

УДК 551.511.6:621.371

Определение скорости диссипации энергии турбулентности из данных, измеренных лидаром «Stream Line» в приземном слое атмосферы

И.Н. Смалихо, В.А. Банах, А.В. Фалиц, Ю.А. Руди*

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

Поступила в редакцию 15.06.2015 г.

Экспериментально исследована возможность определения скорости диссипации энергии турбулентности из данных, измеряемых 1,5-микронным импульсным когерентным доплеровским лидаром «Stream Line» с использованием конического сканирования зондирующим пучком при различных атмосферных условиях. Показано, что из массива радиальных скоростей, измеренных этим лидаром в приземном слое атмосферы в течение 5 мин, удается получать оценки скорости диссипации с относительной погрешностью 20–30% при умеренной и сильной ветровой турбулентности.

Ключевые слова: когерентный доплеровский лидар, акустический анемометр, ветер, турбулентность; coherent Doppler lidar, sonic anemometer, wind, turbulence.

Введение

Получение оперативной информации о ветре и турбулентности в пограничном слое атмосферы является важным во многих практических приложениях. Одним из ключевых параметров, определяющих мелкомасштабную структуру неоднородностей ветрового потока, является скорость диссипации кинетической энергии турбулентности ϵ . Распределение $\epsilon(h, t)$ по высоте h и времени t может быть получено из данных дистанционного зондирования, в частности из измерений импульсным когерентным доплеровским лидаром (ИКДЛ).

В [1] предложен метод определения скорости диссипации $\epsilon(h, t)$ из данных, полученных ИКДЛ при строго вертикальном направлении распространения зондирующих импульсов вверх, и проведена апробация метода в эксперименте с использованием 1,5-микронного лидара. Недостатком этого метода является то, что требуется дополнительная информация о высотном ходе горизонтальной составляющей скорости ветра. При этом минимальная высота измерения составляет более 100 м, т.е. измерения проводятся за пределами приземного слоя атмосферы.

В [2–6] проведены исследования возможностей оценивания скорости диссипации $\epsilon(h, t)$ из данных, полученных 2-микронным ИКДЛ при коническом сканировании зондирующим пучком, методом попе-

речной структурной функции радиальной скорости. При такой геометрии измерения, используемой непрерывно в течение достаточно длительного времени, можно получить распределения вектора скорости ветра $\mathbf{V}(h, t)$ и параметров ветровой турбулентности, в частности $\epsilon(h, t)$, с помощью одного ИКДЛ. Кроме того, путем задания небольшого угла места удается провести измерения в пределах приземного слоя атмосферы.

В настоящей статье представлены результаты оценивания скорости и направления ветра и скорости диссипации энергии турбулентности, измеренных 1,5-микронным ИКДЛ «Stream Line» при коническом сканировании зондирующим пучком в приземном слое атмосферы. Проводится сравнительный анализ данных, полученных в результате совместных измерений лидаром «Stream Line» и акустическим анемометром на высоте 45 м.

Определение скорости диссипации из структурных функций скорости ветра

Обозначим через $w(\mathbf{r}, t)$, $u(\mathbf{r}, t)$ и $v(\mathbf{r}, t)$ соответственно вертикальную, продольную и поперечную компоненты вектора скорости ветра $\mathbf{V}(\mathbf{r}, t)$ в точке $\mathbf{r} = \{z, x, y\}$ и в момент времени t . Временные структурные функции продольной и поперечной компонент вектора скорости ветра представимы в виде

$$D_u(\tau) = \langle [u'(\mathbf{r}_0, \tau) - u'(\mathbf{r}_0, 0)]^2 \rangle, \quad (1)$$

$$D_v(\tau) = \langle [v'(\mathbf{r}_0, \tau) - v'(\mathbf{r}_0, 0)]^2 \rangle, \quad (2)$$

* Игорь Николаевич Смалихо (smalikho@iao.ru); Виктор Арсентьевич Банах (banakh@iao.ru); Андрей Вячеславович Фалиц (falits@iao.ru); Юрий Анатольевич Руди (rudi@iao.ru).

