полученные из данных непрерывного измерения лидаром Stream Line в течение трех суток. Хорошо виден контраст интенсивности турбулентности в ночное и дневное время. Ночью из-за устойчивости термической стратификации, когда образовывалось низкоуровневое струйное течение (в слое на высотах 150–300 м), турбулентность была очень слабой, а днем имело место интенсивное турбулентное перемешивание. Данные для кинетической энергии и ее скорости диссипации не противоречат теории пограничного слоя атмосферы [9, 10, 14]. Полученные с использованием формулы (22) значения внешнего масштаба турбулентности для дневного времени, когда температурная стратификация нейтральная или неустойчивая, также вполне соответствуют известным экспериментальным данным [15]. Однако в областях, окрашенных белым цветом на рис. 2, z (области устойчивой температурной стратификации), L_V принимает очень большие значения, явно противоречащие теории.

Для выяснения причины больших значений оценки L_V из лидарных данных, полученных в ночное время, мы провели сравнение измеренной азимутальной функции $\bar{D}_L(\psi_l) - 2\sigma_e^2$ с функцией $D_a(\psi_l) = \epsilon^{2/3} A(l\Delta y_k; L_V)$, где $A(l\Delta y_k; L_V)$ рассчитывается по формуле (19), в которой учтен внешний масштаб турбулентности L_V путем замены $\Phi(\kappa_1, \kappa_2)$ на

$$\Phi(\kappa_1, \kappa_2; L_V) = \frac{1}{6\pi} \frac{C_1^2 C_2 L_V^{5/3}}{[1 + (C_1 L_V)^2 (\kappa_z^2 + \kappa_y^2)]^{4/3}} \times \left[1 + \frac{8}{3} \frac{(C_1 L_V \kappa_y)^2}{1 + (C_1 L_V)^2 (\kappa_z^2 + \kappa_y^2)} \right]. \quad (23)$$

Формула (23) найдена в [4] с использованием модели Кармана изотропной турбулентности. При расчетах $D_a(\psi_l) = \epsilon^{2/3} A(l\Delta y_k; L_V)$ применяются полученные экспериментально значения ϵ (из $\bar{D}_L(\psi_l)$ в пределах инерционного интервала турбулентности) и L_V (с использованием формулы (22)).

На рис. 3 приведены два примера сопоставления структурных функций $\bar{D}_L(\psi_l) - 2\sigma_e^2$ и $D_a(\psi_l) = \epsilon^{2/3} A(l\Delta y_k; L_V)$, полученных из измерений в дневное и ночное время.

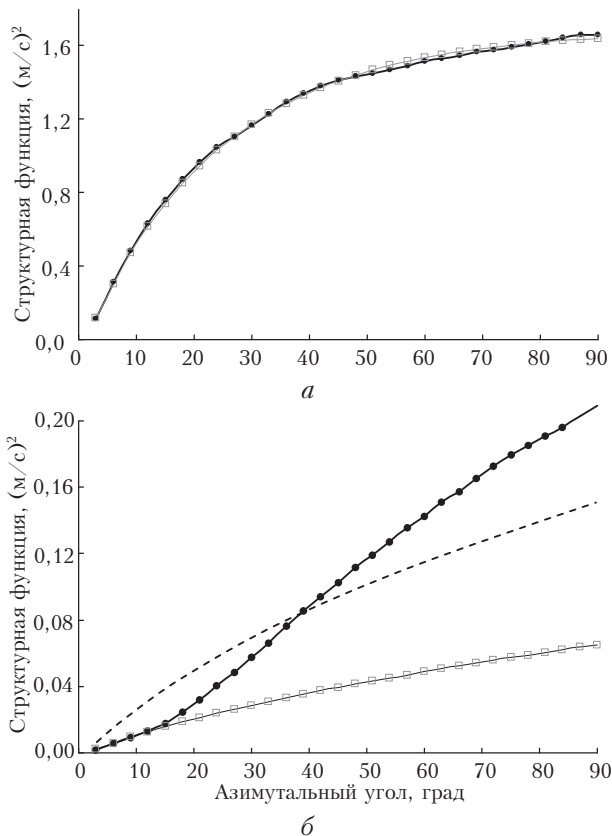


Рис. 3. Структурные функции $\bar{D}_L(\psi_l) - 2\sigma_e^2$ (жирные линии) и $D_a(\psi_l) = \epsilon^{2/3} A(l\Delta y_k; L_V)$ (тонкие линии), полученные из измерений лидаром Stream Line на высоте 150 м 22.07.2016 г. в 19:00 (а) и 03:00 (б) местного времени. Пунктирной кривой показан результат подгонки $D_a(\psi_l) - D_a(\psi_l)$ к $\bar{D}_L(\psi_l) - \bar{D}_L(\psi_l)$ методом наименьших квадратов

