

ДИСТАНЦИОННОЕ ЗОНДИРОВАНИЕ АТМОСФЕРЫ, ГИДРОСФЕРЫ
И ПОДСТИЛАЮЩЕЙ ПОВЕРХНОСТИ

УДК 551.511.6:621.371

**Определение параметров турбулентности из спектров
вертикальной компоненты скорости ветра, измеряемой
импульсным когерентным доплеровским лидаром.
Часть I. Метод**

И.Н. Смалихо¹, В.А. Банах¹, А.М. Шерстобитов^{1,2*}

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

²*Национальный исследовательский Томский государственный университет
634050, г. Томск, пр. Ленина, 36*

Поступила в редакцию 25.05.2021 г.

Разработан метод определения скорости диссипации турбулентной энергии, дисперсии радиальной скорости ветра и интегрального масштаба турбулентности из спектральной плотности вертикальной компоненты скорости ветра, измеряемой импульсным когерентным доплеровским лидаром. Для получения несмещенных оценок таких параметров ветровой турбулентности учитывается усреднение радиальной скорости ветра по зондируемому объему. Метод протестирован в численном эксперименте. Предложен алгоритм расчета погрешности лидарных оценок скорости диссипации, получаемых этим методом.

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

Введение

Знания о ветровой турбулентности пограничного слоя атмосферы (ПСА) важны для различных практических приложений (прогноз погоды, обеспечение безопасности воздушного транспорта, расчеты переноса загрязняющих примесей и т.п.). В настоящее время ветровая турбулентность при устойчивой температурной стратификации, когда в ПСА формируется низкоуровневое струйное течение (НСТ) и возникает внутренняя гравитационная волна (ВГВ), мало изучена экспериментально. Использование импульсных когерентных доплеровских лидаров (ИКДЛ) для проведения исследований ПСА позволяет при определенных условиях (в основном связанных с достаточно высоким уровнем лидарного эхосигнала) получать информацию о ветре, турбулентности и ВГВ в пределах всего ПСА. На сегодняшний день разработаны различные стратегии измерения с помощью ИКДЛ и методы оценивания параметров ветра, турбулентности и ВГВ из измеряемых лидаром исходных данных [1–18]. При этом во время измерений одним ИКДЛ требуется определенным образом изменять направление распространения зондирующего пучка. Широкое распространение получило коническое сканирование зондирую-

щим пучком (вращение оптической оси пучка, направленного под фиксированным углом к горизонтальной плоскости, вокруг вертикальной оси, проходящей через апертуру приемопередающего телескопа лидара), особенно для определения скорости и направления ветра.

В [12] предложен метод оценивания параметров ветровой турбулентности (в частности, скорости диссипации турбулентной энергии ε и дисперсии $\sigma_r^2 = \langle V_r^2 \rangle - \langle V_r \rangle^2$ радиальной скорости V_r) из измерений ИКДЛ с использованием конического сканирования зондирующим пучком. При такой геометрии измерения можно из лидарных оценок радиальной скорости рассчитать азимутальную структурную функцию, из которой затем определяется скорость диссипации для условий, когда линейная скорость конического сканирования значительно превышает среднюю скорость ветра. Этот метод был обобщен на случай любого отношения средней скорости ветра к линейной скорости конического сканирования в работе [17]. Метод и его модификации были протестированы в атмосферных экспериментах, в том числе при наличии в атмосфере НСТ и ВГВ [12–17]. В [14] установлено, что получаемые этим методом оценки ε и σ_r^2 из измерений конически сканирующим ИКДЛ при наличии в ПСА ВГВ сильно завышены. В связи с этим в [14] предложена модификация метода, которая позволила впервые получить приемлемые (несмещенные) оценки ε

* Игорь Николаевич Смалихо (smalikh@iao.ru); Виктор Арсентьевич Банах (banakh@iao.ru); Артем Михайлович Шерстобитов (sharm@iao.ru).

на высотах центральной части струйного течения при распространении ВГВ. Однако, как показали последующие эксперименты, такая модификация не всегда дает корректный результат. Чтобы решить эту проблему, необходимо применение иных подходов.

Одним из таких подходов, на наш взгляд, является получение оценок параметров ветровой турбулентности из временных спектров радиальной скорости ветра, измеряемой ИКДЛ при фиксированном положении зондирующего пучка. В [7] предложено определять ϵ из спектров вертикальной компоненты вектора скорости ветра, измеряемой ИКДЛ, в пределах инерционного интервала турбулентности. Однако в [7] при получении оценок ϵ авторы не учитывали эффект пространственного усреднения V_r вдоль оси зондирующего пучка, что в некоторых случаях может приводить к существенному занижению оценки скорости диссипации, особенно в измерениях при очень слабом ветре.

В первой части настоящей статьи предлагаются стратегия измерения импульсным когерентным доплеровским лидаром, из данных которого рассчитываются спектры вертикальной компоненты скорости ветра на различных высотах ПСА, и метод оценивания параметров ветровой турбулентности (ϵ , дисперсии вертикальной компоненты скорости ветра $\sigma_w^2 = \sigma_r^2$ и интегрального масштаба турбулентности L_V или L_w) из этих спектров. Метод протестирован в численном эксперименте, показавшем применимость используемого способа учета усреднения радиальной скорости по зондируемому объему, формируемому ИКДЛ типа Stream Line. Теоретически определены условия, не требующие учета усреднения по зондируемому объему при оценивании скорости диссипации из спектра вертикальной скорости ветра, измеряемой ИКДЛ. Описан алгоритм расчета относительной погрешности лидарной оценки скорости диссипации.

1. Стратегия измерения

Информация о ветровой турбулентности может быть получена из измерений одним ИКДЛ по следующему алгоритму. Сначала осуществляется одно коническое сканирование при угле места $\phi = 60^\circ$ в течение времени $T_{\text{scan}} = 1$ мин. Затем угол места (например, за время $\delta t = 10$ с) изменяется на $\phi = 90^\circ$ (зондирующий пучок направлен строго вертикально вверх), и лидар измеряет в течение времени T_{vert} . После изменения угла места с 90 на 60° снова применяется коническое сканирование и так далее. Продолжительность одного цикла этой процедуры измерения составляет $T_c = T_{\text{scan}} + \delta t + T_{\text{vert}} + \delta t$. В экспериментах, результаты которых представлены во второй и третьей частях настоящей статьи, мы задавали два значения продолжительности измерения при вертикальном направлении зондирующего пучка: 1) $T_{\text{vert}} = 500$ с; 2) $T_{\text{vert}} = 1750$ с. При этом для аккумуляции исходных данных лидара мы использовали $N_a = 7500$ посылок зондирующих

импульсов в атмосферу. В этом случае для ИКДЛ Stream Line с частотой следования импульсов $f_p = 15$ кГц продолжительность измерения радиальной скорости составляет $\Delta t = N_a/f_p = 0,5$ с, числа $M_1 = T_{\text{vert}}/\Delta t = 1000$ при $T_{\text{vert}} = 500$ с; $M_2 = T_{\text{vert}}/\Delta t = 3500$ при $T_{\text{vert}} = 1750$ с и $M_s = T_{\text{scan}}/\Delta t = 120$.

