

В.А. Банах, А.В. Фалиц

## Оценивание параметров атмосферной турбулентности из измерений скорости ветра импульсным когерентным CO<sub>2</sub> доплеровским лидаром

*Институт оптики атмосферы СО РАН, г. Томск*

Поступила в редакцию 11.02.2004 г.

Предложен метод оценивания параметров мелкомасштабной ветровой турбулентности из измерений ветра с помощью импульсных когерентных CO<sub>2</sub> доплеровских лидаров, для которых длина импульса и пространственное разрешение составляют несколько сот метров. Тестирование метода проведено путем компьютерного моделирования лидарного измерения скорости ветра в турбулентной атмосфере с использованием цифровых записей импульсов, генерированных лазером в лидарной системе WIND (*Werner Ch. et al. Wind infrared Doppler lidar instrument // Opt. Eng. 2001. V. 40. P. 115–125*) во время экспериментов. Рассчитаны погрешности оценки турбулентных параметров из лидарных данных.

### Введение

Когерентные доплеровские лидары (КДЛ) входят в настоящее время все большее применение в исследованиях ветровых полей в атмосфере. Существующие доплеровские лидарные системы [1–9] позволяют проводить измерения скорости и направления ветра с высоким пространственным разрешением как с земли, так и с самолета. Обзор методов оценивания вектора скорости ветра из измеряемой КДЛ радиальной (вдоль направления распространения зондирующего пучка) компоненты скорости ветра и сравнительный анализ их точности выполнены в [10]. Первые результаты измерений параметров ветровой турбулентности с помощью КДЛ представлены в [22–24], результаты последующих экспериментов по исследованию турбулентности и атмосферных воздушных течений с использованием когерентных доплеровских лидаров содержатся, в частности, в [15, 17, 18, 21, 25–30, 35].

Анализу точности измерения скорости ветра когерентными доплеровскими лидарами и возможностей восстановления параметров ветровой турбулентности из доплеровских лидарных данных посвящены работы [11–21, 37, 38]. Так, в работах сотрудников Института оптики атмосферы Сибирского отделения РАН и Института физики атмосферы Немецкого авиакосмического центра (см. [12, 13, 15] и содержащуюся в них библиографию) вопросы влияния пространственного усреднения по зондируемому объему на характеристики измеряемого непрерывным CO<sub>2</sub>-лидаром ветра и учета этого усреднения в измерениях скорости диссипации кинетической энергии турбулентности рассмотрены самым детальным образом. Огромный вклад в разработку

методических вопросов оценивания ветра и параметров мелкомасштабной атмосферной турбулентности импульсными 2-мкм КДЛ системами внес Р. Фрелих с соавт. (см. [17–20, 31–33, 37, 38] и библиографию в этих статьях). Статистика флуктуаций скорости ветра, измеряемой импульсными 2-мкм КДЛ, и возможности оценивания скорости диссипации турбулентной энергии и других турбулентных параметров из этих измерений исследовались также в [14, 21].

Основываясь на указанных работах, можно констатировать, что методические вопросы оценивания скорости ветра и параметров мелкомасштабной турбулентности из измерений ветра с помощью непрерывных CO<sub>2</sub> и 2-мкм импульсных КДЛ разработаны достаточно детально. В меньшей степени это относится к импульсным когерентным доплеровским CO<sub>2</sub>-лидарам [25, 27–30], для которых лишь в работе [21] на основе численного моделирования проводился анализ пространственных спектров скорости ветра и многие методические вопросы использования этих лидаров в исследованиях атмосферной турбулентности остаются открытыми.

Дело в том, что вследствие большой длительности импульсов CO<sub>2</sub>-лазера рассеивающий объем лидарного сигнала имеет большую протяженность в направлении зондирования и использовать для определения скорости диссипации соотношения для статистических характеристик флуктуаций ветра, справедливые для инерционного интервала турбулентности, в отличие от непрерывных CO<sub>2</sub> и импульсных 2-мкм лидаров, невозможно. Импульсы CO<sub>2</sub>-лазеров имеют сложную форму, их длительность и амплитуда флуктуируют во время генерации,

что является дополнительным источником статистической неопределенности при оценивании параметров турбулентности из измерений ветра импульсными СО<sub>2</sub> КДЛ.

В данной статье на основе результатов компьютерного моделирования проведен анализ возможностей и рассчитаны погрешности оценивания скорости диссипации кинетической энергии и других параметров турбулентности из данных импульсного доплеровского СО<sub>2</sub>-лидара. Моделирование процесса лидарного измерения скорости ветра в турбулентной атмосфере осуществлялось с использованием цифровых записей реальных импульсов, генерированных лазером в лидарной системе WIND [8] во время экспериментов.

## 1. Численное моделирование сигнала и получение оценки доплеровской скорости ветра

При зондировании импульсным лидаром полезную составляющую фототока  $j_s$ , измеренного в момент времени  $t$ , можно представить в виде [14, 31, 32]:

$$j_s(t) = \text{Re} \{y(t)\}, \quad (1)$$

где

$$y(t) = 2 \frac{e\eta_Q}{hv} \frac{K(R)}{R} P_L^{1/2} \sum_{l=1}^{n_s} P_T^{1/2} (t - 2z_l/c) \alpha_l \times \\ \times Q(\mathbf{p}_l) \exp \left[ 2jkz_l + 2\pi j \left( \Delta f - \frac{2}{\lambda} V_r(z_l) \right) t \right];$$

$$Q(\mathbf{p}_l) = R\lambda \int_{-\infty}^{\infty} d^2\rho W(\mathbf{\rho}) A_L^*(\mathbf{\rho}) \int_{-\infty}^{\infty} d^2\rho' A_T(\mathbf{\rho}') W(\mathbf{\rho}') \times \\ \times G(\mathbf{p}_l, R; \mathbf{\rho}', 0) G(\mathbf{p}_l, R; \mathbf{\rho}, 0);$$

$n_s$  – число рассеивающих частиц в стробе;  $R = ct/2$  – расстояние до зондируемого объема;  $c$  – скорость света;  $e$  – заряд электрона;  $\eta_Q$  – квантовая эффективность чувствительной площадки фотодетектора;  $hv$  – энергия фотона;

$$K(R) = \exp \left\{ \int_0^R dz' \alpha_a(z') \right\},$$

$\alpha_a$  – коэффициент ослабления;

$$A_L(\mathbf{\rho}) = E_L(\mathbf{\rho})/P_L^{1/2} \text{ и } A_T(\mathbf{\rho}) = E_T(\mathbf{\rho}, t)/P_T^{1/2}(t)$$

– нормированные амплитуды;

$$P_T(t) = \int_{-\infty}^{\infty} d^2\rho |E_T(\mathbf{\rho}, t)|^2 \text{ и } P_L = \int_{-\infty}^{\infty} d^2\rho |E_L(\mathbf{\rho})|^2$$

– мощности соответственно зондирующего и опорного пучков;

$$U_p = \int_{-\infty}^{\infty} dt P_T(t)$$

– энергия зондирующего импульса,  $\alpha_l$  – амплитуда рассеяния  $l$ -й частицы, находящейся в точке  $\{z_l, \mathbf{p}_l\}$  ( $z$  – ось распространения);  $W(\mathbf{\rho})$  – функция зрачка приемопередающего телескопа;  $G$  – функция Грина;  $k = 2\pi/\lambda$ ,  $\lambda$  – длина волны зондирующего пучка;  $\Delta f$  – промежуточная частота;  $V_r(z)$  – радиальная составляющая скорости ветра на расстоянии  $z$  от лидара;  $j$  – мнимая единица.

Для среднего значения мощности полезной составляющей фототока  $S = (1/2)y(t)\overline{y^*(t)}$  из (1) имеем [31]:

$$S = 2 [e\eta_Q/(hv)]^2 P_S P_L \eta_H, \quad (2)$$

где  $P_S = A_R \beta_\pi(R) K^2(R) c U_p / (2R^2)$  – мощность принятого сигнала при некогерентном детектировании;

$$A_R = \int_{-\infty}^{\infty} d^2\rho W^2(\mathbf{\rho})$$

– площадь апертуры приемопередающего телескопа;

$$\beta_\pi = \overline{\alpha_l^2} \rho_c$$

– коэффициент обратного рассеяния,  $\rho_c$  – концентрация частиц;

$$\eta_H = A_R^{-1} \int_{-\infty}^{\infty} d^2\rho_l |Q(\mathbf{\rho}_l)|^2$$

– эффективность гетеродинамирования. Наряду с полезной составляющей  $y(t)$  приемная система лидара регистрирует и шумовую составляющую фототока  $n(t)$ . В случае, когда основным источником шума является дробовой шум, возникающий вследствие случайного характера захвата электронами фотонов опорного излучения (процесс, описываемый пуассоновской статистикой), для средней мощности шума  $N = \overline{|n|^2}$  имеем [34]:

$$N = 2 e^2 \eta_Q P_L B / (hv), \quad (3)$$

где  $B$  – полоса пропускания приемника. Тогда выражение для отношения сигнал-шум  $SNR = S/N$  записывается в виде

$$SNR = \eta_Q \eta_H P_S / (hvB). \quad (4)$$

Величина  $SNR$  представляет собой среднее число фотоэлектронов, когерентно детектируемых за время  $\sim B^{-1}$  [33].

Из последовательности регистрируемых лидаром значений фототока можно перейти к комплексному сигналу

$$Z(mT_S) = \frac{1}{\sqrt{2}} y(t + mT_S) + n(mT_S), \quad (5)$$

где  $T_S = B^{-1}$  – время снятия отсчетов комплексного сигнала;  $m = 0, 1, \dots, M - 1$ . Сигнал  $Z(mT_S)$  удовлетворяет соотношениям:

$$\overline{\overline{Z(mT_S)}\overline{Z^*(lT_S)}} = \overline{\overline{Z(mT_S)}\overline{Z^*(lT_S)}} = 0$$

и

$$\overline{\overline{Z(mT_S)}\overline{Z^*(lT_S)}} = SK_y(mT_S, lT_S) + N\delta_{ml},$$

где  $K_y$  – коэффициент корреляции комплексной величины полезного сигнала, получаемый путем усреднения произведения  $y(t + mT_S) y^*(t + lT_S)$  по всем случайным параметрам среды, за исключением скорости ветра;  $\delta_{ml}$  – символ Кронеккера ( $\delta_{ml, m=l} = 1$ ,  $\delta_{ml, m \neq l} = 0$ ).

Выделение доплеровской частоты  $f_D$  из измеренной последовательности  $Z(mT_S)$  возможно лишь в пределах интервала Найквиста  $[0, 1/T_S]$ . Перейдя от  $Z(mT_S)$  к  $Z(mT_S) \exp[-2\pi j \Delta f m T_S] / \sqrt{N}$  и положив  $\Delta f = 1/(2T_S)$ , с учетом соотношения Доплера  $V_D(R) = (\lambda/2)f_D$  получаем, что оценка радиальной скорости ветра  $V_D(R)$  находится в пределах интервала  $[-\lambda/(4T_S), \lambda/(4T_S)]$ . После такого перехода из (1)–(5) для корреляционной функции комплексного сигнала

$$B_z(mT_S, lT_S) = \overline{\overline{Z(mT_S)}\overline{Z^*(lT_S)}}$$

имеем

$$\begin{aligned} B_z(mT_S, lT_S) &= SNR \times \\ &\times \frac{2}{cU_p} \int_{-\infty}^{\infty} dz' P_T^{1/2}(mT_S - 2z'/c) P_T^{1/2}(lT_S - 2z'/c) \times \\ &\times \exp\left[j \frac{4\pi}{\lambda} (l - m)T_S V_r(R + z')\right] + \delta_{ml}. \end{aligned} \quad (6)$$

Моделирование сигнала осуществлялось следующим образом. Область, занимаемая в пространстве импульсом  $P_T(t)$  вдоль направления распространения, разбивалась на  $n_L$  слоев, и регистрируемый в момент времени  $mT_S$  сигнал представлял собой сумму вкладов каждого из этих слоев и шума:

$$\begin{aligned} Z(mT_S) &= \sqrt{\frac{SNR}{2 \sum_{k=0}^{n_L} P_T(\Delta pk)}} \sum_{k=0}^{n_L} a(k+m) P_T^{1/2}(\Delta pk) \times \\ &\times \exp\left\{-j \frac{4\pi}{\lambda} mT_S V_r[\Delta p(k+m)]\right\} + \frac{1}{\sqrt{2}} n_m, \end{aligned} \quad (7)$$

где  $\Delta p$  – толщина слоя;  $a(k)$  и  $n_m$  – независимые комплексные случайные числа с действительными и мнимыми частями, распределенными по гауссовому закону с нулевым средним и единичной дисперсией;  $V_r$  – действительные случайные значения скорости ветра.

При моделировании в качестве зондирующих импульсов  $P_T(t)$  использовались записи реальных импульсов доплеровского CO<sub>2</sub>-лидара WIND [8]. Пример такого импульса представлен на рис. 1.

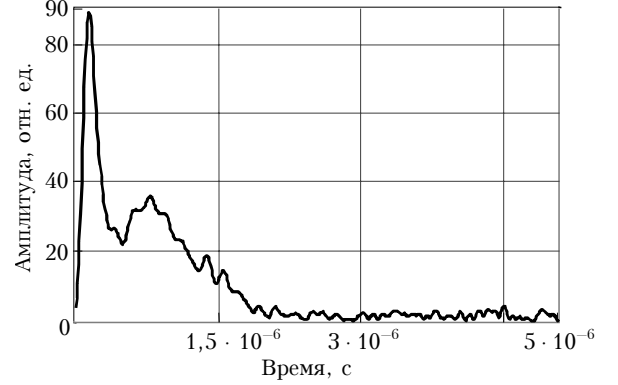


Рис. 1. Пример импульса CO<sub>2</sub>-лидара, используемого в лидарной системе WIND

Из набора реальных импульсов путем усреднения была найдена также усредненная форма импульса (рис. 2), которая использовалась для тестирования алгоритмов моделирования и расчета пространственной структурной функции ветра, измеряемой лидаром.

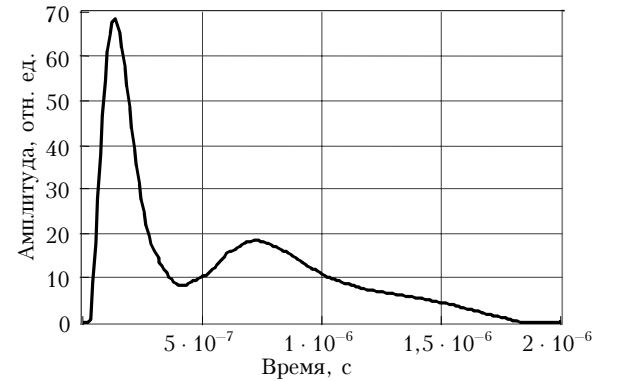


Рис. 2. Усредненная форма импульса лидара WIND, полученная в результате усреднения по 5500 импульсам

Значения  $V_r(\Delta pk)$  моделировались в спектральной области. Составляющие спектра единичного комплексного (гауссова) белого шума домножались на коэффициенты, удовлетворяющие спектральной плотности турбулентных флуктуаций скорости ветра в атмосфере:

$$S_r(\kappa) = \int_{-\infty}^{\infty} dr \langle \tilde{V}_r(R+r) \tilde{V}_r(R) \rangle e^{-2\pi j \kappa r}, \quad (8)$$

где  $\tilde{V}_r = V_r - \langle V_r \rangle$ , и затем применялось обратное преобразование Фурье. В качестве спектра  $S_r(\kappa)$  использовалась модель Кармана [36]:

$$S_r(\kappa) = 2\sigma_r^2 L_v / [1 + (8,43\kappa L_v)^2]^{5/6}, \quad (9)$$

где  $L_v$  – интегральный масштаб корреляции скорости ветра (внешний масштаб турбулентности). На высоких частотах  $\kappa L_v > 1$  спектральная плотность  $S_r(\kappa)$  должна переходить в спектр Колмогорова–Обухова [37]:

$$S_r(\kappa) = 0,0375 C_k \varepsilon^{2/3} \kappa^{-5/3}, \quad (10)$$

где  $C_k \approx 2$  – постоянная Колмогорова;  $\varepsilon$  – скорость диссипации турбулентной энергии. Откуда находим, что параметры  $\varepsilon$ ,  $\sigma_r^2$  и  $L_v$  должны быть связаны соотношением

$$\varepsilon = \frac{1,887}{C_k^{3/2}} \frac{\sigma_r^3}{L_v}. \quad (11)$$

Моделирование осуществлялось для  $\lambda = 10,6$  мкм,  $T_s = 1 \cdot 10^{-8}$  с,  $\Delta p = 1,5$  м,  $n_L = 512$ . Из получаемых последовательностей сигнала  $Z(mT_s)$  оценивалась радиальная скорость  $V_D$  по аргументу корреляционной функции (АКФ-метод) [38]:

$$V_D(R) = \lambda \arg [\hat{B}_z(T_s)] / (4\pi T_s), \quad (12)$$

где

$$\hat{B}_z(T_s) = \frac{1}{M-1} \sum_{i=0}^{M-2} Z(iT_s) Z^*[(i+1)T_s]$$

– несмещенная оценка корреляционной функции сигнала (6) с временным сдвигом  $T_s$ .

## 2. Пространственная структурная функция доплеровской оценки скорости ветра

Пространственная структурная функция флуктуаций доплеровской оценки скорости  $V_D(R)$

$$D(r) = \langle [\tilde{V}_D(R+r) - \tilde{V}_D(R)]^2 \rangle \quad (13)$$

согласно [14] может быть представлена в виде

$$D(r) = D_a(r) + D_e(r), \quad (14)$$

где

$$\tilde{V}_D(R) = V_D(R) - \langle V_D(R) \rangle = \tilde{V}_a(R) + \tilde{V}_e(R);$$

$$D_a(r) = \langle [\tilde{V}_a(R+r) - \tilde{V}_a(R)]^2 \rangle$$

– пространственная структурная функция усредненной по зондируемому объему радиальной скорости ветра;

$$D_e(r) = \langle [\tilde{V}_e(R+r) - \tilde{V}_e(R)]^2 \rangle$$

– структурная функция погрешности оценки доплеровской скорости, вызываемой флуктуациями рассеянной волны и шумами;  $\tilde{V}_a$  и  $\tilde{V}_e$  – независимы [37].

Для усредненной по зондируемому объему радиальной скорости ветра можно получить [14]:

$$V_a(R) = \frac{1}{U_p} \int_{-\infty}^{\infty} dt P_T(t) \frac{1}{\tau} \times \\ \times \int_{-\tau/2}^{\tau/2} dt' V_r \left[ R + \frac{c}{2} (t+t') \right], \quad (15)$$

где  $\tau = MT_s$ . Откуда для структурной функции  $D_a(r)$  следует

$$D_a(r) = 2 \int_{-\infty}^{\infty} d\kappa S_r(\kappa) [1 - \exp(2\pi j \kappa r)] \times \\ \times \left( \frac{2}{\pi \kappa \tau} \right)^2 \sin^2 \left( \frac{\pi \kappa \tau}{2} \right) \frac{1}{U_p^2} \int_{-\infty}^{\infty} dt_1 \int_{-\infty}^{\infty} dt_2 P(t_1) P(t_2) \times \\ \times \exp[\pi j \kappa c (t_1 - t_2)]. \quad (16)$$

Представим структурную функцию погрешности оценки доплеровской скорости в виде

$$D_e(r) = 2[\sigma_e^2 - B_e(r)], \quad (17)$$

где  $B_e(r) = \langle [\tilde{V}_e(R+r) \tilde{V}_e(R)] \rangle$  и  $\sigma_e^2 = B_e(0)$  – корреляционная функция и дисперсия погрешности оценки доплеровской скорости соответственно.

Если, следуя [14, 38], оценивать пространственную структурную функцию скорости ветра из соседних посылок зондирующих импульсов:

$$D_p(r) = \langle [\tilde{V}_D^{(1)}(R+r) - \tilde{V}_D^{(2)}(R)] \rangle, \quad (18)$$

где индексы (1) и (2) относятся к оценкам скорости из эхосигналов двух соседних посылок зондирующих импульсов, то, с учетом независимости  $V_a(r)$ ,  $V_e^{(1)}(R)$  и  $V_e^{(2)}(R)$ , из (18) получаем

$$D_p(r) = 2\sigma_e^2 + D_a(r), \quad (19)$$

где  $2\sigma_e^2 = D_p(0)$ .

Исключая дисперсию погрешности оценки из (19), получаем оценку структурной функции, усредненной по зондируемому объему радиальной скорости ветра

$$\hat{D}_a(R) = D_p(R) - 2\sigma_e^2. \quad (20)$$

На рис. 3 показана структурная функция флуктуаций радиальной составляющей скорости ветра, структурная функция  $D_a(R)$ , рассчитанная по формуле (16) ( $M = 512$ ), и оценка  $\hat{D}_a(R)$  (20), полученная из моделирования при тех же параметрах.

И расчет, и моделирование осуществлялись для модели зондирующего импульса  $P_T(t)$ , приведенной на рис. 2. Видно, что оба подхода дают идентичные результаты, что свидетельствует о правильности работы алгоритма моделирования.

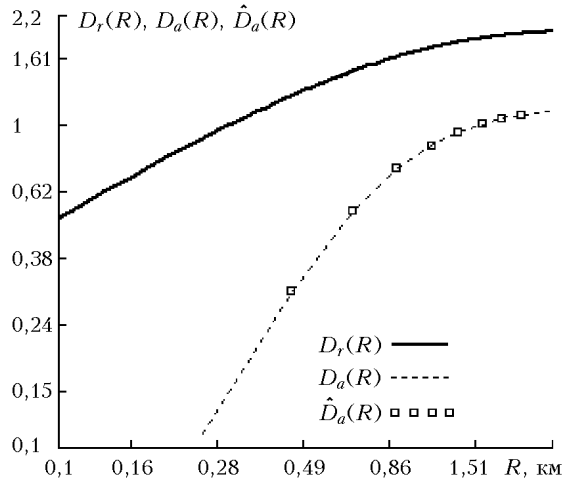


Рис. 3. Структурные функции радиальной скорости  $D_r$  и радиальной скорости, усредненной по зондируемому объему:  $D_a$  – расчет по формуле (16),  $\hat{D}_a$  – результат моделирования;  $L_v = 500$  м,  $\sigma_r^2 = 1$ ,  $M = 512$

### 3. Оценивание параметров ветровой турбулентности

Для  $\text{CO}_2$  непрерывных и 2-мкм импульсных КДЛ объемы зондирования, как правило, не очень велики, и их эффективный продольный размер  $\Delta z$  не превышает интегральный масштаб корреляции скорости ветра. В этом случае для оценки параметров ветровой турбулентности и, в частности, скорости диссипации турбулентной энергии из лидарных измерений скорости ветра возможно использование соотношений для статистических характеристик флуктуаций скорости в атмосфере, справедливых для инерционного интервала турбулентности. При этом для 2-мкм импульсного КДЛ в случае малых разносов точек измерения  $R \ll L_v$ , пространственная структурная функция  $D_a(R) \sim \epsilon^{2/3}$ , и из лидарных оценок пространственной структурной функции можно сконструировать решения [14], позволяющие определять скорость диссипации  $\epsilon$  с приемлемой точностью при достаточно больших отношениях сигнал-шум. Аналогичные результаты для непрерывных  $\text{CO}_2$  КДЛ представлены в [15].

Другое дело – импульсные  $\text{CO}_2$  КДЛ. В этом случае пространственное разрешение измерений ветра ( $MT_{Sc}/2$ ) составляет сотни метров и рассеивающий объем может быть соизмерим и превышать внешний масштаб турбулентности. Влияние внешнего масштаба приведет к тому, что пространственная структурная функция скорости ветра, измеряемая импульсным  $\text{CO}_2$  КДЛ, как функция разноса

$R$ , будет отличаться от зависимости  $D_a(R)$ , характерной для инерционного интервала.

Действительно, из рис. 4 следует, что область разносов, где функции  $D_a(R)$ , рассчитанные по формуле (16) для колмогоровского (10) и кармановского (9) спектров флуктуаций скорости ветра, совпадают, ничтожно мала.

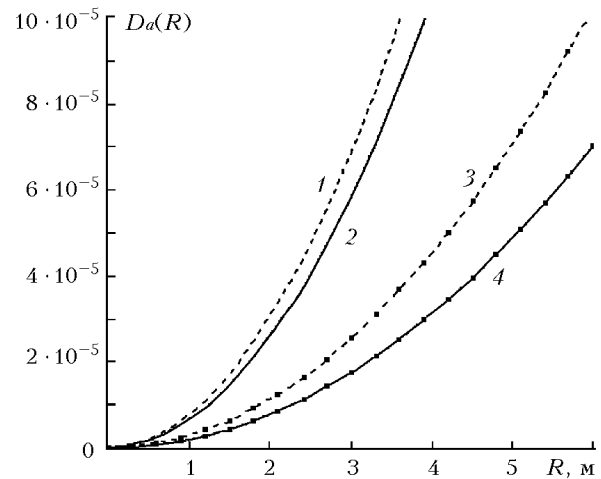


Рис. 4. Структурная функция  $D_a(R)$  для колмогоровского и кармановского спектров турбулентности, рассчитанная для измерений скорости ветра с различным пространственным разрешением. Кривые 1, 3 – колмогоровский спектр (10); 2, 4 – кармановский спектр (9); 1, 2 –  $M = 200$ ; 3, 4 –  $M = 512$

Расчеты проводились для временной зависимости амплитуды импульса  $P_T^{1/2}(t)$ , приведенной на рис. 2, и различного пространственного разрешения  $MT_{Sc}/2 = 300$  и 768 м. Таким образом, определение скорости диссипации турбулентной энергии, как в случае 2-мкм лидара [14], из оценки пространственной структурной функции скорости ветра при разносах  $R \ll L_v$ , для импульсных  $\text{CO}_2$  КДЛ невозможно. Здесь нужно учитывать влияние внешнего масштаба турбулентности.

Скорость диссипации  $\epsilon$  можно найти, если воспользоваться соотношением (11), но определение параметров  $\sigma_r^2$  и  $L_v$  по пространственной структурной функции ветра напрямую в этом случае тоже невозможно, поскольку она, как это следует из (16), (9), зависит от произведения  $\sigma_r^2 L_v$ , и различными комбинациями значений этих параметров может соответствовать одна и та же величина структурной функции. Чтобы избавиться от неопределенности в выборе параметров  $\sigma_r^2$  и  $L_v$ , предлагается следующая процедура.

С помощью формулы (16) рассчитывается семейство структурных функций  $D_a(L_{vi}; \sigma_r^2; R)$  ( $R$  изменяется от 0 до  $R_{\max}$ ) при различных значениях внешнего масштаба  $L_{vi}$ . Значение дисперсии  $\sigma_r^2$  в (16) может быть произвольным ( $\sigma_r^2 = \text{const}$ ). Выбор  $R_{\max}$  определяется максимальным разносом, при котором еще можно получить в эксперименте

оценку структурной функции (20). Значение  $R_{\max}$  должно быть достаточно большим, чтобы структурная функция при  $R_{\max}$  насыщалась, т.е. слабо зависела от разнота. Это позволяет путем нормировки  $D_a(L_{vi}; \sigma_r^2; R)$  на  $D_a(L_{vi}; \sigma_r^2; R_{\max})$  избавиться от параметра  $\sigma_r^2$ :

$$\overline{D_a(L_{vi}; R)} = \frac{D_a(L_{vi}; \sigma_r^2; R)}{D_a(L_{vi}; \sigma_r^2; R_{\max})}. \quad (21)$$

На рис. 5 приведен пример семейства нормированных структурных функций (21), рассчитанных при различных значениях  $L_v$ .

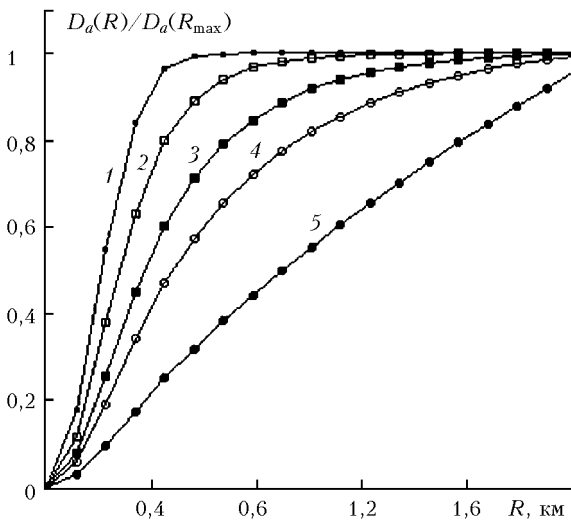


Рис. 5. Семейство нормированных структурных функций, рассчитанных при различных значениях интегрального масштаба  $L_v$  для  $M = 512$ : 1 –  $L_v = 50$ ; 2 – 150; 3 – 300; 4 – 500; 5 – 1000

Если экспериментальную оценку структурной функции  $\hat{D}_a(R)$  (20) отнормировать на  $\hat{D}_a(R_{\max})$ :  $\tilde{D}_a(R) = \hat{D}_a(R) / \hat{D}_a(R_{\max})$ , то можно воспользоваться методом параметрической подгонки и получить оценку интегрального масштаба флуктуаций скорости ветра  $\hat{L}_v$  путем минимизации функционала

$$\sum_i \left[ \overline{\tilde{D}_a(R)} - \overline{D_a(L_{vi}, R)} \right]^2. \quad (22)$$

Используя оценку масштаба  $\hat{L}_v$ , можно найти оценку дисперсии  $\hat{\sigma}_r^2$ :

$$\hat{\sigma}_r^2 = \frac{\hat{D}_a(R_{\max})}{D_a(L_{vi}, \sigma_r^2 = \text{const}, R_{\max})}. \quad (23)$$

По полученным оценкам дисперсии  $\hat{\sigma}_r^2$  и масштаба  $\hat{L}_v$  с помощью формулы (11) производится оценка скорости диссипации турбулентной энергии  $\hat{\epsilon}$ .

## 4. Результаты численного моделирования

Численное моделирование сигнала выполнялось для 10,6-мкм импульсного доплеровского лидара с использованием при моделировании записей импульсов  $\text{CO}_2$ -лазера системы WIND (см. рис. 1) при  $T_S = 10^{-8}$  с и различных отношениях сигнал-шум. Отдельные случайные реализации скорости ветра генерировались для случая кармановского спектра (9) при  $\sigma_r = 1$  м/с и  $L_v = 500$  м. Длина выборки составляла 4096 значений скорости с расстоянием между отсчетами  $\Delta r = 1,5$  м. При этом согласно (11) скорость диссипации турбулентной энергии  $\epsilon = 1,33 \cdot 10^{-3} \text{ м}^2/\text{с}^3$ . Для отдельной посылки импульса моделировалось 2048 значений, т.е. использовалась лишь половина случайной реализации скорости. Частота следования импульсов задавалась равной 10 Гц, и предполагалось, что при очередной посылке импульса ветровая реализация смещалась на 1,5 м. Таким образом, одна реализация ветра  $V_r$  использовалась для моделирования 1024 посылок импульса («выстрелов»).

Из последовательности сигнала  $Z(mT_S)$  выбирались  $M = 200$  и 512 значений, что соответствовало пространственному разрешению 300 и 768 м, и методом АКФ производилась оценка скорости  $V_D$ . Для одной реализации скорости ветра получалось 1849 оценок  $V_D$  при  $M = 200$  и 1537 оценок при  $M = 512$ . Общее число лидарных оценок скорости, получаемых из одной ветровой реализации, составляло  $1024 \times 1849$  при  $M = 200$  и  $1024 \times 1537$  при  $M = 512$ . Всего же использовалось 960 реализаций скорости ветра.

Из полученного большого массива данных  $V_D$  производилась оценка структурной функции  $\hat{D}_a(R)$  при варьировании числа «выстрелов» от 600 до 18000. Для частоты повторения импульсов 10 Гц это соответствует времени от 1 до 30 мин.

Затем по алгоритму (11), (21)–(23) находились оценки  $\hat{L}_v$ ,  $\hat{\sigma}_r^2$ ,  $\hat{\epsilon}$ . Из сравнения оценок  $\hat{L}_v$ ,  $\hat{\sigma}_r^2$ ,  $\hat{\epsilon}$  со значениями этих параметров, задававшихся при моделировании турбулентного поля ветра, рассчитывались зависимости относительных погрешностей оценки параметров турбулентности от времени усреднения  $T$ . Результаты представлены на рис. 6. Из рисунка видно, что для отношений сигнал-шум  $\geq 2$  относительная погрешность восстановления параметров  $\sigma_r^2$  и  $\epsilon$  из лидарных данных находится в диапазоне  $< 50\%$  уже при 5-мин усреднении, что является вполне приемлемым для геофизических измерений. Хуже обстоит дело с интегральным масштабом корреляции скорости. Здесь относительная погрешность при 5-мин усреднении составляет 70–80% и слабо убывает с увеличением времени усреднения.

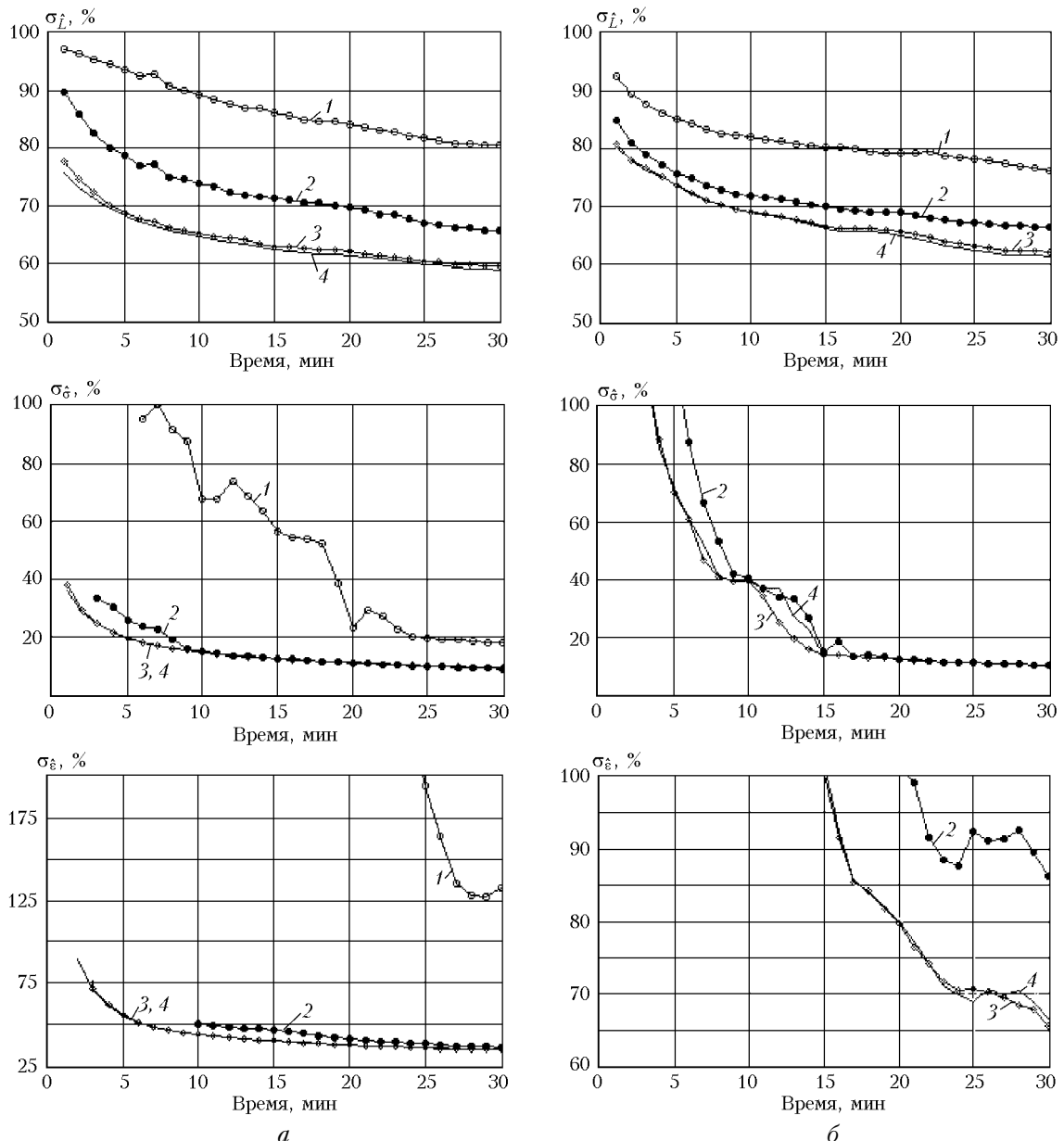


Рис. 6. Относительная погрешность измерения параметров турбулентности: *a* –  $M = 200$ , пространственное разрешение 300 м; *b* –  $M = 512$ , пространственное разрешение 768 м. Кривая 1 – SNR = 1; 2 – 2; 3 – 5; 4 – 10

### Заключение

В статье проведен анализ возможностей оценивания скорости диссипации, турбулентной энергии, интегрального масштаба и дисперсии скорости ветра из оценки пространственной структурной функции флуктуаций скорости, рассчитываемой из результатов измерений ветра импульсными  $\text{CO}_2$  КДЛ, для которых длина импульса и пространственное разрешение составляют несколько сот метров.

Показано, что при использовании достаточно больших объемов выборочных данных и пространственном разрешении измерений ветра 300 м относительная погрешность оценивания скорости диссипации турбулентной энергии не превышает 30%, дисперсии флуктуаций скорости – 10% и интегрального

масштаба корреляции – 70% при отношениях сигнал-шум  $\geq 2$ . С увеличением пространственной выборки отсчетов лидарного сигнала относительная погрешность оценивания скорости диссипации возрастает и при пространственном разрешении 768 м составляет величину 65–70% при получасовом усреднении.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 03-05-64194).

1. Henderson S.W., Hale C.P., Magee J.R., Kavaya M.J., Huffaker A.V. Eye-safe coherent laser radar system at 2.1  $\mu\text{m}$  using Tm, Ho: YAG lasers // Opt. Lett. 1991. V. 16. P. 773–775.
2. Henderson S.W., Suni P.J.M., Hale C.P., Hannon S.M., Magee J.R., Bruns D.L., Yuen E.H. Coherent laser

- radar at 2.1  $\mu\text{m}$  using solid-state lasers // IEEE Trans. Geosci. and Remote Sens. 1993. V. 31. P. 4–15.
3. Clifford S.F., Kaimal J.C., Lataitis R.J., Strauch R.G. Ground-based remote profiling in atmospheric studies: An over-view // Proc. IEEE. 1994. V. 82. P. 313–355.
  4. Huffaker M.R., and Hardesty R.M. Remote sensing of atmospheric wind velocities using solid-state and CO<sub>2</sub> coherent laser systems // Proc. IEEE. 1996. V. 84. P. 181–204.
  5. Vaughan J.M., Steinvall O., Werner C., Flamant P.H. Coherent laser radar in Europe // Proc. IEEE. 1996. V. 84. P. 205–226.
  6. Wilczak J.M., Gossard E.E., Neff W.D., Eberhard W.L. Ground-based remote sensing of the atmospheric boundary layer: 25 years of progress // Boundary-Layer Meteorol. 1996. V. 78. P. 321–349.
  7. Rothermel J., Kessinger C., Davis D.L. Dual-Doppler lidar measurement of winds in the JAWS experiment // J. Atmos. and Oceanic Technol. 1985. V. 2. P. 138–147.
  8. Werner Ch., Flamant P.H., Reitebuch O., Köpp F., Streicher J., Rahm S., Nagel E., Klier M., Herrmann H., Loth C., Delville P., Drobinski Ph., Romand B., Boitel Ch., Oh D., Lopez M., Meissonnier M., Bruneau D., Dabas A. Wind infrared Doppler lidar instrument // Opt. Eng. 2001. V. 40. P. 115–125.
  9. Reitebuch O., Werner Ch., Leike I., Delville P., Flamant P., Cress A., Engelbart D. Experimental validation of wind profiling performed by the airborne 10  $\mu\text{m}$ -heterodyne Doppler lidar WIND // J. Atmos. and Oceanic Technol. 2001. V. 18. P. 1331–1344.
  10. Smalikho I.N. Techniques of wind vector estimation from data measured with a scanning coherent Doppler lidar // J. Atmos. and Oceanic Technol. 2003. V. 20. P. 276–291.
  11. Gordienko V.M., Kormakov A.A., Kosovsky L.A., Kurochkin N.N., Pogosov G.A., Priezhev A.V., Putivskii Y.Y. Coherent CO<sub>2</sub> lidars for measuring wind velocity and atmospheric turbulence // Opt. Eng. 1994. V. 33. P. 3206–3213.
  12. Banakh V.A., Smalikho I.N., Köpp F., Werner Ch. Representativity of the wind measurements by a CW Doppler lidar in the atmospheric boundary layer // Appl. Opt. 1995. V. 34. N 12. P. 2055–2067.
  13. Банах В.А., Смалихо И.Н. Лидарное зондирование скорости диссипации турбулентной энергии // Оптика атмосф. и океана. 1997. Т. 10. № 4–5. С. 473–484.
  14. Банах В.А., Смалихо И.Н. Оценивание скорости диссипации турбулентной энергии из данных импульсного доплеровского лидара // Оптика атмосф. и океана. 1997. Т. 10. № 12. С. 1524–1538.
  15. Banakh V.A., Köpp F., Werner Ch., Smalikho I.N. Measurement of turbulent energy dissipation rate with a CW Doppler lidar in the atmospheric boundary layer // J. Atmos. and Oceanic Technol. 1999. V. 16. N 8. P. 1044–1061.
  16. Банах В.А., Вернер Х., Верген В., Кресс А., Криволицкий Н.П., Лайке И., Смалихо И.Н., Штрайхер Й. Моделирование восстановления ветра из измерений космическим когерентным доплеровским лидаром // Оптика атмосф. и океана. 2001. Т. 14. № 10. С. 943–951.
  17. Frehlich R., Hannon S., Henderson S. Coherent Doppler lidar measurements of winds in the weak signal regime // Appl. Opt. 1997. V. 36. P. 3491–3499.
  18. Frehlich R., Hannon S., Henderson S. Coherent Doppler lidar measurements of wind field statistics // Boundary-Layer Meteorol. 1998. V. 86. P. 233–256.
  19. Frehlich R., Cornman L. Estimating spatial velocity statistics with coherent Doppler lidar // J. Atmos. and Oceanic Technol. 2002. V. 19. P. 355–366.
  20. Frehlich R. Performance of coherent Doppler lidar velocity estimates with pulse accumulation // Proc. of 12-th Coherent Laser Radar Conference. Bar Harbor Maine, US. 2003. P.139–142.
  21. Drobinski Ph., Dabas A., Flamant P.H. Remote measurement of turbulent wind spectra by heterodyne Doppler lidar technique // J. Appl. Meteorol. 2000. V. 39. P. 2434–2451.
  22. Ancellet G.M., Menzies R.T., Grant W.B. Atmospheric velocity spectral width measurements using the statistical distribution of pulsed CO<sub>2</sub> lidar return signal intensities // J. Atmos. and Oceanic Technol. 1989. V. 6. P. 50–58.
  23. Eberhard W.L., Cupp R.E., Healy K.R. Doppler lidar measurements of profiles of turbulence and momentum flux // J. Atmos. and Oceanic Technol. 1989. V. 6. P. 809–819.
  24. Gal-Chen T., Xu M., Eberhard W.L. Estimations of atmospheric boundary layer fluxes and other turbulence parameters from Doppler lidar data // J. Geophys. Res. 1992. V. 97. P. 18 409–18 423.
  25. Bozier K.E., Collier C.G. Observations of boundary layer turbulence spectra and kinetic energy dissipation using Doppler lidar // Proc. 11<sup>th</sup> Coherent Laser Radar Conf. 1–6<sup>th</sup> July 2001, Malvern, Worcestershire, UK. 2001. P. 206–209.
  26. Drobinski P. et al. Turbulence in a shear-driven nocturnal surface layer as observed by Doppler lidar, rawinsondes and sonic anemometer during the CASES'99 experiment. Lidar remote sensing in atmospheric and earth sciences // Rev. and revised papers presented at the twenty-first International Laser Radar Conference (ILRC21). Quebec, Canada, 8–12 July 2002 / L.R. Bissonnette, G. Roy, G. Vallee, Editors. 2002. P. 853–856.
  27. Reitebuch O., Volkert H., Werner Ch., Dabas A., Delville P., Drobinski Ph., Flamant P.H., Richard E. Determination of air flow across the Alpine ridge by a combination of airborne Doppler lidar, routine radio-sounding and numerical simulation // Quart. J. Roy. Meteorol. Soc. 2003. V. 129. P. 715–728.
  28. Hannon S.M., Gatt P., Henderson S.W., Huffaker R.M. Recent progress and measurement results with commercial 2  $\mu\text{m}$  Doppler lidar // Proc. of 12-th Coherent Laser Radar Conf. Bar Harbor Maine, US. 2003. P. 86–89.
  29. Reitebuch O., Werner Ch., Dabas A., Delville P., Drobinski Ph., Gantner L. Airborne Doppler lidar Observations and Numerical Simulations of «Alpine Pumping» mesoscale flow // Proc. of 12-th Coherent Laser Radar Conf. Bar Harbor Maine, US. 2003. P. 102–105.
  30. Banakh V., Werner Ch., Streicher J., Reitebuch O., Nagel E., Schneiderhan T., König T., Lehmer S., Dabas A., Delville P. Wind turbulence parameters measurements over sea by Doppler lidar and radar // Proc. of 12-th Coherent Laser Radar Conf. Bar Harbor Maine, US. 2003. P. 191–196.
  31. Frehlich R., Kavaya M.J. Coherent laser radar performance for general atmospheric refractive turbulence // Appl. Opt. 1991. V. 30. № 36. P. 5325–5352.
  32. Frehlich R. Doppler lidar signal covariance including wind shear and wind turbulence // Appl. Opt. 1994. V. 33. № 27. P. 6472–6481.
  33. Frehlich R., Yadlowsky M.J. Performance of mean-frequency estimators for Doppler radar and lidar // J. Atmos. and Oceanic Technol. 1994. V. 11. P. 1217–1230.
  34. Ван дер Зил А. Шумы при измерениях. М.: Мир, 1979. 189 с.
  35. Hardesty R.M., Brewer W.A., Sandberg S.P., Senff C.J., McCarty B.J., Weickmann A.M., Ehret G., Fix A.,



- Poberaj G., Wirth M., Kiemle C.* Airborne measurements of boundary layer turbulent structures using co-deployed Doppler and DIAL lidars // Proc. of 12-th Coherent Laser Radar Conf. Bar Harbor Maine, US. 2003. P. 182–185.
36. *Винниченко Н.К., Пинус Н.Э., Шметер С.М., Шур Г.Н.* Турбулентность в свободной атмосфере. Л.: Гидрометеиздат, 1976. 287 с.
37. *Frehlich R., Hannon S.M., Henderson S.W.* Performance of a 2  $\mu\text{m}$  coherent Doppler lidar for wind measurement // J. Atmos. and Oceanic Technol. 1994. V. 11. № 6. P. 1517–1528.
38. *Frehlich R.* Effects of wind turbulence on coherent Doppler lidar performance // J. Atmos. and Oceanic Technol. 1997. V. 14. P. 54–75.

*V.A. Banakh, A.V. Falits.* **Estimate of atmospheric turbulence parameters from wind data obtained by a coherent pulsed CO<sub>2</sub> Doppler lidar.**

A method is proposed for estimating the parameters of small-scale wind turbulence from wind velocity measurements with pulsed CO<sub>2</sub> coherent Doppler lidars characterized by the pulse length and the spatial resolution of several hundreds of meters. Estimation of the method potential and accuracy is based on the computer simulation of lidar measurements of the wind velocity in the turbulent atmosphere using digital the records of pulses generated in the WIND lidar system (*Werner Ch. et al.* Wind infrared Doppler lidar instrument // Opt. Eng. 2001. V. 40. P. 115–125) during experiments. The errors in estimation of the turbulent parameters from lidar data are estimated.