

ОПТИКА СЛУЧАЙНО-НЕОДНОРОДНЫХ СРЕД

УДК 551.511.6:621.371

## Лидарные оценки степени анизотропии ветровой турбулентности в устойчивом пограничном слое атмосферы

И.Н. Смалихо<sup>1</sup>, В.А. Банах<sup>1</sup>, А.В. Фалиц<sup>1</sup>, А.М. Шерстобитов<sup>1,2\*</sup>

<sup>1</sup>Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН  
634055, г. Томск, пл. Академика Зуева, 1

<sup>2</sup>Национальный исследовательский Томский государственный университет  
634050, г. Томск, пр. Ленина, 36

Поступила в редакцию 19.04.2019 г.

Для определения степени анизотропии ветровой турбулентности из измерений лидаром Stream Line мы использовали коническое сканирование зондирующим пучком, попеременно задавая углы места 35,3 и 60° перед каждым сканированием. Эксперимент с такой геометрией измерения был проведен нами на Базовом экспериментальном комплексе ИОА СО РАН в июле 2018 г. Анализ результатов измерения в ночное время при наличии в атмосфере низкоуровневого струйного течения (НСТ) показал, что дисперсия (интегральный масштаб) горизонтальной компоненты скорости ветра больше дисперсии (интегрального масштаба) вертикальной компонент скорости ветра в среднем равны 183 и 54 м соответственно.

**Ключевые слова:** когерентный доплеровский лидар, ветровая турбулентность, анизотропия, устойчивый пограничный слой атмосферы; coherent Doppler lidar, wind turbulence, anisotropy, stable atmospheric boundary layer.

### Введение

Получаемые из эксперимента оценки параметров ветровой турбулентности важны для исследования структуры и динамики пограничного слоя атмосферы (ПСА) и построения его математической модели, предназначенной для решения широкого круга практических задач (прогноз погоды, безопасность воздушного транспорта, диффузия атмосферных примесей и т.п.). В ПСА поле ветра является статистически неоднородным по вертикали и характеризуется анизотропией турбулентных вариаций компонент вектора скорости ветра. В настоящее время остается неизученным ряд вопросов, касающихся степени анизотропии ветровой турбулентности. В частности, в научной литературе отсутствуют данные о степени анизотропии в термически устойчивом ПСА при наличии в нем низкоуровневого струйного течения (НСТ).

В последние 30 лет широкое применение в исследовании ветровой турбулентности пограничного слоя атмосферы получили импульсные когерентные доплеровские лидары (ИКДЛ) [1–15]. В работах [1, 9] предложены стратегии измерений сканирующим ИКДЛ и методы оценивания из лидарных

данных таких параметров турбулентности, как дисперсии  $\sigma_w^2 = \langle w^2 \rangle$ ,  $\sigma_u^2 = \langle u^2 \rangle$  и  $\sigma_v^2 = \langle v^2 \rangle$  компонент вектора скорости ветра  $\mathbf{V} = \{V_z, V_x, V_y\}$ , а также моменты количества движения  $\langle wu \rangle$ ,  $\langle wv \rangle$  и  $\langle uv \rangle$ , где  $w = V_z - \langle V_z \rangle$ ,  $u = V_x - \langle V_x \rangle$  и  $v = V_y - \langle V_y \rangle$  – случайные отклонения (флуктуации), соответственно, вертикальной и двух горизонтальных компонент вектора скорости ветра в точке пространства с координатами  $\mathbf{r} = \{z, x, y\}$  (радиус-вектор в декартовой системе координат,  $z$  – вертикальная координата,  $x$  и  $y$  – координаты на горизонтальной плоскости); угловые скобки означают усреднение по ансамблю реализаций. С помощью этих методов представляется возможным получение информации о степени анизотропии ветровой турбулентности, но это касается лишь дисперсий  $\sigma_w^2$ ,  $\sigma_u^2$  и  $\sigma_v^2$  (из-за анизотропии  $\sigma_w^2 \neq \sigma_u^2 \neq \sigma_v^2$ ). В то же время анизотропия сказывается и на характерных пространственных масштабах корреляции компонент вектора скорости ветра, в частности, на интегральных масштабах продольной корреляции:

$$L_w = \int_0^\infty dr B_w(r, 0, 0) / \sigma_w^2,$$

$$L_u = \int_0^\infty dr B_u(0, r, 0) / \sigma_u^2,$$

$$L_v = \int_0^\infty dr B_v(0, 0, r) / \sigma_v^2.$$

\* Игорь Николаевич Смалихо (smalikho@iao.ru); Виктор Арсентьевич Банах (banakh@iao.ru); Андрей Вячеславович Фалиц (falits@iao.ru); Артем Михайлович Шерстобитов.

Здесь  $B_w(r, 0, 0) = \langle w(z+r, x, y)w(z, x, y) \rangle$ ,  $B_u(0, r, 0) = \langle u(z, x+r, y)u(z, x, y) \rangle$  и  $B_v(0, 0, r) = \langle v(z, x, y+r)v(z, x, y) \rangle$  — пространственные корреляционные функции вертикальной и двух горизонтальных компонент вектора скорости ветра.

В [12, 13] предложен способ определения параметров ветровой турбулентности: скорости диссипации турбулентной энергии  $\varepsilon$ , усредненной (по всем азимутальным углам) дисперсии радиальной скорости  $\bar{\sigma}_r^2$  и интегрального масштаба турбулентности  $L_V$ , из массива оценок радиальных скоростей, получаемых в результате измерения ИКДЛ под разными азимутальными углами  $\theta$  во время конического сканирования зондирующим пучком, т.е. когда при фиксированном угле места  $\varphi$  пучок вращается вокруг вертикальной оси (со временем  $t$  азимутальный угол  $\theta$  изменяется) с постоянной угловой скоростью  $\omega_s = d\theta/dt$ . В предположении, что структура турбулентности описывается моделью Кармана [16, 17], из лидарных оценок  $\varepsilon$  и  $\bar{\sigma}_r^2$  интегральный масштаб  $L_V$  рассчитывается по формуле [12, 13]:

$$L_V = 0,698(\bar{\sigma}_r^2)^{3/2} / \varepsilon. \quad (1)$$

Получаемая величина  $L_V$  представляет собой усредненный по азимутальным углам продольный масштаб функции корреляции радиальной скорости, который на фиксированной высоте, даже при статистической однородности поля ветра по горизонтали, из-за анизотропии турбулентности зависит от угла места  $\varphi$  (так же как и  $\bar{\sigma}_r^2$  — функция угла  $\varphi$ ). Отметим, что если лидарные измерения осуществляются при коническом сканировании и угле места  $\varphi = \arcsin(1/\sqrt{3}) \approx 35,3^\circ$ , то из измерений  $\bar{\sigma}_r^2$  может быть рассчитана кинетическая энергия турбулентности  $E = (1/2)(\sigma_w^2 + \sigma_u^2 + \sigma_v^2)$  по формуле  $E = (3/2)\bar{\sigma}_r^2$  [1, 12, 13].

Описанный в [13] подход также не позволяет определять степень анизотропии турбулентности относительно характерных масштабов пространственной корреляции флуктуаций ветра. В настоящей работе на основе формулы (1) предложен новый метод определения параметров ветровой турбулентности из измерений лидаром с использованием конического сканирования при различных углах места, позволяющий решить эту проблему. Представлены результаты тестирования метода определения степени анизотропии турбулентности из данных натурального эксперимента с использованием ИКДЛ Stream Line в условиях устойчивой температурной стратификации пограничного слоя атмосферы при наличии в нем НСТ.

## Метод определения параметров турбулентности с учетом ее анизотропии

Мгновенная радиальная скорость  $V_r$  (проекция вектора скорости ветра на оптическую ось зондирующего пучка) в точке  $\mathbf{r} = R\mathbf{S}(\theta, \varphi)$  представима в виде

$$V_r(R, \theta, \varphi) = \mathbf{S}(\theta, \varphi) \cdot \mathbf{V}(R\mathbf{S}(\theta, \varphi)), \quad (2)$$

где  $R$  — расстояние от лидара до этой точки;  $\mathbf{S}(\theta, \varphi) = \{\sin\varphi, \cos\varphi\cos\theta, \cos\varphi\sin\theta\}$  — единичный вектор вдоль оптической оси. Из-за статистической неоднородности и анизотропии турбулентности дисперсия радиальной скорости  $\sigma_r^2 = \langle (V_r')^2 \rangle$  является функцией расстояния  $R$  и углов  $\theta$  и  $\varphi$ . Здесь  $V_r' = V_r - \langle V_r \rangle$  — турбулентные флуктуации радиальной скорости.

