

Репрезентативность измерений скорости диссипации энергии турбулентности сканирующим когерентным доплеровским лидаром

В.А. Банах¹, И.Н. Смалихо¹, Е.Л. Пичугина², А. Брюер^{2*}

¹Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН
634021, г. Томск, пл. Академика Зуева, 1, Россия

²Лаборатория исследования земных систем NOAA
Отделение дистанционного зондирования атмосферы
80305, г. Боулдер, ул. Бродвэй, 325, Колорадо, США

Поступила в редакцию 1.07.2009 г.

Экспериментально исследуется проблема репрезентативности измерений скорости диссипации энергии атмосферной турбулентности 2-микронным импульсным когерентным доплеровским лидаром, сканирующим в вертикальной плоскости. Сравнение результатов одновременных измерений скорости диссипации на различных высотах в пограничном слое атмосферы лидаром и четырьмя акустическими анемометрами позволило установить, что лидарная оценка имеет незначительное смещение, а ее относительная погрешность не превышает 25%.

Ключевые слова: доплеровский лидар, акустический анемометр, турбулентность; Doppler lidar, acoustic anemometer, turbulence.

Введение

Дистанционные методы измерения высотных профилей параметров ветра и атмосферной турбулентности имеют определенные преимущества по сравнению с подходами, основанными на измерении ветра установленными на метеорологической мачте датчиками. Из всех этих дистанционных методов наибольшими возможностями обладают методы измерения когерентными доплеровскими лидарами. В частности, использование импульсного когерентного доплеровского лидара позволяет проводить экспериментальные исследования влияния ветра и атмосферной турбулентности на вихри, образующиеся в следе летящего самолета [1]. При этом во время измерения зондирующий пучок должен сканироваться в вертикальной плоскости поперек к вихревому следу за самолетом.

Согласно теории [2] время жизни самолетного вихря зависит от скорости диссипации кинетической энергии турбулентности ϵ . В работе [1] проведен анализ влияния ϵ на эволюцию (затухание) циркуляции самолетного вихря Γ с использованием исходных данных, измеренных когерентным лидаром, и методов оценивания ϵ и Γ , описанных в [3, 4]. Вопрос о точности восстановления высотных профилей ϵ из лидарных данных при такой геометрии

измерения до сих пор остается открытым. О репрезентативности оценок ϵ и возможностях используемого метода можно делать заключение лишь после сравнительного анализа результатов одновременных измерений когерентным лидаром (сканирующим в вертикальной плоскости) и другим прибором, точность измерения которым достаточно хорошо известна.

Ранее уже проводилось сравнение результатов одновременных измерений скорости диссипации энергии турбулентности импульсными когерентными лидарами и акустическими анемометрами [1, 5]. Однако в [1] сравниваются результаты измерения лишь на одной небольшой высоте (20 м), а в [5] при измерении лидаром использовалось коническое сканирование зондирующим пучком, а не сканирование в вертикальной плоскости. В настоящей статье сравниваются результаты одновременных измерений ϵ сканирующим в вертикальной плоскости 2-микронным импульсным когерентным лидаром и четырьмя акустическими анемометрами, установленными на метеорологической мачте на разных высотах.

1. Оценивание скорости диссипации из данных акустического анемометра

Используя последовательность измеренных акустическим анемометром за время $T = \Delta t M$ значений продольной компоненты скорости ветра $V(\Delta t m)$, где $m = 0, 1, \dots, M-1$ (Δt — интервал дискретности), с помощью быстрого преобразования

* Виктор Арсентьевич Банах (Banakh@iao.ru); Игорь Николаевич Смалихо (Smalikh@iao.ru); Елена Леонидовна Пичугина (Yelena.Pichugina@noaa.gov); Алан Брюер (Alan.Brewer@noaa.gov).

Фурье можно получить оценку односторонней функции спектральной плотности

$$\hat{S}(f_k) = \frac{2\Delta t}{M} \left| \sum_{m=0}^{M-1} V(\Delta t m) \exp(-2\pi j \frac{mk}{M}) \right|^2, \quad (1)$$

где $f_k = k/T$, $k = 0, 1, \dots, M/2$. Из этого временно-го спектра оценку скорости диссипации энергии турбулентности $\hat{\epsilon}$ получают с использованием гипотезы «замороженной» турбулентности по максимуму правдоподобия [6]:

$$\hat{\epsilon} = \frac{C_1}{\hat{U}} \left[\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \hat{S}(f_{k_0+i}) f_{k_0+i}^5 \right]^{3/2}, \quad (2)$$

где $C_1 = (0,073 C_K)^{-3/2}$, $C_K \approx 2$ – постоянная Колмогорова; \hat{U} – оценка средней скорости ветра U ; n – число спектральных оценок в выбранном частотном интервале для определения скорости диссипации; f_{k_0+i} – частота, соответствующая нижней границе инерционного интервала атмосферной турбулентности.