где $\tau > 0$ – сдвиг по времени; угловые скобки означают усреднение по ансамблю реализаций; $u' = u - U$ и $v' = v - U$ – турбулентные флуктуации горизонтальных компонент вектора скорости ветра; $U = \langle u \rangle = \langle v \rangle = 0$ и $\mathbf{r}_0 = \{h, 0, 0\}$. Предположим, что поле ветра статистически однородно (по горизонтали), стационарно и для него выполняются условия применимости гипотезы замороженной турбулентности Тейлора [7, 8], т.е. в (1) и (2) можно заменить (\mathbf{r}_0, τ) на $(\mathbf{r}_0 + \langle \mathbf{V} \rangle \tau, 0)$ (здесь $\langle \mathbf{V} \rangle = \{0, U, 0\}$). Тогда пространственные продольная ($D_{\parallel}(r)$) и поперечная ($D_{\perp}(r)$) структурные функции имеют простые связи с соответствующими временными структурными функциями в виде

$$D_{\parallel}(r) = D_u(r/U)$$

и

$$D_{\perp}(r) = D_v(r/U).$$

Для изотропной турбулентности известно соотношение [7, 8]:

$$D_{\perp}(r) = \frac{1}{2r} \frac{d}{dr} [r^2 D_{\parallel}(r)].$$

Согласно теории Колмогорова [9], при разное точек наблюдения r , удовлетворяющем условию $l_V \ll r \leq r_H$, где l_V – внутренний масштаб турбулентности и r_H – внешняя граница инерционного интервала, продольная структурная функция $D_{\parallel}(r)$ описывается формулой

$$D_{\parallel}(r) = C_K (\epsilon r)^{2/3}. \quad (3)$$

Здесь $C_K \approx 2$ – постоянная Колмогорова. Так как в пределах инерционного интервала турбулентность является изотропной, поперечная и продольная структурные функции имеют связь в виде

$$D_{\perp}(r) = (4/3) D_{\parallel}(r).$$

Акустический анемометр можно считать «точечным» измерителем. Тогда, воспользовавшись гипотезой замороженной турбулентности, из измеренной акустическим анемометром зависимости продольной компоненты скорости ветра от времени рассчитывают два значения продольной пространственной структурной функции $\hat{D}_{\parallel}(r_1)$ и $\hat{D}_{\parallel}(r_2)$ (пусть $r_2 > r_1$). Чтобы минимизировать влияния шумов, оценку скорости диссипации энергии турбулентности $\hat{\epsilon}_S$ получают по данным акустического анемометра по формуле [10–13]:

$$\hat{\epsilon}_S = \left[\frac{\hat{D}_{\parallel}(r_2) - \hat{D}_{\parallel}(r_1)}{C_K (r_2^{2/3} - r_1^{2/3})} \right]^{3/2} \quad (4)$$

в предположении, что $l_V \ll r_1 < r_2 \leq r_H$.

При использовании конического сканирования зондирующим пучком во время измерения ИКДЛ,

зондируемый объем с центром на расстоянии R от лидара передвигается по основанию конуса сканирования на высоте $h = R \sin \phi$ с тангенциальной скоростью $U_{\text{scan}} = 2\pi R \cos \phi / T_{\text{scan}}$, где ϕ – угол места и T_{scan} – время, за которое азимутальный угол сканирования θ изменится от 0 до 360°. Можно всегда добиться выполнения условия $U_{\text{scan}} \gg U$, и тогда для оцениваемой из лидарных данных поперечной структурной функции радиальной скорости $\hat{D}_{\perp}(r)$ [3, 4] не требуется учитывать перенос турбулентных неоднородностей ветра со скоростью U . В отличие от акустического анемометра, здесь необходим учет усреднения измеряемой радиальной скорости по зондируемому объему, продольный Δx и поперечный Δy размеры которого определяются как $\Delta x = \Delta R / \text{erf}[\Delta R / (2\Delta p)]$ ($\Delta R = cT_W / 2$; c – скорость света; T_W – ширина временного окна; $\Delta p = c\sigma_p / 2$; $\sigma_p = \tau_p / (2\sqrt{\ln 2})$; τ_p – длительность зондирующего импульса и $\text{erf}(x)$ – интеграл вероятности) [6] и $\Delta y = \Delta \theta R \cos \phi$ ($\Delta \theta$ – разрешение по азимутальному углу в радианах). Так, например, при $\tau_p = 170$ нс, $T_W = 120$ нс (типичные для лидара «Stream Line» значения [14, 15]), $\Delta \theta = 1^\circ$, $R = 300$ м и $\phi = 9^\circ$ имеем $\Delta x = 30$ м и $\Delta y \approx 5$ м.