Будем считать, что поле ветра статистически однородно по горизонтали. Тогда усредненная по всем азимутальным углам  $\theta$  (в интервале от 0 до  $2\pi$ ) дисперсия радиальной скорости  $\bar{\sigma}_r^2(R, \varphi) = (2\pi)^{-1} \int_0^{2\pi} d\theta \sigma_r^2(R, \theta, \varphi)$  выражается как [13]:

$$\bar{\sigma}_r^2(h/\sin\varphi, \varphi) = (\sin\varphi)^2 \sigma_w^2(h) + (\cos\varphi)^2 \sigma_H^2(h), \quad (3)$$

где  $h = R\sin\varphi = z$  — высота;  $\sigma_H^2 = (\sigma_u^2 + \sigma_v^2)/2$  — дисперсия горизонтальной скорости ветра (среднее между дисперсиями продольной и поперечной компонент вектора скорости).

Согласно (3) из-за анизотропии турбулентности ( $\sigma_w^2(h) \neq \sigma_H^2(h)$ ) дисперсия  $\bar{\sigma}_r^2$  зависит не только от высоты  $h$ , но и от угла места  $\varphi$ . Очевидно, что для получения оценок дисперсий вертикальной и горизонтальной скоростей ветра ( $\sigma_w^2$  и  $\sigma_H^2$ ) необходимы одновременные лидарные измерения как минимум при двух углах места. Положив  $\varphi = \varphi_1$  и  $\varphi = \varphi_2$  ( $\varphi_1 \neq \varphi_2$ ) из (3), приходим к системе уравнений для высотных профилей  $\sigma_w^2(h)$  и  $\sigma_H^2(h)$ :

$$\begin{cases} \bar{\sigma}_r^2(h/\sin\varphi_1, \varphi_1) = (\sin\varphi_1)^2 \sigma_w^2(h) + (\cos\varphi_1)^2 \sigma_H^2(h), \\ \bar{\sigma}_r^2(h/\sin\varphi_2, \varphi_2) = (\sin\varphi_2)^2 \sigma_w^2(h) + (\cos\varphi_2)^2 \sigma_H^2(h). \end{cases} \quad (4)$$

Исходя из того, что из лидарных измерений при угле места  $35,3^\circ$  возможно получать результат для кинетической энергии  $E(h)$  [1], в (4) положим  $\varphi_1 = 35,3^\circ$ . Для угла  $\varphi_2$  зададим значение  $60^\circ$ . Тогда решение системы (4) имеет следующий вид

$$\sigma_w^2(h) = \frac{1}{5} [8\bar{\sigma}_r^2(h/\sin\varphi_2, \varphi_2) - 3\bar{\sigma}_r^2(h/\sin\varphi_1, \varphi_1)], \quad (5)$$

$$\sigma_H^2(h) = \frac{1}{5} [9\bar{\sigma}_r^2(h/\sin\varphi_1, \varphi_1) - 4\bar{\sigma}_r^2(h/\sin\varphi_2, \varphi_2)]. \quad (6)$$

Скорость диссипации турбулентной энергии  $\varepsilon$  является характеристикой локально-изотропной ветровой турбулентности в пределах инерционного интервала, и при статистической однородности ветра по горизонтали это — функция только высоты  $h$ . После подстановки в (1) дисперсии  $\bar{\sigma}_r^2(h/\sin\varphi_i, \varphi_i)$  и скорости диссипации  $\varepsilon(h)$ , полученных из лидарных измерений (описание метода оценивания этих параметров дано в [13]), рассчитывается интегральный масштаб  $L_V(h, \varphi_i)$  ( $i = 1$  или  $2$ ). Для восстановления масштабов продольной корреляции вертикальной  $L_w(h)$  и горизонтальной  $L_H(h)$  скоростей

ветра также воспользуемся моделью Кармана, т.е. в (1) масштаб  $L_V$  может быть заменен на  $L_w(h)$  или  $L_H(h)$ , а дисперсия  $\bar{\sigma}_r^2$ , соответственно, на  $\sigma_w^2(h)$  или  $\sigma_H^2(h)$ . Определив  $L_{V1} = L_V(h, \varphi_1)$  и  $L_{V2} = L_V(h, \varphi_2)$  при  $\varphi_1 = 35,3^\circ$  и  $\varphi_2 = 60^\circ$ , с учетом (1), (5) и (6), масштабы  $L_w$  и  $L_H$  мы рассчитываем по формулам

$$L_w = \left( \frac{8L_{V2}^{2/3} - 3L_{V1}^{2/3}}{5} \right)^{3/2}, \quad (7)$$

$$L_H = \left( \frac{9L_{V1}^{2/3} - 4L_{V2}^{2/3}}{5} \right)^{3/2}. \quad (8)$$

Строго говоря, для реализации описанного выше способа определения дисперсий и масштабов корреляции вертикальной и горизонтальной скоростей ветра необходимы измерения одновременно при двух углах места, что возможно лишь с помощью как минимум двух ИКДЛ. Но учитывая, что для получения устойчивой оценки дисперсии  $\bar{\sigma}_r^2$  необходимо использовать данные, измеренные в течение относительно продолжительного времени, за которое будет осуществлено довольно большое число конических сканирований зондирующим пучком, для определения  $\bar{\sigma}_r^2(R, \varphi_1)$  и  $\bar{\sigma}_r^2(R, \varphi_2)$  из данных одного лидара воспользуемся показанной на рис. 1 геометрией измерения, впервые примененной нами в эксперименте на Базовом экспериментальном комплексе (БЭК) ИОА СО РАН летом 2018 г.

Во время измерения лидаром попеременно используется коническое сканирование зондирующим пучком при углах места  $35,3$  и  $60^\circ$ . Перед началом первого конического сканирования устанавливается угол места  $\varphi = 35,3^\circ$ . Затем с постоянной угловой скоростью изменяется азимутальный угол  $\theta$  положения зондирующего пучка (см. рис. 1, вращение по часовой стрелке) от  $0$  до  $360^\circ$ . После завершения полного оборота зондирующего пучка вокруг вертикальной оси коническое сканирование приостанавливается на короткое время (около  $1$  с), в течение которого угол места изменяется с  $35,3$  до  $60^\circ$ , и далее вновь осуществляется коническое сканирование, при котором азимутальный угол  $\theta$  изменяется от  $360$  до  $0^\circ$  (см. рис. 1, вращение против часовой стрелки).

По достижении азимутального угла  $0^\circ$  коническое сканирование приостанавливается на время около  $1$  с, в течение которого угол места изменяется с  $60$  до  $35,5^\circ$ . Такая процедура применяется многократно до завершения эксперимента.

## Эксперимент на БЭК ИОА СО РАН

С 6 по 24 июля 2018 г. на БЭКе ИОА СО РАН нами был проведен эксперимент с использованием ИКДЛ Stream Line и вышеописанной процедуры измерений. Продолжительность каждого конического сканирования  $T_{\text{scan}}$  была  $60$  с. С учетом малых затрат времени  $\delta t \approx 1$  с на изменение угла места с  $35,3$  на  $60^\circ$  и наоборот продолжительность одного цикла  $T_{\text{circl}} = 2(T_{\text{scan}} + \delta t)$  составила чуть больше  $2$  мин. Для аккумуляции исходных лидарных данных использовалась  $N_a = 7500$  посылок зондирующих импульсов в атмосферу. Для лидара Stream Line частота следования импульсов  $f_p = 15$  кГц, следовательно, продолжительность измерения для каждого азимутального угла  $\Delta t = N_a/f_p = 0,5$  с. При этом разрешение по азимуту  $\Delta\theta = 360^\circ/M = 3^\circ$ , где  $M = T_{\text{scan}}/\Delta t = 120$  – число лучей за одно коническое сканирование.