В настоящей статье используются исходные данные акустических анемометров с $\Delta t = 0,05$ с. Одиночные оценки скорости диссипации будем получать из данных, измеренных за время $T = 1000$ с $\approx 16,7$ мин ($M = 20000$), в интервале частот $0,5 \leq f_{k_0+i} \leq 5$ Гц. Такие частоты вполне соответствуют инерционному интервалу турбулентности даже при сильном ветре и небольшом внешнем масштабе турбулентности L_V (например, при $U = 15$ м/с и $L_V = 30$ м). При этом $n = 4500$.

Без учета флуктуаций скорости диссипации с временными масштабами, превышающими время измерения T , и в предположении о несмещенности ее оценок ($\langle \hat{\epsilon} \rangle = \epsilon$) в [6] была получена формула для относительной погрешности измерения

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

в виде

$$E = \left[9 / (4n) + 2\sigma_U^2 \tau_c / T \right]^{1/2} \cdot 100\%, \quad (3)$$

где $\sigma_U^2 = \langle V^2 \rangle / U^2 - 1$ – относительная дисперсия; τ_c – время корреляции скорости ветра. Положив в (3) $n = 4500$, $\sigma_U = 0,1$, $\tau_c = 20$ с и $T = 1000$ с, получаем $E = 3\%$.

2. Оценивание скорости диссипации из данных когерентного лидара

Пусть во время измерения 2-микронным импульсным когерентным доплеровским лидаром зондирующий пучок сканируется с угловой скоростью 1 град/с в вертикальной плоскости попеременно вверх-вниз. Минимальный и максимальный углы

сканирования (места) ϕ составляют соответственно 0 и 20°. Частота повторения импульсов – 200/с. Мощность одиночного импульса $P_T(t)$ как функция от относительного времени $t \in [-\infty, +\infty]$ имеет гауссову форму:

$$P_T(t)/P_T(0) = \exp[-t^2/\sigma^2],$$

где σ – длительность импульса, определяемого по уровню e^{-1} при $t > 0$, равна 120 нс. При этом длительность импульса T_p , определяемая по спадаанию $P_T(t)/P_T(0)$ до уровня 1/2 справа и слева от максимума, составляет 200 нс.

При каждой посылке в атмосферу зондирующего импульса измеряется последовательность отсчетов комплексного когерентно детектируемого сигнала $Z(mT_s)$, где интервал дискретизации $T_s = 20$ нс. Для каждой оценки радиальной скорости ветра $\hat{V}_D(R_l, \phi_n)$ используются измеряемые данные 50 последовательных посылок импульса, из которых выбираются по 10 отсчетов сигнала вокруг точки $m_R = R_l/(T_s c/2) + m_0$, где c – скорость света; $m_0 T_s$ – момент времени выхода импульса из лидара; $R_l = R_0 + l\Delta R$ – расстояние от лидара до центра зондируемого объема, $l = 1, 2, \dots, 40$, $R_0 = 200$ м, $\Delta R = 10T_s c/2 = 30$ м – разрешение вдоль зондирующего пучка.

Так как скорость сканирования и частота повторения импульсов составляют соответственно 1 град/с и 200 Гц, то при использовании 50 посылок импульса для одной оценки скорости \hat{V}_D разрешение по углу сканирования $\Delta\phi = |\phi_{n+1} - \phi_n| = 0,25^\circ$. Следовательно, поперечный размер зондируемого объема в плоскости сканирования $R_l \Delta\phi$ варьируется от 0,9 м при $R_l = 200$ м до 6 м при $R_l = 1400$ м. Подробное описание методов оценивания радиальной скорости ветра из данных импульсного когерентного лидара дано, в частности, в работах [7–11].

Измерения импульсным когерентным доплеровским лидаром позволяют извлекать информацию о скорости диссипации ϵ из пространственной структурной функции радиальной скорости ветра [3, 11–16]. При этом, в отличие от точечных измерений (например, чашечными или акустическими анемометрами), необходимо учитывать низкочастотную пространственную фильтрацию турбулентных вариаций измеряемой скорости $\hat{V}_D(R_l, \phi_n)$, которую можно представить в виде суммы усредненной по зондируемому объему радиальной скорости ветра $V_D(R_l, \phi_n)$ и погрешности оценки скорости $e(R_l, \phi_n)$, связанной с флуктуациями лидарного эхосигнала и дробовым шумом [11, 17]. Авторами [11] получено выражение для продольного размера зондируемого объема Δz в виде

$$\Delta z = \Delta R / \text{erf}(\Delta R / \Delta p)$$

($\text{erf}(x)$ – интеграл вероятности), где в нашем случае $\Delta R = 30$ м и $\Delta p = \sigma c = 36$ м. Тогда, согласно этой формуле, $\Delta z = 39,4$ м. Как было отмечено выше, поперечный размер зондируемого объема варьируется от 0,9 до 6 м. В среднем же он на порядок меньше продольного размера $\Delta z = 39,4$ м, поэтому при получении формулы для структурной функции

$$D(r_k) = \langle [V'_D(R + r_k, \varphi) - V'_D(R, \varphi)]^2 \rangle,$$

где

$$V'_D = V_D - \langle V_D \rangle \text{ и } r_k = k' \Delta R \text{ (} k' = 0, 1, \dots, K),$$

достаточно учитывать усреднение измеряемой лидаром скорости только вдоль оси зондирующего пучка.