Для оценивания скорости диссипации по формуле, аналогичной (4), где необходимо заменить $\hat{D}_{\parallel}(r)$ на $\hat{D}_{\perp}(r)$ и знаменатель умножить на 4/3, требуется выполнение условия $\max\{\Delta x, \Delta y\} < r_1$. Такого условия можно добиться, но велика вероятность выхода за пределы инерционного интервала, когда r_2 (или даже r_1) превысит r_H . Для лидарной оценки скорости диссипации энергии турбулентности $\hat{\epsilon}_L$ мы воспользовались формулой, полученной на основе развитой в [3] теории в виде

$$\hat{\epsilon}_L = \left[\frac{\hat{D}_{\perp}(r_2) - \hat{D}_{\perp}(r_1)}{A(r_2) - A(r_1)} \right]^{3/2}, \quad (5)$$

где $r_1 = \Delta y$; $r_2 = n\Delta y \leq r_H$; $n > 1$ – целое число;

$$A(r) = \frac{4}{3} C_K r^{2/3} G(r); \quad (6)$$

$$G(r) = [3\sqrt{\pi} \Gamma(5/6)]^{-1} \int_0^{\infty} d\xi_1 (1 - \cos \xi_1) \times \int_0^{\infty} d\xi_2 (\xi_1^2 + \xi_2^3)^{-4/3} \left[1 + \frac{8}{3} \frac{\xi_1^2}{\xi_1^2 + \xi_2^3} \right] H(\xi_1, \xi_2; r); \quad (7)$$

$$H(\xi_1, \xi_2; r) = \exp \left[-2 \left(\frac{\Delta p \xi_2}{2r} \right)^2 \right] \text{sinc}^2 \left(\frac{\Delta R \xi_2}{2r} \right) \text{sinc}^2 \left(\frac{\Delta y \xi_1}{2r} \right) \quad (8)$$

– функция пространственного низкочастотного фильтра; $\Gamma(x)$ – гамма-функция и $\text{sinc}(x) = \sin(x)/x$.

Эксперимент

С целью исследования возможностей оценивания скорости диссипации энергии турбулентности по данным ИКДЛ методом поперечной структурной функции радиальной скорости при различных атмосферных условиях нами был проведен пятидневный эксперимент с 15 по 19 августа 2014 г. на Базовом экспериментальном комплексе (БЭК) ИОА СО РАН. В эксперименте были задействованы 1,5-микронный ИКДЛ «Stream Line» (основные параметры лидара приведены в [15]), который находился в центральной части комплекса, окруженного в основном лесом, и акустический анемометр, установленный на самом вершуре мачты сотовой связи (рядом с БЭК) на высоте 45 м от поверхности Земли. Расстояние между лидаром и мачтой составило 142 м.

Во время эксперимента постоянно применялось коническое сканирование зондирующим пучком с угловой скоростью $5^\circ/\text{с}$ ($T_{\text{scan}} = 72 \text{ с}$) при $\phi = 9^\circ$. Для аккумуляции данных использовалось $N_a = 3000$ зондирующих импульсов. Так как у лидара «Stream Line» частота следования импульсов $f_p = 15 \text{ кГц}$, продолжительность измерения для каждого азимутального угла сканирования $N_a/f_p = 0,2 \text{ с}$. При этом за одно полное сканирование имеем $N = T_{\text{scan}}/(N_a/f_p) = 360$ таких измерений с разрешением по азимутальному углу $\Delta\theta = 1^\circ$. Учитывая, что телескоп лидара находится на высоте 1 м над подстилающей поверхностью, угол места равен 9° , зондирующий импульс достигнет высоты 45 м, на которой находится акустический анемометр, на расстоянии 281 м. Для увеличения лидарного отношения сигнал-шум в слое вокруг высоты 45 м мы фокусировали зондирующий пучок на расстояние 300 м.

Из массива радиальных скоростей, измеренных лидаром при четырех полных конических сканированиях за примерно 5 мин (за это время при $R = 281 \text{ м}$ и $\phi = 9^\circ$ зондируемый объем пройдет расстояние $L = 8\pi R \cos\phi$ около 7 км), мы рассчитывали поперечные структурные функции радиальной скорости $\hat{D}_\perp(\Delta y)$ и $\hat{D}_\perp(n\Delta y)$. Для расчета продольных структурных функций $\hat{D}_\parallel(r_1)$ и $\hat{D}_\parallel(r_2)$ мы использовали массив продольных компонент вектора скорости ветра, измеренных акустическим анемометром за время $T = 20 \text{ мин}$ (при частоте съема данных 10 Гц). За это время, при типичной для приземного слоя средней скорости ветра $U = 5 \text{ м/с}$, воздушные массы передвинутся на расстояние $L = UT = 6 \text{ км}$, что вполне сопоставимо с соответствующей величиной для лидарных данных (около 7 км). Таким образом, объемы выборок для данных лидара и акустического анемометра близки и сравнение оценок скорости диссипации $\hat{\epsilon}_S$ и $\hat{\epsilon}_L$ при соответствующем задании n , r_1 , r_2 и временной синхронизации результатов вполне оправдано.