Исходными данными эксперимента являются массивы оценок отношения сигнал-шум  $\text{SNR}(R_k, \theta_m; n)$  (отношения средней мощности эхосигнала к средней мощности шума в полосе пропускания  $50$  МГц) и радиальной скорости  $V_L(R_k, \theta_m; n)$ , где  $R_k = R_0 + k\Delta R$  – расстояние от лидара до центра зондируемого объема,  $k = 0, 1, 2, \dots, K - 1$ ,  $\Delta R = 18$  м – шаг по дальности;  $\theta_m$  – азимутальный угол,  $\theta_m = m\Delta\theta$  при  $\varphi = 35,3^\circ$  и  $\theta_m = 360^\circ - m\Delta\theta$  при  $\varphi = 60^\circ$ ;  $m = 0, 1, 2, \dots, M - 1$  – номер луча;  $n$  – номер конического сканирования,  $n = 1, 3, 5, 7$  при  $\varphi = 35,3^\circ$  и  $n = 2, 4, 6, 8$  при  $\varphi = 60^\circ$ . Каждый из массивов  $\text{SNR}(R_k, \theta_m; n)$  и  $V_L(R_k, \theta_m; n)$  разбивается на два подмассива:  $\text{SNR}_i(R_k, \theta_m; n)$  и  $V_{Li}(R_k, \theta_m; n)$ ,  $i = 1$  соответствует углу места  $\varphi = 35,3^\circ$  ( $n$  – нечетные),  $i = 2$  соответствует  $\varphi = 60^\circ$  ( $n$  – четные). Чтобы повысить точность оценки отношения сигнал-шум, для каждого расстояния  $R_k$  и номера сканирования  $n$  мы усредняли измеренные значения отношения сигнал-шум по всем азимутальным углам:

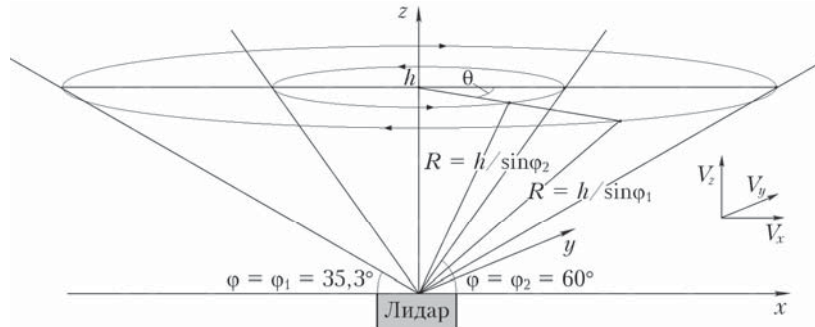


Рис. 1. Геометрия измерения лидаром с использованием попеременного конического сканирования зондирующим пучком при углах места  $35,3$  и  $60^\circ$

$$\overline{\text{SNR}}_i(R_k, n) = M^{-1} \sum_{m=0}^{M-1} \text{SNR}_i(R_k, \theta_m; n). \quad \text{Воспользо-}$$

вавшись прямой синусоидальной подгонкой [18], из массивов  $V_{Li}(R_k, \theta_m; n)$  мы получали оценки вектора скорости ветра  $\mathbf{V}_i(R_k, n) = \{V_{zi}(R_k, n), V_{xi}(R_k, n), V_{yi}(R_k, n)\}$ , где  $V_{zi}$  – вертикальная,  $V_{xi}$  и  $V_{yi}$  – горизонтальные компоненты. Из последних двух можно определить скорость ветра  $U_i$  и угол направления ветра  $\theta_{Vi}$ :  $U_i = \sqrt{V_{xi}^2 + V_{yi}^2}$  и  $\theta_{Vi} = \arg\{V_{xi} + jV_{yi}\}$  ( $j$  – мнимая единица).

Индексам  $k$  в случаях измерений лидаром при углах места  $\varphi_1 = 35,3^\circ$  и  $\varphi_2 = 60^\circ$  соответствуют различные высоты  $h_{ki} = h_{0i} + k\Delta h_i$ , где  $h_{0i} = R_0 \sin \varphi_i$  – начальная высота;  $\Delta h_i = \Delta R \sin \varphi_i$  – шаг по высоте.

Таким образом, из непрерывных лидарных измерений на БЭКе в июле 2018 г. для каждого из углов места ( $35,3$  и  $60^\circ$ ) нами получено по два двумерных распределения  $\overline{\text{SNR}}_i(h_{ki}, t_n)$ , скорости ветра  $U_i(h_{ki}, t_n)$ , угла направления ветра  $\theta_{Vi}(h_{ki}, t_n)$  и вертикальной компоненты вектора скорости ветра  $V_{zi}(h_{ki}, t_n)$  по высоте и времени. Здесь  $t_n = t_0 + nT_{\text{circ}}/2$  – текущее время;  $t_0$  – время начала измерения.

Информация о ветре и турбулентности может быть извлечена из лидарных измерений лишь при определенных условиях. К ним относятся отсутствие дождя и низкой облачности, а также достаточно высокое отношение сигнал-шум, при котором вероятность плохой (ложной) оценки радиальной скорости практически нулевая. К тому же в настоящей работе нас интересует турбулентность устойчивого пограничного слоя атмосферы, в котором при определенных условиях образуется НСТ с максимумом скорости ветра на высотах от 200 до 600 м. Из результатов эксперимента на БЭКе ИОА СО РАН наиболее подходящими оказались данные, измеренные лидаром Stream Line в течение 12 ч, с 20:00 23 июля до 08:00 24 июля. Согласно измерениям акустическими метеостанциями, задействованными в этом эксперименте на различных высотах, в рассматриваемый отрезок времени температурная стратификация приземного слоя атмосферы была устойчивой.

На рис. 2 представлены распределения по высоте и времени для SNR, скорости ветра, угла направления ветра и вертикальной компоненты вектора ветра, полученные из измерений лидаром Stream Line на БЭКе с 23 по 24 июля 2018 г. Данные левой колонки для двумерных распределений восстановлены из измерений при угле места  $35,3^\circ$ , а правой – при  $60^\circ$ . Во время этих измерений для повышения отношения сигнал-шум использовалась фокусировка зондирующего излучения на расстояние 500 м. Из-за изменения с расстоянием  $R_k$  уровня лидарного эхосигнала имеет место существенное отличие распределений  $\overline{\text{SNR}}_1(h, t_n)$  и  $\overline{\text{SNR}}_2(h, t_n)$  (ср. рис. 2, а и б). В тоже время в тех областях, где  $\overline{\text{SNR}}_i(h_{ki}, t_n) > -16$  дБ, отличия в измеренных рас-

пределениях скорости ветра  $U_1(h, t_n)$  и  $U_2(h, t_n)$ , а также угла направления ветра  $\theta_{V1}(h, t_n)$  и  $\theta_{V2}(h, t_n)$  не столь значительны (ср. рис. 2, в и з; рис. 2, д и е) и обусловлены в основном турбулентными вариациями поля ветра. Мы считаем, что из-за крупномасштабных турбулентных неоднородностей ветрового потока и быстрых мезомасштабных процессов имеет место существенное расхождение в оценках скорости вертикального ветра  $V_{z1}(h, t_n)$  и  $V_{z2}(h, t_n)$ . За редким исключением при условии  $\overline{\text{SNR}}_i(h_{ki}, t_n) > -16$  дБ значения оценок вертикальной компоненты вектора скорости ветра не выходят за пределы интервала от  $-1$  до  $1$  м/с (см. рис. 2, ж, з).

На рис. 2, в, з хорошо видно присутствие низкоуровневого струйного течения во время этих измерений. В точке максимума скорость ветра иногда достигала 25 м/с. Из данных, измеренных лидаром в этом эксперименте, возможно получение информации о ветровой турбулентности при условии практически нулевой вероятности плохой оценки радиальной скорости, т.е. когда  $\overline{\text{SNR}}_i(h_{ki}, t_n) > -16$  дБ. Согласно данным рис. 2, а, б это условие будет выполнено до высоты 600 м.