2. Оценивание спектральной плотности радиальной скорости, измеряемой ИКДЛ

Применяя описанную выше процедуру, мы получаем по два массива данных для оценок отношения сигнал-шум $\text{SNR}(m'\Delta t; R_k, \phi_{\text{scan}}, n)$ и радиальной скорости $V_L(m'\Delta t; R_k, \phi_{\text{scan}}, n)$ из измерений при коническом сканировании и соответствующих оценок $\text{SNR}(m\Delta t; R_k, \phi_{\text{vert}}, n)$ и $V_L(m\Delta t; R_k, \phi_{\text{vert}}, n)$ из измерений при вертикальном направлении зондирующего пучка, где $m' = 0, 1, 2, \dots, M_s - 1$; $m = 0, 1, 2, \dots, M_\alpha - 1$ (индекс α означает 1 или 2 в зависимости от выбранной продолжительности T_{vert}); $R_k = R_0 + k\Delta R$ — расстояние от лидара, $R_0 = 99$ м, $k = 0, 1, 2, \dots, K - 1$; ΔR — шаг по дальности; $\phi_{\text{scan}} = 60^\circ$ и $\phi_{\text{vert}} = 90^\circ$ — углы места при коническом сканировании и вертикальном направлении зондирующего пучка соответственно; $n = 1, 2, 3, \dots$, — номер цикла продолжительностью T_c . Очевидно, что когда угол места задан равным 90° , лидар измеряет только вертикальную составляющую вектора скорости ветра w . При $T_{\text{vert}} = 500$ с продолжительность одного цикла ≈ 10 мин. Обычно для получения оценок параметров ветровой турбулентности используются данные, измеренные в течение получаса. Поэтому, чтобы оценить спектральную плотность измеряемой лидаром вертикальной скорости $\hat{S}_L(f_l)$ при $T_{\text{vert}} = 500$ с, воспользуемся данными трех соседних циклов и быстрым преобразованием Фурье:

$$\hat{S}_L(f_l) = \frac{1}{3} \sum_{i=0}^2 \frac{\Delta t}{M_1} \times \left| \sum_{m=0}^{M_1-1} V_L(m\Delta t; R_k, \phi_{\text{vert}}, n-1+i) \exp\left(-2\pi j \frac{lm}{M_1}\right) \right|^2, \quad (1)$$

где $f_l = l\Delta f$ — частота, $l = 1, 2, 3, \dots, M_1/2$ — номер спектрального канала, $M_1 = 1000$, $\Delta f = (M_1\Delta t)^{-1} = 0,002$ Гц — ширина спектрального канала; $0,002 \leq f_l \leq 1$ Гц, $j = \sqrt{-1}$ — мнимая единица. При $T_{\text{vert}} = 1750$ с ($T_c \approx 30$ мин) для оценки спектра $\hat{S}_L(f_l)$ мы применяем формулу

$$\hat{S}_L(f_l) = \frac{1}{6} \sum_{i=0}^5 \frac{\Delta t}{M_1} \times \left| \sum_{m=0}^{M_1-1} V_L((iM_1/2 + m)\Delta t; R_k, \phi_{\text{vert}}, n) \exp\left(-2\pi j \frac{lm}{M_1}\right) \right|^2. \quad (2)$$

Из полученного спектра $\hat{S}_L(f_i)$ может быть рассчитана дисперсия лидарной оценки радиальной скорости $\hat{\sigma}_L^2$ по формуле

$$\hat{\sigma}_L^2 = 2\Delta f \sum_{l=1}^{M_L/2} \hat{S}_L(f_l). \quad (3)$$

Чтобы из измерений ИКДЛ при строго вертикальном направлении зондирующего пучка извлечь информацию об ε , необходимо перейти от временно-го спектра $\hat{S}_L(f_i)$ к пространственному спектру $\tilde{S}_L(\kappa_l)$ радиальной скорости ($\kappa_l = l\Delta\kappa$ — пространственная частота) с использованием гипотезы Тейлора о «замороженной» турбулентности, согласно которой турбулентные неоднородности переносятся без изменения их случайной пространственной структуры в горизонтальном направлении со средней скоростью ветра U . При этом $\Delta\kappa = \Delta f/U$, $\tilde{S}_L(\kappa_l) = U\hat{S}_L(U\kappa_l)$, $\hat{S}_L(f_i) = U^{-1}\tilde{S}_L(f_i/U)$ и $\hat{\sigma}_L^2 = 2\Delta\kappa \sum_{l=1}^{M_L/2} \tilde{S}_L(\kappa_l)$.

3. Оценивание средней скорости ветра

Так как в пределах каждого цикла длительностью T_c , кроме измерения при вертикальном направлении зондирующего пучка, используется одно коническое зондирование, из массивов $V_L(m'\Delta t; R_k, \varphi_{\text{scan}}, n)$ для каждой высоты $h_k = R_k \sin \varphi_{\text{scan}}$ методом синусоидальной подгонки [9] определяются скорость ветра $U_1(h_k, n)$, угол направления ветра $\theta_V(h_k, n)$ и скорость вертикальной компоненты ветра $U_z(h_k, n)$. В случае $T_{\text{vert}} = 500$ с получаем оценку средней скорости как среднее по четырем значениям измеренных скоростей ветра:

$$U(h_k, n) = \frac{1}{4} \sum_{i=0}^3 U_1(h_k, n-1+i),$$

а при $T_{\text{vert}} = 1750$ с — по двум значениям:

$$U(h_k, n) = \frac{1}{2} \sum_{i=0}^1 U_1(h_k, n+i).$$

Оценки спектров $\hat{S}_L(f_i)$ получаем из массивов радиальной скорости $V_L(m\Delta t; R_k, \varphi_{\text{vert}}, n)$, измеренных лидаром на высотах h_k , совпадающих с расстояниями между лидаром и центром зондируемого объема ($h_k = R_k \sin \varphi_{\text{vert}} = R_k$). С помощью процедуры интерполяции находятся значения средней скорости $U(h_k, n)$ на высотах измерения спектров $\hat{S}_L(f_i)$.

4. Учет пространственного усреднения радиальной скорости

Чтобы учесть усреднение радиальной скорости по зондируемому объему при оценивании ε из измеренного спектра $\hat{S}_L(f_i)$ (или $\tilde{S}_L(\kappa_l)$) необходимо

знать передаточную функцию низкочастотного фильтра $H(\kappa_l)$. В случае оценивания радиальной скорости из измеряемых ИКДЛ доплеровских спектров по положению центра тяжести такая передаточная функция найдена [9]. В измерениях ИКДЛ Stream Line, относящегося к классу низкоэнергетических лидаров, как правило, отношение сигнал-шум не превышает -10 дБ, и поэтому радиальная скорость оценивается по положению максимума доплеровского спектра.