Согласно экспериментальным данным, приведенным в [10], верхняя граница инерционного интервала r_H на высоте 45 м принимает значения не меньше 20 м, по крайней мере при нейтральной, неустойчивой и слабоустойчивой температурной стратификации пограничного слоя атмосферы. В нашем случае $\Delta y = 4,84 \text{ м}$ и для $n = 4$ условие $n\Delta y \leq 20 \text{ м}$ будет выполнено. При обработке данных акустического анемометра мы задавали $r_1 = 5$ и $r_2 = 20 \text{ м}$.

Результаты эксперимента

Лидарные измерения были начаты в 18:00 местного времени 15.08.2014 г. и закончены в 14:30 местного времени 19.08.2014 г. К сожалению, из-за иногда возникающих дождей мы были вынуждены прерывать эти измерения. Тем не менее за 5 дней эксперимента нам удалось получить данные лидарных измерений при различных атмосферных условиях.

На рис. 1 приведены два примера зависимостей лидарных оценок радиальных скоростей $\hat{V}_r(\theta)$ от азимутального угла θ при очень слабой (а) и сильной (б) ветровой турбулентности.

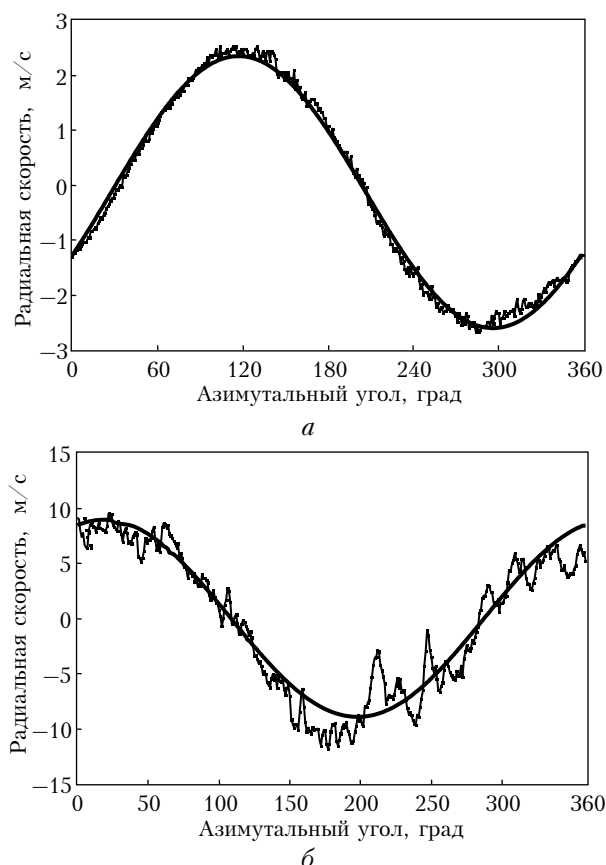


Рис. 1. Зависимости оценок радиальной скорости от азимутального угла (точки, соединенные линиями) и результаты синусоидальной подгонки (жирные кривые), полученные из измерений лидаром «Stream Line» на высоте 45 м в 00:00 17 августа 2014 г. при очень слабой турбулентности (а) и в 15:00 18 августа 2014 г. при очень сильной турбулентности (б)

Жирными кривыми показаны зависимости $V_r(\theta) = \mathbf{S}(\theta) \cdot \hat{\mathbf{V}}$, где $\mathbf{S}(\theta) = \{\sin\phi, \cos\phi\sin\theta, \cos\phi\cos\theta\}$ и $\hat{\mathbf{V}} = \{\hat{V}_z, \hat{V}_x, \hat{V}_y\}$ – оценки вектора скорости ветра, полученные путем применения процедуры синусоидальной подгонки к показанным на рис. 1 соответствующим массивам $\hat{V}_r(\theta)$. Из массивов $\hat{V}_r(\theta) - V_r(\theta)$ рассчитывается поперечная структурная функция радиальной скорости ветра $\hat{D}_\perp(r)$, из которой затем оценивается скорость диссипации энергии турбулентности.

Все результаты оценки угла направления ветра, скорости ветра и скорости диссипации энергии турбулентности, измеренных акустическим анемометром и лидаром «Stream Line», представлены на рис. 2 (цв. вклейка). Видно в целом вполне удовлетворительное согласие результатов, полученных этими двумя приборами. Для расчета относительных погрешностей оценивания скорости диссипации

$$E_S = \sqrt{\langle(\hat{\epsilon}_S / \langle\hat{\epsilon}_S\rangle - 1)^2\rangle} \cdot 100\%$$

и

$$E_L = \sqrt{\langle(\hat{\epsilon}_L / \langle\hat{\epsilon}_L\rangle - 1)^2\rangle} \cdot 100\%$$

мы использовали данные рис. 2, полученные при относительно стационарных условиях с 12:00 до 18:00 местного времени 18 августа. Погрешности оказались довольно близкими: $E_S = 19\%$ и $E_L = 20\%$.

