

Измерения параметров ветровой турбулентности лидаром Windcube 200s в пограничном слое атмосферы

A. Stephan¹, N. Wildmann¹, И.Н. Смалихо^{2*}

¹*Institute of Atmospheric Physics of the German Aerospace Center (DLR)
82234, Oberpfaffenhofen, Wessling, Münchener Straße 20, Germany*

²*Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН
634055, г. Томск, пл. Академика Зуева, 1, Россия*

Поступила в редакцию 21.05.2018 г.

Предложен метод определения параметров ветровой турбулентности из данных, измеряемых импульсным когерентным доплеровским лидаром при коническом сканировании зондирующим пучком в условиях слабого эхосигнала. Представлены результаты пространственно-временной визуализации кинетической энергии турбулентности, ее скорости диссипации и интегрального масштаба турбулентности из измерений лидаром Windcube 200s в пограничном слое атмосферы. Показано, что применяемая процедура фильтрации лидарных данных позволяет получать приемлемые результаты при ненулевой вероятности плохой оценки радиальной скорости.

Ключевые слова: когерентный доплеровский лидар, ветровая турбулентность, фильтрация лидарных данных; coherent Doppler lidar, wind turbulence, lidar data filtering.

Введение

В статье [1] разработан метод определения параметров ветровой турбулентности (кинетической энергии турбулентности E , скорости диссипации турбулентной энергии ϵ , интегрального масштаба турбулентности L_V) из измерений микроимпульсным когерентным доплеровским лидаром (МИКДЛ) при коническом сканировании зондирующим пучком и угле места $\varphi = 35,3^\circ$. Метод был апробирован в натурном эксперименте с использованием МИКДЛ Stream Line [2]. При этом для определения параметров ветровой турбулентности были использованы только те экспериментальные данные, для которых вероятность плохой (ложной) оценки радиальной скорости P_b практически равна нулю. Вероятность P_b зависит от отношения сигнал-шум SNR, которое мы определяем как отношение средней мощности лидарного эхосигнала к средней мощности шума в полосе пропускания 50 МГц. Чем ниже SNR, тем больше P_b [3–6]. Для определения скорости и направления ветра из массива радиальных скоростей, измеренных при низком SNR, когда вероятность P_b существенно отлична от нуля, может быть использована фильтрованная синусоидальная подгонка [7]. Однако для получения оценок турбулентных параметров E , ϵ и L_V фильтрация данных, измеряемых МИКДЛ, ранее никем не применялась.

В настоящей работе предлагается новый метод определения параметров ветровой турбулентности из лидарных измерений, в котором используется процедура фильтрации хороших (репрезентативных) оценок радиальных скоростей. Представлены результаты пространственно-временной визуализации турбулентности пограничного слоя атмосферы, полученные этим методом с использованием данных эксперимента, в котором был задействован МИКДЛ Windcube 200s [8], и анализируется эффективность применяемой фильтрации.

Определение параметров ветровой турбулентности при ненулевой вероятности плохой оценки радиальной скорости

Пусть во время измерения МИКДЛ Windcube 200s используется коническое сканирование зондирующим пучком. Исходными данными измерений таким лидаром является массив спектров мощности сигнала $S(f; R_k, \theta_m, n)$, где f – частота; $R_k = R_0 + k\Delta R$ – расстояние от лидара до центра зондируемого объема; $k = 0, 1, 2, \dots, K - 1$; ΔR – шаг по дальности зондирования; $\theta_m = m\Delta\theta$ – азимутальный угол; $m = 0, 1, 2, \dots, M - 1$; M – число лучей за одно полное коническое сканирование (θ_m изменяется от 0 до 360°); $\Delta\theta$ – разрешение по азимутальному углу и $n = 1, 2, 3, \dots, N$ – номер сканирования [9]. Из $S(f; R_k, \theta_m, n)$ с помощью описанной в [9] процедуры получаем оценки радиальной

* Anton Stephan (Anton.Stephan@dlr.de); Norman Wildmann (Norman.Wildmann@dlr.de); Игорь Николаевич Смалихо (smalikh@iao.ru).

скорости (проекция вектора скорости ветра на ось зондирующего пучка) $\hat{V}_r(R_k, \theta_m; n)$, точность которых зависит от отношения сигнал-шум.

При произвольном SNR, когда вероятность плохой оценки радиальной скорости P_b отлична от нуля, величину $\hat{V}_r(R_k, \theta_m; n)$ следует представить в виде [10–12]:

$$\hat{V}_r(R_k, \theta_m; n) = \begin{cases} V_a(R_k, \theta_m; n) + V_g(R_k, \theta_m; n) \\ \text{в случае хорошей оценки,} \\ V_b(R_k, \theta_m; n) \\ \text{в случае плохой оценки,} \end{cases} \quad (1)$$

где $V_a(R_k, \theta_m; n)$ – радиальная скорость, усредненная по зондируемому объему, центр которого находится на расстоянии R_k от лидара; $V_g(R_k, \theta_m; n)$ – случайная инструментальная погрешность хорошей оценки радиальной скорости с нулевым средним и свойствами белого шума [3]; $V_b(R_k, \theta_m; n)$ – плохая оценка радиальной скорости, не содержащая информацию о ветре и принимающая случайным образом любые значения в выбранной полосе пропускания [3]. Если шумовая составляющая спектра лидарного сигнала представляет собой белый шум, то функция плотности вероятностей плохой оценки радиальной скорости имеет равномерное распределение в интервале скоростей $[-B_V/2, +B_V/2]$ ($B_V = (\lambda/2)B$; λ – длина волны зондирующего излучения; B – частотная полоса пропускания) [12].

Информация о ветровой турбулентности содержится во флуктуациях

$$V'_a(R_k, \theta_m; n) = V_a(R_k, \theta_m; n) - \langle V_a(R_k, \theta_m) \rangle,$$

где угловые скобки означают усреднение по ансамблю реализаций. Поэтому из массива лидарных оценок радиальной скорости вначале необходимо рассчитать их флуктуации [1]:

$$\hat{V}'_r(R_k, \theta_m; n) = \hat{V}_r(R_k, \theta_m; n) - \langle \hat{V}_r(R_k, \theta_m) \rangle, \quad (2)$$

из которых затем получаем приращения (по азимуту) флуктуаций оценок радиальных скоростей:

$$\Delta \hat{V}'_r(R_k, \theta_m + l\Delta\theta; n) = \hat{V}'_r(R_k, \theta_m + l\Delta\theta; n) - \hat{V}'_r(R_k, \theta_m; n). \quad (3)$$

В (3) $l = 1, L \ll M$ и $m = 0, 1, 2, \dots, M - 1 - l$. В случае ненулевой вероятности P_b при определении в (2) средней радиальной скорости $\langle \hat{V}_r(R_k, \theta_m) \rangle$ необходимо применять фильтрацию хороших оценок радиальной скорости, например методом фильтрованной синусоидальной подгонки [7].