Для проверки того, насколько известный вид передаточной функции низкочастотного фильтра $H(\kappa_l)$ приемлем для учета пространственного усреднения радиальной скорости, измеряемой лидаром Stream Line, мы воспользовались следующим алгоритмом численного моделирования. Пусть продольный размер зондируемого объема Δz на порядок превышает поперечный размер Δy (если зондирующий пучок направлен вертикально вверх, $\Delta y = U\Delta t$). Тогда, согласно теории [9, 19], нормированную корреляционную функцию полезной составляющей комплексного лидарного сигнала $C_S(l'T_s; z, y)$ можно представить в виде

$$C_S(l'T_s; z, y) = \int_{-\infty}^{+\infty} dz' A(l', z') (-1)^{l'} \times \\ \times \exp[2\pi j l' B_V^{-1} V_r(z + z', y)], \quad (4)$$

где $l' = 0, 1, 2, \dots, 6$; $T_s = B^{-1}$, $B = 50$ МГц — частотная полоса пропускания приемника; z — расстояние от лидара до центра зондируемого объема; $y = Ut$ — поперечная координата, t — время; $A(l', z') = \frac{1}{7-l'} \sum_{m'=0}^{6-l'} F(z' - (m'-3)\delta R) F(z' - (m'+l'-3)\delta R)$, $\delta R = cT_s/2 = 3$ м, c — скорость света, $F(z') = (\sqrt{\pi}\Delta p)^{-1/2} \exp[-(z'/\Delta p)^2/2]$, $\Delta p = c\sigma_p/2 = 15,3$ м; $B_V = \lambda/(2T_s) = 37,5$ м/с, $\lambda = 1,5$ мкм — длина волны генерируемого лидаром зондирующего излучения; $V_r(z, y)$ — двумерное случайное распределение радиальной скорости на плоскости $\{z, y\}$.

С помощью быстрого преобразования Фурье из $C_S(l'T_s, z, y)$ получаем доплеровский спектр [20]:

$$S_D(f_k; z, y) = \\ = \text{Re} \left\{ \sum_{l'=0}^6 (2-\delta_{l'}) (1-l'/7) C_S(l'T_s; z, y) \exp \left(-2\pi j \frac{l'k'}{N} \right) \right\}, \quad (5)$$

где $f_k = k'\delta f$ — частота, $k' = 0, 1, 2, \dots, N$ — номер спектрального канала; $\delta f = B/N$ — ширина спектрального канала, $N = 1024$ — число спектральных каналов; $\delta_{l'}$ — символ Кронекера ($\delta_0 = 1$ и $\delta_{l' \neq 0} = 0$). В (5) от распределения по частотам можно перейти к распределению по скоростям: $V_{k'} = k'\delta V - B_V/2$; $\delta V = B_V/N = 0,03662$ м/с. По положению максимума в доплеровском спектре определяем оценку радиальной скорости $V_{\text{max}}(z, y)$.

Радиальная скорость, усредненная по лидарному зондируемому объему, $V_a(z, y)$ (при оценивании радиальной скорости по центру тяжести распределения $S_D(f_k; z, y)$) может быть представлена в виде [9, 21]:

$$V_a(z, y) = \int_{-\infty}^{+\infty} Q_s(z') V_r(z + z', y), \quad (6)$$

где фильтрующая функция (или функция усреднения) описывается выражением

$$Q_s(z') = \frac{1}{2\Delta R} \left[\operatorname{erf} \left(\frac{z' + \Delta R/2}{\Delta p} \right) - \operatorname{erf} \left(\frac{z' - \Delta R/2}{\Delta p} \right) \right]. \quad (7)$$

В формуле (7) $\operatorname{erf}(x) = (2/\sqrt{\pi}) \int_0^x d\xi \exp(-\xi^2)$ — интеграл вероятности. В нашем случае шаг по дальности $\Delta R = 6\delta R = 18$ м, $\Delta p = 15,3$ м, а продольный размер зондируемого объема [9, 19] $\Delta z = Q_s^{-1}(0) = \Delta R / \operatorname{erf}(\Delta R / (2\Delta p)) \approx 30$ м.

Из поперечных корреляционных функций $B_r(r) = \langle V_r'(z, y + r) V_r'(z, y) \rangle$ ($V_r' = V_r - \langle V_r \rangle$ — флуктуации скорости, угловые скобки означают усреднение по ансамблю реализаций) можно получить поперечные спектры

$$S_r(\kappa) = \int_{-\infty}^{+\infty} dr B_r(r) \exp(-2\pi jkr) \quad (8)$$

радиальной скорости, определяемой по положению максимума доплеровского спектра ($\gamma = \max$), и радиальной скорости, усредненной по зондируемому объему ($\gamma = a$, см. формулу (6)). Сравнение численно моделируемых спектров $S_{\max}(\kappa)$ и $S_a(\kappa)$ позволит сделать вывод о применимости фильтрующей функции, рассчитываемой по формуле (7), для корректного учета усреднения радиальной скорости по зондируемому объему при оценивании ε из измеряемых лидаром спектров скорости ветра.

Для поперечного спектра радиальной скорости (без пространственного и временного усреднения)

$$S_r(\kappa) = \int_{-\infty}^{+\infty} dr B_r(r) \exp(-2\pi jkr),$$

где $B_r(r) = \langle V_r'(z, y + r) V_r'(z, y) \rangle$ и $V_r' = V_r - \langle V_r \rangle$, мы воспользовались моделью Кармана (см. формулу (17) в [21]). При моделировании случайных реализаций двумерного распределения радиальной скорости $V_r(z, y)$ в узлах расчетной сетки размерностью 1024×1024 с размером ячейки 3 м применялся алгоритм из [21] в предположении статистической однородности и изотропности турбулентности и применимости модели Кармана для двумерного спектра скорости ветра $S_r(\kappa_z, \kappa_y)$ (см. формулу (11) в [21]). С использованием (4)–(7) из моделируемых распределений $V_r(z, y)$ рассчитывались зависимости $V_{\max}(z, y)$ и $V_a(z, y)$ от поперечной координаты y

при фиксированной переменной z . Затем из этих зависимостей определялись поперечные спектры $S_{\max}(\kappa)$ и $S_a(\kappa)$. При этом для усреднения моделируемых данных по ансамблю использовалось не менее 1000 независимых реализаций для $V_r(z, y)$.