С учетом данных рис. 2, в мы сравнили все оценки скорости диссипации энергии турбулентности, полученные в результате совместных (одновременных) измерений лидаром и акустическим анемометром (рис. 3, цв. вклейка). Расчеты величин, характеризующих расхождения оценок скорости диссипации,

$$b_{LS} = \langle(\hat{\epsilon}_L - \hat{\epsilon}_S) / [(\hat{\epsilon}_L + \hat{\epsilon}_S) / 2]\rangle \cdot 100\%$$

и

$$\Delta_{LS} = \sqrt{\langle(\hat{\epsilon}_L - \hat{\epsilon}_S)^2 / [(\hat{\epsilon}_L + \hat{\epsilon}_S)^2 / 4]\rangle} \cdot 100\%$$

с использованием всех точек на рис. 3 показали, что $b_{LS} = -10\%$ и $\Delta_{LS} = 45\%$. Таким образом, оценки $\hat{\epsilon}_L$, измеренной лидаром, в среднем на 10% меньше оценок скорости диссипации, полученной акустическим анемометром. При этом если предположить, что случайные погрешности оценок из данных двух этих приборов статистически независимые и дисперсии случайных погрешностей одинаковые, среднеквадратическая погрешность оценки скорости диссипации составляет примерно 30%, что в 1,5 раза больше приведенного выше значения E_L .

На рис. 3 нетрудно заметить, что при $\epsilon < 10^{-3} \text{ м}^2/\text{с}^3$ в среднем имеет место занижение лидарных оценок скорости диссипации $\hat{\epsilon}_L$ по сравнению с оценками $\hat{\epsilon}_S$. Согласно рис. 2, в оценки скорости диссипации, принимающие значения меньше $10^{-3} \text{ м}^2/\text{с}^3$, получены в основном из данных измерений в ночное время. Как правило, в ночное время имеет место устойчивая температурная страти-

фикация и тогда верхняя граница инерционного интервала r_H может быть меньше тех разносов точек наблюдения $r_2 \sim 20 \text{ м}$, которые задавались в формулах (4) и (5). В этом случае оценки скорости диссипации из данных лидара и акустического анемометра будут занижены, но лидарная оценка будет занижена в большей степени из-за осреднения радиальной скорости по объему зондирования. Воспользовавшись теми точками на рис. 3, координаты каждой из которых удовлетворяют условиям $\hat{\epsilon}_S \geq 10^{-3} \text{ м}^2/\text{с}^3$ и $\hat{\epsilon}_L \geq 10^{-3} \text{ м}^2/\text{с}^3$, мы получили $b_{LS} = 0$ и $\Delta_{LS} = 30\%$. Также предположив независимость оценок из данных лидара и акустического анемометра и равенство дисперсий оценок, погрешность лидарной оценки скорости диссипации, которую можно считать как $E_L = \Delta_{LS} / \sqrt{2}$, равна 21%. Таким образом, для условий умеренной и сильной турбулентности, когда $\epsilon \geq 10^{-3} \text{ м}^2/\text{с}^3$, лидарная оценка скорости диссипации энергии турбулентности является несмещенной, а относительная среднеквадратическая погрешность оценивания составляет около 20%.

Во время проведения нашего эксперимента 18 августа в течение полных суток на высоте 45 м выполнялось условие $\epsilon \geq 10^{-3} \text{ м}^2/\text{с}^3$, поэтому мы выбрали лидарные данные за этот день, чтобы проследить, как изменяются высотные профили скорости диссипации энергии турбулентности в пределах приземного слоя атмосферы в течение 1 сут. На рис. 4 (цв. вклейка) показано двумерное распределение $\epsilon(h, t)$, полученное из лидарных измерений, а на рис. 5 (цв. вклейка) представлены 24 высотных профиля скорости диссипации энергии турбулентности, восстановленные из измерений через каждый час. Отметим, что при использовании формулы (5) для оценивания скорости диссипации мы полагали

$$n = \max\{[(20\text{м})/\Delta y], 3\},$$

где квадратные скобки означают округление до ближайшего целого. На высоте 45 м мы имеем наилучшую точность оценивания скорости диссипации, так как вследствие фокусировки зондирующего пучка на расстояние 300 м максимум отношения сигнал-шум приходится именно на эту высоту. При отходе вверх или вниз от высоты 45 м, где относительная погрешность $E_L \approx 20\%$, отношение сигнал-шум падает, что приводит к ухудшению точности лидарной оценки скорости диссипации и на высотах 25 м и 85 м погрешность E_L составляет уже около 30%.