Когда вероятность $P_b = 0$, оценка радиальной скорости описывается верхней строчкой в правой части формулы (1). При этом дисперсия $\sigma_L^2 = \langle [\hat{V}'_r(R_k, \theta_m; n)]^2 \rangle$ и азимутальная структурная функция $D_L(l\Delta\theta) = \langle [\Delta \hat{V}'_r(R_k, \theta_m + l\Delta\theta; n)]^2 \rangle$, усред-

ненные по всем азимутальным углам θ_m , предствимы в виде [1]:

$$\sigma_L^2 = \sigma_a^2 + \sigma_g^2, \quad (4)$$

$$D_L(l\Delta\theta) = D_a(l\Delta\theta) + 2\sigma_g^2, \quad (5)$$

где $\sigma_a^2 = \langle [V'_a(R_k, \theta_m; n)]^2 \rangle$ – дисперсия и $D_a(l\Delta\theta) = \langle [V'_a(R_k, \theta_m + l\Delta\theta; n) - V'_a(R_k, \theta_m; n)]^2 \rangle$ – азимутальная структурная функция радиальной скорости, усредненной по зондируемому объему с продольным Δz и поперечным размерами $\Delta y_k = R_k \cos\phi \Delta\theta$ ($\Delta\theta$ в радианах) объема зондирования; $\sigma_g^2 = \langle [V_g(R_k, \theta_m; n)]^2 \rangle$ – инструментальная погрешность хорошей оценки радиальной скорости.

Из σ_L^2 и $D_L(l\Delta\theta)$, в соответствии с описанным в [1] алгоритмом, получаем оценки параметров ветровой турбулентности ε , E и L_V с помощью вычислений по формулам

$$\varepsilon = \left[\frac{D_L(L\Delta\theta) - D_L(\Delta\theta)}{A(L\Delta y_k) - A(\Delta y_k)} \right]^{3/2}, \quad (6)$$

$$E = \frac{3}{2} \left(\sigma_L^2 - D_L(\Delta\theta)/2 + \varepsilon^{2/3} [F(\Delta y_k) + A(\Delta y_k)/2] \right), \quad (7)$$

$$L_V = 0,38E^{3/2}/\varepsilon, \quad (8)$$

где должно выполняться условие $\max\{\Delta z, L\Delta y_k\} < L_V$. Величины $A(\Delta y_k)$, $A(L\Delta y_k)$ и $F(\Delta y_k)$ рассчитываются по приведенным в [1] формулам. Кроме того, можно получить оценку инструментальной погрешности σ_g как [1]:

$$\sigma_g = \sqrt{[D_L(\Delta\theta) - \varepsilon^{2/3} A(\Delta y_k)]/2}. \quad (9)$$

При ненулевой вероятности P_b для определения параметров ветровой турбулентности по формулам (6)–(8) требуется фильтрация хороших оценок радиальной скорости. Для этого вначале необходимо найти три функции плотности вероятностей (ФПВ) $p(V^{(1)})$, $p(V^{(2)})$ и $p(V^{(3)})$, где их аргументами являются случайные величины $V^{(1)} = \hat{V}'_r(R_k, \theta_m; n)$, $V^{(2)} = \Delta \hat{V}'_r(R_k, \theta_m + \Delta\theta; n)$ и $V^{(3)} = \Delta \hat{V}'_r(R_k, \theta_m + L\Delta\theta; n)$. Как показал анализ спектра мощности сигнала, измеряемого лидаром Windcube 200s, шумовая составляющая спектра близка к белому шуму в пределах выбранной частотной полосы пропускания $B = 50$ МГц [9]. Следовательно, функция плотности вероятности величины $V_b(R_k, \theta_m; n)$ близка к равномерному распределению в интервале скоростей $[-B_V/2, +B_V/2]$. Очевидно, что при $P_b \neq 0$ величины $V^{(q)}$ (индекс $q = 1, 2, 3$) будут выходить за пределы этого интервала. К тому же функции плотности вероятностей величин $V^{(q)}$, полученных с использованием плохих оценок радиальных скоростей $V_b(R_k, \theta_m; n)$, уже не будут иметь равномерного распределения.

Для определения ФПВ $p(V^{(q)})$ в пределах интервала $[-B_V/2, +B_V/2]$ и с равномерным распределением ФПВ величин $V^{(q)}$, полученных с использованием плохих оценок радиальных скоростей, мы воспользовались следующим алгоритмом. Интервал $[-B_V/2, +B_V/2]$ разбивается на I каналов толщиной $\delta V = B_V/I$. Величина $V^{(p)}$ может попадать в любой из этих каналов. Последовательно для каждого n -го сканирования мы получаем гистограмму $N_q(V_i; n)$, где индекс q соответствует оцениванию величины $V^{(q)}$ (см. выше), $V_i = (i - I/2)\delta V$ и $i = 0, 1, 2, \dots, I - 1$, путем добавления единицы в $N_q(V_i; n)$ на соответствующем i -м канале, предварительно определив число

$$\hat{i} = [V^{(q)}/\delta V + I/2], \quad (10)$$

где квадратные скобки означают округление до ближайшего целого. Номер этого канала определяется как

$$i = \begin{cases} |\hat{i} + 1|, & \text{если } \hat{i} < 0, \\ \hat{i}, & \text{если } 0 \leq \hat{i} \leq I - 1, \\ 2(I - 1) - \hat{i}, & \text{если } \hat{i} > I - 1. \end{cases} \quad (11)$$

После получения гистограммы $N_q(V_i; N)$ рассчитывается ФПВ:

$$p(V^{(q)}) = \frac{N_q(V_i; N)}{\delta V \sum_{i=0}^{I-1} N_q(V_i; N)}. \quad (12)$$

Такой способ определения ФПВ $p(V^{(q)})$ был апробирован нами в численном эксперименте без учета турбулентных флуктуаций скорости ветра ($E = 0$). Описание алгоритма численного моделирования случайных реализаций $\hat{V}_r(R_k, \theta_m; n)$ при произвольных скорости ветра U , вероятности плохой оценки P_b и дисперсии хорошей оценки σ_g^2 радиальной скорости дано в [13]. На рис. 1 красными кривыми показаны ФПВ $p(V^{(1)})$ и $p(V^{(2)})$ (в отсутствие турбулентных флуктуаций скорости ветра $p(V^{(3)}) = p(V^{(2)})$), полученные в численном эксперименте с использованием процедуры, описываемой формулами (10)–(12), при $B_V = 38,575$ м/с, $U \cos \phi = 10,7125$ м/с, $P_b = 0,5$ и $\sigma_g = 1$ м/с. Для сравнения на этом же рисунке синими кривыми показаны соответствующие ФПВ, рассчитанные без применения этой процедуры.