На рис. 1 приведен пример спектров $S_r(\kappa)$, $S_{\max}(\kappa)$ и $S_a(\kappa)$, полученных в численном эксперименте при задании следующих параметров ветровой турбулентности (параметров модели Кармана): дисперсия радиальной скорости $\sigma_r^2 = 1$ (м/с)², интегральный масштаб турбулентности $L_V = 100$ м. Здесь же в виде пунктирной кривой показан «–5/3-й» поперечный спектр Колмогорова–Обухова, описывающий пространственную структуру в пределах инерционного интервала турбулентности и рассчитываемый по формуле [22, 23]:

$$S_r(\kappa) = \frac{4}{3} 0,073 C_K \varepsilon^{2/3} \kappa^{-5/3}, \quad (9)$$

где C_K — постоянная Колмогорова. В своих исследованиях мы полагаем $C_K = 2$. Тогда для модели Кармана L_V связан с σ_r^2 и ε соотношением [21]:

$$L_V = 0,6973 \sigma_r^3 / \varepsilon. \quad (10)$$

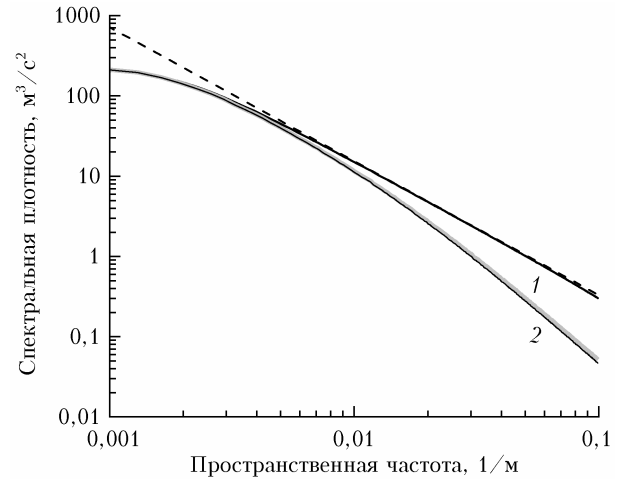


Рис. 1. Поперечные спектры радиальной скорости без усреднения $S_r(\kappa)$ (черная кривая), радиальной скорости $S_{\max}(\kappa)$, определяемой по положению максимума в доплеровском спектре (серая кривая 1) и радиальной скорости $S_a(\kappa)$, усредненной по зондируемому объему с использованием формул (6) и (7) (кривая 2); пунктирная кривая — «–5/3-й» спектр Колмогорова–Обухова

Видно, что спектры $S_{\max}(\kappa)$ и $S_a(\kappa)$ почти полностью совпадают. Это означает, что для учета усреднения радиальной скорости по зондируемому объему при оценивании параметров ветровой турбулентности из измерений лидаром Stream Line можно воспользоваться формулами (6), (7). При этом в соответствии с (7) передаточная функция низкочастотного пространственного фильтра в продоль-

ном направлении $H_{\parallel}(\kappa_z) = \left| \int_{-\infty}^{+\infty} dz' Q_s(z') \exp(-2\pi j \kappa_z z') \right|^2$

имеет вид [9]:

$$H_{\parallel}(\kappa_z) = \left[\exp\left\{-(\pi\Delta r\kappa_z)^2\right\} \text{sinc}(\pi\Delta R\kappa_z) \right]^2, \quad (11)$$

где $\text{sinc}(x) = \sin(x)/x$.

На рис. 1 видно, что на частотах $\kappa \geq 1/(2L_V) = 0,005 \text{ м}^{-1}$, соответствующих инерционному интервалу турбулентности (пунктирная и сплошная черная кривые почти полностью совпадают), усреднение радиальной скорости в пределах зондируемого объема вдоль оси z существенно занижает спектральную плотность (так, на частоте $\kappa = 0,1 \text{ м}^{-1}$ величина $S_a(\kappa)$ в 7 раз меньше, чем $S_r(\kappa)$). Следовательно, попытка получить оценку ϵ путем подгонки «-5/3-го» спектра к спектру $S_a(\kappa)$ в пределах инерционного интервала неизбежно приведет к занижению оцениваемой величины.

Мы провели подобные численные эксперименты с различными значениями параметров σ_r^2 (от 0,01 до $4 \text{ м}^2/\text{с}^2$) и L_V (от 30 до 300 м). Во всех случаях были получены очень близкие результаты для $S_{\max}(\kappa)$ и $S_a(\kappa)$, что подтверждает обоснованность применения формул (6), (7) и (11) для учета усреднения радиальной скорости по зондируемому объему при измерениях лидаром Stream Line.

5. Подгоночная функция, используемая для определения скорости диссипации

Чтобы извлечь из измеренного лидаром спектра радиальной скорости (формула (1) или (2)) и средней скорости ветра информацию о ветровой турбулентности, необходимо иметь теоретически рассчитываемую оценку спектра, усредненную по ансамблю реализаций, $S_L(f_l) = \langle \hat{S}_L(f_l) \rangle$ с учетом усреднения по зондируемому объему и инструментальной погрешности оценки радиальной скорости. Несмещенная лидарная оценка $V_L(m\Delta t)$ представлена в виде [4, 9]:

$$V_L(m\Delta t) = V_a(m\Delta t) + V_e(m\Delta t), \quad (12)$$

где

$$V_a(m\Delta t) = \frac{1}{\Delta t} \int_{-\Delta t/2}^{\Delta t/2} dt' \times \int_{-\infty}^{+\infty} dz' Q_s(z') V_r(R_k + z', (m\Delta t + t')U) \quad (13)$$

— радиальная скорость, усредненная по зондируемому объему с продольным размером Δz и поперечным размером $\Delta y = U\Delta t$; $V_r(z, y)$ — радиальная скорость в точке с координатами (z, y) ; $V_e(m\Delta t)$ — случайная инструментальная погрешность (обусловленная в основном шумовой составляющей доплеровского спектра, из которого была получена оценка радиальной скорости), обладающая следующими статистическими свойствами: $\langle V_e \rangle = \langle V_a V_e \rangle = 0$ и $\langle V_e(m'\Delta t) V_e(m''\Delta t) \rangle = \sigma_e^2 \delta_{m'-m''}$ ($\sigma_e^2 = \langle V_e^2 \rangle$).

После подстановки (12) в (1) и усреднения по ансамблю реализаций с учетом статистических свойств случайной инструментальной погрешности получаем

$$S_L(f_l) = S_a(f_l) + S_N, \quad (14)$$

где

$$S_a(f_l) = \frac{\Delta t}{M_1} \left\langle \left| \sum_{m=0}^{M_1-1} V_a(m\Delta t) \exp\left(-2\pi j \frac{lm}{M_1}\right) \right|^2 \right\rangle \quad (15)$$

— составляющая спектра, несущая информацию о ветровой турбулентности;

$$S_N = \Delta t \sigma_e^2 \quad (16)$$

— шумовая составляющая (белый шум), обусловленная инструментальной погрешностью оценивания радиальной скорости ($\sigma_e \neq 0$).