Заключение

Таким образом, нами проведено экспериментальное исследование возможностей определения скорости диссипации кинетической энергии турбулентности в приземном слое атмосферы из данных, полученных ИКДЛ «Stream Line» при коническом

сканировании зондирующим пучком, методом поперечной структурной функции радиальной скорости. Показано, что использование указанных в настоящей статье параметров измерения и обработки исходных данных позволяет с помощью лидара «Stream Line» получать зависимости скорости диссипации от высоты (в пределах приземного слоя атмосферы) и времени с относительной погрешностью 20–30% при умеренной и сильной турбулентности. Для получения лидарных оценок скорости диссипации с подобной точностью в случае очень слабой турбулентности требуется модернизация используемого здесь метода. Для этого необходимо проведение дальнейших теоретических и экспериментальных исследований возможностей применения лидара «Stream Line» для определения уровня слабой ветровой турбулентности.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 13-05-00458).

1. 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.
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. 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.
4. 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.
5. Smalikho I.N., Banakh V.A., Pichugina Y.L., Brewer W.A., Banta R.M., Lundquist J.K., Kelley N.D. Lidar investigation of atmosphere effect on a wind turbine wake // J. Atmos. Ocean. Technol. 2013. V. 30, N 11. P. 2554–2570.
6. Банах В.А., Смалыхо И.Н. Когерентные доплеровские ветровые лидары в турбулентной атмосфере. Томск: Изд-во ИОА СО РАН, 2013. 304 с.
7. Монин А.С., Яглом А.М. Статистическая гидромеханика. Ч. 2. М.: Наука, 1967. 720 с.
8. Ламли Дж., Пановский Г. Структура атмосферной турбулентности. М.: Мир, 1966. 264 с.
9. 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.
10. Бызова Н.Л., Иванов В.Н., Гаргер Е.К. Турбулентность в пограничном слое атмосферы. Л.: Гидрометеоиздат, 1989. 263 с.
11. Иванов В.Н. Использование высотной метеорологической мачты ИЭМ для изучения пограничного слоя атмосферы // Труды ИЭМ. 1970. Вып. 12. С. 88–131.
12. Волковицкая З.И., Иванов В.Н. Низкочастотная граница инерционного интервала в нижнем слое атмосферы // Изв. АН СССР. Физ. атмосф. и океана. 1967. Т. 2, № 10. С. 1052–1061.
13. Волковицкая З.И., Иванов В.Н. Диссипация турбулентной энергии в пограничном слое атмосферы // Изв. АН СССР. Физ. атмосф. и океана. 1970. Т. 6, № 5. С. 435–444.
14. 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.
15. 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.

I.N. Smalikho, V.A. Banakh, A.V. Falits, Yu.A. Rudi. Determination of the turbulent energy dissipation rate from data measured by a “Stream Line” lidar in the atmospheric surface layer.

Possibility of determination of the turbulent energy dissipation rate from data measured by a 1.5- μm pulsed coherent Doppler lidar using the conical scanning of the probing beam under different atmospheric conditions has been studied experimentally. It is shown that from array of the radial velocities measured by this lidar in the atmospheric surface layer during 5 min one can estimate the dissipation rate with the relative error 20–30% under conditions of moderate and strong wind turbulence.