Из анализа данных, показанных на рис. 1 красными кривыми, следует, что ФПВ $p(V^{(q)})$ могут быть представлены в виде простой модели $p_M(V^{(q)})$ как

$$p_M(V^{(q)}) = \frac{1 - P_q}{\sqrt{2\pi}\sigma_q} \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{V^{(q)}}{\sigma_q}\right)^2\right] + \frac{P_q}{B_V}, \quad (13)$$

где индекс $q = 1, 2$ и 3 ; σ_q^2 – дисперсия хорошей оценки и P_q – вероятность плохой оценки величины $V^{(q)}$. Путем подгонки модельной ФПВ $p_M(V^{(q)})$ к ФПВ $p(V^{(q)})$ методом наименьших квадратов мы получили, что $\sigma_1^2 = \sigma_g^2 = 1$ (м/с)², $\sigma_2^2 = \sigma_3^2 = 2\sigma_g^2 = 2$ (м/с)², $P_1 = P_b = 0,5$ и $P_2 = P_3 = 0,75$.

Обобщим модельную ФПВ в виде (13) на случай присутствия в атмосфере турбулентных флуктуаций скорости ветра ($E \neq 0$), положив $\sigma_1^2 = \sigma_a^2 + \sigma_g^2$, $\sigma_2^2 = D_a(\Delta\theta) + 2\sigma_g^2$ и $\sigma_3^2 = D_a(L\Delta\theta) + 2\sigma_g^2$. Также путем подгонки модельной ФПВ $p_M(V^{(q)})$ к измеренной ФПВ $p(V^{(q)})$ методом наименьших квадратов можно определить дисперсии σ_1^2 , σ_2^2 и σ_3^2 . Затем, заменив в (6) $D_L(L\Delta\theta) - D_L(\Delta\theta)$ на $\sigma_3^2 - \sigma_2^2$ и в (7) $\sigma_L^2 - D_L(\Delta\theta)/2$ на $\sigma_1^2 - \sigma_2^2/2$, по формулам (6)–(8) рассчитываются параметры ветровой турбулентности ε , E и L_V . Для определения инструментальной погрешности σ_g в (9) $D_L(\Delta\theta)$ следует заменить на σ_2^2 .

Недостатком использования модели (13) при определении параметров турбулентности является то, что в действительности ФПВ хорошей оценки величины $V^{(q)}$ (обозначим эту ФПВ как $p_g(V^{(q)})$, тогда $p(V^{(q)}) = (1 - P_q)p_g(V^{(q)}) + P_q/B_V$) отличается от гауссова распределения. При этом, даже если ФПВ компонент вектора скорости ветра распределены по нормальному закону, распределения $p_g(V^{(2)})$ и $p_g(V^{(3)})$ отличны от гауссова. Как показал численный и натурный эксперимент, это отличие относительно небольшое, но оно может приводить к регулярной погрешности оценки скорости диссипации ε до ~ 10 – 20% . Поэтому если в результате подгонки модельной ФПВ $p_M(V^{(q)})$ к измеренной ФПВ $p(V^{(q)})$ получено, что вероятность $P_q = 0$, то входящие в (6) и (7) величины σ_L^2 и $D_L(L\Delta\theta)$ следует рассчитывать напрямую, без использования процедуры фильтрации данных, т.е. как $\sigma_L^2 = \langle [\hat{V}_r'(R_k, \theta_m; n)]^2 \rangle$ и $D_L(L\Delta\theta) = \langle [\Delta\hat{V}_r'(R_k, \theta_m + l\Delta\theta; n)]^2 \rangle$. При $P_q \neq 0$ для нахождения дисперсий σ_q^2 (индекс $q = 1, 2$ и 3) можно воспользоваться следующим алгоритмом, не требующим модельного задания $p_g(V^{(q)})$:

$$\sigma_q^2 = \frac{1}{1 - P_q} \int_{-\Delta V_q}^{\Delta V_q} dV^{(q)} [V^{(q)}]^2 [p(V^{(q)}) - P_q/B_V]. \quad (14)$$

Здесь пределы интегрирования $\pm\Delta V_q$ задаются равными $\pm 3,5\hat{\sigma}_q$, а дисперсия хорошей оценки $\hat{\sigma}_q^2$ и вероятность плохой оценки P_q определяются путем подгонки модельной к измеренной ФПВ величины $V^{(q)}$ методом наименьших квадратов.

Эксперимент

Изложенный выше способ определения параметров ветровой турбулентности из лидарных измерений был апробирован в натурном эксперименте, проведенном нами в октябре 2017 г. в г. Оберпфaffenхофен. Лидар Windcube 200s был установлен

на крыше здания Института физики атмосферы Германского аэрокосмического центра. Во время измерения использовалось коническое сканирование зондирующим пучком при угле места $\varphi = 35,3^\circ$. Параметры лидара, измерения и обработки данных приведены в работе [9] в табл. 1. Описания способов получения оценок радиальной скорости, отношения SNR и вектора скорости ветра из таких измерений лидаром Windcube 200s также даны в [9].

В результате предварительной обработки исходных данных, измеренных лидаром, для каждой высоты $h_k = R_k \sin \varphi = h_0 + k\Delta h$, где шаг по высоте $\Delta h = 28,9$ м, мы получаем три массива величин $V^{(1)} = \hat{V}_r'(R_k, \theta_m; n)$, $V^{(2)} = \Delta \hat{V}_r'(R_k, \theta_m + \Delta\theta; n)$ и $V^{(3)} = \Delta \hat{V}_r'(R_k, \theta_m + L\Delta\theta; n)$. Продолжительность измерения данных при одном азимутальном угле $\delta t = 0,2$ с. Так как число лучей M за одно полное коническое сканирование (когда азимутальный угол θ_m изменяется от 0 до 360°) равно 360, продолжительность одного сканирования $T_{\text{scan}} = M\delta t$ составляет 72 с (см. табл. 1 в [9]). Для определения ФПВ $p(V^{(q)})$ (индекс $q = 1, 2$ и 3) и параметров ветровой турбулентности (ϵ , E и L_V) были использованы данные, измеренные за $N = 25$ конических сканирований, т.е. за время $T = NT_{\text{scan}} = 30$ мин. Таким образом, для расчетов каждой из функций плотности вероятностей $p(V^{(q)})$ с помощью алгоритма (10)–(12) использовалось по $N \cdot M = 9000$ измеренных величин $V^{(q)}$.