Учитывая, что отличный от нуля разнос точек $r_k = \Delta R = 30$ м может превышать размер инерционного интервала турбулентности, в пределах которого структурная функция скорости ветра (без пространственного усреднения) описывается «2/3»-м законом Колмогорова и зависит только от скорости диссипации ϵ , при получении выражения для $D(r_k)$ воспользуемся моделью Кармана [18, 19]. Тогда согласно [11] для структурной функции $D(r_k)$ имеем

$$D(r_k) = \epsilon^{2/3} G(r_k, L_V), \quad (4)$$

где

$$G(r_k, L_V) = 5,088 C_K L_V^{5/3} \int_0^\infty d\kappa \frac{[1 - \cos(2\pi r_k \kappa)] H(\kappa)}{[1 + (8,42 L_V \kappa)^2]^{5/6}}, \quad (5)$$

$$H(\kappa) = \exp\left\{-\frac{1}{2}(\pi \Delta p \kappa)^2\right\} \left[\frac{\sin(\pi \Delta R \kappa)}{\pi \Delta R \kappa}\right]^2 \quad (6)$$

– передаточная функция низкочастотного фильтра.

Высотный профиль скорости диссипации энергии турбулентности $\epsilon(h)$ можно восстановить из исходных данных, измеренных сканирующим в вертикальной плоскости когерентным лидаром, путем оценивания ϵ из пространственных структурных функций радиальной скорости ветра на различных высотах h , учитывая при этом погрешности оценки скорости $e(R_l, \varphi_{n'})$. Следуя [1], структурные функции рассчитаем по формуле

$$\hat{D}(r_k, h) = \frac{1}{N_a} \sum_{n'} \sum_l [D'(r_k, h_{n'l}) - D'(0, h_{n'l})], \quad (7)$$

где

$$D'(r_k, h_{n'l}) = \left[\hat{V}'_D(R_l + r_k, \varphi_{n'}) - \hat{V}'_D(R_l, \varphi_{n'+1}) \right]^2,$$

$$\hat{V}'_D = \hat{V}_D - \langle \hat{V}_D \rangle$$

– измеренные флуктуации радиальной скорости ветра; $h_{n'l} = (R_l + r_k/2) \sin \varphi_{n'}$. В (7) суммирование ведется по индексам n' и l , удовлетворяющим условию $h - \delta/2 < h_{n'l} < h + \delta/2$, и N_a – число значений $h_{n'l}$ в слое усреднения. Толщину слоя усреднения δ зададим равной 20 м. Для усреднения используются данные, измеренные за 20 мин (60 сканирующим пучком).

Для каждой высоты h оценки скорости диссипации и внешнего масштаба турбулентности $\hat{\epsilon}$ и \hat{L}_V могут быть получены путем минимизации функционала [3, 13]:

$$\rho(\epsilon, L_V) = \sum_{k'=1}^K k'^{-2} \left[\hat{D}(r_k) / G(r_k, L_V) - \epsilon^{2/3} \right]^2, \quad (8)$$

положив $K = 16$.

В [3] с использованием численного моделирования было показано, что при 5-минутном измерении когерентным лидаром погрешность оценки скорости диссипации $E \approx 20\%$. В нашем случае время измерения в 4 раза больше. Учитывая, что $E \sim N^{-1/2}$, где N – число независимых измерений, можно считать, что точность оценивания скорости диссипации из данных, измеренных лидаром за 20 мин, составляет примерно 10%.

3. Эксперимент

Эксперимент проводился в сентябре 2003 г. на юго-востоке штата Колорадо (США) в рамках проекта Lamar Low-Level Jet [20]. Основная цель этого эксперимента заключалась в исследовании пограничного слоя атмосферы при устойчивой термической стратификации, когда на относительно небольших высотах образуется струйное течение. Для реализации данных условий измерения проводились в ночное время. В эксперименте были задействованы четыре акустических анемометра, установленных на 120-метровой метеорологической мачте (на высотах 54, 67, 85 и 116 м) и 2-микронный импульсный когерентный доплеровский лидар [21]. Расстояние между мачтой и контейнером с лидаром составляло 167 м.