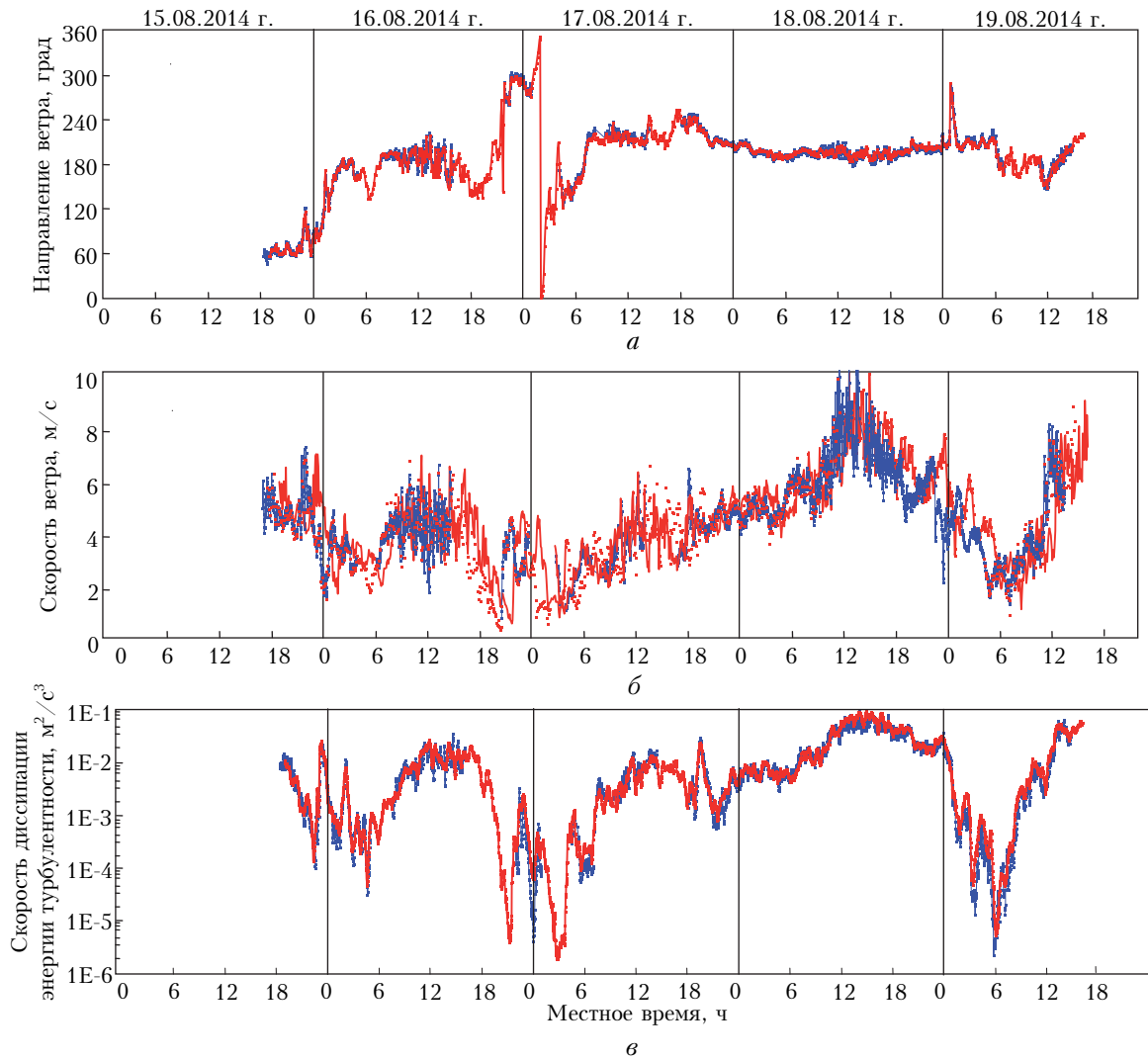


Рис. 2. Временные ходы угла направления ветра (*a*), скорости ветра (*б*) и скорости диссипации кинетической энергии турбулентности (*в*), полученные из измерений акустическим анемометром (красные кривые) и лидаром «Stream Line» (синие кривые) на высоте 45 м

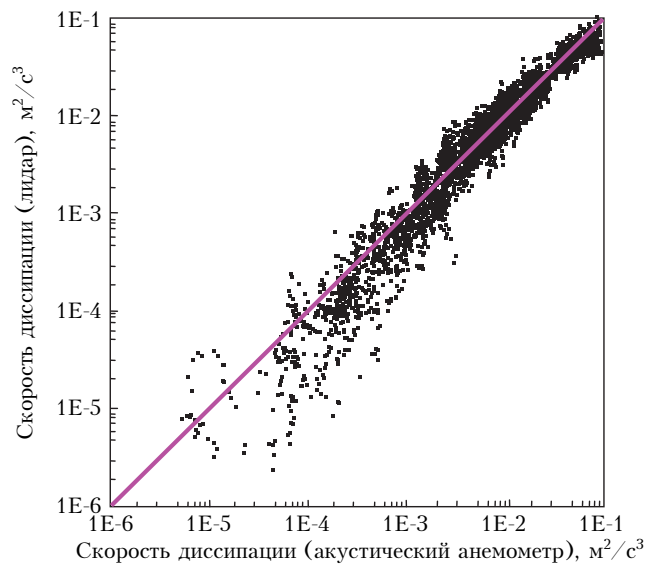


Рис. 3. Сравнение оценок скорости диссипации энергии турбулентности из данных совместных измерений акустическим анемометром и лидаром «Stream Line». Временные ходы этих оценок показаны на рис. 2, *в*

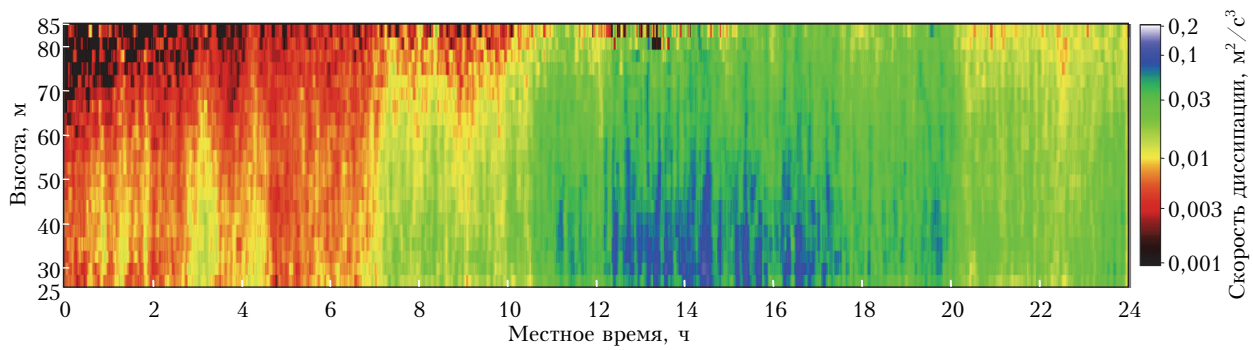


Рис. 4. Зависимость скорости диссипации энергии турбулентности от высоты и времени в приземном слое атмосферы, полученная из измерений лидаром «Stream Line» 18.08.2014 г.

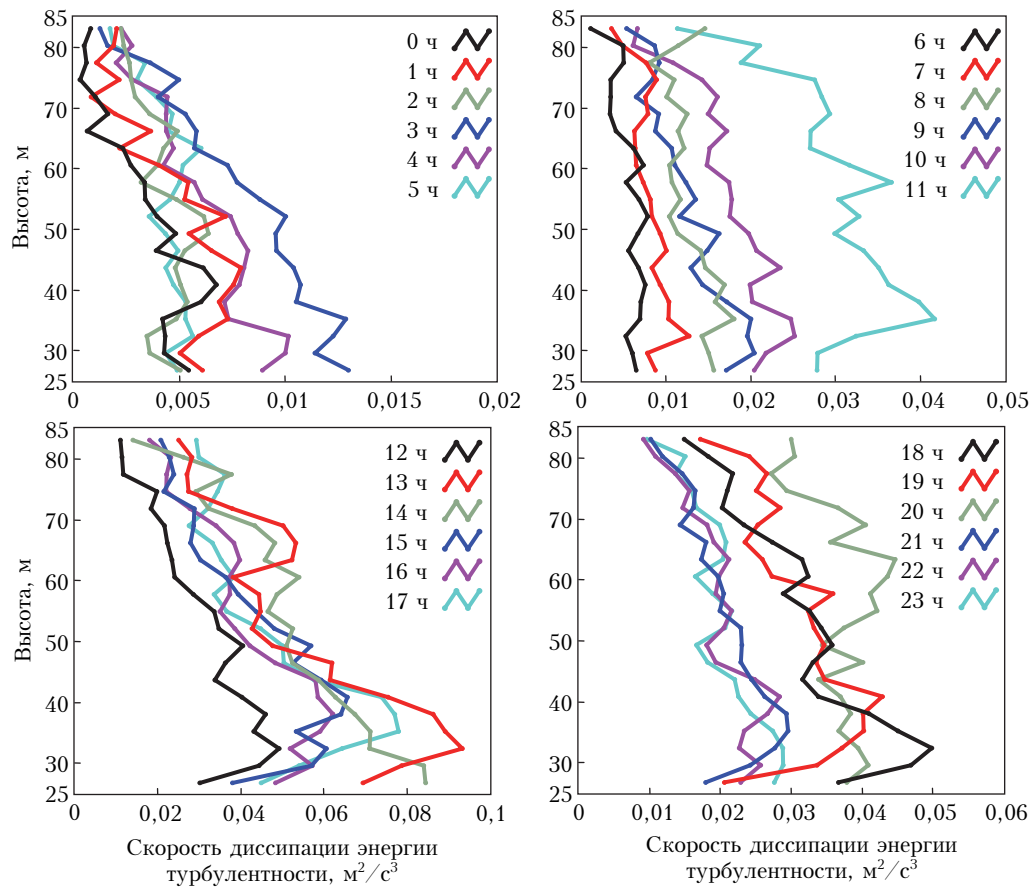


Рис. 5. Высотные профили скорости диссипации энергии турбулентности, взятые из данных рис. 4