Мы задавали число L , исходя из требуемого условия: $\max\{\Delta z, L\Delta y_k\} < L_V$. Для лидара, использовавшегося в этом эксперименте, продольный размер зондируемого объема $\Delta z = 36$ м, а поперечный размер $\Delta y_k = R_k \cos \varphi \Delta\theta$ является линейной функцией расстояния от лидара R_k (так как $\varphi = 35,3^\circ$ и $\Delta\theta = 1^\circ$ при R_k , например, равном 100 м и 2 км, Δy_k составляют 2,8 и 56,8 м соответственно). В качестве априорной информации об интегральном масштабе L_V могут быть использованы известные экспериментальные данные [1, 12, 14–16]. В атмосферном пограничном слое (АПС) интенсивного турбулентного перемешивания L_V с высотой растет и, как правило, в пределах АПС не превышает 500 м [14]. В нашем случае число L должно быть не меньше 2 и не превышать 9 ($L\Delta\theta \leq 9^\circ$ [1]). Для выполнения указанного условия число L будет функцией расстояния R_k (или высоты h_k).

На рис. 2 приведены примеры функций плотности вероятностей $p(V^{(q)})$, полученных из эксперимента, и подгоняемых под них модельных ФПВ $p_M(V^{(q)})$, описываемых формулой (13). Видно, что в этих примерах $p(V^{(q)})$ довольно близки к $p_M(V^{(q)})$ как при отношениях SNR, обеспечивающих нулевую вероятность плохой оценки радиальной скорости ((a – e) и (z – e)), так и при низких SNR, когда $P_b \neq 0$ (($ж$ – $и$) и ($к$ – $м$)).

На рис. 3 приведен пример ФПВ $p(V^{(q)})$ и $p_M(V^{(q)})$, полученных из измерений лидаром при относительно высоком SNR и, соответственно, при нулевой вероятности P_b . В отличие от данных на

рис. 2, a – e и рис. 2, z – e здесь видны существенные отклонения $p_M(V^{(q)})$ от $p(V^{(q)})$, т.е. измеренные ФПВ существенно отличны от гауссова распределения по скоростям. Поэтому дисперсии σ_q^2 , полученные путем подгонки модельных ФПВ $p_M(V^{(q)})$ к этим измеренным при $P_b = 0$ ФПВ $p(V^{(q)})$ методом наименьших квадратов, не приемлемы для оценивания параметров ветровой турбулентности и следует определять σ_q^2 как $\langle [V^{(q)}]^2 \rangle$ (т.е. без процедуры фильтрации данных).

Для получения распределений турбулентных параметров $\epsilon(h_k, t_n)$, $E(h_k, t_n)$ и $L_V(h_k, t_n)$ по высоте $h_k = h_0 + k\Delta h$ и времени $t_n = nT_{\text{scan}}$, где $h_0 = 57,8$ м, $k = 0, 1, 2, \dots, 29$ и $n = 1, 2, 3, \dots$, мы воспользовались исходными данными измерений лидаром Windcube 200s в Оберпфаффенхофене с 07:45 до 18:15 по местному времени 17.10.2017 г. Кроме указанных выше параметров ветровой турбулентности, были получены распределения отношения SNR(h_k, t_n), дисперсий $\sigma_q^2(h_k, t_n)$ и вероятностей $P_q(h_k, t_n)$ (индекс $q = 1, 2$ и 3). Воспользовавшись формулой (9), мы рассчитали пространственно-временные распределения для инструментальной погрешности хорошей оценки радиальной скорости $\sigma_g(h_k, t_n)$.

На рис. 4 представлены распределения SNR(h_k, t_n), $\sigma_g(h_k, t_n)$, $P_1(h_k, t_n)$ и $P_2(h_k, t_n)$. В связи с тем, что $P_3 \approx P_2$, результаты для $P_3(h_k, t_n)$ здесь не приводятся. Черный цвет на рис. 4, e , z означает, что вероятность плохой оценки $P_q = 0$ и параметры ветровой турбулентности могут быть определены без процедуры фильтрации измеренных данных. В пределах области, окрашенной на рис. 4, e черным цветом, значения отношения SNR варьируются в пределах от -17 до -8 дБ, а инструментальная погрешность хорошей оценки радиальной скорости σ_g принимает значения от 0,06 до 0,33 м/с (чем меньше SNR, тем больше σ_g). В областях, где $P_q \neq 0$, диапазоны изменения $P_b \equiv P_1$: от 10^{-4} до 0,75; SNR: от -15 до -26 дБ; σ_g : от 0,25 до 1,5 м/с. Перекрывание диапазонов изменения SNR и σ_g при $P_q = 0$ и $P_q \neq 0$ объясняется случайной погрешностью оценивания рассматриваемых параметров.

Следует отметить, что даже если из 9000 оценок радиальной скорости всего несколько плохих оценок, без использования процедуры фильтрации измеренных данных это может быть причиной большой погрешности определения скорости диссипации ϵ , особенно в случае слабой турбулентности. Проведенный нами анализ показал, что применение такой процедуры не позволит получить оценки ϵ , E и L_V с приемлемой точностью при SNR < -23 дБ, $\sigma_g > 1$ м/с и $P_b > 0,5$, даже если турбулентность очень сильная. Согласно рис. 4 указанные условия не реализуются при $h_k \leq 800$ м, поэтому мы ограничились восстановлением вертикальных профилей ветровой турбулентности до этой высоты.

На рис. 5 представлен результат пространственно-временной визуализации ветровой турбулентности в виде двумерных распределений $\epsilon(h_k, t_n)$, $E(h_k, t_n)$ и $L_V(h_k, t_n)$. Белый цвет на

рис. 5, *в* означает превышение оценки интегрального масштаба турбулентности 500 м. На распределениях для скорости диссипации и кинетической энергии хорошо видно, как со временем изменялась толщина слоя интенсивного турбулентного перемешивания воздушных масс, достигая в максимуме примерно 700 м (в 13:30 по местному времени). Ранее в [17–21] разработан ряд способов определения толщины слоя перемешивания h_{mix} . В отличие от этих способов мы определяли h_{mix} по спаданию вертикального профиля $\varepsilon(h_k)$ до уровня $10^{-4} \text{ м}^2/\text{с}^3$. Зависимость толщины слоя перемешивания от времени показана на рис. 5, *а* красной кривой. Несмотря на слабый ветер (1–2 м/с, см. рис. 5 в [9]), кинетическая энергия турбулентности в какие-то моменты времени увеличивалась до $1 (\text{м}/\text{с})^2$ на высоте ~ 400 м, что, по-видимому, связано с сильной конвекцией. Внутри слоя перемешивания (со 100 до 500 м), интегральный масштаб турбулентности L_V с высотой в основном монотонно растет, изменяясь в пределах от 60 до 220 м. Вне слоя перемешивания турбулентность слабая (ε , как правило, не превышает $10^{-4} \text{ м}^2/\text{с}^3$).