На рис. 3, а видно почти полное совпадение структурных функций, из которого следует, что структура турбулентности хорошо описывается моделью Кармана. В этом случае $\epsilon = 5,8 \cdot 10^{-3} \text{ м}^2/\text{с}^3$ и $L_V = 118$ м. Мы также рассчитали по формуле (11) степень расхождения структурных функций γ , где вместо $D_r(l\Delta\theta)$ и $D_L(R'l\Delta\theta)$ использовались $\bar{D}_L(\psi_l) - 2\sigma_e^2$ и $D_a(\psi_l)$ соответственно. Для данных рис. 3, а $\gamma = 0,02$. В другом случае (ночные измерения, рис. 3, б) при $\psi_l > 15^\circ$ имеется существенное расхождение в структурных функциях $\bar{D}_L(\psi_l) - 2\sigma_e^2$ и $D_a(\psi_l)$ с $\gamma = 1,57$ ($\epsilon = 1,3 \cdot 10^{-3} \text{ м}^2/\text{с}^3$ и $L_V = 1900$ м), т.е. структура турбулентности сильно отличается от модели Кармана. Следовательно, формула (22) в этом случае не применима для получения оценки внешнего масштаба турбулентности L_V . Использование подгонки $D_a(\psi_l) - D_a(\psi_l)$ к $\bar{D}_L(\psi_l) - \bar{D}_L(\psi_l)$ методом наименьших квадратов для оценивания ϵ и L_V [4] позволяет добиться уменьшения γ до 0,35, но получаемая функция $D_a(\psi_l) = \epsilon^{2/3} A(l\Delta y_k; L_V)$ (пунктирная кривая на рис. 3, б) также существенно отличается от $\bar{D}_L(\psi_l) - 2\sigma_e^2$ и оценка внешнего масштаба также является слишком большой (около 1 км).

На рис. 4 (цв. вкладка) представлено распределение параметра γ по высоте, рассчитанного при использовании в $D_a(\psi_l) = \epsilon^{2/3} A(l\Delta y_k; L_V)$ значений

ϵ и L_V , оцениваемых с помощью описанного выше алгоритма. Видно, что в слое 100–500 м с 11:00 до 20:00 местного времени 22.07.2016 г. значения γ варьировались в пределах от 0,01 до 0,2 (в среднем около 0,1). Это означает, что в указанный промежуток времени ветровая турбулентность вполне удовлетворительно описывается моделью Кармана и из данных, измеряемых лидаром при коническом сканировании, можно получать достоверную информацию о внешнем масштабе турбулентности, в отличие от измерений ночью, в утренние часы и вечером после 20:00.

На рис. 5 (цв. вкладка) показаны суточные ходы E , ϵ и L_V на различных высотах. Эти данные взяты из рис. 2. Однако для L_V приведены только те значения, для которых параметр $\gamma \leq 0,3$, и в промежутках времени, отстоящих на 15 мин от областей, где $\gamma > 0,3$. Видно, что кинетическая энергия турбулентности и ее скорость диссипации в течение суток изменяются в широких пределах. Необходимым условием получения информации о скорости диссипации из лидарных данных является выполнение неравенства $R'\psi_3 < L_V$. В нашем случае для высот 150, 300 и 450 м расстояние между центрами зондируемых объемов $R'\psi_3$ равно соответственно 34, 68 и 102 м. Согласно рис. 5, ϵ для временных интервалов (где $\gamma < 0,3$) это условие выполняется, т.е. скорость диссипации, действительно, определяется в пределах инерционного интервала турбулентности. Так как для ночного времени данных по L_V у нас нет, невозможно сделать вывод о том, является ли величина $R'\psi_3$ меньше верхней границы инерционного интервала, если он для таких условий (сильно устойчивая температурная стратификация) вообще существует.