С использованием исходных данных этого эксперимента в [22] проведено сравнение результатов одновременных измерений скорости ветра лидаром и акустическими анемометрами и установлено, что создаваемые метеорологической мачтой искажения в ветровом потоке могут существенно влиять на результаты измерения скорости ветра акустическими анемометрами, вызывая регулярное смещение ~ 1 м/с относительно соответствующих результатов измерения лидаром. Однако при определенном направлении ветра влиянием метеорологической мачты можно пренебречь.

Именно такие условия реализовались при измерениях ночью 15-го сентября. Данные этих измерений были выбраны нами для сравнения с резуль-

татами измерения скорости диссипации энергии турбулентности акустическими анемометрами и сканирующим в вертикальной плоскости лидаром. В течение большей части времени измерений был сильный ветер, скорость которого в максимуме превышала 20 м/с [23].

Вначале для измерения лидаром направления скорости ветра использовалось коническое сканирование зондирующим пучком. После этого пучок уже сканировался в вертикальной плоскости вдоль направления ветра (которое было в приземном слое атмосферы). Чтобы отслеживать возможную изменчивость со временем направления ветра, данная последовательность измерений неоднократно повторялась в течение всего эксперимента 15.09.03. При обработке исходных данных измерений акустиче-

скими анемометрами и лидаром использовались подходы, изложенные в разд. 1 и 2.

4. Результаты измерений

На рис. 1 приведен типичный пример спектральной плотности флуктуаций скорости ветра, измеренной акустическим анемометром 15.09.03, с использованием для сглаживания спектра 20 степеней свободы. Видно, что в интервале частот $0,5 \leq f \leq 5$ Гц спектральная плотность имеет « $-5/3$ »-ю степенную зависимость от частоты.

На рис. 2 представлен пример структурной функции радиальной скорости ветра, измеренной когерентным лидаром 15.09.03. Точками, соединенными штриховой кривой, показана структурная

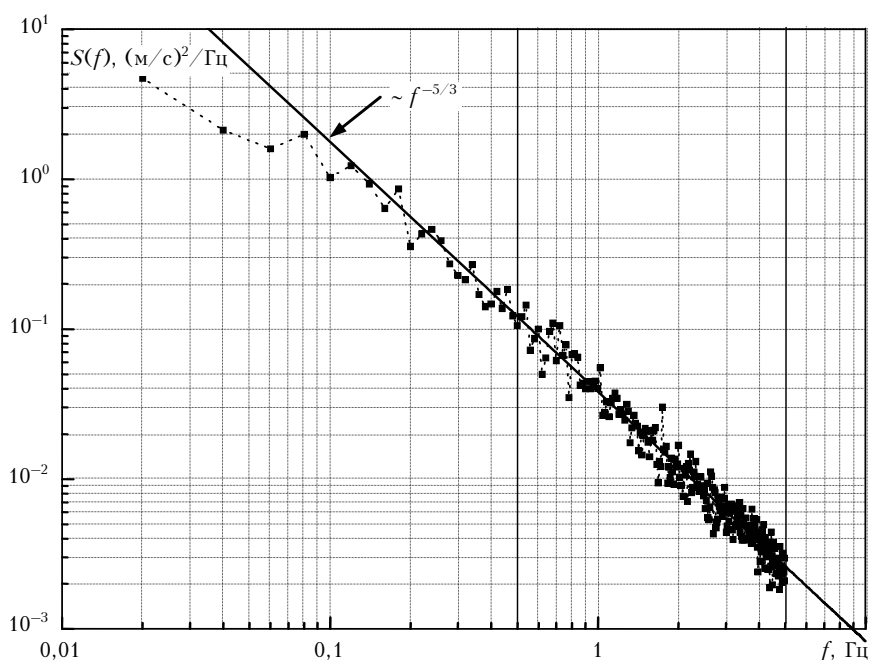


Рис. 1. Пример спектральной плотности флуктуаций скорости ветра (точки). Сплошной линией показан спектр Колмогорова—Обухова $S(f) = 0,073 C_K \varepsilon^{2/3} f^{-5/3}$, где ε получена с использованием (2)

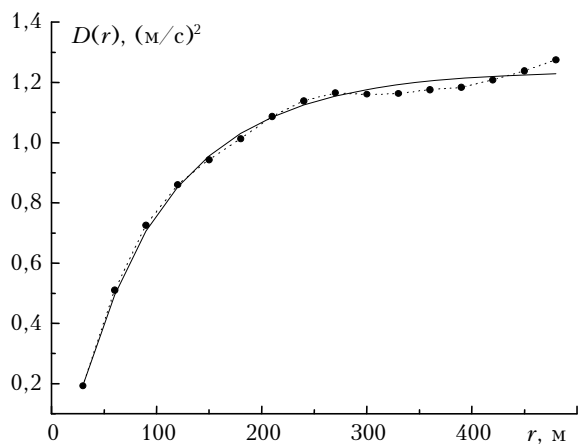


Рис. 2. Пример структурной функции радиальной скорости ветра (точки)

функция, рассчитанная по формуле (7) с использованием данных, полученных 15.09.03. Сплошной кривой показана теоретическая структурная функция, рассчитанная по формулам (4)–(6), где турбулентные параметры ε и L_V определены с помощью процедуры подгонки экспериментальной структурной функции к теоретической путем минимизации функционала, описываемого формулой (8).