Для получения оценок параметров ветровой турбулентности: скорости диссипации турбулентной энергии  $\varepsilon_1(h_{k1}, t_n)$  и  $\varepsilon_2(h_{k2}, t_n)$ ; дисперсии радиальной скорости  $\sigma_{r1}^2(h_{k1}, t_n)$  и  $\sigma_{r2}^2(h_{k2}, t_n)$ ; интегрального масштаба турбулентности  $L_{V1}(h_{k1}, t_n)$  и  $L_{V2}(h_{k2}, t_n)$ , из массивов флуктуаций лидарных оценок радиальной скорости, соответственно,  $V'_{L1}(R_k, \theta_m; n) = V_{L1}(R_k, \theta_m; n) - \mathbf{S}_1(\theta_m) \cdot \mathbf{V}_1(R_k, n)$  и  $V'_{L2}(R_k, \theta_m; n) = V_{L2}(R_k, \theta_m; n) - \mathbf{S}_2(\theta_m) \cdot \mathbf{V}_2(R_k, n)$  мы воспользовались методом, подробное описание которого дано в [13]. Здесь  $\mathbf{S}_i(\theta_m) = \{\sin \varphi_i, \cos \varphi_i \cos \theta_m, \cos \varphi_i \sin \theta_m\}$ ; индексы  $i = 1$  и  $i = 2$  относятся к измерениям при угле места  $35,3$  и  $60^\circ$ . Для получения каждой из оценок параметров турбулентности мы использовали усреднение соответствующих данных, измеренных за 20 конических сканирования. С учетом того, что во время этого эксперимента попеременно задавались углы места  $35,3$  и  $60^\circ$ , продолжительность измерения данных для получения одной оценки параметра ветровой турбулентности составляет около 40 мин.

На рис. 3 приведены результаты пространственно-временной визуализации ветровой турбулентности (распределения  $\sigma_{ri}^2(h_{ki}, t_n)$ ,  $\varepsilon_i(h_{ki}, t_n)$  и  $L_{Vi}(h_{ki}, t_n)$ ). На каждом из этих распределений белой и черной кривыми показан временной ход высоты точки максимума скорости ветра, взятый из данных рис. 2, в. Эти кривые являются границей между нижней и верхней частью НСТ, и их можно считать центром струйного течения. Видно, что в верхней части струйного течения ветровая турбулентность очень слабая, в частности, скорость диссипации турбулентной энергии не превышает  $10^{-4}$  м<sup>2</sup>/с<sup>3</sup>, а дисперсия радиальной скорости  $\sigma_{r2}^2(h_{k2}, t_n)$  при угле места  $60^\circ$  не превышает  $0,08$  м<sup>2</sup>/с<sup>2</sup>.

В случае статистической однородности ветра по горизонтали из данных для дисперсии радиальной

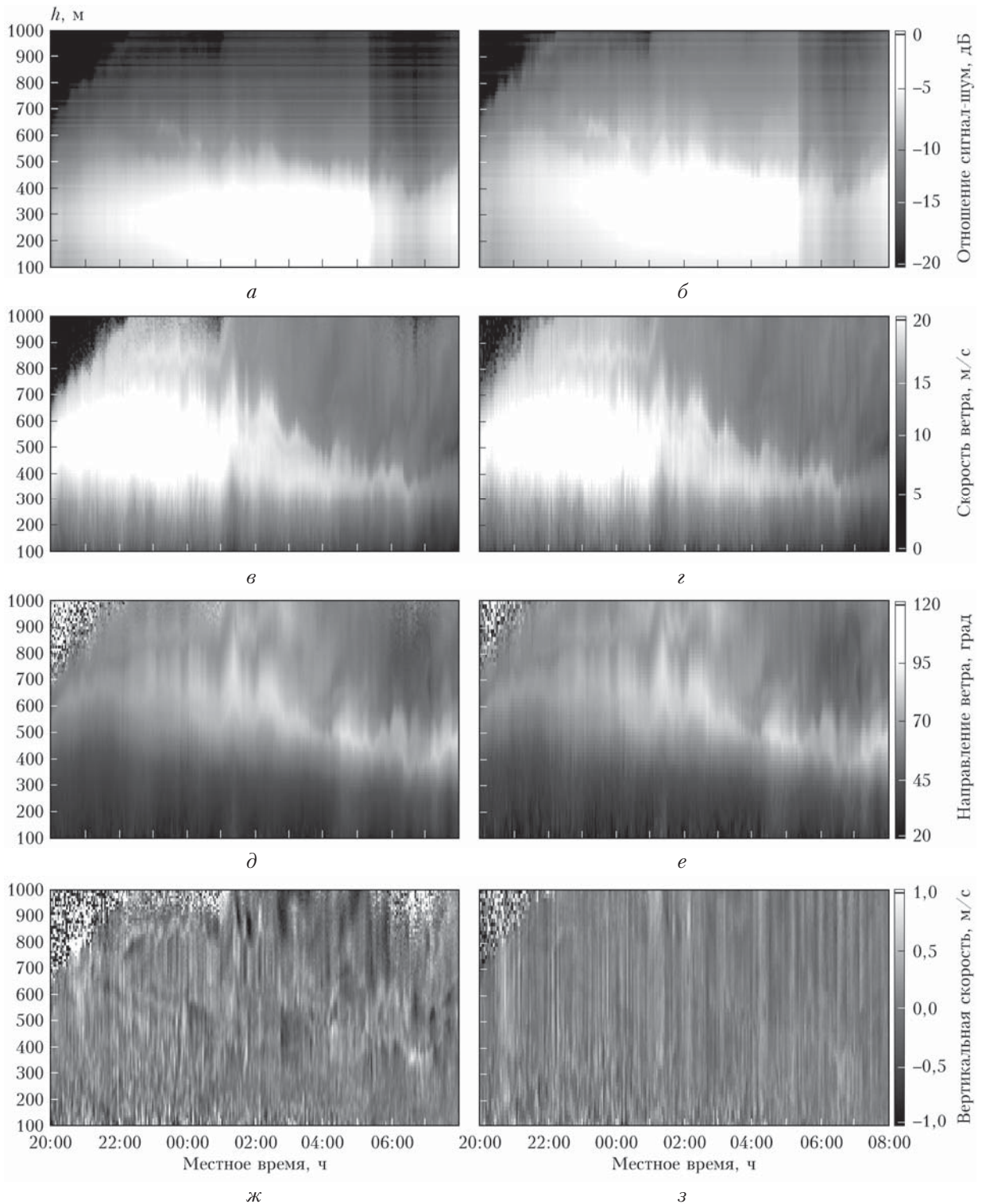


Рис. 2. Распределения по высоте и времени: *a, б* – отношения сигнал-шум; *в, г* – скорости ветра; *д, е* – угла направления ветра; *ж, з* – вертикальной компоненты вектора скорости ветра, полученные из измерений лидаром Stream Line на БЭКе ИОА СО РАН с 23 по 24 июля 2018 г. с использованием конического сканирования при углах места 35,3 (*a, в, д, ж*) и 60° (*б, г, е, з*)

скорости  $\sigma_{r1}^2(h_{k1}, t_n)$ , полученных из измерений при угле места 35,3°, можно рассчитать кинетическую энергию турбулентности по формуле [13]:  $E(h_{k1}, t_n) = (3/2)\sigma_{r1}^2(h_{k1}, t_n)$ .

Воспользовавшись данными рис. 2, *в, д* и рис. 3, *а, в*, мы построили высотные профили скорости и направления ветра, кинетической энергии турбулентности и скорости ее диссипации (рис. 4).