На рис. 6 (цв. вкладка) представлены высотные профили средней скорости ветра, кинетической энергии турбулентности, скорости диссипации и внешнего масштаба турбулентности, восстановленные из лидарных измерений в дневное время. Видно более плавное изменение с высотой скорости ветра и кинетической энергии турбулентности по сравнению с $\epsilon(h)$ и $L_V(h)$. Внешний масштаб турбулентности в слое 100–500 м в среднем линейно растет с высотой: со 150 м на высоте 100 м до примерно 400 м на высоте 500 м. Так как профили получены из данных, измеренных при довольно высоком отношении сигнал-шум, погрешности оценок турбулентных параметров зависят в основном от числа степеней свободы N_f , которое для оценок кинетической энергии турбулентности определяется как отношение длины пути, проходимого зондируемым объемом $2\pi R'N$, к внешнему масштабу турбулентности L_V . Для данных на рис. 6 относительная погрешность оценивания E составляет около 10%.

В работе [6] представлены результаты совместных измерений скорости диссипации ϵ на высоте 45 м лидаром Stream Line с использованием конического сканирования зондирующим пучком при угле места $\phi = 9^\circ$ и акустического анемометра, установленного на мачте. Мы вновь провели совмест-

ные измерения лидаром и акустическим анемометром 27 августа 2016 г., но при этом угол места ϕ задавался равным $35,26^\circ$ для того, чтобы можно было получить из лидарных измерений информацию о кинетической энергии турбулентности. Так как минимальное расстояние измерения этим лидаром составляет 120–150 м, невозможно было при заданном угле места провести лидарные измерения на высоте 43 м, где находился акустический анемометр. Поэтому, учитывая, что $E(h)$ более плавно изменяется с высотой по сравнению с другими турбулентными параметрами, мы сравнили суточные ходы кинетической энергии, полученные из совместных измерений лидаром Stream Line на высоте 100 м и акустическим анемометром на высоте 43 м. Результат сопоставления показан на рис. 7.

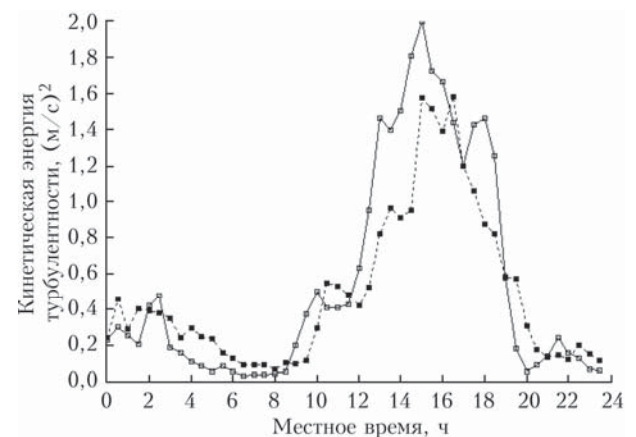


Рис. 7. Суточные ходы кинетической энергии турбулентности, полученные из совместных измерений лидаром Stream Line на высоте 100 м (пунктирная линия) и акустическим анемометром (сплошная линия) на высоте 43 м на Базовом экспериментальном комплексе ИОА СО РАН 27.08.2016 г.

С учетом различия в высотах измерения мы можем сделать вывод о вполне удовлетворительном согласии временных ходов кинетической энергии турбулентности, полученных из измерений разными приборами.

Заключение

В данной работе исследована возможность определения параметров ветровой турбулентности: кинетической энергии турбулентности, скорости диссипации энергии турбулентности и внешнего масштаба ветровой турбулентности — из данных, измеряемых импульсным когерентным доплеровским лидаром Stream Line при коническом сканировании зондирующим пучком. Показано, что оценивание кинетической энергии из таких данных возможно вне зависимости от степени анизотропии турбулентности, если угол места составляет $35,26^\circ$. На основе исходных данных лидарного эксперимента, проведенного летом 2016 г. на Базовом экспериментальном комплексе ИОА СО РАН, осуществлена пространственно-временная визуализация всех указанных выше параметров турбулентности