Примеры восстановления высотных профилей скорости диссипации энергии турбулентности и результаты измерения ε акустическими анемометрами на четырех высотах представлены на рис. 3.

Видно, что скорость диссипации, измеренная лидаром и акустическими анемометрами в 01:40, примерно на порядок меньше, чем в 09:00 (UTC, местное время равно UTC – 6 ч). Дело в том, что в промежутке между этими временами сила ветра

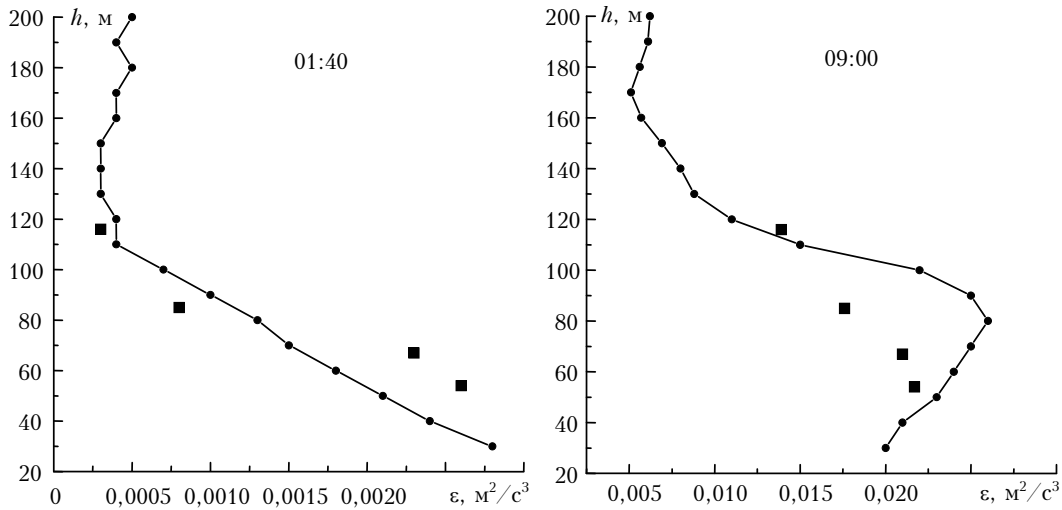


Рис. 3. Высотные профили скорости диссипации энергии турбулентности, восстановленные из данных когерентного лидара (кривые с точками), полученных 15.09.03 в 01:40 и 09:00 (UTC), и оценки скорости диссипации, полученные из одновременных с лидаром измерений акустическими анемометрами на высотах 54, 67, 85 и 116 м (квадраты)

и турбулентности росла. При этом ϵ на высоте 116 м часто была на порядок меньше, чем на более низких высотах размещения акустических анемометров. Такая сильная вертикальная неоднородность скорости диссипации связана с особенностями ночного пограничного слоя, толщина которого значительно меньше, чем в дневное время.

Зависимости скорости диссипации от времени $\epsilon(t)$, измеренные акустическими анемометрами на четырех высотах, представлены на рис. 4. Значками показаны лидарные оценки ϵ на этих высотах по 10 восстановленным высотным профилям скорости диссипации. Из лидарных данных, кроме скорости диссипации ϵ , оценивался внешний масштаб турбу-

лентности L_V , который, как правило, слабо изменялся внутри слоя $54 \leq h \leq 116$ м, принимая значения от 30 до 80 м (в среднем 50 м).

Исходя из грубых оценок, дисперсии случайных погрешностей лидарных оценок на этих высотах должны быть почти одинаковыми. Однако для высоты 116 м, в районе которой часто происходило резкое изменение с высотой скорости диссипации, лидарная оценка ϵ , получаемая из слоя толщиной 20 м, может быть смещенной. Видно (см. рис. 4), что большее разногласие в результатах измерения лидаром и акустическим анемометром наблюдается на высоте 116 м по сравнению с другими высотами (54, 67, 85 м).