В работе [1] параметры ветровой турбулентности оценивались из данных, измеренных лидаром Stream Line при нулевой вероятности P_b , вследствие чего высотные профили турбулентности удалось восстановить лишь до 500 м, что меньше максимальной толщины слоя перемешивания. Использование процедуры фильтрации при обработке данных, измеренных лидаром Windcube 200s, дало нам результаты для турбулентности во всем слое перемешивания и дало определить его максимальную толщину. Согласно данным, приведенным на рис. 4, *б*, *в*, без такой процедуры удалось бы получить результаты максимум до высоты 600 м внутри слоя перемешивания. По нашим расчетам, с использованием численного моделирования для слоя перемешивания относительная погрешность лидарных оценок ε , E и L_V не превышает 7, 10 и 16% соответственно. Результаты из измерений вне этого слоя менее точны. Чем слабее ветровая турбулентность, тем больше погрешность ее лидарной оценки. Особенно это сказывается на оценках интегрального масштаба турбулентности, которые могут быть сильно завышенными (см. области, окрашенные белым цветом, на рис. 5, *в*).

Заключение

Таким образом, предложен метод определения параметров ветровой турбулентности из измерений импульсным когерентным доплеровским лидаром при коническом сканировании зондирующим пучком в условиях слабого эхосигнала, когда вероятность плохой оценки радиальной скорости отлична от нуля. В натурном эксперименте с лидаром Windcube 200s установлено, что этот метод может дать приемлемый результат лишь тогда, когда вероят-

ность плохой оценки радиальной скорости не превышает 0,5. Используемая в этом методе процедура фильтрации хороших оценок радиальной скорости позволила получить оценки скорости диссипации турбулентной энергии, кинетической энергии турбулентности и интегрального масштаба турбулентности с относительными погрешностями, не превышающими соответственно 7, 10 и 16%, в пределах всего слоя турбулентного перемешивания воздушных масс, максимальная высота которого во время эксперимента достигала 700 м. Без применения этой процедуры фильтрации вертикальные профили параметров ветровой турбулентности могут быть восстановлены максимум до 600 м.

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

1. 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. P. 4191–4208.
2. 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.
3. Frehlich R.G., Yadlowsky M.J. Performance of mean-frequency estimators for Doppler radar and lidar // J. Atmos. Ocean Technol. 1994. V. 11, N 5. P. 1217–1230.
4. Frehlich R.G. Simulation of coherent Doppler lidar performance in the weak-signal regime // J. Atmos. Ocean Technol. 1996. V. 13, N 6. P. 646–658.
5. Frehlich R.G., Hannon S.M., Henderson S.W. Coherent Doppler lidar measurements of winds in the weak signal regime // Appl. Opt. 1997. V. 36, N 15. P. 3491–3499.
6. Frehlich R.G. Velocity error for coherent Doppler lidar with pulse accumulation // J. Atmos. Ocean Technol. 2004. V. 21, N 6. P. 905–920.
7. Smalikho I.N. 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.
8. Vasiljevic N., Lea G., Courtney M., Cariou J.P., Mann J., and Mikkelsen T. Long-range Windscanner system // Remote Sens. 2016. V. 8, N 11. 896. DOI: 10.3390/rs8110896.
9. Stephan A., Wildmann N., Смалыхо И.Н. Эффективность метода МФАС для определения вектора скорости ветра из измерений лидаром Windcube 200s // Оптика атмосфер. и океана. 2018. Т. 31, № 9. С. 725–733.
10. Frehlich R.G. Effect of wind turbulence on coherent Doppler lidar performance // J. Atmos. Ocean Technol. 1997. V. 14, N 2. P. 54–75.
11. Frehlich R.G., Cornman L.B. Estimating spatial velocity statistics with coherent Doppler lidar // J. Atmos. Ocean Technol. 2002. V. 19, N 3. P. 355–366.
12. Баных В.А., Смалыхо И.Н. Когерентные доплеровские ветровые лидары в турбулентной атмосфере. Томск: Изд-во ИОА СО РАН, 2013. 304 с.
13. Баных В.А., Смалыхо И.Н. Измерение ветра в пограничном слое атмосферы микроимпульсными когерентными доплеровскими лидарами // Оптика и спектроскопия. 2016. Т. 121, № 1. С. 164–171.

14. Бызова Н.Л., Иванов В.Н., Гаргер Е.К. Турбулентность в пограничном слое атмосферы. Л.: Гидрометеоиздат, 1989. 263 с.
15. Монин А.С., Яглом А.М. Статистическая гидромеханика. Ч. 2. М.: Наука, 1967. 720 с.
16. Ламли Дж., Пановский Г. Структура атмосферной турбулентности. М.: Мир, 1966. 264 с.
17. Hogan R.J., Grant A.L.M., Illingworth A.J., Pearson G.N., O'Connor E.J. Vertical velocity variance and skewness in clear and cloud-topped boundary layers as revealed by Doppler lidar // Q. J. R. Meteorol. Soc. 2009. V. 135, N 4. P. 635–643.
18. Barlow J.F., Dunbar T.M., Nemitz E.G., Wood C.R., Gallagher M.W., Davies F., O'Connor E., Harrison R.M. Boundary layer dynamics over London, UK, as observed using Doppler lidar during REPARTEE-II // Atmos. Chem. Phys. 2011. V. 11, N 3. P. 2111–2125.
19. Huang M., Gao Z., Miao S., Chen F., Lemone M.A., Li J., Hu F., Wang L. Estimate of boundary-layer depth over Beijing, China, using Doppler lidar data during SURF-2015 // Bound.-Layer Meteorol. 2017. V. 162, N 9. P. 503–522.
20. Pichugina Y.L., Banta R.M. Stable boundary layer depth from high-resolution measurements of the mean wind profile // J. Appl. Meteorol. Climatol. 2010. V. 49, N 1. P. 20–35.
21. Bonin T.A., Carroll B.J., Hardesty R.M., Brewer W.A., Hajny K., Salmon O.E., Shepson P.B. Doppler lidar observation of the mixing height in Indianapolis using an automated composite fuzzy logic approach // J. Atmos. Ocean. Technol. 2018. V. 35, N. 3. P. 915–935.

A. Stephan, N. Wildmann, I.N. Smalikho. Measurements of wind turbulence parameters by a Windcube 200s lidar in the atmospheric boundary layer.

A method is proposed for determining the parameters of wind turbulence from data measured by a conically scanning pulsed coherent Doppler lidar in conditions of a weak echo signal. The results of spatiotemporal visualization of the kinetic energy of turbulence, its dissipation rate, and integral scale of turbulence from measurements by the Windcube 200s lidar in the atmospheric boundary layer are presented. It is shown that the applied lidar data filtering procedure allows acceptable results with a nonzero probability of a bad estimate of the radial velocity.