с разрешением по высоте 10 м (в слое 100–500 м) и разрешением по времени 30 мин (в течение трех полных суток). Анализ результатов эксперимента показал, что структура турбулентности хорошо описывается моделью Кармана в слое интенсивного перемешивания. Из измерений в ночное время при сильно устойчивой температурной стратификации определение внешнего масштаба турбулентности с использованием модели Кармана, для которой внешний масштаб зависит только от кинетической энергии турбулентности и ее скорости диссипации, не представляется возможным. Сопоставление суточных ходов кинетической энергии турбулентности, полученных из совместных измерений лидаром и акустическим анемометром, показало хорошее их согласие.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 16-05-00668).

1. *Банах В.А., Смалыхо И.Н.* Когерентные доплеровские ветровые лидары в турбулентной атмосфере. Томск: Изд-во ИОА СО РАН, 2013. 304 с.
2. *Frehlich R.G., Meillier Y., Jensen M.L., Balsley B., Sharman R.* Measurements of boundary layer profiles in urban environment // *J. Appl. Meteorol. Climatol.* 2006. V. 45, N 6. P. 821–837.
3. *O'Connor E.J., Illingworth A.J., Brooks I.M., Westbrook C.D., Hogan R.J., Davies F., Brooks B.J.* A method for estimating the kinetic energy dissipation rate from a vertically pointing Doppler lidar, and independent evaluation from balloon-borne in situ measurements // *J. Atmos. Ocean. Technol.* 2010. V. 27, N 10. P. 1652–1664.
4. *Смалыхо И.Н., Банах В.А.* Точность оценивания скорости диссипации энергии турбулентности из измерений ветра импульсным когерентным доплеровским лидаром при коническом сканировании зондирующим пучком. Часть I. Алгоритм обработки лидарных данных // *Оптика атмосф. и океана.* 2013. Т. 26, № 3. С. 213–219; *Smalikho I.N., Banakh V.A.* Accuracy of estimation of the turbulent energy dissipation rate from wind measurements with a conically scanning pulsed coherent Doppler lidar. Part I. Algorithm of data processing // *Atmos. Ocean. Opt.* 2013. V. 26, N 5. P. 404–410.
5. *Смалыхо И.Н., Банах В.А., Пичугина Е.Л., Брюер А.* Точность оценивания скорости диссипации энергии турбулентности из измерений ветра импульсным когерентным доплеровским лидаром при коническом сканировании зондирующим пучком. Часть II. Численный и натурный эксперименты // *Оптика атмосф. и океана.* 2013. Т. 26, № 3. С. 220–225; *Smalikho I.N., Banakh V.A., Pichugina E.L., Brewer A.* Accuracy of estimation of the turbulent energy dissipation rate from wind measurements with a conically scanning pulsed coherent Doppler lidar. Part II. Numerical and atmospheric experiments // *Atmos. Ocean. Opt.* 2013. V. 26, N 5. P. 411–416.
6. *Смалыхо И.Н., Банах В.А., Фалиц А.В., Руди Ю.А.* Определение скорости диссипации энергии турбулентности из данных, измеренных лидаром Stream Line в приземном слое атмосферы // *Оптика атмосф. и океана.* 2015. Т. 28, № 10. С. 901–905.
7. *Sathe A., Mann J., Vasiljevic N., Lea G.* A six-beam method to measure turbulence statistics using ground-based wind lidars // *Atmos. Meas. Tech.* 2015. V. 8. P. 729–740.
8. *Колмогоров А.Н.* Локальная структура турбулентности в несжимаемой вязкой жидкости при очень больших числах Рейнольдса // *Докл. АН СССР.* 1941. Т. 30, № 4. С. 299–303.
9. *Монин А.С., Яглом А.М.* Статистическая гидромеханика. Ч. 2. М.: Наука, 1967. 720 с.
10. *Ламли Дж., Пановский Г.* Структура атмосферной турбулентности. М.: Мир, 1966. 264 с.
11. *Винниченко Н.К., Пинус Н.З., Шметер С.М., Шур Г.Н.* Турбулентность в свободной атмосфере. Л.: Гидрометеониздат, 1976. 288 с.
12. *Банах В.А., Смалыхо И.Н., Фалиц А.В., Белан Б.Д., Аршинов М.Ю., Антохин П.Н.* Совместные радиозондовые и доплеровские лидарные измерения ветра в пограничном слое атмосферы // *Оптика атмосф. и океана.* 2014. Т. 27, № 10. С. 911–916; *Banakh V.A., Smalikho I.N., Falits A.V., Belan B.D., Arshinov M.Yu., Antokhin P.N.* Joint radiosonde and Doppler lidar measurements of wind in the atmospheric boundary layer // *Atmos. Ocean. Opt.* 2015. V. 28, N 2. P. 185–191.
13. *Pierson G., Davies F., Collier C.* An analysis of performance of the UFAM Pulsed Doppler lidar for the observing the boundary layer // *J. Atmos. Ocean. Technol.* 2009. V. 26, N 2. P. 240–250.
14. *Зилитинкевич С.С.* Динамика пограничного слоя атмосферы. Л.: Гидрометеониздат, 1970. 292 с.
15. *Бызова Н.Л., Иванов В.Н., Гаргер Е.К.* Турбулентность в пограничном слое атмосферы. Л.: Гидрометеониздат, 1989. 263 с.