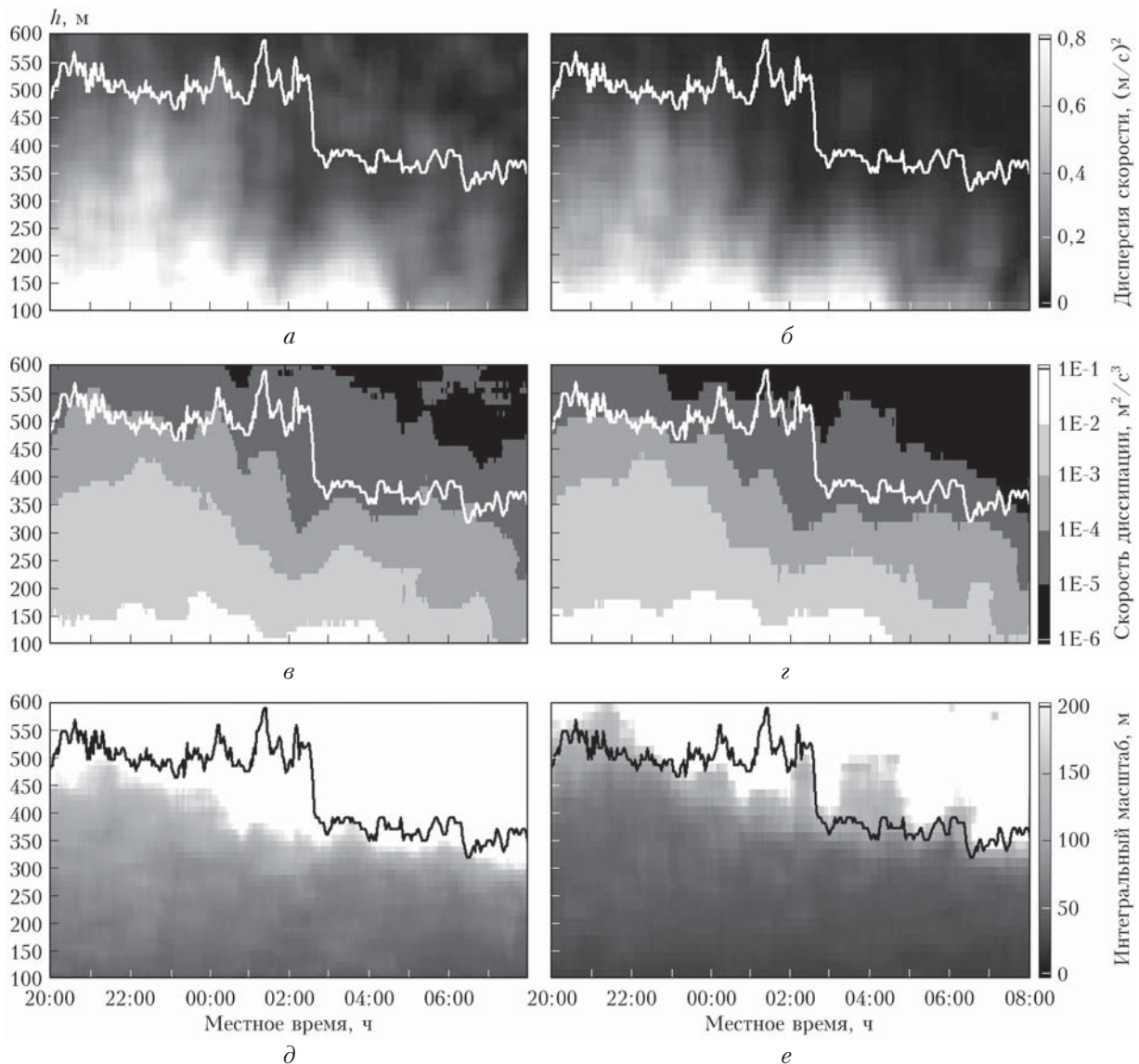


Рис. 3. Распределения по высоте и времени: *a, б* – дисперсии радиальной скорости; *в, г* – скорости диссипации турбулентной энергии; *д, е* – интегрального масштаба турбулентности, полученные из измерений лидаром Stream Line на БЭЖе ИОА СО РАН с 23 по 24 июля 2018 г. с использованием конического сканирования при углах места  $35,3^\circ$  (*a, в, д*) и  $60^\circ$  (*б, г, е*). Черные и белые кривые – временной ход высоты точки максимума скорости ветра в вертикальном распределении скорости в пределах низкоуровневого струйного течения

Видно, что при наличии в атмосфере НСТ с максимумом скорости на высотах 400–600 м до 04:00 по местному времени имеет место довольно сильная турбулентность на высоте около 100 м ( $E > 1,5 \text{ м}^2/\text{с}^2$ , а  $\epsilon \geq 10^{-2} \text{ м}^2/\text{с}^3$ ). По описанной в [19] методике мы рассчитали погрешности оценивания кинетической энергии  $E$  и скорости диссипации  $\epsilon$ . Согласно этим расчетам в нижней части НСТ относительная погрешность оценки кинетической энергии составляет 7–10%, а точность оценивания скорости диссипации – 6–8%.

Скорость диссипации турбулентной энергии является характеристикой локально-изотропного поля ветра. Тогда если поле ветра статистически однородно по горизонтали, то лидарные оценки скорости диссипации  $\epsilon_1(h, t_n)$  и  $\epsilon_2(h, t_n)$ , полученные для од-

ной и той же высоты  $h$ , но для разных углов места ( $35,5^\circ$  и  $60^\circ$ ), в среднем должны полностью совпадать. Для проверки этого мы воспользовались данными рис. 3, *в, г* и их интерполяцией по высоте с шагом 10 м на высотах 100–500 м.

На рис. 5 представлены результаты сравнения лидарных оценок скорости диссипации  $\epsilon_1(h, t_n)$  и  $\epsilon_2(h, t_n)$  в четырех высотных слоях: 1) 100–200 м; 2) 200–300 м; 3) 300–400 м; 4) 400–500 м. Анализ этих результатов показал, что в среднем в первом слое  $\epsilon_1$  меньше  $\epsilon_2$  на 20%; во втором слое  $\epsilon_1$  и  $\epsilon_2$  практически совпадают; в третьем и четвертом слоях  $\epsilon_1$  превышает  $\epsilon_2$ , соответственно, в 1,5 и 2 раза.

Насчет того, с чем связано в среднем небольшое расхождение в оценках скорости диссипации внутри самого нижнего слоя, у нас есть только предположения,