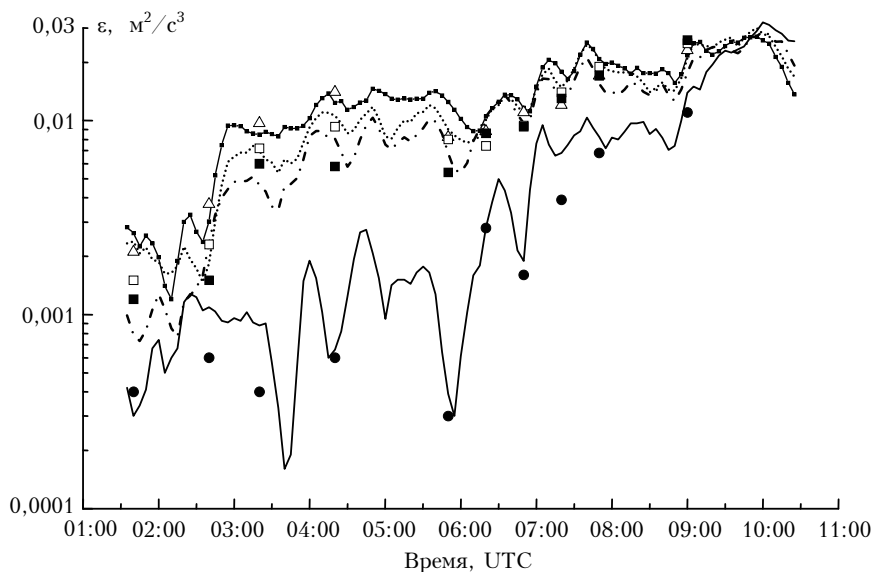


Рис. 4. Временной ход скорости диссипации энергии турбулентности ϵ , измеренный акустическими анемометрами на $h = 54$ м (точки, соединенные линиями), 67 (пунктир), 85 (штрихпунктир) и 116 м (жирная кривая) 15.09.03. Лидарные оценки скорости диссипации: треугольники – $h = 54$ м, светлые квадраты – 67, черные квадраты – 85, кружочки – 116 м

Используя данные, приведенные на рис. 4, мы сравнили результаты одновременных измерений скорости диссипации сканирующим в вертикальной плоскости когерентным лидаром и акустическим анемометром. Однако приведенных на рис. 5 сорока одиночных оценок измеряемой величины (10 лидарных профилей, умноженных на 4 высотных уровня, на которых находятся акустические анемометры), оказалось не совсем достаточно для полноценного статистического анализа. Тем не менее мы получили количественные оценки расхождения результатов одновременных измерений лидаром и акустическим анемометром.

В разд. 1 и 2 приведены оценки погрешности измерения скорости диссипации акустическим анемометром ($E_S = 3\%$) и лидаром ($E_L = 10\%$), из которых следует, что измерения акустическим анемометром имеют очень высокую точность и их можно считать почти эталонными по сравнению с данными лидара. В связи с этим введем следующие характеристики:

$$b_\varepsilon = \langle (\hat{\varepsilon}_L - \hat{\varepsilon}_S) / \hat{\varepsilon}_S \rangle_a \times 100\%$$

— нормированное смещение оценки и

$$\sigma_\varepsilon^{(E)} = \sqrt{\langle [(\hat{\varepsilon}_L - \hat{\varepsilon}_S) / \hat{\varepsilon}_S]^2 \rangle_a - b_\varepsilon^2} \times 100\%$$

— нормированное стандартное отклонение оценки, где через $\hat{\varepsilon}_L$ и $\hat{\varepsilon}_S$ обозначены оценки скорости диссипации, полученные из данных соответственно лидара и акустического анемометра, и

$$\langle x \rangle_a = \sum_{i=1}^{40} x_i / 40.$$

Используя данные рис. 5, имеем $b_\varepsilon = -7\%$ и $\sigma_\varepsilon^{(E)} = 25\%$. Таким образом, случайные отклонения лидарных оценок $\hat{\varepsilon}_L$ от оценок $\hat{\varepsilon}_S$, полученных по данным акустического анемометра, значительно превышают регулярные отклонения этих оценок. Отличие от нуля параметра b_ε , возможно, связано с погрешностью лидарной оценки $\hat{\varepsilon}_L$ из-за регулярной неоднородности скорости диссипации по высоте внутри 20-метрового слоя.

Погрешности оценок скорости диссипации, полученные из исходных данных лидара и акустического анемометра, можно считать статистически независимыми. Тогда для теоретической оценки нормированного стандартного отклонения

$$\sigma_\varepsilon^{(T)} = \sqrt{\langle [(\hat{\varepsilon}_L - \hat{\varepsilon}_S) / \hat{\varepsilon}_S]^2 \rangle},$$

где $\langle \dots \rangle$ — усреднение по ансамблю реализаций, а оценки $\hat{\varepsilon}_L$ и $\hat{\varepsilon}_S$ являются несмещенными ($\langle \hat{\varepsilon}_L \rangle = \langle \hat{\varepsilon}_S \rangle = \varepsilon$), с учетом условия $|\hat{\varepsilon}_S - \varepsilon| \ll \varepsilon$ можно воспользоваться выражением $\sigma_\varepsilon^{(T)} = \sqrt{E_S^2 + E_L^2}$. Положив $E_L = 10\%$ и $E_S = 3\%$, получаем $\sigma_\varepsilon^{(T)} = 10,4\%$, т.е. величина $\sigma_\varepsilon^{(T)}$ почти полностью определяется точностью лидарных измерений скорости диссипации ($\sigma_\varepsilon^{(T)} \approx E_L$). Экспериментальная оценка нормированного стандартного отклонения $\sigma_\varepsilon^{(E)} = 25\%$ примерно в 2,5 раза превышает теоретическую оценку $\sigma_\varepsilon^{(T)}$. Расхождение теории и эксперимента можно объяснять разными причинами, включая и те, которые перечислены в работе [3]. В то же время можно сделать вывод, что погрешность лидарных измерений скорости диссипации энергии турбулентности не превышает 25%.

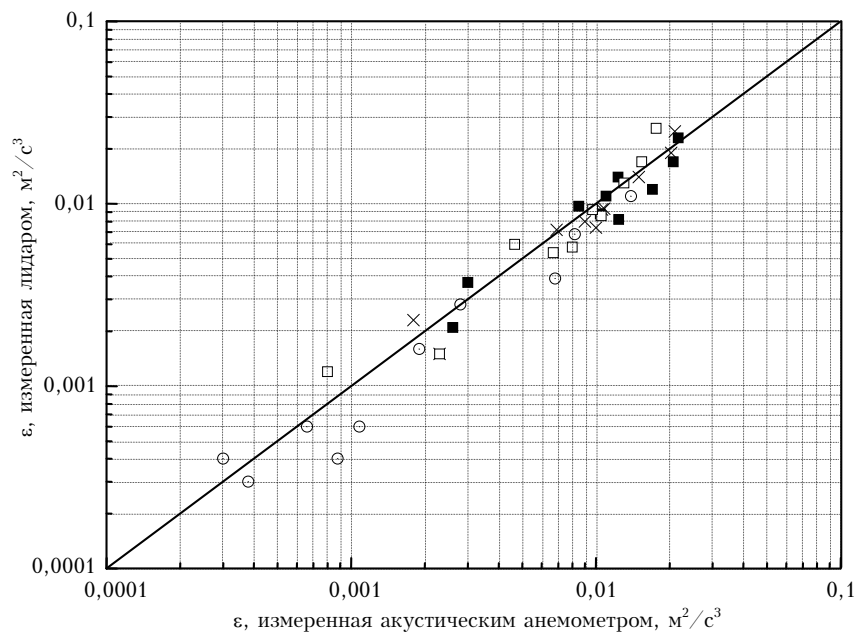


Рис. 5. Одновременные измерения скорости диссипации энергии турбулентности когерентным лидаром и акустическими анемометрами на высотах 54 (черные квадраты), 67 (крестики), 85 (светлые квадраты) и 116 м (кружки)

Заклучение

Проведено сравнение результатов одновременных измерений скорости диссипации энергии турбулентности сканирующим в вертикальной плоскости когерентным доплеровским лидаром и акустическими анемометрами, установленными на разных высотах на метеорологической мачте. Из данных эксперимента получены оценки для регулярного b_e и стандартного $\sigma_e^{(E)}$ отклонения лидарной оценки скорости диссипации от оценки $\hat{\epsilon}_S$, получаемой из данных акустического анемометра, которые составляют соответственно -7 и 25% . Эти результаты позволяют сделать вывод, что относительная погрешность лидарных измерений скорости диссипации не превышает 25% . Такая точность является вполне приемлемой для анализа влияния турбулентности на время жизни самолетного вихря с помощью измерений циркуляции самолетного вихря и скорости диссипации когерентным доплеровским лидаром, аналогичного тому, что был проведен в [1].

Авторы признательны Нейлу Келли за любезно предоставленные данные измерений акустическими анемометрами.

1. Смалыхо И.Н., Рам Ш. Лидарные исследования влияния ветра и атмосферной турбулентности на вихревой след за самолетом // Оптика атмосф. и океана. 2009. Т. 22. N 12. (В печати).
2. Holzäpfel F., Robins R.E. Probabilistic two-phase aircraft wake-vortex model: Application and assessment // J. of Aircraft. 2004. V. 41. N 1. P. 1–10.
3. Smalikho I.N., Köpp F., Rahm S. Measurement of atmospheric turbulence by 2- μ m Doppler lidar // J. Atmos. and Ocean. Technol. 2005. V. 22. N 11. P. 1733–1747.
4. Смалыхо И.Н., Рам Ш. Измерения когерентными доплеровскими лидарами параметров самолетных вихрей // Оптика атмосф. и океана. 2008. Т. 21. N 11. С. 977–992.
5. Frehlich R., Meillier Y., Jensen M. L., Balsley B., Sharman R. Measurements of boundary layer profiles in urban environment // J. Appl. Meteorol. 2006. V. 45. N 6. P. 821–837.
6. Смалыхо И.Н. Точность оценок скорости диссипации турбулентной энергии из временного спектра флуктуаций скорости ветра // Оптика атмосф. и океана. 1997. Т. 10. N 8. С. 898–904.
7. Hardesty R.M. Performance of a discrete spectral peak frequency estimator for Doppler wind velocity measurements // IEEE Trans. Geosci. and Remote Sens. 1986. V. 24. N 5. P. 777–783.
8. Rye B.J., Hardesty R.M. Discrete spectral peak estimation in incoherent backscatter heterodyne lidar. I: Spectral accumulation and the Cramer–Rao lower bound // IEEE Trans. Geosci. and Remote Sens. 1993. V. 31. N 1. P. 16–27.