I.N. Smalikho, V.A. Banakh, A.V. Falits. Lidar measurements of wind turbulence parameters in the atmospheric boundary layer.

Possibility of determining wind turbulence parameters, i.e., turbulence kinetic energy, energy dissipation rate, and outer turbulence scale, from data measured by a Stream Line coherent Doppler lidar during conical scanning under different atmospheric conditions in the atmospheric boundary layer is studied experimentally. It is found that the turbulence structure is described well by the von Karman model in the layer of intensive mixing, and the turbulence parameters can be estimated from the lidar data with sufficiently high accuracy. The estimation of the outer turbulence scale from the nighttime lidar measurements, under stable temperature stratification, with the use of the von Karman model is impossible.

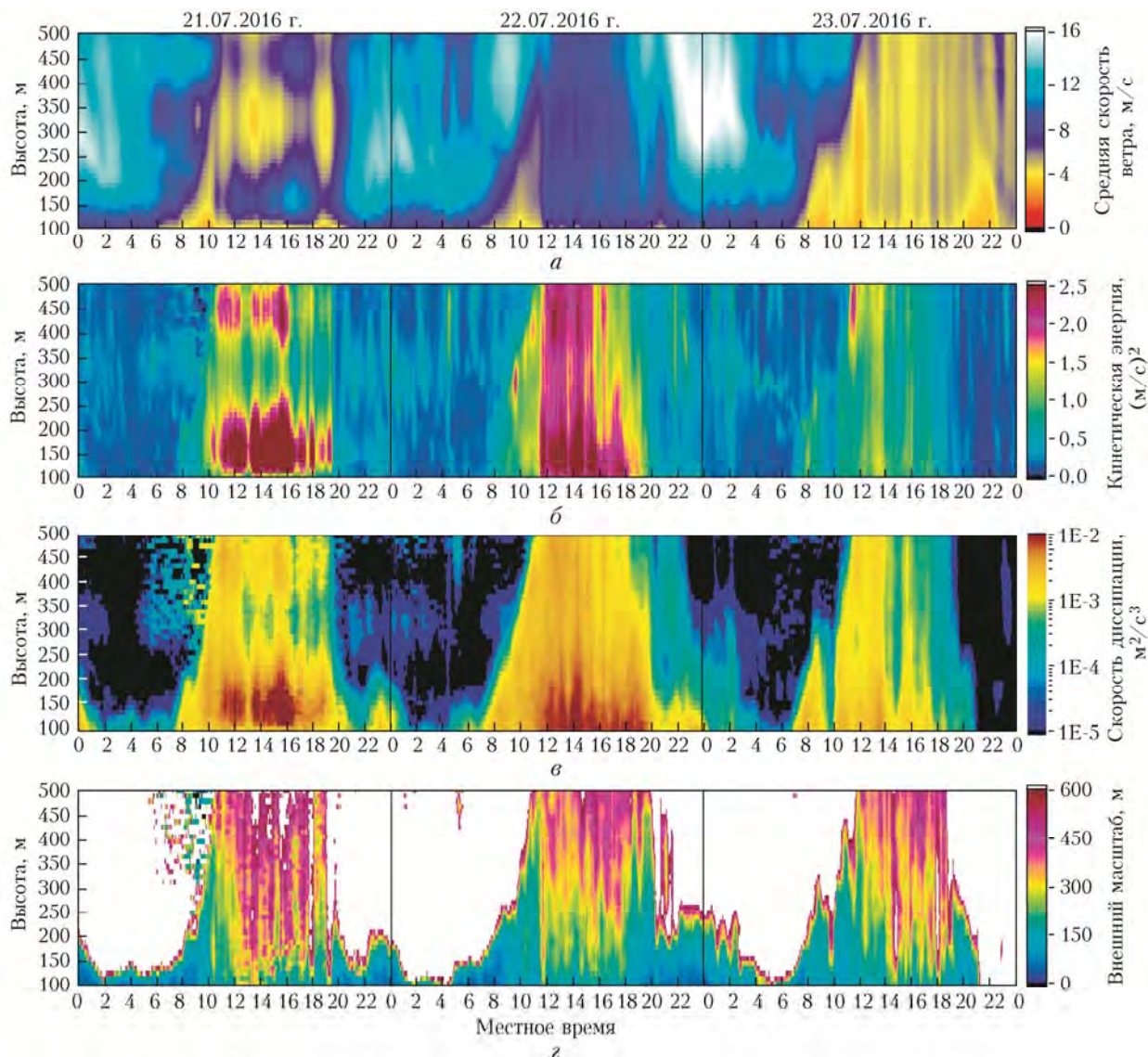


Рис. 2. Результат пространственно-временной визуализации средней скорости ветра (*a*), кинетической энергии турбулентности (*b*), скорости диссипации кинетической энергии турбулентности (*v*) и внешнего масштаба турбулентности (*z*), полученных из данных непрерывных измерений лидаром Stream Line на Базовом экспериментальном комплексе ИОА СО РАН с 21 по 23 июля 2016 г. На рис. 2, *v* и *z* черным цветом показаны оценки $\epsilon < 5 \cdot 10^{-5} \text{ м}^2/\text{с}^3$ и белым цветом – оценки $L_V > 600 \text{ м}$

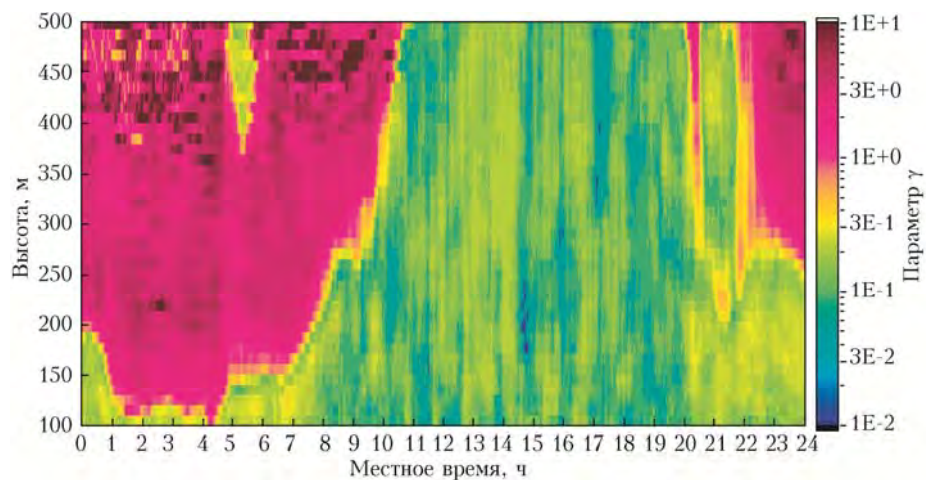


Рис. 4. Пространственно-временное распределение параметра γ (степень отклонения $D_a(\psi_l) = \epsilon^{2/3} A(\Delta y_k; L_V)$ от $\bar{D}_L(\psi_l) - 2\sigma_\epsilon^2$), полученное из измерений лидаром Stream Line 22.07.2016 г.