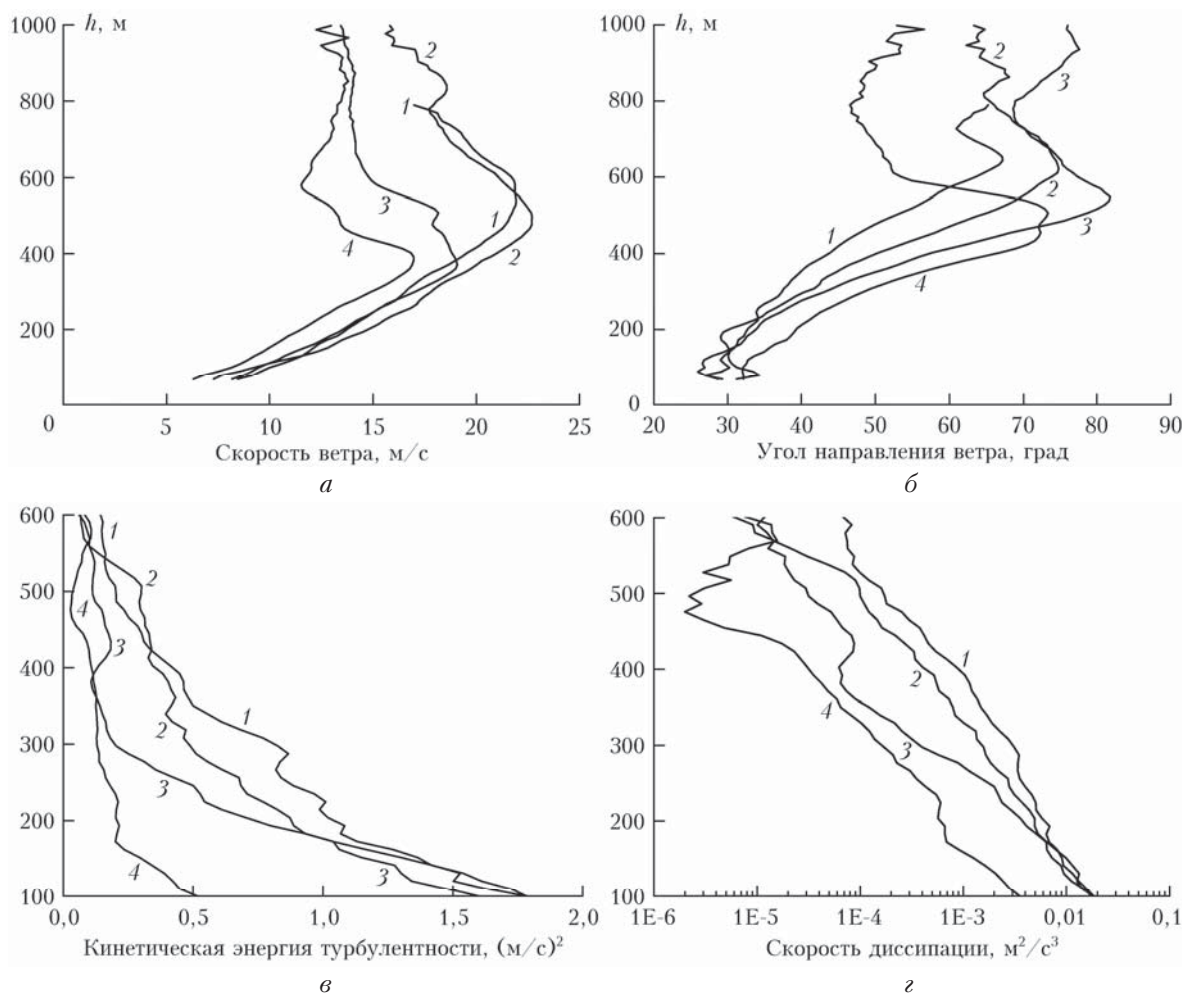


Рис. 4. Высотные профили: *a* – скорости ветра; *б* – угла направления ветра; *в* – кинетической энергии турбулентности; *г* – скорости диссипации турбулентной энергии, восстановленные из измерений лидаром Stream Line с использованием конического сканирования зондирующим пучком при угле места  $35,3^\circ$  в 21:00 23 июля 2018 г. (кривые 1), 00:00 (кривые 2), 03:00 (кривые 3) и 06:00 (кривые 4) 24 июля 2018 г. Для восстановления профилей скорости и угла направления ветра использовались данные одного сканирования (продолжительность измерения 1 мин), а для восстановления профилей ветровой турбулентности – 20 сканирований (с учетом попеременного использования углов места  $35,5$  и  $60^\circ$  продолжительность измерения 40 мин)

требующие доказательства. Существенное превышение оценок скорости диссипации из измерений лидаром при углах места  $35,3$  и  $60^\circ$  в верхних слоях может быть связано с мезомасштабными неоднородностями поля ветра по горизонтали (например, внутренние гравитационные волны) на фоне очень слабой турбулентности. Следует отметить, что параметр расхождения оценок скорости диссипации  $[2(\varepsilon_1 - \varepsilon_2) / (\varepsilon_1 + \varepsilon_2)] \cdot 100\%$  в среднем по модулю не превышает 10% на любой высоте в слое от 170 до 320 м.

Полученные ранее экспериментальные данные (см., например, [20]) указывают на то, что в пограничном слое атмосферы из-за анизотропии ветровой турбулентности дисперсия горизонтальной скорости ветра  $\sigma_H^2(h)$  превышает дисперсию вертикальной компоненты  $\sigma_w^2(h)$ , а масштаб корреляции горизонтальной скорости  $L_H(h)$  больше масштаба вер-

тикальной скорости  $L_w(h)$ . Из лидарных измерений  $\bar{\sigma}_r^2(h/\sin\varphi_1, \varphi_1)$ ,  $\bar{\sigma}_r^2(h/\sin\varphi_2, \varphi_2)$  и  $\varepsilon(h)$  мы определим степени анизотропии  $\nu_\sigma = \sigma_H^2 / \sigma_w^2$  для дисперсий и  $\nu_L = L_H / L_w$  для масштабов корреляции горизонтальной и вертикальной компоненты вектора скорости ветра. Так как  $\sigma_H^2 > \sigma_w^2$  и в нашем эксперименте углы места  $\varphi_1 = 35,3^\circ$  и  $\varphi_2 = 60^\circ$ , согласно (4), следует ожидать превышение дисперсии  $\bar{\sigma}_r^2(h/\sin\varphi_1, \varphi_1)$  над  $\bar{\sigma}_r^2(h/\sin\varphi_2, \varphi_2)$ .

На рис. 6 показаны высотные профили дисперсий  $\bar{\sigma}_{r1}^2(h_{k1}) = \bar{\sigma}_r^2(R_k, \varphi_1)$ ;  $\bar{\sigma}_{r2}^2(h_{k1}) = \bar{\sigma}_r^2(R_k, \varphi_2)$  и интегральных масштабов корреляции  $L_{V1}(h_{k1}) = L_V(R_k, \varphi_1)$ ;  $L_{V2}(h_{k2}) = L_V(R_k, \varphi_2)$  радиальной скорости, полученные из лидарных измерений при углах места  $\varphi = \varphi_1 = 35,3^\circ$  и  $\varphi = \varphi_2 = 60^\circ$  в разное время при наличии в ПСА низкоуровневого струйного течения. Видно, что на одной и той же высоте  $h$  всегда  $\bar{\sigma}_{r1}^2 > \bar{\sigma}_{r2}^2$  (см. рис. 6, *a*, *в*, *д*). Так как

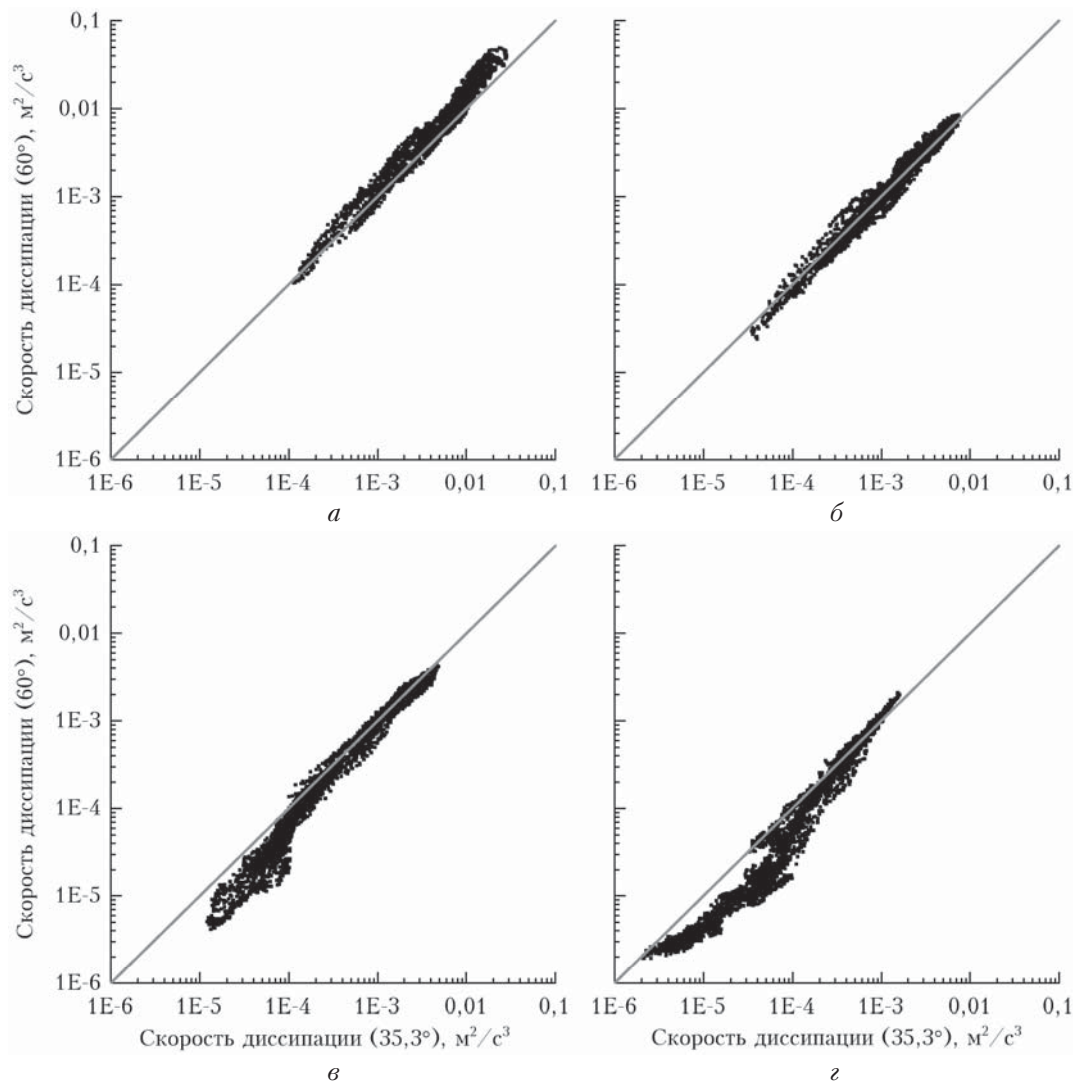


Рис. 5. Сравнение оценок скорости диссипации турбулентной энергии (черные точки), полученных из измерений лидаром Stream Line при углах места 35,3 и 60° с 20:00 23 июля по 08:00 24 июля 2018 г. в высотных слоях 100–200 (а); 200–300 (б); 300–400 (в); 400–500 м (г)

$L_{Vi} \sim (\sigma_{ri}^2)^{3/2} / \varepsilon_i$  (формула (1)) и оценки скорости диссипаций  $\varepsilon_1(h)$  и  $\varepsilon_2(h)$  не сильно отличаются, интегральный масштаб  $L_{V1} > L_{V2}$  (см. рис. 6, б, г, е).