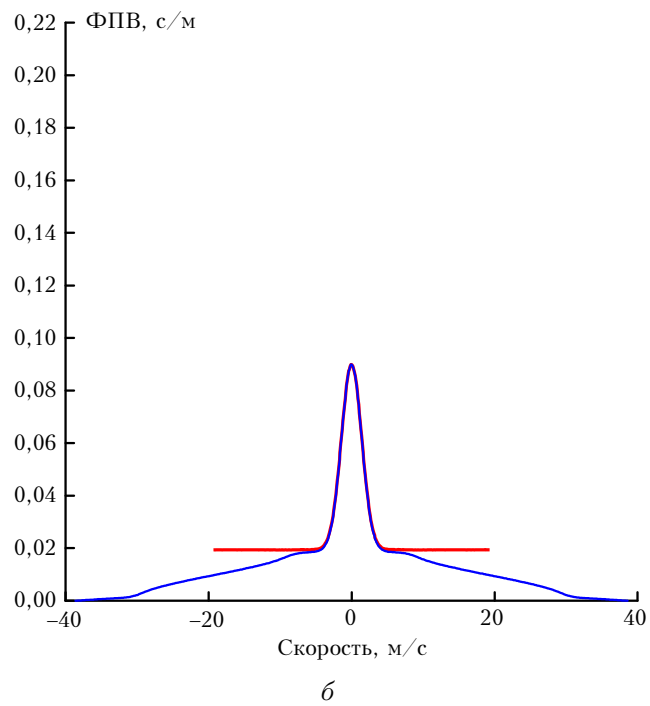
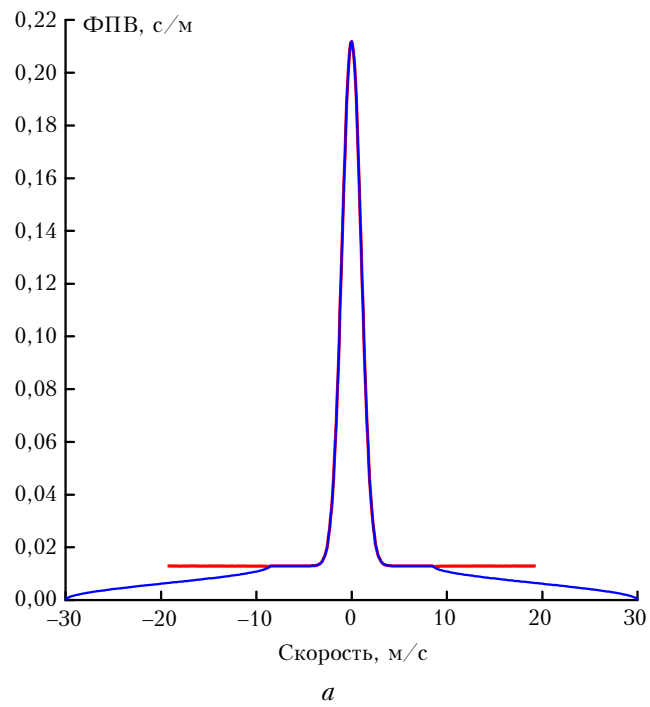


Рис. 1. Функции плотности вероятностей флуктуаций оценок радиальной скорости $V^{(1)}$ (*a*) и разности флуктуаций соседних оценок радиальной скорости $V^{(2)}$ (*б*), получаемые из данных численного моделирования без использования (синие кривые) и с использованием (красные кривые) процедуры, описываемой формулами (10)–(12)

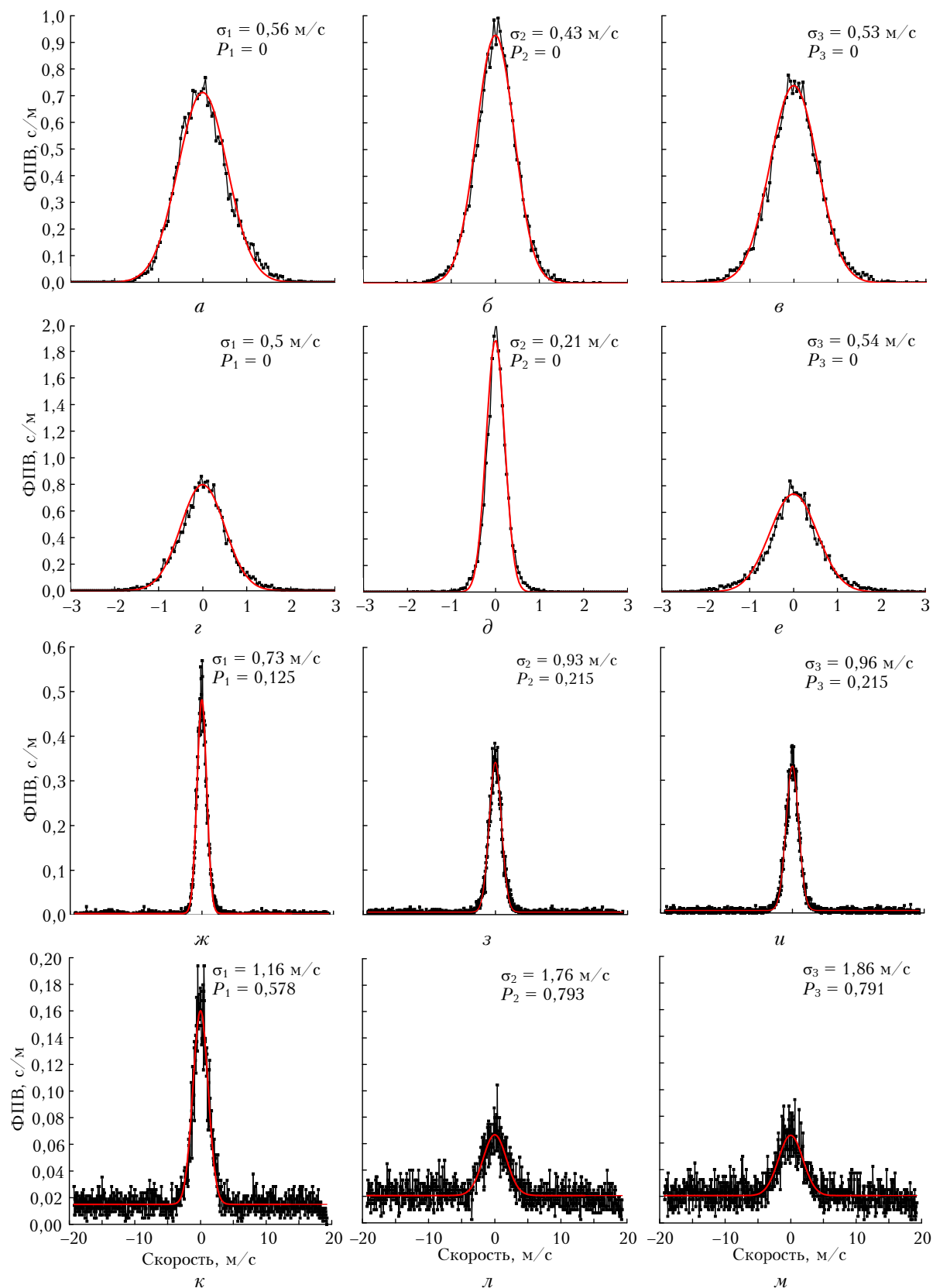


Рис.2. Функции плотности вероятностей $p(V^{(1)})$ (а, г, ж, к), $p(V^{(2)})$ (б, д, з, л) и $p(V^{(3)})$ (в, е, и, м), полученные из измерений лидаром Windcube 200s в Оберпфaffenхофене с 13:20:53 по 13:50:53 по местному времени 17.10.2017 г. на высотах 58 м при SNR = -16,5 дБ (а-в), 404 м при SNR = -10,8 дБ (г-е), 693 м при SNR = -19,8 дБ (ж-и), 895 м при SNR = -24 дБ (к-м) и показанные в виде точек, соединенных черными линиями. Красные кривые – соответствующие модельные ФПВ $p_M(V^{(q)})$, описываемые формулой (13). Оценки величин σ_q и P_q ($q = 1, 2$ и 3) приведены на графиках

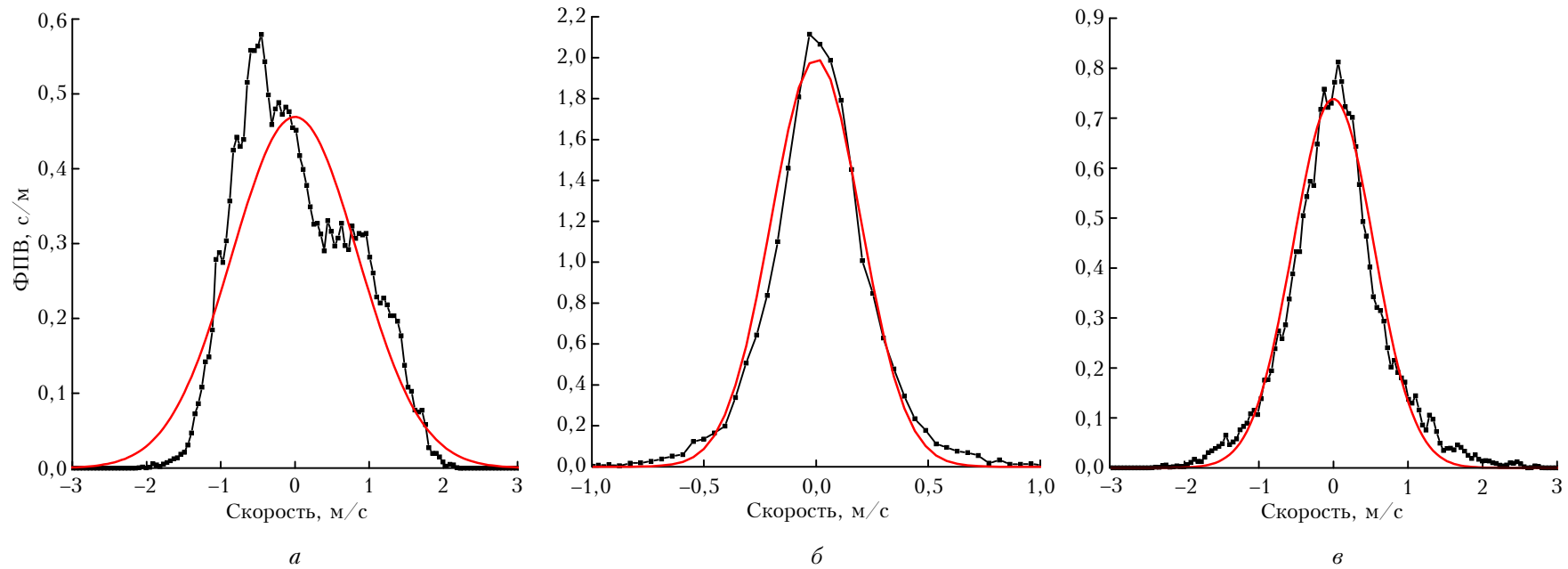


Рис. 3. Функции плотности вероятностей $p(V^{(1)})$ (а), $p(V^{(2)})$ (б) и $p(V^{(3)})$ (в), полученные из измерений лидаром Windcube 200s в Оберпфaffenхофене с 12:08 по 12:28 по местному времени 17.10.2017 г. на высоте 404 м при SNR = -8 дБ (вероятность плохой оценки радиальной скорости $P_b = 0$) и показанные в виде точек, соединенных черными линиями. Красные кривые – соответствующие модельные ФПВ $p_M(V^{(q)})$, описываемые формулой (13)