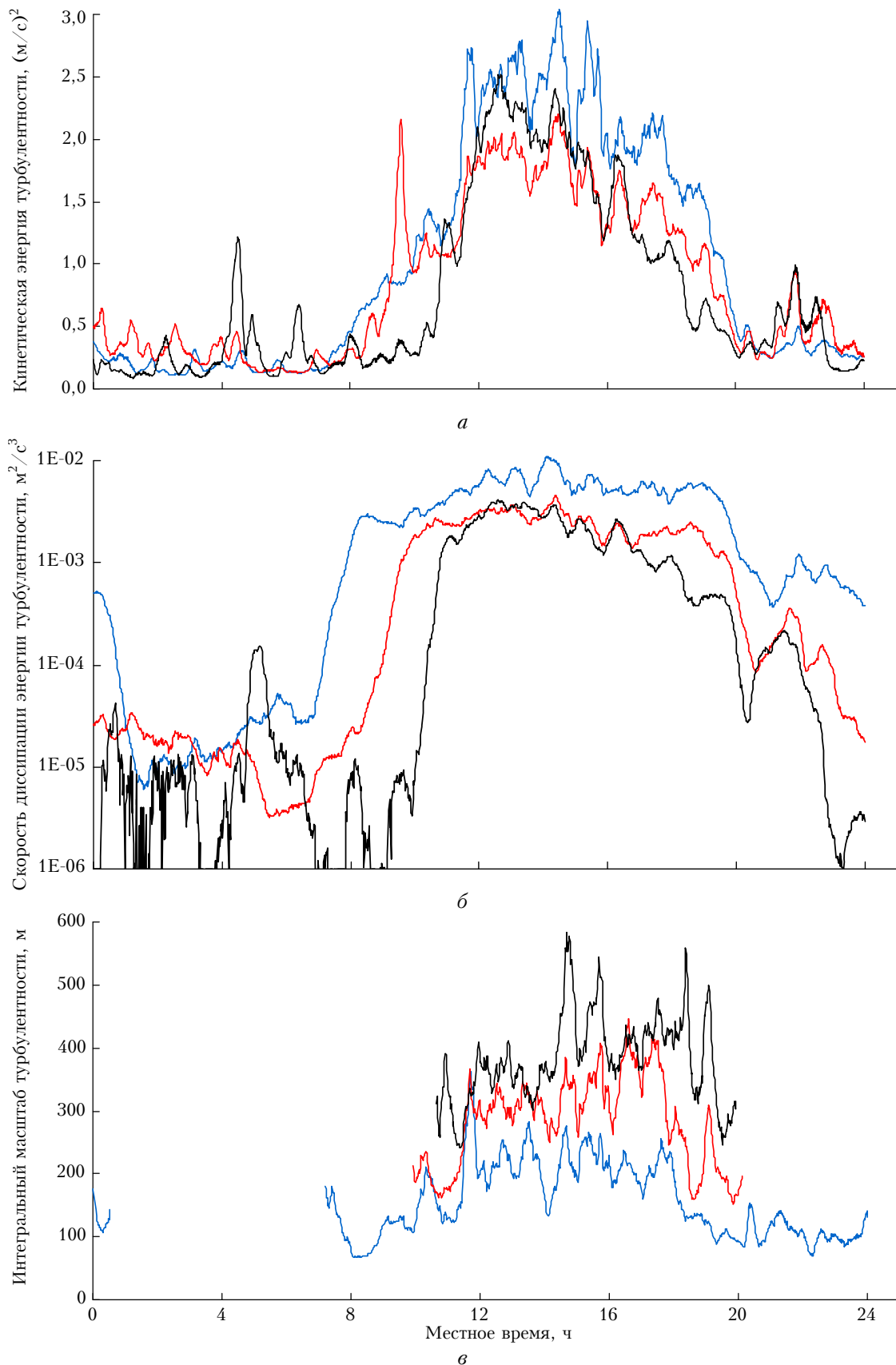


Рис. 5. Временной ход кинетической энергии турбулентности (*a*), скорости диссипации (*б*) и внешнего масштаба (*в*) турбулентности на высотах 150 (синие кривые), 300 (красные кривые) и 450 м (черные кривые), полученные из лидарных измерений 22.07.2016 г. Данные взяты из рис. 2

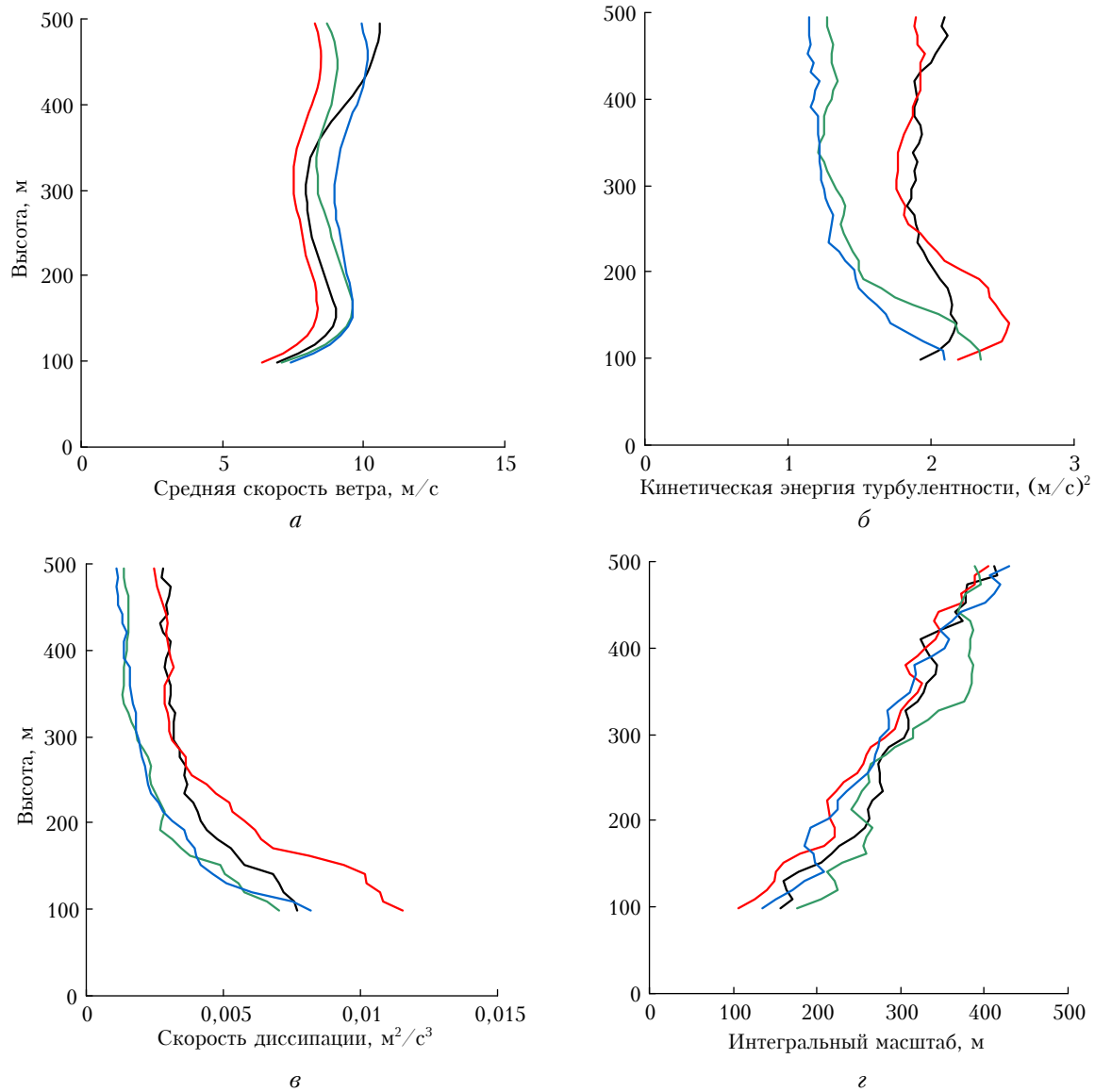


Рис. 6. Высотные профили средней скорости ветра (*a*), кинетической энергии турбулентности (*б*), скорости диссипации энергии турбулентности (*в*) и внешнего масштаба турбулентности (*г*), восстановленные из измерений лидаром Stream Line 22.07.2016 г. в 12:00 (черные кривые), 14:00 (красные кривые), 16:00 (зеленые кривые) и 18:00 (синие кривые)