9. Rye B.J., Hardesty R.M. Discrete spectral peak estimation in incoherent backscatter heterodyne lidar. II: Correlogram accumulation // IEEE Trans. Geosci. Remote Sens. 1993. V. 31. N 1. P. 28–35.
10. Frehlich R., Yadlowsky M.J. Performance of mean-frequency estimators for Doppler radar and lidar // J. Atmos. and Ocean. Technol. 1994. V. 11. N 5. P. 1217–1230.
11. Банах В.А., Смалыхо И.Н. Оценка скорости диссипации турбулентной энергии из данных импульсного доплеровского лидара // Оптика атмосф. и океана. 1997. Т. 10. N 12. С. 1524–1538.
12. Frehlich R. Effect of wind turbulence on coherent Doppler lidar measurements // J. Atmos. and Ocean. Technol. 1997. V. 14. N 10. P. 54–75.
13. Frehlich R., Cornman L. Estimating spatial velocity statistics with coherent Doppler lidar // J. Atmos. and Ocean. Technol. 2002. V. 19. N 3. P. 355–366.
14. Davies F., Collier C.G., Pearson G.N., Bozier K.E. Doppler lidar measurements of turbulent structure function over an urban area // J. Atmos. and Ocean. Technol. 2004. V. 21. N 5. P. 753–761.
15. Frehlich R., Meillier Y., Jensen M.L., Balsley B., Sharman R. Measurements of boundary layer profiles in urban environment // J. Appl. Meteorol. 2006. V. 45. N 6. P. 821–837.
16. Банах В.А., Рам Ш., Смалыхо И.Н., Фалиц Ф.В. Измерение параметров атмосферной турбулентности сканирующим в вертикальной плоскости импульсным когерентным ветровым лидаром // Оптика атмосф. и океана. 2007. Т. 20. N 12. С. 1115–1120.
17. Frehlich R. Estimation of velocity error for Doppler lidar measurements // J. Atmos. and Ocean. Technol. 2001. V. 18. N 2. P. 1628–1639.
18. Ламли Дж., Пановский Г. Структура атмосферной турбулентности. М.: Мир, 1966. 264 с.
19. Винниченко Н.К., Пинус Н.З., Шметер С.М., Шур Г.Н. Турбулентность в свободной атмосфере. Л.: Гидрометеиздат, 1976. 287 с.
20. Kelley N., Shirazi M., Jager D., Wilde S., Adams J., Buhl M., Sullivan P., Patton E. Lamar Low-Level jet program – Interim Report // National Renewable Energy Laboratory. Golden, CO. NREL Report TP-500-34593. 2004. 216 p.
21. Grund C.J., Banta R.M., George J.L., Howell J.N., Post M.J., Richter R.A., Weickman A.M. High-resolution Doppler lidar for boundary layer and cloud research // J. Atmos. and Ocean. Technol. 2001. V. 18. N 3. P. 376–393.
22. Kelley N.D., Jonkman B.J., Scott G.N., Pichugina Y.L. Comparing pulsed Doppler lidar with sodar and direct measurements for wind assessment // Conf. paper NREL/CP-500-41792. Presented at AWEA's 2007 Windpower Conf. Los Angeles, California, June 3–6, 2007. 21 p.
23. Pichugina Y.L., Banta R.M., Kelley N.D., Brewer W.A. Nocturnal boundary layer height estimate from Doppler lidar measurements // 18th Sympos. on Boundary Layer and Turbulence. Stockholm, Sweden, June 2008. 7B.6.

V.A. Banakh, I.N. Smalikho, E.L. Pichugina, A. Brewer. Representativeness of measurements of the turbulence energy dissipation rate by a scanning coherent Doppler lidar.

The representativeness problem of measurements of the atmospheric turbulence energy dissipation rate by a 2- μ m pulsed coherent Doppler lidar, scanning in vertical plane, is investigated experimentally. The comparison of results of simultaneous measurements of the dissipation rate at various heights of the atmospheric boundary layer by the lidar and four sonic anemometers has allowed to find out that the lidar estimate has insignificant bias and its relative error does not exceed 25%.