Для спектральной составляющей $S_a(f_l)$ на частотах $f_l \geq U/(2L_V)$, соответствующих инерционному интервалу турбулентности, можно воспользоваться предположением об изотропной турбулентности, и из (13) и (15), после проведения несложных выкладок, получаем формулу в виде

$$S_a(f_l) = \int_{-\infty}^{+\infty} d\kappa_z \int_{-\infty}^{+\infty} d\kappa_y S_r(\kappa_z, \kappa_y) H_{\parallel}(\kappa_z) \times \left[\text{sinc}(\pi U \Delta t \kappa_y) \right]^2 P(f_l - U \kappa_y), \quad (17)$$

где

$$S_r(\kappa_z, \kappa_y) = 0,0163 \epsilon^{2/3} (\kappa_z^2 + \kappa_y^2)^{-4/3} \left[1 + \frac{8}{3} \frac{\kappa_y^2}{\kappa_z^2 + \kappa_y^2} \right] \quad (18)$$

— двумерный пространственный спектр радиальной скорости в инерционном интервале турбулентности (спектр Колмогорова—Обухова) [21];

$$P(f_l - U \kappa_y) = \frac{\Delta t}{M_1} \frac{1 - \cos[2\pi \Delta t (f_l - U \kappa_y) M_1]}{1 - \cos[2\pi \Delta t (f_l - U \kappa_y)]}. \quad (19)$$

В формуле (17) кроме низкочастотной фильтрации учитывается явление подмены частот, наблюдаемое в эксперименте, когда спектр не обращается в нуль на частотах, превышающих частоту Найквиста $f_N = (2\Delta t)^{-1}$ [24]. Если пренебречь подменой частот, то функцию $P(f_l - U \kappa_y)$ можно представить в виде

$$P(f_l - U \kappa_y) = U^{-1} \delta(\kappa_y - f_l/U), \quad (20)$$

где $\delta(x)$ — дельта-функция. Тогда после подстановки (20) в (17) и интегрирования по переменной κ_y приходим к приближенному выражению для спектра, которое вместо $S_a(f_l)$ обозначим как $S_a^{(1)}(f_l)$, в виде однократного интеграла:

$$S_a^{(1)}(f_l) = 0,0326 (\epsilon U)^{2/3} f_l^{-5/3} \times \int_0^{\infty} d\xi (1 + \xi^2)^{-4/3} \left[1 + \frac{8/3}{1 + \xi^2} \right] H_{\parallel} \left(\frac{f_l \xi}{U} \right) [\text{sinc}(\pi \Delta t f_l)]^2. \quad (21)$$

Подмену частот можно учесть, воспользовавшись формулой [24]:

$$S_a(f_l) = S_a^{(1)}(f_l) + \sum_{n'=1}^{N'} [S_a^{(1)}(2n'f_N - f_l) + S_a^{(1)}(2n'f_N + f_l)]. \quad (22)$$

Как показали расчеты $S_a(f_l)$ по формулам (17)–(19) и по (21)–(22), уже при задании в (22) $N' = 1$ получаемые результаты почти полностью совпадают.

Спектр $S_a(f_l)$ пропорционален $\varepsilon^{2/3}$, где ε – искомая величина. Поэтому удобно ввести подгоночную функцию частоты f_l и средней скорости ветра U в виде

$$G(f_l) = S_a(f_l) / \varepsilon^{2/3}. \quad (23)$$

Формулы (17)–(23) справедливы для частот $f_l \geq U/(2L_V)$ (инерционный интервал турбулентности). Пусть $U = 10$ м/с и $L_V = 100$ м, тогда $f_l \geq 0,05$ Гц. Рассмотрим в диапазоне частот $0,05 \leq f_l \leq 1$ Гц функции $G(f_l)$, $G_1(f_l) = S_a^{(1)}(f_l) / \varepsilon^{2/3}$ (подгоночная функция без учета подмены частот) и

$$G_K(f_l) = 0,0974 U^{2/3} f_l^{-5/3} \quad (24)$$

(подгоночная функция без учета усреднения радиальной скорости по зондируемому объему и без учета подмены частот).

На рис. 2 приведены примеры подгоночных функций $G_K(f_l)$, $G_1(f_l)$ и $G(f_l)$, рассчитанных по формулам (21)–(24) при различных значениях средней скорости ветра U . Видно, что эффект подмены частот проявляется в основном в диапазоне 0,8–1 Гц (ср. кривые 2 и 3), где определяющий вклад в измеренный лидаром спектр $S_L(f_l)$ чаще всего вносит шумовая составляющая спектра S_N . Тем не менее при сильном ветре (и турбулентности) и низком уровне шума ($S_N < S_a(f_l)$, где частоты f_l принадлежат диапазону от 0,8 до 1 Гц), учет подмены частот может быть важен для корректного определения инструментальной погрешности оценки радиальной скорости σ_e . Из рис. 2 также следует, что если скорость диссипации ε определяется из измеренного лидаром спектра $S_L(f_l)$ в пределах диапазона частот $0,05 \leq f_l \leq 0,2$ Гц при $U > 10$ м/с, то использование $G_K(f_l)$ (как это делают авторы [7]) может дать вполне приемлемый результат, так как в этом частотном диапазоне различие между кривыми 1 и 3 является незначительным (см. рис. 2, в, г).

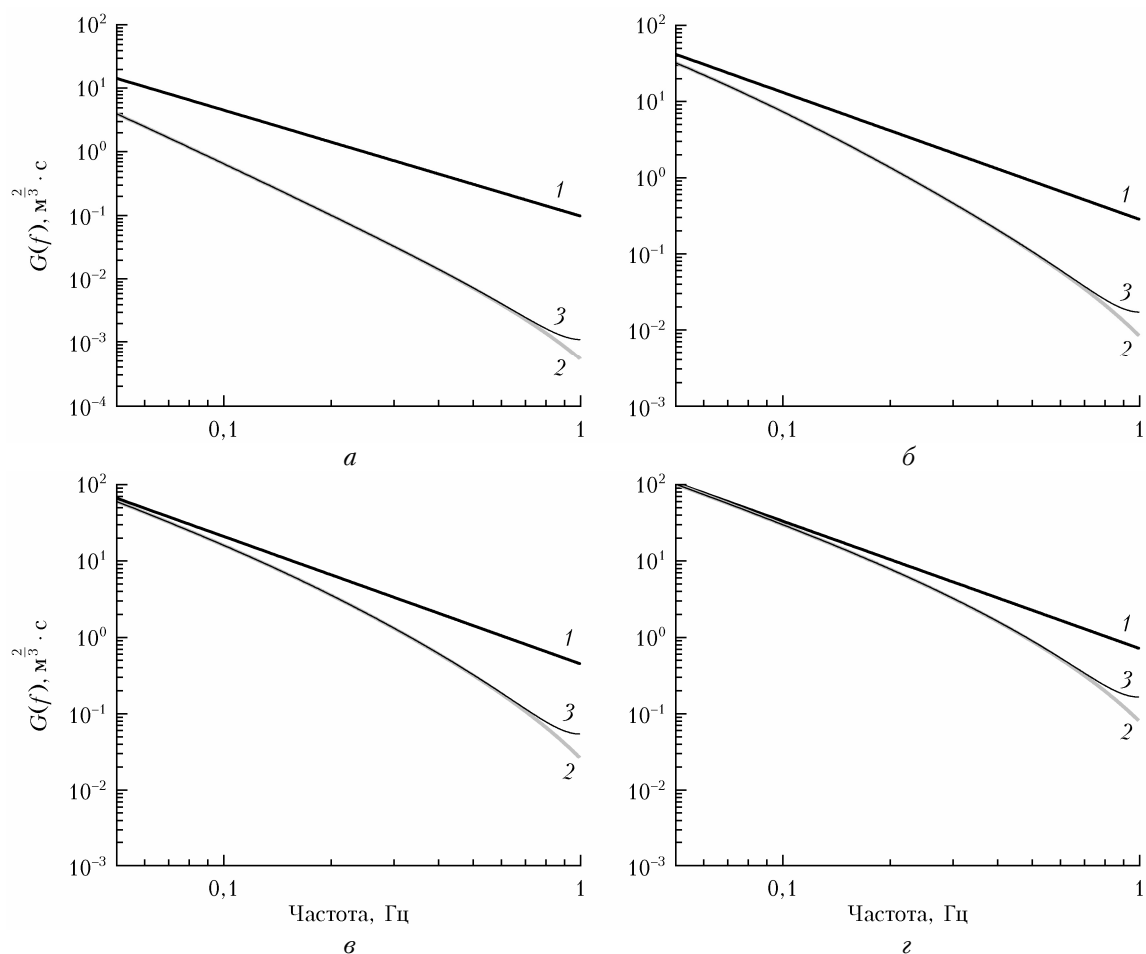


Рис. 2. Подгоночные функции $G_K(f_l)$ (кривые 1), $G_1(f_l)$ (кривые 2) и $G(f_l)$ (кривые 3) при средней скорости ветра $U = 1$ (а), 5 (б), 10 (в) и 20 м/с (г)

Воспользовавшись данными рис. 2, рассчитаем отношение средних оценок скорости диссипации турбулентной энергии с учетом и без учета усреднения радиальной скорости по зондируемому объему по формуле

$$\eta = \left(\frac{\sum_l G_K(f_l)}{\sum_l G(f_l)} \right)^{3/2},$$

где суммирование проводится по частоте от 0,05 до 0,2 Гц. Результаты расчета представлены в таблице.

Параметр η при различных скоростях ветра

U , м/с	1	5	10	20
η	14,1	2,2	1,45	1,16

Как следует из таблицы, оценка скорости диссипации без учета усреднения радиальной скорости по зондируемому объему (вдоль оптической оси) при очень слабом ветре ($U = 1$ м/с) занижает ее в 14 раз. С увеличением средней скорости ветра смещение оценки скорости диссипации падает. Но даже при $U = 10$ м/с оно остается значительным.

6. Определение параметров ветровой турбулентности

Из полученной лидарной оценки спектра радиальной скорости $\hat{S}_L(f_l)$ скорость диссипации ε может быть определена методом максимального правдоподобия, как это ранее было предложено в [25], заключающимся в нахождении точки максимума функции

$$\Phi(\varepsilon, S_N) = - \sum_{l=l_3}^{M_1/2} \left[\ln(\varepsilon^{2/3} G(f_l) + S_N) + \frac{\hat{S}_L(f_l)}{\varepsilon^{2/3} G(f_l) + S_N} \right], \quad (25)$$

где $\Delta f l_3 = 0,05$ Гц; $l_3 = 25$. Без существенной потери точности результата упростим алгоритм определения скорости диссипации и инструментальной погрешности $\sigma_\varepsilon = \sqrt{S_N / \Delta t}$, воспользовавшись следующей процедурой, состоящей из двух итераций. Предполагая, что в диапазоне частот от $\Delta f l_1 = 0,8$ Гц ($l_1 = 400$) до $\Delta f M_1/2 = 1$ Гц ($M_1/2 = 500$) основной вклад в измеренный лидаром спектр $\hat{S}_L(f_l)$ вносит шумовая составляющая, оценку последней получаем сначала с помощью формулы

$$\hat{S}_N^{(1)} = \frac{1}{M_1/2 - l_1 + 1} \sum_{l=l_1}^{M_1/2} \hat{S}_L(f_l). \quad (26)$$

Затем на 1-м шаге получаем оценку скорости диссипации из разницы $\hat{S}_L(f_l) - \hat{S}_N^{(1)}$ в диапазоне частот от $\Delta f l_3 = 0,05$ Гц до $\Delta f l_2 = 0,2$ Гц ($l_2 = 100$) как:

$$\hat{\varepsilon}^{(1)} = \left[\frac{1}{l_2 - l_3 + 1} \sum_{l=l_3}^{l_2} \frac{\hat{S}_L(f_l) - \hat{S}_N^{(1)}}{G(f_l)} \right]^{3/2}. \quad (27)$$

На втором шаге итерационной процедуры получаем оценку шумовой составляющей спектра по формуле

$$\hat{S}_N^{(2)} = \frac{1}{M_1/2 - l_1 + 1} \sum_{l=l_1}^{M_1/2} [\hat{S}_L(f_l) - \mu G(f_l)], \quad (28)$$

где $\mu = (\hat{\varepsilon}^{(1)})^{2/3}$. Наконец, оценку скорости диссипации получаем по аналогии с (27) с помощью выражения

$$\hat{\varepsilon}^{(2)} = \left[\frac{1}{l_2 - l_3 + 1} \sum_{l=l_3}^{l_2} \frac{\hat{S}_L(f_l) - \hat{S}_N^{(2)}}{G(f_l)} \right]^{3/2}. \quad (29)$$

Как показали эксперименты, одной-двух итераций вполне достаточно.

С учетом формул (12)–(24) из полученных оценок дисперсии $\hat{\sigma}_L^2$, скорости диссипации $\hat{\varepsilon}$ и шумовой составляющей спектра $\hat{S}_N$ оценка дисперсии радиальной скорости $\hat{\sigma}_r^2$ может быть рассчитана с помощью выражения

$$\hat{\sigma}_r^2 = \hat{\sigma}_L^2 - \hat{S}_N / \Delta t + \hat{\varepsilon}^{2/3} 2 \Delta f \sum_{l=1}^{M_1/2} [G_K(f_l) - G_1(f_l)]. \quad (30)$$

Так как данные получены из измерения лидаром при направлении пучка строго вертикально вверх, оценка дисперсии радиальной скорости представляет собой оценку дисперсии вертикальной компоненты вектора скорости ветра $\sigma_w^2 = \langle w^2 \rangle - \langle w \rangle^2$. Отметим, что, в отличие от проводимых ранее различными авторами лидарных измерений дисперсии σ_w^2 , в (30) наряду с инструментальной погрешностью также учитывается усреднение радиальной скорости по зондируемому объему. Воспользовавшись полученными оценками $\hat{\varepsilon}$ и $\hat{\sigma}_r^2$, по формуле (10) можно рассчитать интегральный масштаб турбулентности L_V (в нашем случае L_w). Хотя, по-видимому, такая оценка интегрального масштаба будет слишком грубой при сильной регулярной неоднородности поля ветра по вертикали.

7. Алгоритм расчета погрешности лидарной оценки скорости диссипации турбулентной энергии

На основе формул (1), (12), (26) и (27) представим отношение лидарной оценки $\hat{\varepsilon}$ к истинному значению ε в виде

$$\frac{\hat{\varepsilon}}{\varepsilon} = \left[1 + \frac{1}{l_2 - l_3 + 1} \sum_{l=l_3}^{l_2} \frac{\hat{S}_a'(f_l)}{S_a(f_l)} \right]^{3/2}, \quad (31)$$

где

$$S_a(f_l) = \varepsilon^{2/3} G(f_l);$$

$$\begin{aligned}
\hat{S}'_a(f_l) &= \tilde{S}'_a(f_l) + 2 \left(\frac{\Delta t}{M_1} \right) \operatorname{Re} \{ J_a(f_l) J_e^*(f_l) \} + \hat{S}'_N(f_l) - \bar{S}'_N, \\
\tilde{S}'_a(f_l) &= \tilde{S}_a(f_l) - S_a(f_l), \quad \tilde{S}_a(f_l) = \left(\frac{\Delta t}{M_1} \right) |J_a(f_l)|^2, \\
J_a(f_l) &= \sum_{m=0}^{M_1-1} V'_a(m\Delta t) \exp \left(\frac{-2\pi j l m}{M_1} \right), \quad V'_a = V_a - \langle V_a \rangle, \\
J_e(f_l) &= \sum_{m=0}^{M_1-1} V_e(m\Delta t) \exp \left(\frac{-2\pi j l m}{M_1} \right), \\
\hat{S}'_N(f_l) &= \hat{S}_N(f_l) - S_N, \quad \hat{S}_N(f_l) = \left(\frac{\Delta t}{M_1} \right) |J_e(f_l)|^2, \\
\bar{S}'_N &= \bar{S}_N - S_N, \quad \bar{S}_N = \frac{1}{M_1/2 - l_1 + 1} \sum_{l=l_1}^{M_1/2} \hat{S}_N(f_l).
\end{aligned}$$

Для расчетов подгоночной функции $G(f_l)$, используемой при определении скорости диссипации из лидарных измерений спектра $\hat{S}_L(f_l)$, в качестве U задается ее лидарная оценка $\hat{U}$ (см. подразд. 3), полученная с определенной погрешностью, что внесет определенный вклад в ошибку оценивания скорости диссипации. Полагая, что второе слагаемое в квадратных скобках в (31) много меньше единицы и выполняется условие $|\hat{U} - U|/U \ll 1$, для величины $(\hat{\varepsilon} - \varepsilon)/\varepsilon$ можно воспользоваться приближенной формулой:

$$\frac{\hat{\varepsilon} - \varepsilon}{\varepsilon} = \frac{3}{2} \frac{1}{l_2 - l_3 + 1} \sum_{l=l_3}^{l_2} \frac{\hat{S}'_a(f_l)}{\hat{S}_a(f_l)} + \frac{\hat{U} - U}{U}. \quad (32)$$

При получении (32) учтено, что в интервале частот, в пределах которого оценивается скорость диссипации, при не слишком слабом ветре в первом приближении $G(f_l) \sim \hat{U}^{2/3}$.

Из (32) для относительной погрешности лидарной оценки скорости диссипации $E_\varepsilon = \sqrt{\langle (\hat{\varepsilon}/\varepsilon - 1)^2 \rangle} \times 100\%$ с учетом статистической независимости первого и второго слагаемых в правой части (32), а также независимости оценок спектральных компонент $\hat{S}_L(f_l)$ на разных частотах и с учетом статистических свойств случайной инструментальной погрешности оценивания радиальной скорости после усреднения по ансамблю реализаций и проведения довольно громоздких выкладок мы получили выражение

$$\begin{aligned}
E_\varepsilon &= \left\{ \frac{9/4}{(l_2 - l_3 + 1)K'} \left[1 + \langle \beta^2 \rangle_E + 2\langle \beta \rangle_E + \right. \right. \\
&\quad \left. \left. + \frac{l_2 - l_3 + 1}{M_1/2 - l_1 + 1} (\langle \beta \rangle_E)^2 \right] + 2 \frac{\sigma_U^2 L_U}{U^2 L} \right\}^{1/2} \times 100\%, \quad (33)
\end{aligned}$$

где $K' = 3$ и $3,5$ при оценивании спектра $\hat{S}_L(f_l)$ по формуле (1) и (2) соответственно; $\beta = S_N / [\varepsilon^{2/3} G(f_l)]$; $\langle F(l) \rangle_E = (l_2 - l_3 + 1)^{-1} \sum_{l=l_3}^{l_2} F(l)$; σ_U^2 — дисперсия; L_U — интегральный масштаб про-

долной корреляции горизонтальной компоненты вектора скорости ветра; $L = (2\pi h / \operatorname{tg} \varphi_{\text{scan}} + U T_{\text{scan}}) K_s$, h — высота измерения; K_s — число сканирований, используемых для получения оценки средней скорости ветра ($K_s = 4$ и 2 при оценивании спектра $\hat{S}_L(f_l)$ по формуле (1) и (2) соответственно). Информации о σ_U^2 и L_U у нас нет. Поэтому для дисперсии σ_U^2 мы используем оценку σ_w^2 (см. формулу (30)), полученную из измерения лидаром при вертикальном направлении зондирующего пучка, и полагаем $\sigma_U^2 = 3\sigma_w^2$ в соответствии с известными экспериментальными данными о степени анизотропии турбулентности [23, 24, 26]. Для интегрального масштаба L_U мы используем наипростейшую модель, положив $L_U = h$.

Получив из исходных данных лидарного эксперимента оценки средней скорости ветра $\hat{U}(h_k, t_n)$, скорости диссипации $\hat{\varepsilon}(h_k, t_n)$, дисперсии случайной экспериментальной погрешности $\hat{\sigma}_e^2(h_k, t_n)$ и дисперсии вертикальной компоненты скорости (в нашем случае дисперсии радиальной скорости ветра) $\hat{\sigma}_w^2(h_k, t_n)$, мы подставляем их в (33) вместо, соответственно, U , ε , σ_e^2 и σ_w^2 . Затем рассчитываем по этой формуле относительную погрешность лидарной оценки скорости диссипации турбулентной энергии $E(h_k, t_n)$ для различных высот h_k и времени $t_n = t_0 + nT_c$.

Из анализа формулы (33) следует, что чем больше инструментальная погрешность оценки радиальной скорости σ_e и меньше скорость диссипации турбулентной энергии ε , тем больше относительная ошибка оценивания E_ε . С другой стороны, и точность лидарной оценки U может сказаться на величине E_ε , несмотря на то, что при коническом сканировании зондирующим пучком имеет место существенное усреднение турбулентных вариаций скорости ветра по кругу основания конуса сканирования длиной $2\pi h / \operatorname{tg} \varphi_{\text{scan}}$. К тому же за время сканирования происходит перенос турбулентных неоднородностей средним ветром, за счет чего турбулентные флуктуации скорости ветра дополнительно усредняются. Свой вклад в степень усреднения турбулентных флуктуаций также вносит использование $K_s = 4$ и 2 конических сканирований при оценивании спектра $\hat{S}_L(f_l)$ по формулам (1) и (2) соответственно. Тем не менее при очень большой интенсивности ветровой турбулентности σ_U/U такое число сканирований может быть слишком малым, и вклад погрешности оценивания средней скорости ветра в величину E_ε будет определяющим.