Из данных рис. 3, а, б следует, что отношение дисперсий радиальной скорости  $\mu = \sigma_{r1}^2 / \sigma_{r2}^2$ , усредненное с использованием всех оценок в слое 100–300 м, равно 1,4. При этом в среднем отношение интегральных масштабов  $L_{V1} / L_{V2} = \mu^{3/2} = 1,7$ . Примерно такой же результат ( $L_{V1} / L_{V2} \approx 1,8$ ) мы получили, напрямую усреднив отношения интегральных масштабов в этом слое. Таким образом, из-за анизотропии турбулентности дисперсия радиальной скорости при угле места 35,3° в 1,4 раза больше, чем при 60°, а интегральный масштаб турбулентности при угле места 35,3° в 1,7 раза превышает интегральный масштаб при угле места 60°.

Предполагая, что в слое 100–300 м имеет место статистическая однородность поля ветра по горизонтали, с учетом формулы  $\sigma_{ri}^2 = \sigma_w^2 \sin^2 \varphi_i + \sigma_H^2 \cos^2 \varphi_i$ ,

где  $\varphi_1 = 35,3^\circ$  и  $\varphi_2 = 60^\circ$ , для отношения дисперсий горизонтальной и вертикальной компонент вектора скорости ветра мы имеем соотношение

$$v_\sigma = \frac{\sigma_H^2}{\sigma_w^2} = \frac{9\mu - 4}{8 - 3\mu}. \quad (9)$$

Подставив в (9) значение  $\mu = 1,4$ , получаем, что дисперсия горизонтальной компоненты вектора скорости ветра  $\sigma_H^2$  в 2,26 раза больше дисперсии вертикальной компоненты  $\sigma_w^2$  (среднеквадратическое отклонение горизонтальной компоненты вектора скорости  $\sigma_H$  в 1,5 раза больше среднеквадратического отклонения вертикальной компоненты  $\sigma_w$ ). Мы предполагаем, что пространственная структура ветровой турбулентности описывается моделью Кармана (формула (1)). Тогда для отношения интегральных продольных масштабов корреляции флуктуаций горизонтальной  $L_H$  и вертикальной  $L_w$  компонент



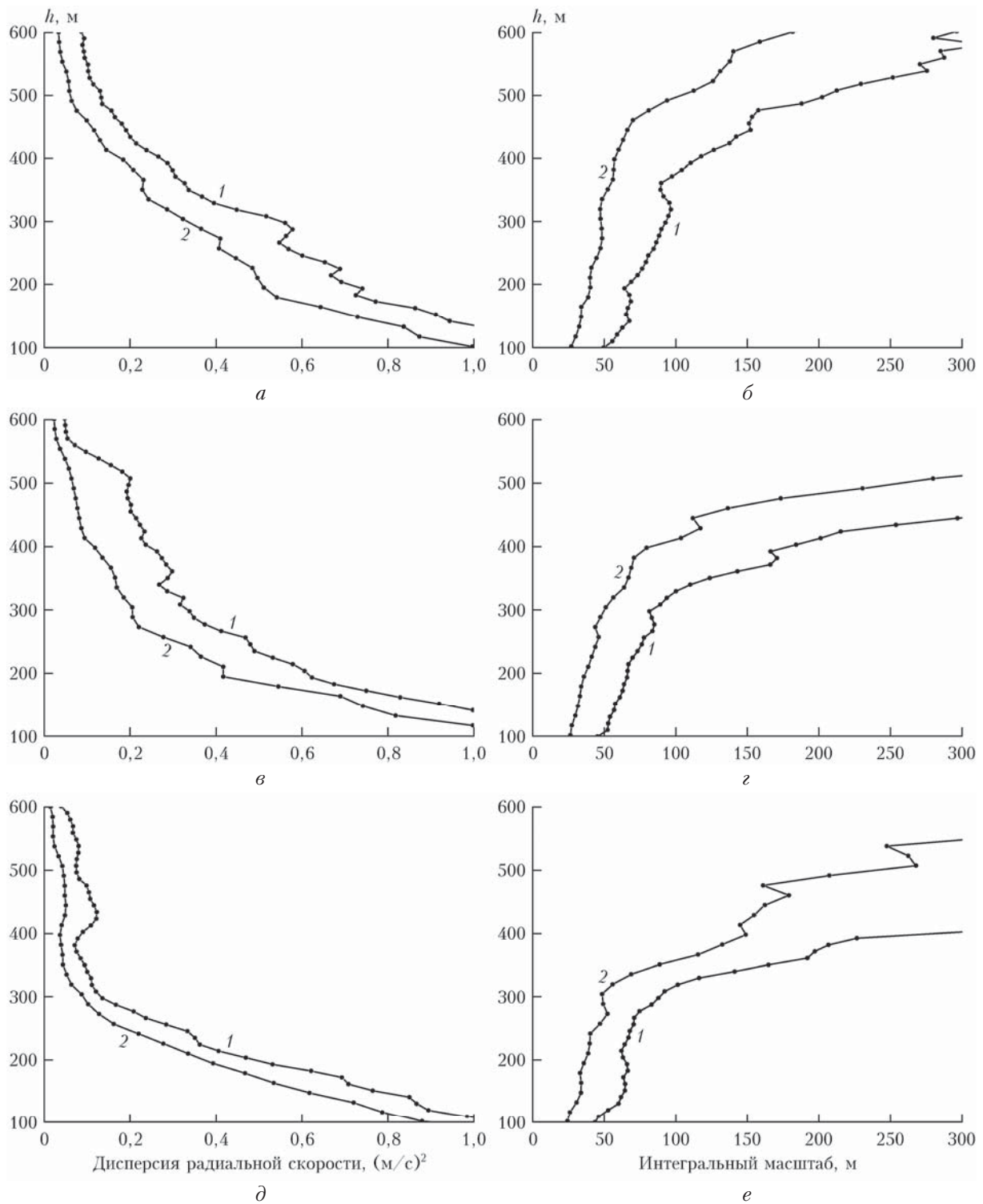


Рис. 6. Высотные профили: *a*, *в*, *д* – дисперсии радиальной скорости; *б*, *г*, *е* – интегрального масштаба турбулентности, восстановленные из измерений лидаром Stream Line при углах места 35,3 (кривые 1) и 60° (кривые 2) в 21:00 23 июля (*a*, *б*), 00:00 (*в*, *г*) и 03:00 (*д*, *е*) 24 июля 2018 г.

вектора скорости ветра  $v_L = L_H / L_w = (\sigma_H^2 / \sigma_z^2)^{3/2}$  получаем, что  $L_H$  в 3,4 раза больше  $L_w$ . Такие результаты, касающиеся степени анизотропии ветровой турбулентности, не противоречат известным экспериментальным данным [20].

На рис. 3, *д*, *е* белым цветом показаны области, где оценки интегрального масштаба турбулентности  $L_{Vi}(h_{ki}, t_n)$  превышают 200 м. Как следует из рис. 3, *д*, *е* и рис. 6, *б*, *г*, *е*, с высотой лидарная оценка интегрального масштаба  $L_{Vi}$  увеличивается.