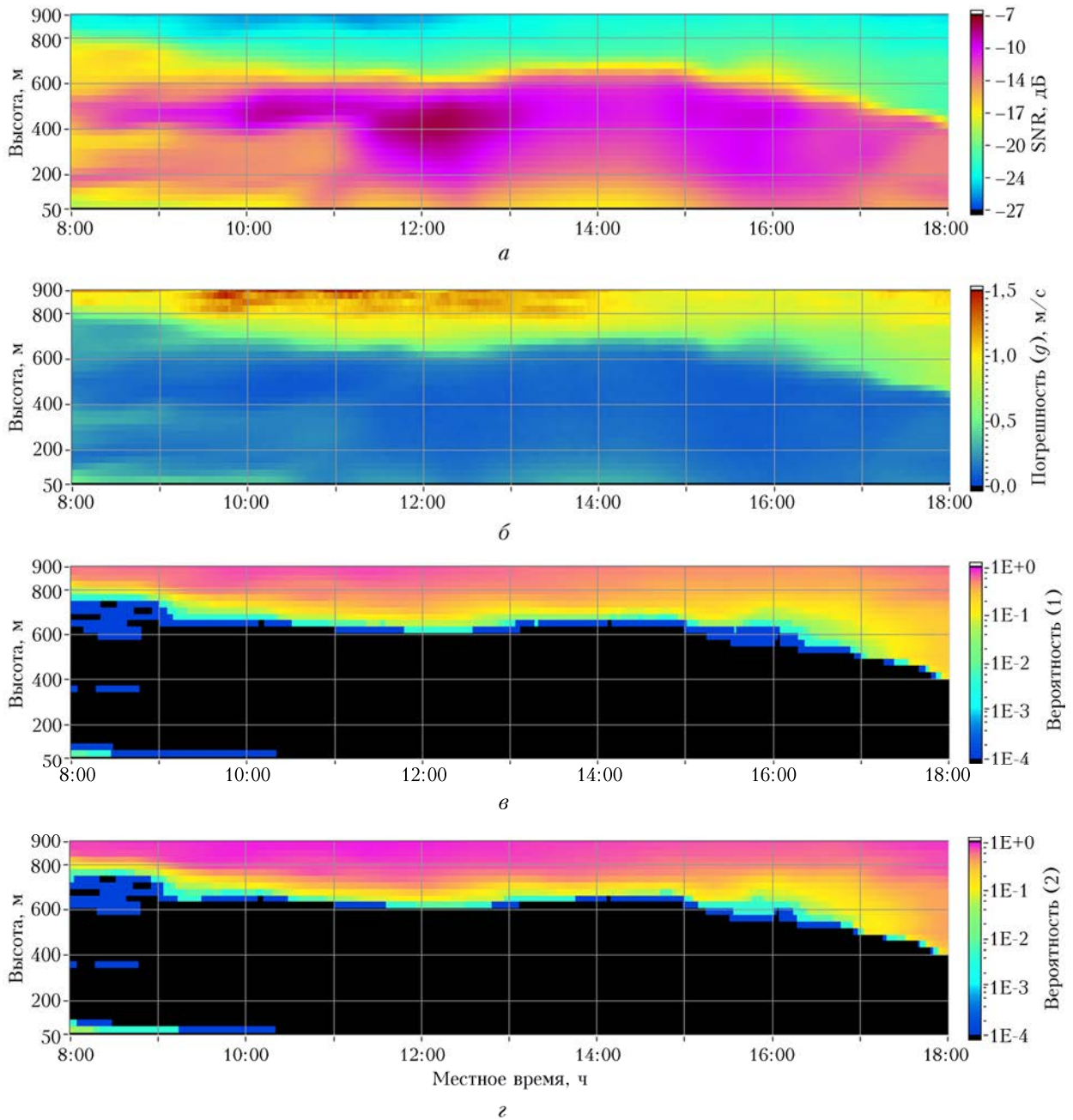


Рис. 4. Распределения отношения сигнал-шум SNR (*a*), погрешности σ_g (*б*), вероятностей $P_1 \equiv P_b$ (*в*) и P_2 (*г*) по высоте и времени, полученные из измерений лидаром Windcube 200s в Оберпфaffenхофене 17.10.2017 г.

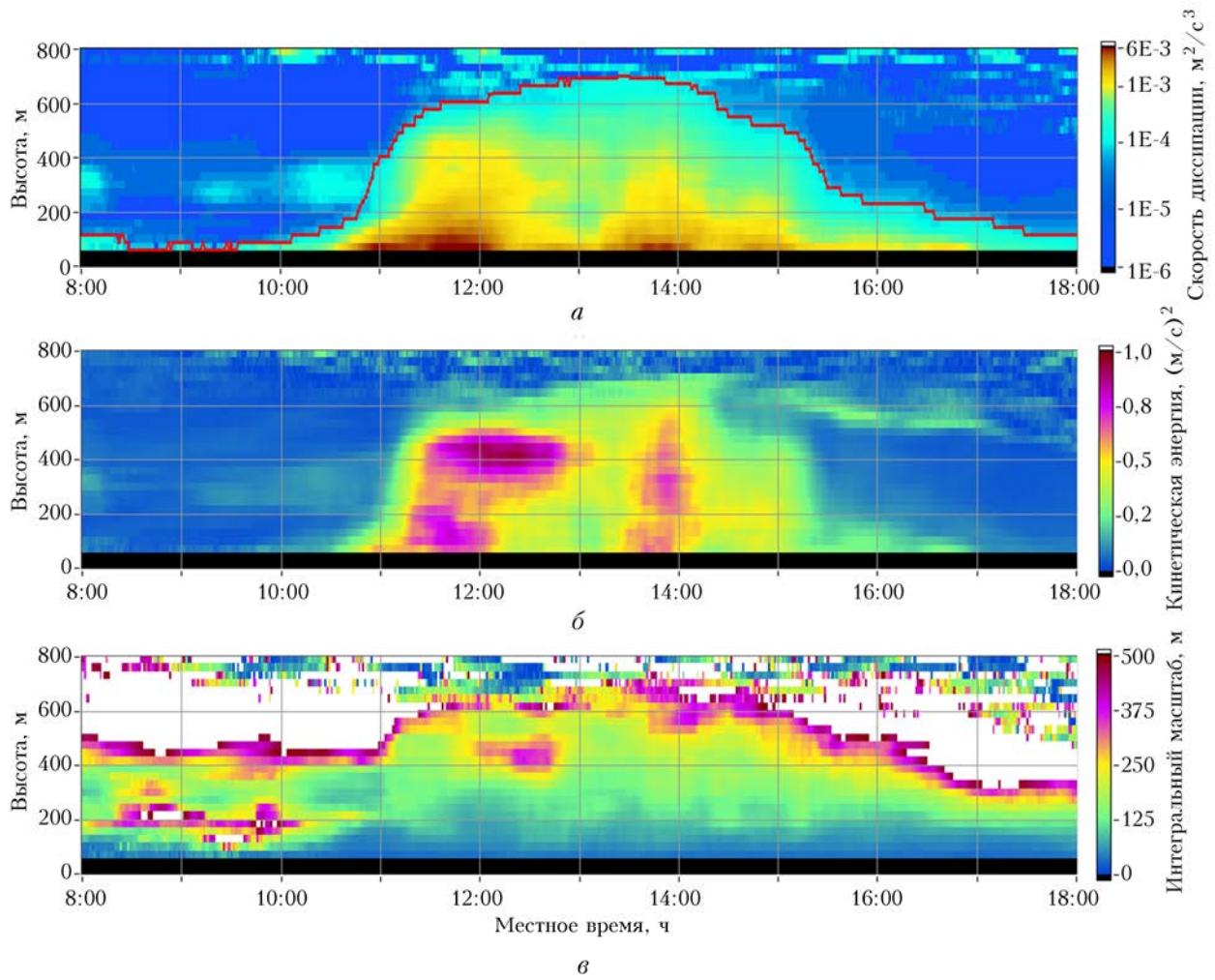


Рис. 5. Распределения скорости диссипации турбулентной энергии (*a*), кинетической энергии турбулентности (*b*) и интегрального масштаба турбулентности (*v*) по высоте и времени, полученные из измерений лидаром Windcube 200s в Оберпфaffenхофене 17.10.2017 г.