Следует отметить, что формула (33) получена при условии, что второе слагаемое в квадратных скобках в (31) значительно меньше единицы (и ситуация, когда само число, рассчитываемое по формуле в этих квадратных скобках, принимает отрицательные значения, полностью исключена). Это означает, что расчеты по формуле (33) дадут приемлемый результат, если величина E_ε не превышает 30%. В противном случае рассчитанная погрешность E_ε будет завышена, а если в (27) и (29)

рассчитанные по формулам в квадратных скобках значения окажутся отрицательными, то оценивание скорости диссипации не будет возможным. Как показал эксперимент, такая ситуация часто возникает при очень слабой ветровой турбулентности (например, $\varepsilon \leq 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}^3$) и из-за сильно зашумленных лидарных данных (например, по причине низкого отношения сигнал-шум инструментальная погрешность σ_e может достигать 0,4 м/с, хотя при этом вероятность плохой (ложной) лидарной оценки радиальной скорости практически нулевая).

Заключение

В первой части настоящей статьи представлен метод определения параметров ветровой турбулентности (скорость диссипации турбулентной энергии, дисперсия и интегральный масштаб корреляции флуктуаций вертикальной компоненты вектора скорости ветра) из спектральной плотности радиальной скорости, измеряемой ИКДЛ при вертикальном направлении зондирующего пучка. Предложен алгоритм расчета погрешностей оценок скорости диссипации турбулентной энергии, получаемых таким методом. В отличие от ранее применяемого подхода [7] новый метод позволяет учитывать усреднение радиальной скорости по зондируемому объему. Для этого в выполненном нами численном эксперименте определен вид функции низкочастотного фильтра. Показано, что лидарная оценка скорости диссипации без учета пространственного усреднения радиальной скорости вдоль оптической оси зондирующего пучка при средней скорости ветра, не превышающей 5 м/с, более чем в два раза занижает истинное значение скорости диссипации.

Описанные выше стратегия измерения ИКДЛ и метод оценивания параметров ветровой турбулентности были апробированы нами в двух атмосферных экспериментах: 1) на территории Базового экспериментального комплекса (БЭК) ИОА СО РАН; 2) на побережье оз. Байкал. Результаты этих экспериментов представлены во второй и третьей частях настоящей статьи.

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.-Lay. Meteorol. 1998. V. 86, N 1. P. 223–256.
3. Smalikho I.N., Köpp F., Rahm S. Measurement of atmospheric turbulence by 2-micron 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., Смалихо 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. Банах В.А., Смалихо И.Н. Когерентные доплеровские ветровые лидары в турбулентной атмосфере. Томск: Изд-во ИОА СО РАН, 2013. 304 с.
 10. 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.
 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. 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.
 13. 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.
 14. Banakh V.A., Smalikho I.N. Lidar studies of wind turbulence in the stable atmospheric boundary layer // Remote Sens. 2018. V. 10, N 18. P. 1219.
 15. Banakh V.A., Smalikho I.N. Lidar estimates of the anisotropy of wind turbulence in a stable atmospheric boundary layer // Remote Sens. 2019. V. 11, N 18. P. 2115.
 16. Banakh V.A., Smalikho I.N., Falits A.V. Wind-temperature regime and wind turbulence in a stable boundary layer of the atmosphere: Case study // Remote Sens. 2020. V. 12. P. 955. DOI: 10.3390/rs12060955.
 17. Smalikho I.N., Banakh V.A. Effect of wind transport of turbulent inhomogeneities on estimation of the turbulence energy dissipation rate from measurements by a conically scanning coherent Doppler lidar // Remote Sens. 2020. V. 12, N 17. P. 2802. DOI: 10.3390/rs12172802.
 18. Banakh V.A., Smalikho I.N. Lidar observations of atmospheric internal waves in the boundary layer of atmosphere on the coast of Lake Baikal // Atmos. Meas. Tech. 2016. V. 9, N 10. P. 5239–5248.
 19. Smalikho I.N., Banakh V.A., Holzäpfel F., Rahm S. Method of radial velocities for the estimation of aircraft wake vortex parameters from data measured by coherent Doppler lidar // Opt. Express. 2015. V. 23, N 19. P. A1194–A1207.
 20. Банах В.А., Брюер А., Пичугина Е.Л., Смалихо И.Н. Измерения скорости и направления ветра когерентным доплеровским лидаром в условиях слабого эхосигнала // Оптика атмосф. и океана. 2010. Т. 23, № 5. С. 333–340; Banakh V.A., Brewer A., Pichugina E.L., Smalikho I.N. Measurements of wind velocity and di-

- rection with coherent Doppler lidar in conditions of a weak echo signal // *Atmos. Ocean. Opt.* 2010. V. 23, N 5. P. 381–388.
21. *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 атмосф. и океана*. 2013. Т. 26, № 3. С. 213–219; *Smalikho I.N., Banakh V.A.* Accuracy of estimation of the turbulent energy dissipation rate from wind measurements with a conically scanning pulsed coherent Doppler lidar. Part I. Algorithm of data processing // *Atmos. Ocean. Opt.* 2013. V. 26, N 5. P. 404–410.
 22. *Монин А.С., Яглом А.М.* Статистическая гидромеханика. Ч. 2. М.: Наука, 1967. 720 с.
 23. *Ламли Дж., Пановский Г.* Структура атмосферной турбулентности. М.: Мир, 1966. 264 с.
 24. *Винниченко Н.К., Пинус Н.З., Шметер С.М., Шур Г.Н.* Турбулентность в свободной атмосфере. Л.: Гидрометеиздат, 1976. 288 с.
 25. *Смалихо И.Н.* Точность оценок скорости диссипации турбулентной энергии из временного спектра флуктуаций скорости ветра // *Оптика атмосф. и океана*. 1997. Т. 10, № 8. С. 898–904.
 26. *Бызова Н.Л., Иванов В.Н., Гаргер Е.К.* Турбулентность в пограничном слое атмосферы. Л.: Гидрометеиздат, 1989. 263 с.

I.N. Smalikho, V.A. Banakh, A.M. Sherstobitov. Determination of turbulence parameters from the spectra of vertical wind velocity component measured by a pulsed coherent Doppler lidar. Part I. Method.

A method has been developed for determining the turbulent energy dissipation rate, the dispersion of the radial velocity, and the integral scale of turbulence from the spectral density of the vertical wind velocity measured by a pulsed coherent Doppler lidar. To obtain unbiased estimates of these wind turbulence parameters, the averaging of the radial velocity over the probed volume is taken into account. The method has been tested in a numerical experiment. An algorithm is proposed for calculating the error of the lidar estimates of the dissipation rate obtained by this method.