

В.А. Банах, Х. Вернер, Н.П. Криволицкий, И.Н. Смалихо

КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РАБОТЫ НЕПРЕРЫВНОГО ДОПЛЕРОВСКОГО ВЕТРОВОГО ЛИДАРА В ТУРБУЛЕНТНОЙ АТМОСФЕРЕ

Институт оптики атмосферы СО РАН, г. Томск

Поступила в редакцию 5.08.99 г.

Дано описание алгоритмов, имитирующих работу доплеровского непрерывного ветрового лидара в турбулентной атмосфере, реализованных на языке LabView. Разработанные компьютерные программы включают блоки, моделирующие атмосферную турбулентность, лидарный сигнал и обработку сигнала с целью извлечения информации о среднем ветре и его турбулентных характеристиках. Разработанный комплекс программ представляет собой виртуальный инструмент, который позволяет осуществлять эффективное статистически обоснованное планирование экспериментов по зондированию турбулентного поля ветра при различных состояниях пограничного слоя атмосферы.

1. Введение

Разработанные к настоящему времени непрерывные доплеровские лидары предназначены прежде всего для изучения динамических процессов, происходящих в пограничном слое атмосферы [1–6]. Такие системы, имеющие сканирующее устройство для изменения направления распространения зондирующего пучка, позволяют измерять три компоненты вектора скорости ветра на различных высотах и затем восстанавливать высотные профили средней скорости. Результаты теоретических и экспериментальных исследований [5–7] составили основу для разработки оптимальной процедуры восстановления высотных профилей средней скорости ветра, учитывающей состояние пограничного слоя атмосферы.

Наряду с измерением средней скорости непрерывный доплеровский лидар может использоваться для измерения параметров динамической турбулентности, таких как скорость диссипации турбулентной энергии, дисперсия скорости ветра, внешний масштаб турбулентности и вертикальный турбулентный поток количества движения. Описание методов измерения этих турбулентных параметров с помощью сканирующего непрерывного доплеровского лидара дано в работах [8–11], где также приведены примеры восстановления высотных профилей турбулентности из данных эксперимента. Однако вопросы точности доплеровских лидарных измерений параметров турбулентности и выбора оптимальной процедуры зондирования (геометрии и времени измерения) в зависимости от термодинамического состояния пограничного слоя атмосферы до сих пор остаются не проработанными. Проведение сравнительных экспериментов с использованием датчиков на метеорологической мачте, очевидно, возможно лишь для нижней части пограничного слоя, определяемой высотой мачты.

В настоящей статье для исследования точности измерения параметров атмосферной турбулентности в пограничном слое атмосферы предлагается метод, основанный на численном моделировании работы доплеровского лидара. Высотные профили искомых параметров задаются и осуществляется моделирование случайных реализаций измеряемых лидаром данных. Затем эти данные обрабатываются и рассчитывается дисперсия отклонений оценива-

емых величин от заданных в численном эксперименте исходных высотных профилей моделируемых параметров.

2. Алгоритм моделирования

На рис. 1 показана геометрия конического сканирования лазерным пучком при измерениях непрерывным доплеровским лидаром. Пучок, наклоненный к горизонтальной плоскости $\{x, y\}$ под углом θ , вращается вокруг вертикальной оси z с угловой скоростью ω_0 . Через θ обозначен азимутальный угол сканирования в момент времени t , т.е. $\theta = \omega_0 t$. Путем фокусировки пучка на расстояние R формируется зондируемый объем, центр которого находится на высоте $h \approx R \sin \theta$.

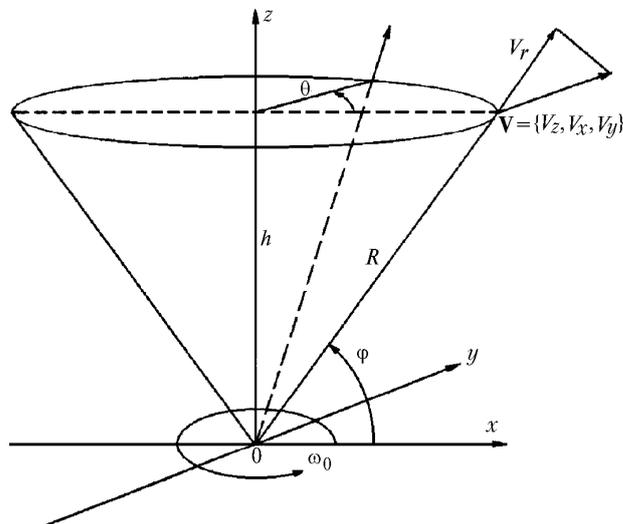


Рис. 1. Схема геометрии лидара с коническим сканированием

Из одиночного измерения в момент времени $t = \theta/\omega_0$ можно оценить лишь радиальную составляющую вектора скорости ветра $V_r(z', \theta)$, которая связана с компонентами вектора скорости $\mathbf{V}(\mathbf{r}, t) = \{V_z, V_x, V_y\}$ в фиксированной точке $\mathbf{r} = \{z, x, y\}$ в момент времени t соотношением

$$V_r(z', \theta) = \mathbf{sV}(z' \mathbf{s}, \theta/\omega_0), \quad (1)$$

где $z' = |\mathbf{r}|$ – расстояние от лидара до точки наблюдения; $\mathbf{s} = \{\sin\varphi, \cos\varphi\cos\theta, \cos\varphi\sin\theta\}$.

Во время сканирования последовательно за равные промежутки времени t_0 измеряются доплеровские спектры мощности регистрируемого сигнала $W(f, mt_0)$, где f – частота; $m = 1, 2, 3, \dots$ – номер спектра. Оценку одного такого спектра получают в результате усреднения отдельных (несглаженных) спектров, измеряемых за время $t_s = 1/\Delta f$, где Δf – разрешение по частоте. Для уменьшения уровня флуктуаций оцениваемой величины спектра, вызванных как случайными вариациями поля рассеянной волны, так и системными шумами, используют, как правило, от ста до тысячи таких усреднений. Например, при $\Delta f = 20$ кГц и числе усреднений $N_a = 1000$ время измерения одного спектра $t_0 = N_a/\Delta f = 50$ мс.

С учетом соотношения Доплера $\Delta f = (2/\lambda)\Delta V$, где ΔV – разрешение по скорости; λ – длина волны, доплеровский спектр представим в виде

$$W(k\Delta V, m\Delta\theta) = W_s(k\Delta V, m\Delta\theta) + W_n(k\Delta V, m\Delta\theta), \quad (2)$$

где $k = 0, 1, 2, \dots$ – номер спектрального канала; $\Delta\theta = \omega_0 t_0$ – разрешение по азимутальному углу. Первое слагаемое в (2) представляет собой спектр мощности регистрируемого сигнала, полностью усредненный по его флуктуациям при неизменном распределении скоростей движения рассеивающих частиц в зондируемом объеме («замороженная турбулентность»). Второе слагаемое представляет собой флуктуации оцениваемого спектра, уровень которых определяется отношением сигнал-шум и временем измерения спектра t_0 .

Когда в зондируемом объеме находится достаточно много эффективно рассеивающих частиц, влиянием второго слагаемого в (2) на величину оцениваемой скорости можно пренебречь. С учетом того что такая ситуация при измерениях в пограничном слое реализуется довольно часто, ниже будут представлены результаты моделирования, относящиеся к случаю, когда оцениваемый спектр мощности сигнала совпадает с $W_s(k\Delta V, m\Delta\theta)$. На основании результатов работы [12] спектр $W_s(k\Delta V, m\Delta\theta)$ записывается в виде

$$W_s(k\Delta V, m\Delta\theta) = \frac{\Delta r}{\Delta V} \sum_{i=0}^{M'-1} Q_s(\Delta r i) \sin^2 \left\{ \pi \left(k - \frac{|V_r(\Delta r i, m\Delta\theta)|}{\Delta V} \right) \right\}, \quad (3)$$

где Δr – разрешение вдоль оптической оси z' ;

$$Q_s(\Delta r i) = \{(\pi k_0 a_0^2) \left((1 - z'/R)^2 + (\Delta r i)^2 / (k_0 a_0^2) \right)\}^{-1}$$

– весовая функция, характеризующая вклад каждого из M' отрезков трассы протяженностью Δr в нормированную мощность сигнала ($\Delta r \sum_{i=0}^{M'-1} Q_s(\Delta r i) = 1$); a_0 – начальный ради-

ус лазерного пучка в плоскости $z' = 0$, $k_0 = 2\pi/\lambda$, $\text{sinc}(x) = \sin(x)/x$, $k = 0, 1, \dots, M_D - 1$ (M_D – число спектральных каналов); $m = 1, 2, \dots, M_s$ (M_s – число измеренных спектров). Для рассматриваемого здесь случая совпадения частот опорного и зондирующего пучков (гомодинная лидарная система) необходимо в (3) радиальную скорость $V_r(\Delta r i, m\Delta\theta)$ брать по модулю.

Для оценивания скорости $V_D(m\Delta\theta)$ из доплеровского спектра $W_s(k\Delta V, m\Delta\theta)$ воспользуемся следующим соотношением:

$$V_D(m\Delta\theta) = \Delta V \left[k_{\max} + \sum_{k=-k_1}^{k_1} k W_s((k_{\max} + k)\Delta V, m\Delta\theta) / \hat{S} \right], \quad (4)$$

где k_{\max} – номер спектрального канала, соответствующий максимуму в спектральном распределении; $[\Delta V(k_{\max} - k_1), \Delta V(k_{\max} + k_1)]$ – интервал скоростей, в пределах которого оценивается величина V_D ;

$$\hat{S} = \sum_{k=-k_1}^{k_1} W_s((k_{\max} + k)\Delta V, m\Delta\theta). \text{ Очевидно, что введенный}$$

здесь индекс k_1 должен удовлетворять следующим условиям:

$$k_1 \leq k_{\max}, \quad (5)$$

$$k_{\max} + k_1 \leq M_D - 1. \quad (6)$$

Для выбора k_1 введем понятие эффективной ширины спектра σ_s (в единицах скорости), определяемой, например, по спадаанию спектра $W_s(k\Delta V)$ до уровня $W_s(k\Delta V)/2$ при отходе от максимума спектра или как второй центральный момент скорости [11]. Далее потребуем выполнения условий:

$$\sigma_s \ll k_{\max} \Delta V, \quad (7)$$

$$\sigma_s \ll (M_D - 1 - k_{\max})\Delta V; \quad (8)$$

$$\Delta V \ll \sigma_s \quad (9)$$

и

$$\sigma_s \ll k_1 \Delta V. \quad (10)$$

Условия (5)–(10) позволяют после подстановки (3) в (4), перехода от суммирования по k к интегрированию по скорости V ($\Delta V k \rightarrow V$) и замене $\text{sinc}^2(\pi(V - |V_r|)/\Delta V)$ на $\Delta V \delta(V - |V_r|)$, где $\delta(x)$ – дельта-функция, получить следующее выражение:

$$V_D(m\Delta\theta) = \Delta r \sum_{i=0}^{M'-1} Q_s(\Delta r i) |V_r(\Delta r i, m\Delta\theta)|. \quad (11)$$

Для корректной оценки скорости V_D из данных натурального эксперимента необходима дополнительная априорная информация о направлении ветра. При численном моделировании мы сами выбираем направление ветра и поэтому в (11) знак модуля величины V_r можем опустить. Далее предположим, что выбранный шаг Δr разбиения вдоль оптической оси z' удовлетворяет условиям: $\Delta r \ll \Delta z$, где $\Delta z = (\lambda/2)(R/a_0)^2$ – эффективный продольный размер зондируемого объема [11], и $M'\Delta r > 2R$. Тогда суммирование в (11) можно заменить на интегрирование. В результате имеем

$$V_D(m\Delta\theta) = \int_0^{\infty} dz' Q_s(z') V_r(z', m\Delta\theta). \quad (12)$$

Таким образом, при выполнении условий (5)–(10) оцениваемая из данных численного моделирования скорость будет представлять собой усредненную по зондируемому объему радиальную составляющую скорости ветра.

При коническом сканировании происходит смена направления ветра относительно проекции зондирующего пучка на горизонтальную плоскость и, соответственно, радиальная скорость ветра в какой-то момент меняет свой знак. Очевидно, что при определенных азимутальных углах $m\Delta\theta$, когда V_r близка к нулю, условия (7) и (10) не могут быть выполнены. Для таких углов можно либо осуществлять более грубую оценку радиальной скорости ветра путем задания в (4) $k_1 \leq k_{\max}$, но при этом, как правило, возникает проблема определения знака для V_D , либо вообще исключить такие «спорные» оценки из массива данных, предназначенных для дальнейшей обработки с целью определения требуемых параметров.

В соответствии с (3) для получения доплеровских спектров при различных азимутальных углах $\theta = m\Delta\theta$ необходимо моделировать случайные реализации радиальной скорости ветра $V_r(z', \theta)$, которая связана с тремя компонентами вектора скорости ветра $\mathbf{V}(\mathbf{r}, t)$ по формуле (1). Моделирование трехмерного случайного поля для трех компонент скорости с требуемым пространственным разрешением на современных персональных компьютерах невозможно из-за ограниченности объема оперативной памяти и быстродействия. Поэтому использовался упрощенный алгоритм моделирования радиальной скорости ветра.

Представим $V_r(\Delta r_i, m\Delta\theta)$, с учетом (11), (12), в виде

$$V_r(\Delta r_i, m\Delta\theta) = V_D(m\Delta\theta) + \Delta V_r(\Delta r_i), \quad (13)$$

где

$$\Delta V_r(\Delta r_i) = \tilde{V}_r(R_m + \Delta r_i) - \Delta r \sum_{i=0}^{M'-1} Q_s(\Delta r_i) \tilde{V}_r(R_m + \Delta r_i); \quad (14)$$

$\tilde{V}_r = V_r - \langle V_r \rangle$ – флуктуации радиальной скорости ветра; $R_m = \Delta r N_m$, $N_m = [2R \cos \varphi (m-1) \Delta\theta / \Delta r]$. Флуктуации скорости V_D определяются, в основном, турбулентными вихрями с размерами $l > \Delta z$, а ΔV_r – мелкомасштабной турбулентностью ($l < \Delta z$). Это позволяет рассматривать случайные процессы V_D и \tilde{V}_r как независимые и моделировать их по отдельности.

Скорость $V_D(m\Delta\theta)$ моделировалась в области азимутальных углов θ с использованием выражения для корреляционной функции $B_D(\theta_m, \theta_l) = \langle \tilde{V}_D(\theta_m) \tilde{V}_D(\theta_l) \rangle$, где $\tilde{V}_D = V_D - \langle V_D \rangle$, найденного в предположении о стационарности, горизонтальной однородности и изотропности поля скорости ветра и «замороженности» турбулентных неоднородностей [13]:

$$B_D(\theta_m, \theta_l) = \int_0^\infty \int_0^\infty dz' dz'' Q_s(z') Q_s(z'') \times \\ \times \sum_{i=1}^3 \sum_{k=1}^3 S_i(\theta_m) S_k(\theta_l) B_{ik}(z' \mathbf{S}(\theta_m) - z'' \mathbf{S}(\theta_l) + \langle \mathbf{V} \rangle (\theta_m - \theta_l) / \omega_0), \quad (15)$$

где $S_1 = \sin \varphi$, $S_2 = \cos \varphi \cos \theta$, $S_3 = \cos \varphi \sin \theta$; $B_{ik}(\mathbf{r}) = \langle \tilde{V}_i(\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}) \tilde{V}_k(\mathbf{r}_1) \rangle$ – пространственный корреляционный тензор флуктуаций скорости ветра; $\tilde{V}_1 \equiv \tilde{V}_z$, $\tilde{V}_2 \equiv \tilde{V}_x$, $\tilde{V}_3 \equiv \tilde{V}_y$.

В случае изотропного соленоидального поля скоростей для $B_{ik}(\mathbf{r})$ имеем [13]:

$$B_{ik}(\mathbf{r}) = B_V(r) \delta_{ik} + \frac{r}{2} \frac{dB_V(r)}{dr} \left(\delta_{ik} - \frac{r_i r_k}{r^2} \right), \quad (16)$$

где $B_V(r)$ – продольная корреляционная функция скорости ветра; $r = |\mathbf{r}|$; δ_{ik} – символ Кронеккера. В качестве модели $B_V(r)$ использовалось простое выражение

$$B_V(r) = \sigma_V^2 \exp[-1,21(r/L_V)^{2/3}], \quad (17)$$

где $\sigma_V^2 = B_V(0)$ – дисперсия; $L_V = \int_0^\infty dr B_V(r) / \sigma_V^2$ – интегральный масштаб корреляции флуктуаций скорости ветра (внешний масштаб турбулентности). Так как в инерционном интервале турбулентности ($r \ll L_V$) структурная функция скорости $D_V(r) = 2[\sigma_V^2 - B_V(r)]$ определяется выражением [13]:

$$D_V(r) = C_k \varepsilon^{2/3} r^{2/3}, \quad (18)$$

где $C_k \approx 2$ – постоянная Колмогорова; ε – скорость диссипации турбулентной энергии, то из (17) и (18) нетрудно найти связь между σ_V , L_V и ε :

$$\varepsilon = \left(\frac{2 \cdot 1,21}{C_k} \right)^{3/2} \frac{\sigma_V^3}{L_V}. \quad (19)$$

Случайные реализации $V_D(m\Delta\theta)$ моделировались методом линейного преобразования [14]:

$$V_D(m\Delta\theta) = \langle V_D(m\Delta\theta) \rangle + \sum_{m'=1}^m a_{mm'} \xi_{m'}, \quad (20)$$

где элементы матрицы $a_{mm'}$ связаны с элементами корреляционной матрицы $B_D(m\Delta\theta, l\Delta\theta)$ соотношением

$$B_D(m\Delta\theta, l\Delta\theta) = \sum_{m'=1}^m a_{mm'} a_{lm'}. \quad (21)$$

В (20) ξ_m – псевдослучайная величина, распределенная по нормальному закону с нулевым средним и единичной дисперсией, и $\langle \xi_m \xi_{m'} \rangle = \delta_{mm'}$.

Для моделирования случайных реализаций радиальной скорости $\tilde{V}_r(i\Delta r)$ нами также использовалась модель (17), но в отличие от $V_D(m\Delta\theta)$, для которой $B_D(\theta_m, \theta_l)$ не является функцией разности двух аргументов, здесь мы имеем возможность воспользоваться более эффективным алгоритмом. После численных расчетов спектра

$$S_V(\chi) = \int_0^\infty dr B_V(r) e^{-2\pi i \chi r} \quad (22)$$

реализации $\tilde{V}_r(i\Delta r)$ моделировались в спектральной области с помощью быстрого преобразования Фурье:

$$\tilde{V}_r(i\Delta r) = \text{Re} \left\{ \sum_{k=0}^{N-1} \xi_k \left[\frac{1}{2N\Delta r} S_V \left(\frac{k}{N\Delta r} \right) \right]^{1/2} \exp \left(2\pi i \frac{k l}{N} \right) \right\}, \quad (23)$$

где ξ_k – комплексная псевдослучайная величина, распределенная по нормальному закону и удовлетворяющая следующим свойствам: $\langle \xi_k \xi_{k'} \rangle = 0$, $\langle \xi_k \xi_{k'}^* \rangle = \delta_{kk'}$. В (23) $S_V(k)$ должна быть симметрична относительно частоты Найквиста: $S_V(k) = S_V(N - k)$.

3. Результаты моделирования

При моделировании доплеровских спектров задавались следующие параметры лидара: длина волны

$\lambda = 10,6$ мкм, начальный радиус зондирующего пучка $a_0 = 7,5$ см. На рис. 2 представлены примеры моделирования доплеровских спектров $W_s(V)$ при $\langle V_r \rangle = 10$ м/с и различных R , σ_V и L_V . Видно, что увеличение R или σ_V , а также уменьшение L_V приводят к уширению спектра. Штриховыми линиями показаны оценки скорости с использованием (4). Чем больше асимметрия в спектральном распределении, тем больше такая оценка отличается от $\Delta V k_{\max}$.

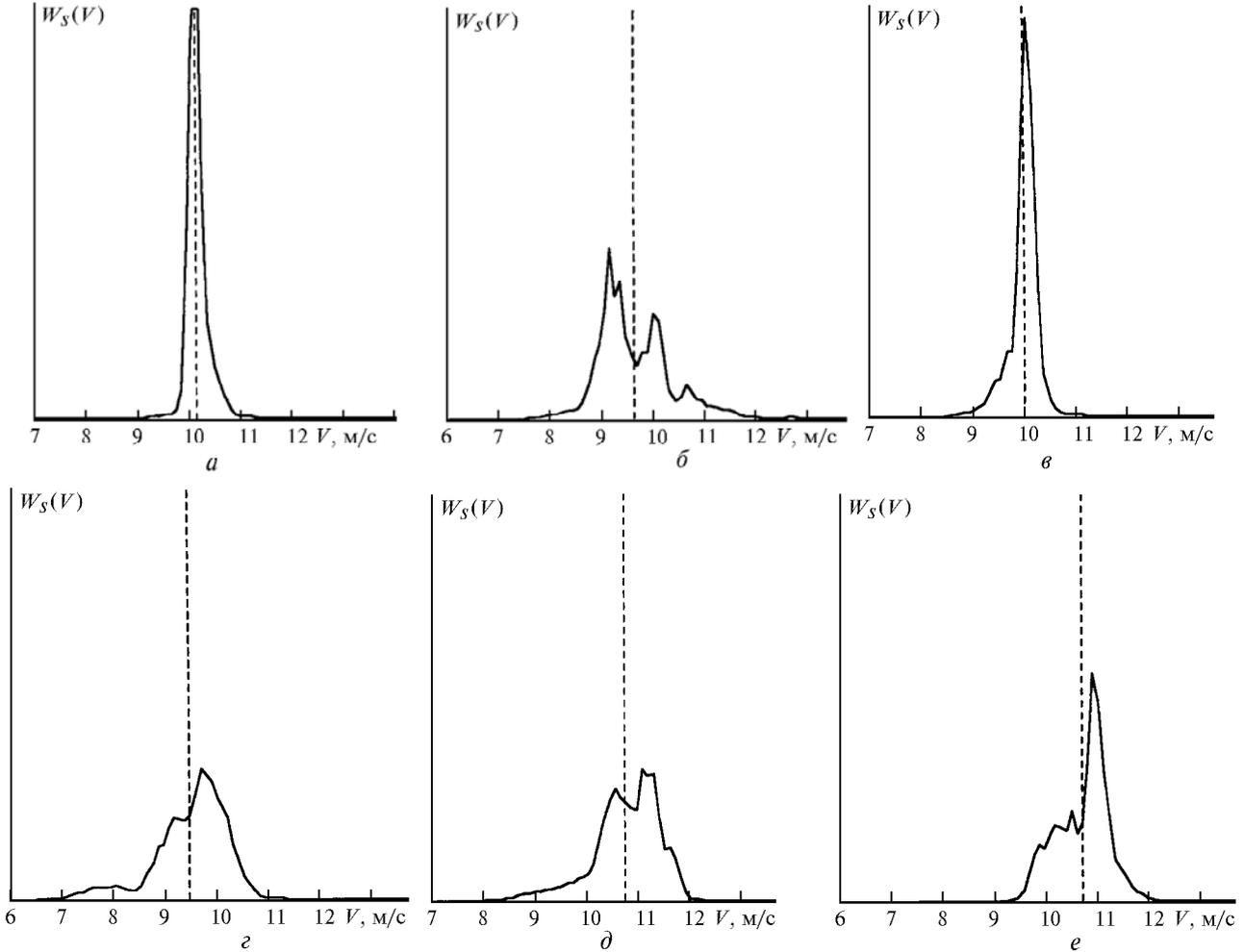


Рис. 2. Примеры моделирования доплеровских спектров $W_s(V)$ при $\langle V_r \rangle = 10$ м/с и $\sigma_V = 0,5$ м/с, $L_V = 100$ м, $R = 100$ м (а); $\sigma_V = 1,5$ м/с, $L_V = 100$ м, $R = 100$ м (б); $R = 50$ м, $\sigma_V = 1$ м/с, $L_V = 100$ м (в); $R = 500$ м, $\sigma_V = 1$ м/с, $L_V = 100$ м (г); $L_V = 300$ м, $\sigma_V = 1$ м/с, $R = 200$ м (д); $L_V = 300$ м, $\sigma_V = 1$ м/с, $R = 200$ м (е)

После получения оценок скорости при различных азимутальных углах за одно полное сканирование найденные значения подгонялись, в соответствии с (1), методом наименьших квадратов к зависимости

$$\hat{V}_r(m\Delta\theta) = \sin\varphi \hat{V}_z + \cos\varphi [\cos(m\Delta\theta) \hat{V}_x + \sin(m\Delta\theta) \hat{V}_y],$$

откуда определялись оценки для трех компонент вектора скорости ветра $\hat{V} = \{\hat{V}_z, \hat{V}_x, \hat{V}_y\}$.

Моделирование работы сканирующего лидара осуществлялось при условии, что один полный оборот пучком вокруг вертикальной оси происходит за время $T = 7$ с, а время измерения одного доплеровского спектра $t_0 = 50$ мс.

Тогда число моделируемых спектров $N_{sp} = T/t_0 = 140$, а разрешение по азимутальному углу $\Delta\theta = \omega_0 t_0 = 2\pi t_0/T \approx 2,57^\circ$. Спектры $W_s(V)$, положения максимумов которых попадали в диапазон $\Delta V k_{\max} < 1$ м/с, отбрасывались, и поэтому число получаемых оценок скорости $N_V < N_{sp}$. Очевидно, что чем меньше средняя скорость ветра или чем больше угол φ , тем меньше N_V .

На рис. 3 приведен пример зависимости $V_D(m\Delta\theta)$, полученной из данных моделирования доплеровских спектров. В виде штриховой кривой показана зависимость $\hat{V}_r(m\Delta\theta)$, а сплошной – $\langle \hat{V}_r(m\Delta\theta) \rangle$. Здесь же даны значения компонент векторов $\langle V \rangle$ и \hat{V} .

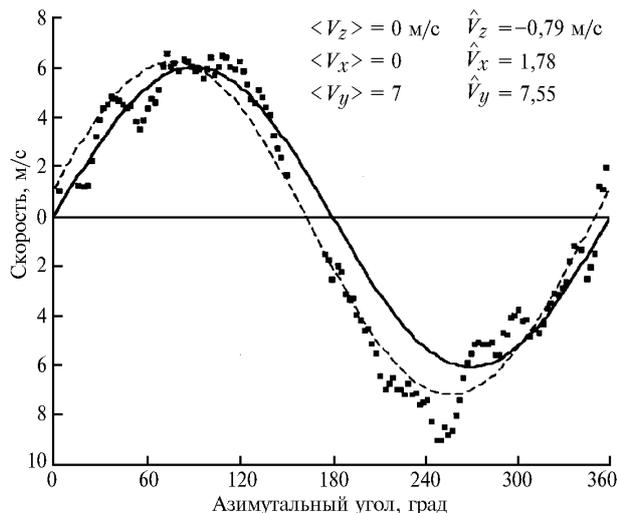


Рис. 3. Пример оценивания из данных моделирования доплеровских спектров величин $V_D(m\Delta\theta)$ (точки), $\hat{V}_r(m\Delta\theta)$ (штриховая кривая); сплошная кривая – $\langle V_r(m\Delta\theta) \rangle$

По данным численного моделирования при различном числе сканирований на определенной высоте h определялись скорость диссипации турбулентной энергии ϵ , дисперсия скорости ветра σ_V^2 и внешний масштаб турбулентности L_V . Описание методов определения этих параметров из данных измерений непрерывным доплеровским лидаром дано в работах [8–11]. Здесь отметим лишь то, что ϵ оценивается путем анализа отклонений $V_D(m\Delta\theta) - \hat{V}_r(m\Delta\theta)$, а для получения информации о σ_V^2 дополнительно необходимо знать среднюю ширину доплеровских спектров и дисперсию отклонений отдельной оценки скорости ветра (при одном сканировании) от усредненной по всем сканированиям.

Из полученных оценок ϵ и σ_V по формуле (19) рассчитывается внешний масштаб турбулентности $L_V = c \sigma_V^2 / \epsilon$, где для используемой здесь модели продольной корреляционной функции скорости ветра (17) численный коэффициент $c = (2 \cdot 1,21 / C_k)^{3/2} \approx 1,33$. Например, при использовании модели Кармана [13] $c \approx 0,67$. Таким образом, кроме статистических факторов точность определения внешнего масштаба турбулентности L_V из данных доплеровского лидара будет определяться тем, насколько адекватна реальной ситуации выбранная модель корреляционной функции скорости ветра.

При измерениях в атмосфере непрерывным доплеровским лидаром с целью восстановления высотных профилей турбулентности [9, 10], как правило, последовательно на каждой выбранной высоте (высота задавалась путем изменения R или φ , $h = R \sin \varphi$) производилось одно или несколько непрерывных полных сканирований (не более трех). Затем через определенные промежутки времени $T_m \sim 2 - 5$ мин данная процедура неоднократно повторялась. За время T_m турбулентность успевала существенно измениться, и получаемые оценки турбулентных параметров можно было считать статистически независимыми. По аналогии с натурным экспериментом для фиксированных высот h_i , где $i = 1, 2, \dots, 6$, мы моделировали независимые массивы доплеровских спектров. При этом угол $\varphi = 30^\circ$ был одинаковым для всех высот. Каждый из массивов соответствовал набору спектров, измеряемых за одно полное сканирование.

В качестве восстанавливаемых использовались высотные профили средней скорости ветра $U(h)$, скорость диссипации турбулентной энергии $\epsilon(h)$, дисперсии скорости ветра $\sigma_V^2(h)$ и внешнего масштаба турбулентности $L_V(h)$, рассчитанные в соответствии с моделями [6] (таблица).

№ кривой (рис. 6, 7)	h , м	U , м/с	σ_V , м/с	L_V , м	ϵ , $\text{м}^2/\text{с}^3$
1	50	6,90	1,23	133	0,018
2	100	7,77	1,20	200	0,011
3	200	8,63	1,15	266	0,0077
4	300	9,14	1,11	300	0,0060
5	400	9,50	1,07	320	0,0050
6	500	9,78	1,02	333	0,0043

На рис. 4 показаны примеры восстановления высотных профилей скорости диссипации турбулентной энергии из данных численного моделирования при пяти сканированиях на каждом уровне h_i . Жирная кривая – профиль $\epsilon(h_i)$, приведенный в таблице. Видно, что оценки скорости диссипации $\hat{\epsilon}(h_i)$ сосредоточены вокруг исходного профиля $\epsilon(h_i)$, т.е. нет явно выраженного регулярного смещения оценок $\hat{\epsilon}(h_i)$.

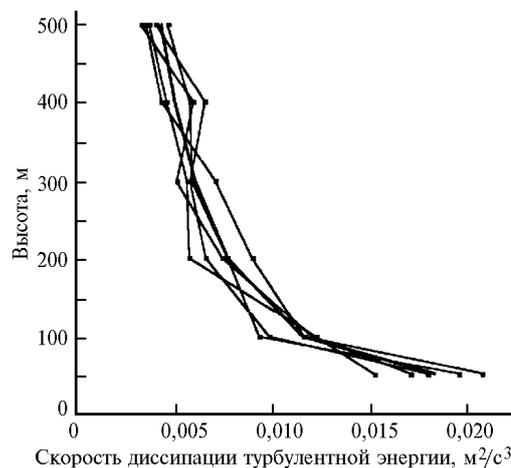


Рис. 4. Примеры восстановления высотных профилей скорости диссипации турбулентной энергии из данных моделирования при 5 сканированиях. Жирная кривая – исходный (восстанавливаемый) профиль скорости диссипации $\epsilon(h)$

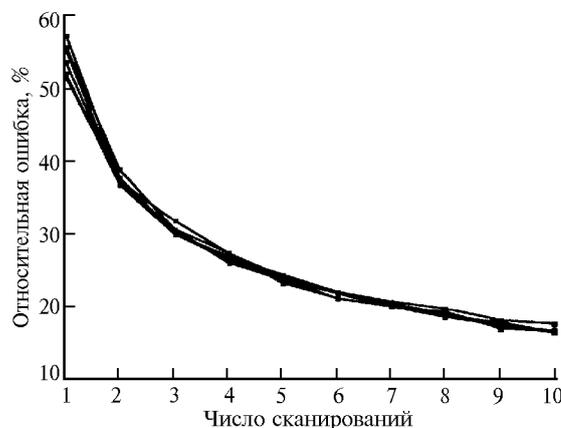


Рис. 5. Зависимость относительной ошибки оценивания скорости диссипации турбулентной энергии от числа сканирований

Для расчета относительной ошибки оценки скорости диссипации турбулентной энергии $\sigma_\varepsilon = [(\hat{\varepsilon} - \varepsilon)^2]^{1/2}/\varepsilon$ использовались 1000 независимых оценок $\hat{\varepsilon}$, получаемых из данных численного моделирования. На рис. 5 представлены зависимости относительной ошибки σ_ε от числа сканирований N для высот h_i , указанных в таблице. Видно, что значения σ_ε для разных высот слабо отличаются друг от друга и с увеличением N (объема обрабатываемых данных) уменьшаются до уровня $\sim 18\%$ при $N = 10$.

На рис. 6 показаны результаты расчетов относительной ошибки оценивания дисперсии скорости ветра $\sigma_{\sigma_V^2} = [(\hat{\sigma}_V^2 - \sigma_V^2)^2]^{1/2}/\sigma_V^2$. Нумерация кривых соответствует номеру высоты зондирования h_i в таблице. В отличие от σ_ε значения ошибки $\sigma_{\sigma_V^2}$ оказываются различными на разных высотах. Чем меньше высота h_i , тем больше относительная ошибка оценки дисперсии скорости ветра. Такое поведение $\sigma_{\sigma_V^2}$ можно понять, если учесть, что одним из слагаемых в формуле для оценки дисперсии $\hat{\sigma}_V^2$ является средний квадрат ширины доплеровского спектра [9, 10]. Чем больше высота h при фиксированном угле φ , тем больше продольный размер зондируемого объема Δz и, следовательно, тем более крупные турбулентные вихри будут вносить вклад в уширение доплеровского спектра, так что он становится более информативным в отношении случайных вариаций скорости ветра в зондируемом объеме (ср. рис. 2, в и г). Из рис. 6 следует, что при числе сканирования $N = 10$ величина $\sigma_{\sigma_V^2}$ находится в пределах 17–25%.

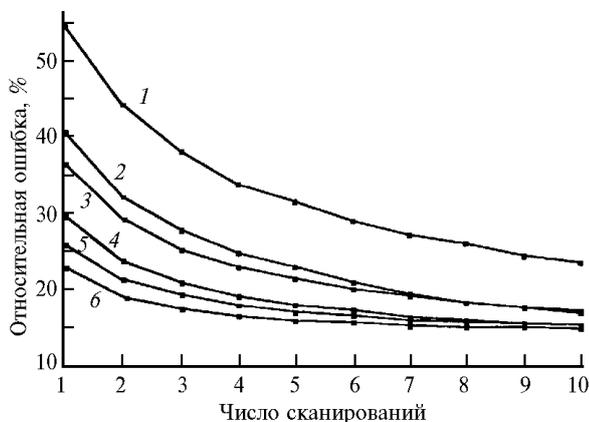


Рис. 6. Зависимость относительной ошибки оценивания дисперсии скорости ветра от числа сканирований. Нумерация кривых соответствует высотам, приведенным в таблице

Значения $\hat{\sigma}_V$ и $\hat{\varepsilon}$ позволяют найти оценку внешнего масштаба турбулентности по формуле $\hat{L}_V = 1,33 \hat{\sigma}_V^3 / \hat{\varepsilon}$. На рис. 7 показана относительная ошибка оценивания внешнего масштаба турбулентности $\sigma_{L_V} = [(\hat{L}_V - L_V)^2]^{1/2}/L_V$ на различных высотах h_i . Нумерация кривых соответствует обозначениям на рис. 6. Очевидно, что погрешность оценки \hat{L}_V обусловлена случайными вариациями $\hat{\sigma}_V$ и $\hat{\varepsilon}$, поэтому ошибка σ_{L_V} превышает соответствующие значения σ_ε и $\sigma_{\sigma_V^2}$ (ср. рис. 7, 5 и 6). При $N = 10$ величина σ_{L_V} находится в пределах ~ 20 –40%.

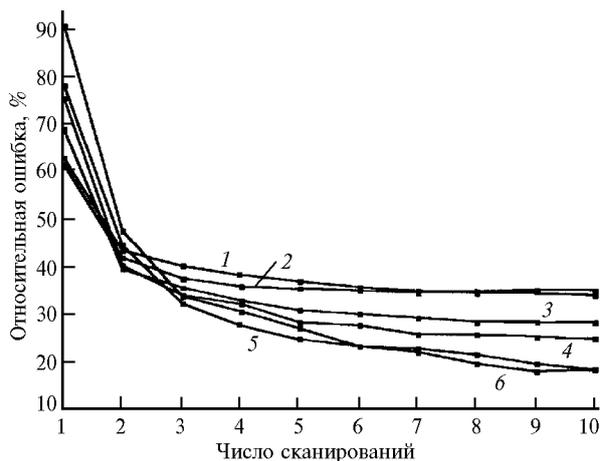


Рис. 7. Зависимость относительной ошибки оценивания внешнего масштаба турбулентности от числа сканирований. Нумерация кривых соответствует высотам, приведенным в таблице

4. Заключение

В настоящей статье дан алгоритм моделирования спектров, измеряемых непрерывным доплеровским лидаром при коническом сканировании зондирующим пучком. На основе разработанных в [8–11] методов лидарного измерения параметров атмосферной турбулентности построены алгоритмы оценивания скорости диссипации турбулентной энергии, дисперсии флуктуаций скорости ветра и внешнего масштаба турбулентности из моделируемых лидарных данных.

Проведен анализ точности восстановления заданных в соответствии с [6] высотных профилей турбулентных параметров. Величина рассчитанных из моделируемых данных ошибок определения турбулентных параметров согласуется с оценками таких погрешностей в натурном эксперименте. В частности, как показано в [15], при использовании 10 сканирований погрешность измерения скорости диссипации в случае температурной стратификации атмосферного воздуха, близкой к нейтральной, составляет примерно 20%.

Разработанный алгоритм расчета доплеровских спектров и созданные компьютерные программы на языке LabView, по сути, составляют виртуальный инструмент, имитирующий работу непрерывного доплеровского сканирующего лидара, который позволяет осуществлять статистическое планирование экспериментов по зондированию турбулентного поля ветра при различных состояниях пограничного слоя атмосферы.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 98-05-03131).

1. Lawrence T.R., Wilson D.J., Craver C.E., Jones I.P., Huffaker R.M., and Thomson J.A. // Rev. Sci. Instrum. 1972. V. 43. P. 512–518.
2. Kopp F., Schwiesow R.L., and Werner Ch. // J. Climate Appl. Meteorol. 1984. V. 3. N 1. P. 148–151.
3. Gordienko V.M., Kormakov A.A., Kosovsky L.A., Kurichkin N.N., Pogosov G.A., Priezhev A.V., and Putivskii Y.Y. // Optical Engineering. 1994. V. 33. N 10. P. 3206–3213.
4. Ancellet G.M., Menzies R.I. and Grant W.B. // J. Atmos. Oceanic Technol. 1989. V. 6. N 1. P. 50–58.
5. Kopp F., Werner Ch., Haring R., Banakh V.A., Smalikhov I.N., and Kambezidis H. // Contributions to Atmospheric Physics. 1994. V. 67. N 4. P. 269–286.

6. *Banakh V.A., Smalikho I.N., Kopp F. and Werner Ch. //Appl. Optics. 1995. V. 34. N 12. P. 2055–2067.*
7. *Банах В.А., Вернер Х., Копп Ф., Смалихо И.Н. //Оптика атмосферы и океана. 1993. Т.6. № 11. С. 1376–1389.*
8. *Банах В.А., Вернер Х., Копп Ф., Смалихо И.Н. //Оптика атмосферы и океана. 1996. Т. 9. № 10. С. 1336–1344.*
9. *Банах В.А., Вернер Х., Копп Ф., Криволицкий Н.П., Смалихо И.Н. //IV Симпозиум «Оптика атмосферы и океана»: Тезисы докл. Томск, 1997. С. 163–164.*
10. *Banakh V.A., Krivolutskii N.P., Smalikho I.N., Kopp F., and Werner Ch. //19 International Laser Radar Conference, Hampton. 1998. P.727–729.*
11. *Банах В.А., Смалихо И.Н. // Оптика атмосферы и океана. 1997. Т. 10. № 4–5. С. 473–484.*
12. *Смалихо И.Н. //Оптика атмосферы и океана. 1995. Т. 8. № 10. С. 1457–1466.*
13. *Ламли Дж., Пановский Г. Структура атмосферной турбулентности. М.: Мир, 1967. 264 с.*
14. *Быков В.В. Цифровое моделирование в статистической радиофизике. М.: Сов. радио, 1971. 326 с.*
15. *Banakh V.A., Smalikho I.N., