

В.А. Банах, И.Н. Смалихо

ЛИДАРНОЕ ЗОНДИРОВАНИЕ СКОРОСТИ ДИССИПАЦИИ ТУРБУЛЕНТНОЙ ЭНЕРГИИ

В статье рассматриваются методы зондирования скорости диссипации турбулентной энергии непрерывным доплеровским лидаром, основанные на извлечении информации об измеряемой характеристике а) из ширины доплеровского спектра, б) из временных структурных функций и временных спектров флуктуаций измеряемой скорости, в) из пространственной структурной функции скорости, рассчитываемой по лидарным данным, получаемым при коническом сканировании лазерным пучком вокруг вертикальной оси. Анализируются возможности этих методов для восстановления высотных профилей скорости диссипации в пограничном слое атмосферы. Проводится сравнение результатов восстановления высотных профилей скорости диссипации из доплеровских данных различными методами между собой и с известными результатами прямых измерений.

1. Введение

Дистанционное зондирование скорости диссипации кинетической энергии турбулентности ε_T имеет определенные преимущества перед прямыми методами, обеспечивая высокое пространственное и временное разрешение измерений. Общепринятым для этих целей является использование радаров и содаров [1, 2, 9–14]. При этом наибольшее распространение получили методы, основанные на соотношениях, являющихся следствием установленных А.Н. Колмогоровым и А.М. Обуховым законов трансформации энергии турбулентности в инерционном интервале масштабов неоднородностей [3–8].

Как показывают результаты теоретических и экспериментальных исследований спектров мощности эхосигнала доплеровских лидаров, определение ε_T возможно также из данных, получаемых с помощью доплеровских лазерных анемометров [15–29]. Скорость диссипации в этом случае может быть найдена из результатов измерений структурных функций или спектров флуктуаций скорости ветра, вид которых в инерционном интервале волновых чисел определяется законами « $2/3$ » или « $-5/3$ » соответственно. Однако в отличие от точечных и малоинерционных приборов [3–8] при измерениях доплеровскими анемометрами информация о скорости ветра извлекается из зондируемого объема, размеры которого могут быть довольно большими. Соответственно для получения несмещенной оценки ε_T из структурной функции или спектра скорости ветра необходим корректный учет усреднения флуктуаций скорости по объему зондирования. Оценка скорости диссипации может быть также получена из результатов измерений ширины доплеровского спектра мощности эхосигнала, при условии, что размеры зондируемого объема не превышают максимальный размер неоднородностей ветра в инерционном интервале турбулентности [12, 21, 26, 27].

В настоящей статье проводится сравнительный анализ методов определения скорости диссипации турбулентной энергии непрерывным доплеровским лидаром по ширине доплеровского спектра, по временным структурным функциям и временным спектрам флуктуаций измеряемой скорости и, наконец, по пространственным структурным функциям скорости, рассчитываемой по лидарным данным, получаемым при коническом сканировании лазерным пучком вокруг вертикальной оси. Анализируются возможности применения этих методов для восстановления высотных профилей ε_T в пограничном слое атмосферы. Проводится сравнение результатов восстановления высотных профилей скорости диссипации из доплеровских данных различными методами между собой и с известными результатами измерения $\varepsilon_T(h)$ датчиками, размещенными на метеорологической мачте.

2. Доплеровский спектр мощности эхосигнала

При работе непрерывного доплеровского лидара зондирующий лазерный пучок сфокусирован на определенное расстояние R от приемопередающего телескопа. Рассеянное на аэро-

зольных частицах излучение собирается телескопом и вместе с опорным пучком той же, что и зондирующий пучок, длины волны подается на фотодетектор. При этом необходимо, чтобы схема лидара позволяла получать наилучшее согласование волнового фронта опорного пучка с фронтами волн, рассеянных находящимися в окрестности фокуса частицами, и тем самым формировать конечный зондируемый объем. С помощью набора узкополосных фильтров осуществляется фильтрация принимаемого сигнала. Затем амплитуды или квадраты амплитуд отфильтрованного сигнала усредняются за определенный промежуток времени с целью получения оценки спектра. Измеренный спектр мощности регистрируемого сигнала будет иметь полезную составляющую (доплеровский спектр), для которой с учетом реализующихся на практике условий

$$\tau_k \ll 1/\Delta f \ll t_0, \quad t_0 \ll \tau_V,$$

где τ_k – время корреляции поля рассеянной волны ($\sim 10^{-6}$ с); Δf – частотное разрешение ($\sim 10^4$ Гц); t_0 – время усреднения при получении спектра ($\sim 10^{-3} - 10^{-1}$ с); τ_V – время корреляции скорости ветра (~ 10 с), может быть получено на основе результатов [26] простое, удобное для дальнейшего анализа выражение

$$W(t, f) = S \int_0^{\infty} dz Q_s(z) \delta\left(f - \frac{2}{\lambda} V_r(z, t)\right), \quad (1)$$

где $S(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} df W(t, f)$ – мощность сигнала; λ – длина волны излучения; $V_r(z, t)$ – радиальная компонента скорости ветра на расстоянии z от лидара; $\delta(x)$ – дельта-функция Дирака;

$$Q_s(z) = \{\pi k a_0^2 [(1 - z/R)^2 + z^2/(k a_0^2)^2]\}^{-1}$$

– функция, характеризующая пространственное разрешение; $k = 2\pi/\lambda$; a_0 – радиус зондирующего пучка в плоскости телескопа; R – фокусное расстояние зондирующего пучка. Для приемлемого пространственного разрешения необходимо выполнение условия

$$k a_0^2 \gg R. \quad (2)$$

При этом можно приближенно считать, что $\int_0^{\infty} dz Q_s(z) = 1$, а максимум Q_s находится в точке $z = R$.

Тогда, определив продольный размер зондируемого объема как $\Delta z = Q_s^{-1}(R)$, имеем [24–26, 30]

$$\Delta z = (\lambda/2) (R^2/a_0^2). \quad (3)$$

Видно, что в рамках условия (2), при увеличении R , вместе с отдалением от лидара центра зондируемого объема происходит рост Δz .

В случае однородного потока ($V_r = \text{const}$) доплеровский спектр W отличен от нуля только на частоте $f = (2/\lambda)V_r$ (формула Доплера). В атмосфере скорость V_r является неоднородной. Если в (1) сделать замену $V = (\lambda/2)f$, то спектр W будет представлять собой функцию распределения мощности эхосигнала по радиальным скоростям V частиц, находящихся в зондируемом объеме. Оценки средней величины этих скоростей $V_D(t)$ и квадрата ширины функции распределения по скоростям (квадрата ширины доплеровского спектра, m^2/c^2) $V_s^2(t)$ можно получить, воспользовавшись формулами:

$$V_D(t) = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} df f W(t, f) / S \quad (4)$$

$$\text{и } V_s^2(t) = \left(\frac{1}{2}\right)^2 \int_{-\infty}^{+\infty} df \left[f - \frac{2}{\lambda} V_D(t)\right]^2 W(t, f) / S. \quad (5)$$

После подстановки в (4), (5) формулы (1) имеем

$$V_D(t) = \int_0^{\infty} dz Q_s(z) V_r(z, t), \quad (6)$$

$$V_s^2(t) = \int_0^{\infty} dz Q_s(z) V_r^2(z, t) - V_D^2(t). \quad (7)$$

Будем считать, что скорость ветра является статистически стационарной и однородной. Тогда для среднего по ансамблю значения доплеровской оценки скорости и квадрата ширины спектра из (6) и (7) находим

$$\langle V_D \rangle = \langle V_r \rangle \quad \text{и} \quad \sigma_s^2 = \langle V_s^2 \rangle = \sigma_r^2 - \sigma_D^2,$$

где σ_s^2 представляет собой разность $\sigma_r^2 = \langle V_r^2 \rangle - \langle V_r \rangle^2$ – дисперсии радиальной скорости в фиксированной точке и $\sigma_D^2 = \langle V_D^2 \rangle - \langle V_D \rangle^2$ – дисперсии усредненной по зондируемому объему радиальной скорости. При условии $\Delta z \ll L_V$, где L_V – внешний масштаб турбулентности, для σ_s^2 имеет место соотношение [24, 26]

$$\sigma_s^2 = C (2/\pi)^{2/3} (\varepsilon_T \Delta z)^{2/3}, \quad (8)$$

где $C \approx 2$ – постоянная Колмогорова. Таким образом, после усреднения найденных из отдельных измерений доплеровских спектров значений V_s^2 можно, воспользовавшись формулой (8), получить оценку скорости диссипации турбулентной энергии ε_T .

Скорость диссипации также можно оценить из квадрата ширины усредненного по ансамблю доплеровского спектра. Выполнив для каждого измеренного спектра замену $V' = (\lambda/2)f - V_D(t)$, для усредненного нормированного спектра $W_a(V') = \left\langle \frac{2}{\lambda} W \left[t, \frac{2}{\lambda} (V' + V_D(t)) \right] / S \right\rangle$ из (1) находим

$$W_a(V') = \int_0^{\infty} dz Q_s(z) \langle \delta(V' - \Delta V) \rangle, \quad (9)$$

$$\text{где } \Delta V = V_r(z, t) - V_D(t) = \int_0^{\infty} dz' Q_s(z') [V_r(z, t) - V_r(z', t)].$$

Проводя в (9) усреднение по ΔV с плотностью вероятностей $P(\Delta V, z)$, зависящей в общем случае от координаты z , приходим к выражению $W_a(V') = \int_0^{\infty} dz Q_s(z) P(V', z)$. При больших объ-

емах зондирования ($\Delta z \gg L_V$) происходит значительное усреднение флуктуаций измеряемой скорости, так что $V_D \approx \langle V_r \rangle$. Следовательно, разность $\Delta V \approx V_r(z, t) - V_D(t)$ в этом случае представляет собой флуктуирующую часть радиальной скорости $\Delta V \approx V_r(z, t) - \langle V_r \rangle$. Известно, что в атмосфере флуктуации скорости ветра имеют гауссово распределение. Поэтому при $\Delta z \gg L_V$ плотность вероятностей P является гауссовой и, в силу статистической однородности флуктуаций скорости ветра, не зависящей от z . Так что в этом случае спектр $W_a(V') \equiv P(V')$ имеет гауссову форму распределения, его ширина определяется дисперсией скорости ветра в атмосфере σ_r^2 и не содержит информации непосредственно о ε_T [26, 28].

Рассмотрим моменты центрированной относительно V_D величины скорости V' :

$$M_n = \int_{-\infty}^{+\infty} dV' V'^n W_a(V'). \quad (10)$$

Из (9) и (10) имеем $M_n = \int_0^\infty dz Q_s(z) \langle [V_r(z, t) - V_D(t)]^n \rangle$, откуда нетрудно найти, что $M_0 = 1$, $M_1 = 0$

и $M_2 = \sigma_s^2$. Для получения моментов более высокого порядка необходимо знать плотность вероятности $P(\Delta V, z)$. Даже если предположить, что она имеет нормальный закон распределения, то для случая $\Delta z \ll L_V$ можно показать, что $M_4 \neq 3M_2^2$. Следовательно, в общем случае распределение $W_a(V')$ отлично от нормального.

На рис. 1 для иллюстрации приведены результаты измерения $W_a(V')$ при условии $\Delta z \ll L_V$ (сплошная кривая 1) и $\Delta z > L_V$ (сплошная кривая 2). При усреднении было использовано по 2500 измеряемых за $t_0 = 50$ мс доплеровских спектров. Здесь же в виде соответствующих штриховых кривых показаны функции $(\sqrt{2\rho\sigma_s})^{-1} \exp\{-V'^2/(2\sigma_s^2)\}$, где σ_s^2 – квадраты ширины измеренных (усредненных) спектров. Видно, что если в случае $\Delta z > L_V$ измеренный спектр имеет гауссово распределение, то при $\Delta z \ll L_V$ коэффициент эксцесса $M_4/M_2^2 - 3 \neq 0$ и положителен. Для приведенных на рисунке данных он равен примерно единице.

Как показывает опыт обработки экспериментальных данных, оценки ε_T предпочтительнее делать по ширине усредненного спектра $W_a(V')$, так как в этом случае флуктуации шумовой составляющей оказываются существенно усреднены, что упрощает процедуру выделения полезной составляющей спектра.

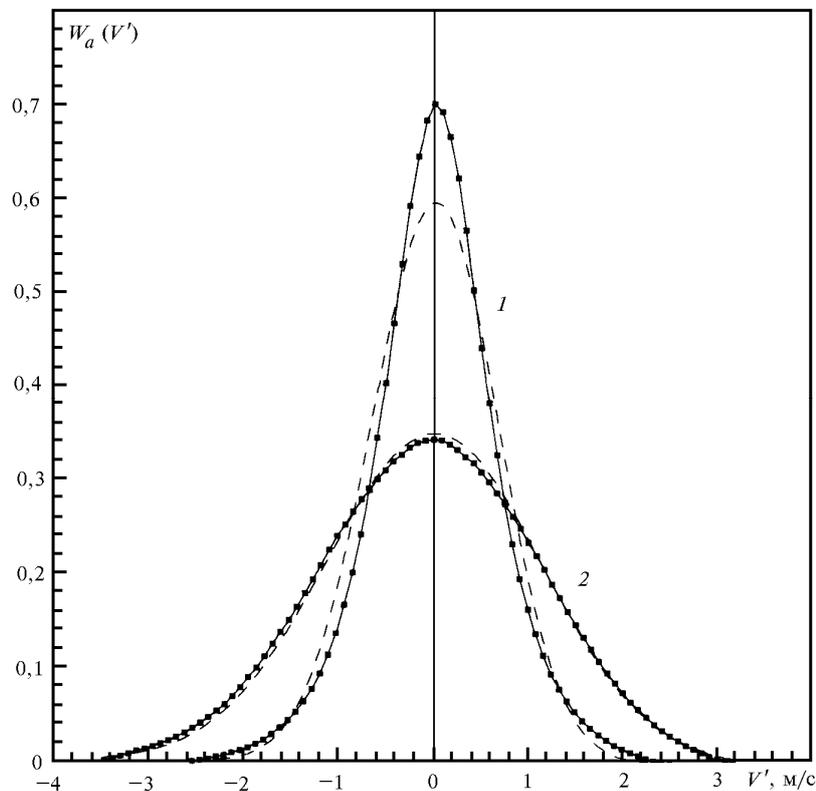


Рис. 1. Нормированный доплеровский спектр $W_a(V')$ при $\Delta z \ll L_V$ (кривая 1) и при $\Delta z > L_V$ (кривая 2)

Скорость диссипации турбулентной энергии ε_T можно определить по ширине доплеровского спектра σ_s лишь при небольших, по сравнению с внешним масштабом турбулентности, продольных размерах объема зондирования ($\Delta z \ll L_V$). С увеличением дальности зондирования R наземным лидаром это условие будет нарушено из-за увеличения Δz (см. (3)). Следовательно, данный метод имеет определенные ограничения на высоту измерений ε_T . В частности, для CO_2 лидара с диаметром телескопа 30 см метод применим для зондирования ε_T лишь в приземном слое ($h \lesssim 100\text{--}150$ м).

3. Временной спектр скорости ветра, измеряемой доплеровским лидаром

Одним из способов, позволяющих при определенных условиях увеличить дальность зондирования, является метод определения ε_T из временного спектра скорости ветра:

$$S_D(f) = 2 \int_{-\infty}^{+\infty} d\tau \langle V'_D(t + \tau) V'_D(t) \rangle \exp(-i 2\pi f \tau), \quad (11)$$

где $V'_D = V_D - \langle V_D \rangle$; $f \geq 0$. После подстановки (6) в (11), с использованием гипотезы «замороженной» турбулентности

$$V_r(z, t) = U_z(z + \cos \gamma U t, \sin \gamma U t, 0, 0), \quad (12)$$

где $U_z(z, x, y, t)$ – проекция вектора скорости ветра на ось, параллельную оси пучка, в точке $\{z, x, y\}$ декартовой системы координат; U – средняя скорость ветра; γ – угол между направлением ветра и осью пучка, в [26] для области частот $f \gg U/L_V$ было получено выражение

$$S_D(f) = S_z(f) H(f), \quad (13)$$

где $S_z(f) = C_2 [1 + \frac{1}{3} \sin^2 \gamma] \varepsilon_T^{2/3} U^{2/3} f^{-5/3}$

– временной спектр z -й компоненты скорости ветра в фиксированной точке ($z = R$); $C_2 \approx 0,15$;

$$H(f) = C_3 \left(1 + \frac{1}{3} \sin^2 \gamma\right)^{-1} \int_{-\infty}^{+\infty} d\xi (1 + \xi^2)^{-4/3} \left[1 - \frac{8}{11} \frac{(\cos \gamma - \xi \sin \gamma)^2}{1 + \xi^2}\right] \exp\left\{-\frac{4\Delta z f}{U} |\cos \gamma - \xi \sin \gamma|\right\}$$

– передаточная функция низкочастотного фильтра, $C_3 = (55/27) \times [\Gamma(1/3)\Gamma(11/6)]/(4\pi^{1/2})$.

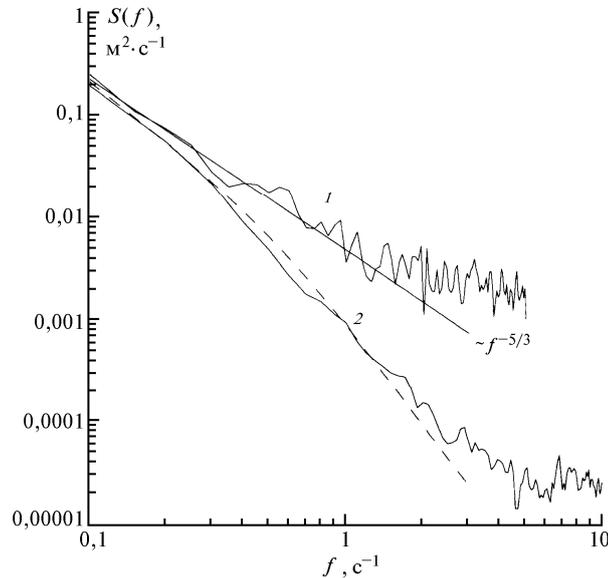


Рис. 2. Спектры скорости ветра, измеряемые акустическим анемометром (1) и доплеровским лидаром (2); штриховая кривая – расчет по формуле (13)

При условии выполнения гипотезы «замороженности» турбулентности измеренного спектра $S_D(f)$, с помощью формулы (13), можно определить ε_T для любых дальностей зондирования R , удовлетворяющих неравенству (2). Необходимую для этого информацию о γ и U можно

получить из данных дополнительных лидарных измерений при коническом сканировании. В предельном случае больших размеров Δz из (13) имеем

$$S_D(f) = C_4 \varepsilon_T^{2/3} |U \sin \gamma|^{5/3} (1/\Delta z) f^{-8/3}, \quad (14)$$

где $C_4 = C_2 C_3/2 \approx 0,06$.

На рис. 2 представлены результаты одновременных измерений временных спектров скорости ветра акустическим анемометром (который условно можно считать точечным измерителем) и доплеровским лидаром с $\Delta z = 2,3$ м на высоте $h = 7$ м. Штриховая кривая – расчет по формуле (13), где для ε_T , γ и U использовались данные акустического анемометра. Рисунок наглядно показывает влияние пространственного усреднения по зондируемому объему (низкочастотной фильтрации) на измеряемый доплеровским лидаром спектр скорости ветра.

Экспериментальное подтверждение формулы (14) дано в [31] при сильном боковом (по отношению к оси зондирующего пучка) ветре. Однако, как показывают эксперименты, выполненные при слабом боковом ветре и больших Δz , измеренная зависимость спектра от частоты не описывается формулой (14), что связано с нарушением условий применимости гипотезы «замороженности» турбулентности. Этот недостаток метода не позволяет при слабом ветре получать оценки ε_T для больших Δz , а следовательно, и для протяженных трасс зондирования R .

4. Структурная функция скорости ветра, оцениваемой из данных сканирующего лидара

Доплеровский лидар, имеющий сканирующее устройство, дает во время измерений возможность быстро перемещать объем зондирования в пространстве и при этом считать, что турбулентные неоднородности ветрового потока являются всегда «замороженными». На этом построен метод определения ε_T из данных конически сканирующего лидара.

В работе [29] приведена схема геометрии зондирования доплеровским лидаром при коническом сканировании. Обозначим через θ азимутальный угол сканирования, через φ – угол наклона зондирующего пучка к горизонтальной плоскости. В процессе сканирования зондирующим пучком с угловой скоростью ω_0 через равные промежутки времени $t_0 = \Delta\theta/\omega_0$, где $\Delta\theta$ – азимутальный угол между соседними отсчетами, измеряются доплеровские спектры эхосигнала. Из этих спектров осуществляются оценки в направлении азимутального угла θ радиальной скорости $V_D(\theta)$. Затем рассчитывается структурная функция $D(\theta_1, \theta_2) = \langle [\tilde{V}_D(\theta_1) - \tilde{V}_D(\theta_2)]^2 \rangle$, где \tilde{V}_D – отклонения V_D от усредненной по всему кругу сканирования доплеровской оценки радиальной скорости ветра. В [29] для этой функции получена формула в виде

$$D(\theta_1 - \theta_2) = \iint_0^\infty dz_1 dz_2 Q_s(z_1) Q_s(z_2) \left\{ [(z_1 - z_2)^2 + (\theta_1 - \theta_2)^2 z_1 z_2 \cos^2 \varphi]^{1/3} \times \right. \\ \left. \times \left[1 + \frac{1}{3} \frac{(\theta_1 - \theta_2)^2 z_1 z_2 \cos^2 \varphi}{(z_1 - z_2)^2 + (\theta_1 - \theta_2)^2 z_1 z_2 \cos^2 \varphi} \right] - |z_1 - z_2|^{2/3} \right\} C \varepsilon_T^{2/3}, \quad (15)$$

где углы θ_1 и θ_2 даны в радианах и $|\theta_1 - \theta_2| \ll \pi/2$.

При $\Delta z \rightarrow 0$ (15) переходит в выражение

$$D(\theta_1 - \theta_2) = (4/3) C \varepsilon_T^{2/3} (|\theta_1 - \theta_2| R \cos \varphi)^{2/3} \quad (16)$$

для поперечной структурной функции скорости ветра [3]. Отсюда находится условие применимости формулы (15): длина дуги сектора в основании конуса сканирования $|\theta_1 - \theta_2| R \cos \varphi$ не должна превышать размер наибольших неоднородностей инерционного интервала, т.е.

$$|\theta_1 - \theta_2| R \cos \varphi \ll L_V. \quad (17)$$

Таким образом, из результатов измерений структурной функции $D(\theta_1 - \theta_2)$ можно оценивать с помощью формулы (15) величину скорости диссипации турбулентной энергии ε_T в диапазоне

углов $|\theta_1 - \theta_2|$, удовлетворяющих неравенству (17). В этом методе практически единственным ограничением на дальность зондирования ε_T является условие (2), при котором для лидара с $\lambda = 10,6$ мкм и 30-сантиметровым телескопом дальность зондирования R может достигать 1 км. В качестве примера на рис. 3 точками показана функция $D(\theta)$, полученная экспериментальным путем. В виде сплошной и штриховой кривых показаны результаты расчетов $D(\theta)$ по формулам (15) и (16) соответственно, где использована оценка ε_T из экспериментальной функции $D(\theta)$. Различие расчетных кривых характеризует степень влияния пространственного усреднения флуктуаций скорости вдоль оси зондирующего пучка.

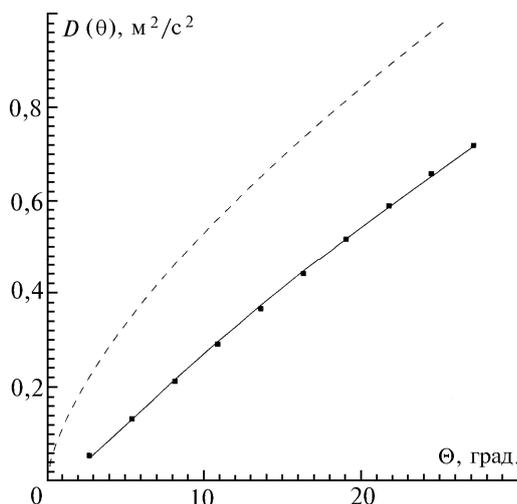


Рис. 3. Структурная функция скорости ветра, измеряемой сканирующим доплеровским лидаром: квадратики – эксперимент, сплошная и штриховая кривые – расчет соответственно по формулам (15) и (16)

5. Результаты восстановления высотных профилей скорости диссипации

С целью восстановления высотного профиля скорости диссипации из данных непрерывного доплеровского лидара измерения можно проводить последовательно на фиксированных высотах h_i ($i = 1, 2, 3, \dots$), неоднократно повторяя их для получения статистически устойчивых оценок $\varepsilon_T(h_i)$. Оценивать ε_T по ширине доплеровского спектра σ_s можно из измерений как при фиксированном положении зондирующего пучка, так и при сканировании. При оценивании ε_T из временного спектра скорости ветра зондирующий пучок должен оставаться неподвижным в течение всего времени измерения на высоте h_i .

Нами были отобраны экспериментальные данные, полученные с использованием непрерывного CO_2 доплеровского лидара Института оптоэлектроники Германского авиакосмического управления при различных скоростях ветра. Результаты восстановления высотных профилей ε_T из этих данных представлены на рис. 4 в виде значков, соединенных сплошными линиями, и соответствуют измерениям на различных высотах σ_s^2 (1, 2), $S_D(f)$ (3) и $D(\theta)$ (4, 5, 6). Профили 1 и 5 получены при слабом ветре ($U < 3$ м/с), а 2, 3, 4 и 6 – при сильном ($U > 10$ м/с). Относительные случайные погрешности оценок ε_T составляют 15–20%.

Погодные условия во время измерений профилей 2–4 характеризовались порывистым ветром и сильной турбулизованностью воздушного потока (измерения проводились перед началом дождя), что может объяснить причину относительно больших значений ε_T , наблюдавшихся в этих экспериментах. Профиль 5, напротив, измерен при очень слабом ветре, не превышающем 1,5 м/с, и слабой турбулентности. В грубом приближении можно считать, что ε_T пропорциональна кубу средней скорости ветра [3–6]. Соответственно, при таком слабом ветре должны наблюдаться небольшие значения ε_T .

Представляет интерес сравнение между собой результатов, получаемых различными методами. Профили 2 и 3 восстановлены из одних и тех же данных. Видно, что за исключением самого верхнего уровня методы дают близкие результаты. Оценка ε_T из σ_s^2 на высоте $h = 200$ м получена при размере зондируемого объема $\Delta z = 100$ м, превосходящем максимальный размер

турбулентных неоднородностей в инерционном интервале, что должно приводить к занижению оцениваемой величины ε_T . Попытка сравнения профилей, восстанавливаемых из аналогичных данных при слабом ветре (кривая 1), показывает, что до высоты $h = 50$ м (размер Δz мал) оценки ε_T из σ_s^2 и $S_D(f)$ отличаются в пределах случайной погрешности. Выше этого уровня оценки ε_T из $S_D(f)$ становятся существенно завышенными, что связано с их смещением из-за неприменимости гипотезы «замороженности» турбулентности.

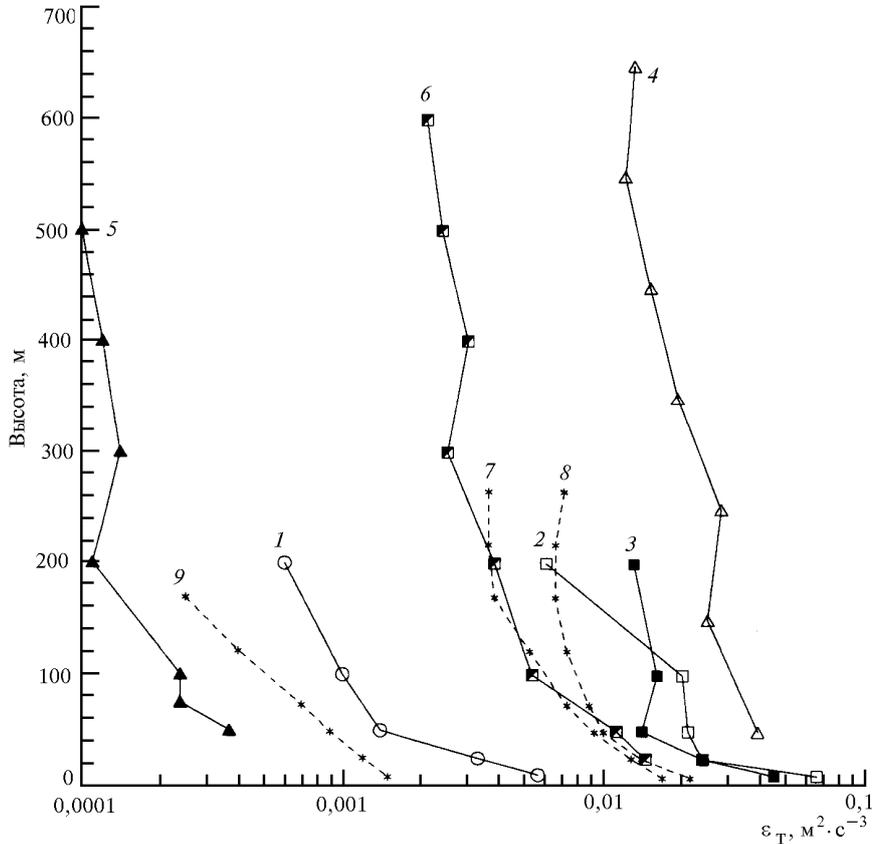


Рис. 4. Высотные профили скорости диссипации турбулентной энергии, восстановленные из данных доплеровского лидара (1–6) и измерений на метеорологической мачте (7–9): кривые 1, 2 – результат восстановления $\varepsilon_T(h)$ из σ_s^2 , 3 – из $S_D(f)$ и (4–6) – из $D(\theta)$

На рис. 5 для сравнения представлены результаты восстановления профилей $\varepsilon_T(h)$ из одних и тех же данных по σ_s^2 (кривая 1) и по $D(\theta)$ (кривая 2 соответствует кривой 5 на рис. 4). Видно, что на нижних уровнях методы дают близкие результаты. Однако на больших высотах значения ε_T , полученные из σ_s^2 , явно занижены из-за превышения Δz максимального размера турбулентных неоднородностей в инерционном интервале. В частности, для высоты $h = 500$ м оценка ε_T из σ_s^2 занижена по сравнению со значением, полученным из $D(\theta)$, в пять раз. Такое же различие наблюдается при сопоставлении профилей $\varepsilon_T(h)$, найденных из σ_s^2 , с полученными из $D(\theta)$ и представленными на рис. 4 в виде кривых 4 и 6.

Неоднократное сравнение результатов одновременных измерений ε_T доплеровским лидаром и акустическим анемометром на высоте $h = 7$ м показало удовлетворительное соответствие получаемых данных (в частности, см. таблицу в [27] и рис. 2 настоящей статьи). На рис. 4 в виде штриховых кривых 7–9 приведены опубликованные в [32] результаты измерений на высотной метеорологической мачте. Кривая 7 соответствует случаю измерений при нейтральной, 8 – при неустойчивой и 9 – при устойчивой стратификациях. Доплеровские лидарные данные, представленные на рис. 4, были получены из измерений осенью в дневное время при нейтральной или близкой к ней стратификации. Условия измерения данных, результаты обработки которых представлены кривой 6, максимально соответствуют условиям нейтральной стратификации. Из рисунка видно, что эти данные хорошо согласуются с результатами прямых измерений (кривая 7).

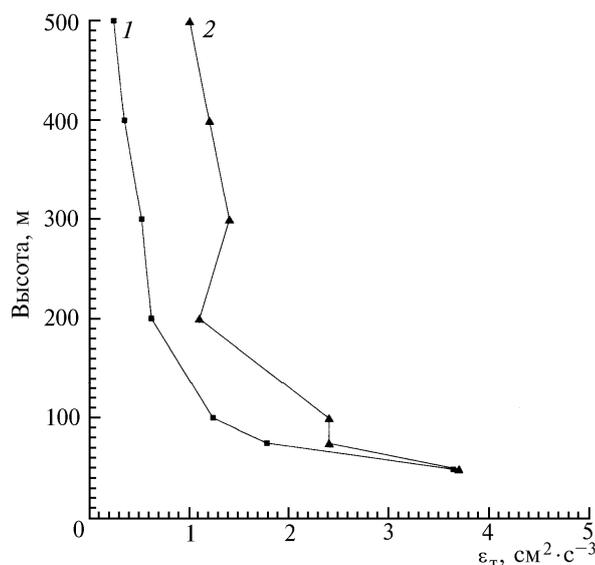


Рис. 5. Результаты восстановления высотных профилей скорости диссипации из данных сканирующего лидара при оценивании ϵ_T из σ_s^2 (1) и из $D(\theta)$ (2)

6. Заключение

В настоящей работе исследованы возможности измерения скорости диссипации турбулентной энергии непрерывным доплеровским лидаром. Рассмотрены три метода определения ϵ_T : из ширины доплеровского спектра мощности эхосигнала, из временного спектра скорости ветра и из структурной функции, оцениваемой по данным сканирующего лидара. Общим для всех этих методов является оценивание ϵ_T из соответствующих статистических характеристик турбулентных вариаций скорости ветра в инерционном интервале спектра с учетом пространственного усреднения по зондируемому объему. Если в первом и третьем методе мы имеем дело с пространственной структурой турбулентности, то во втором методе с пространственно-временной, что обуславливает необходимость модельного задания пространственно-временной корреляционной функции скорости ветра. Как показывают результаты исследований, в случае больших продольных размеров зондируемого объема использование гипотезы «замороженности» турбулентности для задания пространственно-временной корреляционной функции в случае слабого бокового ветра является неприемлемым. К недостаткам первого метода следует отнести ограничение на продольный размер зондируемого объема, а следовательно, и на дальность (высоту) зондирования. Третий метод не имеет таких ограничений.

Разработанные методы позволяют восстанавливать высотные профили скорости диссипации турбулентной энергии из данных непрерывного доплеровского лидара практически по всей высоте пограничного слоя атмосферы. Получаемые при этом результаты по крайней мере не противоречат известным экспериментальным данным о высотном ходе и абсолютных значениях ϵ_T , что может служить неким обоснованием применимости этих методов.

Авторы выражают признательность доктору Х. Вернеру из Института оптоэлектроники Германского авиакосмического управления за предоставленную возможность использовать экспериментальные данные, полученные с помощью лидара Института оптоэлектроники.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант N 94-05-16601-а).

1. Doviak R.J. and Zrnic D.S. Doppler Radar and Weather Observations. Academic Press. 1993. 562 pp.
2. Красненко Н.П. Акустическое зондирование атмосферы. Новосибирск: Наука, 1986. 166 с.
3. Ламли Дж., Пановский Г. Структура атмосферной турбулентности. М.: Мир, 1966. 264 с.
4. Моин А.С., Яглом А.М. Статистическая гидромеханика. Ч. 2. М.: Наука, 1967. 720 с.
5. Зилитинкевич С.С. Динамика пограничного слоя атмосферы. Л.: Гидрометеоздат, 1970. 290 с.
6. Бызова Н.Л., Иванов В.Н., Гаргер Е.К. Турбулентность в пограничном слое атмосферы. Л.: Гидрометеоздат, 1989. 263 с.

7. Винниченко Н.К., Пинус Н.З., Шметер С.М., Шур Г.Н. Турбулентность в свободной атмосфере. Л.: Гидрометеиздат, 1976. 287 с.
8. Оке Т.Р. Климаты пограничного слоя. Л.: Гидрометеиздат, 1982. 359 с.
9. Bohne A. R. // *J. Atmos. Science*. 1982. V. 39. P. 1819–1837.
10. Hocking W. K. // *J. Atmos. and Terr. Physics*. 1983. V. 45. N 2/3. P. 89–102.
11. Hocking W. K. // *Radio Science*. 1985. V. 20. N 6. P. 1403–1422.
12. Brewster K. A. and Zrnic D. S. // *J. Atmos. Oceanic Technol.* 1986. V. 3. P. 440–452.
13. Cohn S. A. // *J. Atmos. Oceanic Technol.* 1995. V. 12. P. 85–95.
14. Eymard L. and Weill A. // *J. Applied. Meteorology*. 1982. V. 21. N 12. P. 1891–1906.
15. Köpp F., Schwiesow R. L. and Werner Ch. // *J. Climate Appl. Meteorol.* 1984. V. 3. N 1. P. 148–151.
16. Hawley J. G. et al. // *Applied Optics*. 1983. V. 32. P. 4557–4568.
17. Keeler R. J. et al. // *J. Atmos. Oceanic Technol.* 1987. V. 4. P. 113–127.
18. Anceller G. M., Menzies R. I. and Grant W. B. // *J. Atmos. Oceanic Technol.* 1989. V. 6. N 1. P. 50–58.
19. Gal-Chen T., Mei Xu and Eberhard W. L. // *J. Geophys. Res.* 1992. V. 97. ND17. P. 18409–18423.
20. Köpp F. et al. // *Contribution to Atmospheric Physics*. 1994. V. 67. N 4. P. 269–286.
21. Gordienko V. M. et al. // *Optical Engineering*. 1994. V. 33. N 10. P. 3206–3213.
22. Frehlich R. G., Hannon S. M. and Henderson S. W. // *J. Atmos. Oceanic Technol.* 1994. V. 11. N 6. P. 1517–1528.
23. Hannon S. M., Thomson J. A., Henderson S. W. and Huffaker R. M. // *Air Traffic Control Technologies. Proc. SPIE*. 1995. V. 2464. P. 94–102.
24. Banakh V. A., Werner Ch., Köpp F., Smalikhov I. N. // *Atmospheric Propagation and Remote Sensing. Proc. SPIE*. 1993. V. 1968. P. 483–493.
25. Banakh V. A., Werner Ch., Köpp F., Smalikhov I. N. // *Appl. Optics*. 1995. V. 34. P. 2055–2067.
26. Смалихо И. Н. // *Оптика атмосферы и океана*. 1995. Т. 8. N 10. С. 1457–1466.
27. Банах В. А., Вернер Х., Керкис Н. Н., Копп Ф., Смалихо И. Н. // *Оптика атмосферы и океана*. 1995. Т. 8. N 12. С. 1726–1732.
28. Banakh V. A., Kerkis N. N., Smalikhov I. N., Köpp F., Werner Ch. // *Coherent Laser Radar. Technical Digest Series*. 1995. V. 19. P. 116–119.
29. Банах В. А., Вернер Х., Копп Ф., Смалихо И. Н. // *Оптика атмосферы и океана*. 1996. Т. 9. N 10. С. 1336–1344.
30. Sonnenschein C. M. and Horridan F. A. // *Appl. Opt.* 1971. V. 10. N 7. P. 1600–1604.
31. Банах В. А., Вернер Х., Копп Ф., Смалихо И. Н. // *Оптика атмосферы и океана*. 1997. Т. 10. N 3. С. 322–332.
32. Волковицкая З. И., Иванов В. П. // *Изв. АН СССР. Сер. ФАО*. 1970. Т. 6. N 5. С. 435–444.

Институт оптики атмосферы СО РАН,
Томск

Поступила в редакцию
9 января 1997 г.

V. A. Banakh, I. N. Smalikhov. **Lidar Sounding of Turbulent Energy Dissipation Rate.**

The methods of the turbulent energy dissipation rate sounding by CW Doppler lidar are treated in the paper based on the information on the measured characteristic obtained from: a) Doppler spectrum width; b) temporal structural function and temporal spectra of the measured rate fluctuations; c) spatial structural function of the rate computed using the lidar data derived from laser beam conical scanning about vertical axis. The possibility of the methods application to retrieving the altitude profiles of the rate dissipation in the boundary atmospheric layer are analyzed. The results of the profiles retrieved by different methods are compared as well as these with the available data of direct measurements.