При этом в слое выше 300–450 м происходит более быстрое возрастание, и уже на высоте 600 м оценка  $L_{V1}$  (измерения при угле места  $35,3^\circ$ ) может в 2 раза превышать эту высоту, а величина  $L_{V2}$  (при  $\varphi = 60^\circ$ ) сопоставима с этой высотой, что указывает на явное завышение оценок интегральных масштабов турбулентности в центральной и верхней частях струйного течения. Для выявления причины такой погрешности мы по аналогии с [15] исследовали флуктуации лидарных оценок радиальной скорости  $V'_{Li}(R_k, \theta_m; n)$ . В результате обнаружено, что выше 300 м часто возникают неоднородности ветрового потока с масштабами, сравнимыми с радиусом основания конуса сканирования (мезомасштабный процесс). В наибольшей степени это проявляется в центральной части НСТ, особенно в областях, где направление ветра резко изменяется с высотой (см. рис. 2, *д*, *е* и 4, *б*). Вполне возможно, что здесь мы имеем дело с внутренней гравитационной волной, возникающей в условиях устойчивой температурной стратификации ПСА и резкого изменения поля ветра с высотой. Так как после усреднения флуктуаций оценок радиальной скорости  $V'_{Li}(R_k, \theta_m; n)$  по большому числу конических сканирований мы не получили регулярной осциллирующей зависимости от азимутального угла (что мы имели в эксперименте, описанном в [15]), предложенный в [15] метод коррекции флуктуаций оценок радиальной скорости не позволит получить нам здесь приемлемые оценки интегрального масштаба турбулентности в центральной части струйного течения.

Для решения вышеуказанной проблемы мы воспользовались простым подходом. Рассмотрим слой в пределах высот 100–300 м, где вклад мезомасштабных процессов в вариации ветра пренебрежимо мал по сравнению с ветровой турбулентностью. В пределах этого слоя в среднем интегральные масштабы  $L_{V1}$  и  $L_{V2}$  линейно растут с высотой  $h$ . Так, на высоте 100 м масштабы  $L_{V1} = 45$  м и  $L_{V2} = 26$  м, а на высоте 300 м  $L_{V1} = 93$  м и  $L_{V2} = 51$  м. Предполагая, что в слое 100–500 м интегральные масштабы турбулентности в среднем линейно растут с высотой, мы воспользовались для них линейной экстраполяцией и получили, что на высоте 500 м величины интегральных масштабов  $L_{V1} = 136$  м и  $L_{V2} = 80$  м. Такие значения интегрального масштаба турбулентности для центральной части НСТ не противоречат соответствующим экспериментальным данным, опубликованным в [15]. Согласно расчетам по формулам (7) и (8) при  $L_{V1} = 136$  м и  $L_{V2} = 80$  м, в центральной части НСТ (на высоте 500 м)  $L_H \approx 183$ , а  $L_w \approx 54$  м.

### Заключение

Таким образом, анализ результатов эксперимента на БЭКЕ ИОА СО РАН с использованием ИКДЛ Stream Line при условии устойчивой температурной стратификации пограничного слоя атмосферы и наличии низкоуровневого струйного течения показал, что в верхней части струйного течения ветровая тур-

булентность очень слабая, в частности, скорость диссипации турбулентной энергии не превышает  $10^{-4}$  м<sup>2</sup>/с<sup>3</sup>. Дисперсия радиальной скорости, измеренной при угле места  $35,3^\circ$ , всегда превышает соответствующую характеристику, измеряемую при угле места  $60^\circ$ , в среднем в 1,4 раза, а интегральный масштаб турбулентности при угле места  $35,3^\circ$  в среднем в 1,7 раза превышает интегральный масштаб при  $60^\circ$ . Такая степень анизотропии указывает на превышение дисперсией (интегральным масштабом) горизонтальной скорости ветра дисперсии (интегрального масштаба) вертикальной скорости, и отношение таких дисперсий (интегральных масштабов) составляет 2,26 (3,4). В центральной части НСТ интегральные масштабы флуктуаций горизонтальной и вертикальной компонент скорости ветра в среднем равны 183 и 54 м соответственно.

1. Eberhard W.L., Cupp R.E., Healy K.R. Doppler lidar measurement of profiles of turbulence and momentum flux // J. Atmos. Ocean. Technol. 1989. V. 6. P. 809–819.
2. Frehlich R.G., Hannon S.M., Henderson S.W. Coherent Doppler lidar measurements of wind field statistics // Bound.-Layer Meteorol. 1998. V. 86, N 1. P. 223–256.
3. Smalikho I.N., Köpp F., Rahm S. Measurement of atmospheric turbulence by 2- $\mu$ m Doppler lidar // J. Atmos. Ocean. Technol. 2005. V. 22, N 11. P. 1733–1747.
4. 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.
5. Banta R.M., Pichugina Y.L., Brewer W.A. Turbulent velocity-variance profiles in the stable boundary layer generated by a nocturnal low-level jet // J. Atmos. Sci. 2006. V. 63. P. 2700–2719.
6. Банах В.А., Смалыхо И.Н., Пичугина Е.Л., Брюер А. Репрезентативность измерений скорости диссипации энергии турбулентности сканирующим когерентным доплеровским лидаром // Оптика атмосф. и океана. 2009. Т. 22, № 10. С. 966–972; Banakh V.A., Smalikho I.N., Pichugina E.L., Brewer W.A. Representativeness of measurements of the dissipation rate of turbulence energy by scanning Doppler lidar // Atmos. Ocean. Opt. 2010. V. 23, N 1. P. 48–54.
7. 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.
8. Sathe A., Mann J. A review of turbulence measurements using ground-based wind lidars // Atmos. Meas. Tech. 2013. V. 6, N 11. P. 3147–3167.
9. Sathe A., Mann J., Vasiljevic N., Lea G. A six-beam method to measure turbulence statistics using ground-based wind lidars // Atmos. Meas. Tech.: Discuss. 2014. V. 7. P. 10327–10359.
10. Смалыхо И.Н., Банах В.А., Фалищ А.В., Руды 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.
11. Newman J.F., Klein P.M., Wharton S., Sathe A., Bonin T.A., Chilson P.B., Muschinski A. Evaluation of three lidar scanning strategies for turbulence measurements // Atmos. Meas. Tech. 2016. V. 9, N 5. P. 1993–2013.

12. Смалихо И.Н., Банах В.А., Фалиц А.В. Лидарные измерения параметров ветровой турбулентности в пограничном слое атмосферы // Оптика атмосфер. и океана. 2017. Т. 30, № 4. С. 342–349.
13. Smalikho I.N., Banakh V.A. Measurements of wind turbulence parameters by a conically scanning coherent Doppler lidar in the atmospheric boundary layer // Atmos. Meas. Tech. 2017. V. 10, N 11. P. 4191–4208.
14. Stephan A., Wildmann N., Смалихо И.Н. Измерения параметров ветровой турбулентности лидаром Windcube 200s в пограничном слое атмосферы // Оптика атмосфер. и океана. 2018. Т. 31, № 10. С. 815–820.
15. Смалихо И.Н., Банах В.А., Фалиц А.В. Лидарные исследования ветровой турбулентности при наличии в атмосфере низкоуровневого струйного течения // Оптика атмосфер. и океана. 2018. Т. 31, № 9. С. 716–724.
16. von Karman T. Progress in the statistical theory of turbulence // Proc. of the National Academy of Science. 1948. V. 34, N 11. P. 530–539. DOI: 10.1073/pnas.34.11.530.
17. Смалихо 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 атмосфер. 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.
18. Smalikho I. Techniques of wind vector estimation from data measured with a scanning coherent Doppler lidar // J. Atmos. Ocean. Technol. 2003. V. 20, N 2. P. 276–291.
19. Banakh V.A., Smalikho I.N., Falits V.A. Estimation of the turbulence energy dissipation rate in the atmospheric boundary layer from measurements of the radial wind velocity by micropulse coherent Doppler lidar // Opt. Express. 2017. V. 25, N 19. P. 22679–22692.
20. Бызова Н.Л., Иванов В.Н., Гарзер Е.К. Турбулентность в пограничном слое атмосферы. Л.: Гидрометеоиздат, 1989. 263 с.

*I.N. Smalikho, V.A. Banakh, A.V. Falits, A.M. Sherstobitov. Lidar estimates of the degree of anisotropy of wind turbulence in the stable atmospheric boundary layer.*

To determine the degree of anisotropy of wind turbulence from measurements of the Stream Line lidar during experiments, we used a conical scanning by the probing beam, alternately setting the elevation angle equal to 35.3 and 60° after each scan. An experiment with such measurement geometry was carried out at the Basic Experimental Complex of IAO SB RAS in July 2018. The analysis of the measurement results at night in the presence of a low-level jet (LLJ) in the atmosphere showed that the variance (integral scale) of the horizontal component of the wind velocity is 2.26 (3.4) times larger than that of the vertical component. In the central part of the LLJ, the integral scales of the horizontal and vertical wind components are on average equal to 183 and 54 m, respectively.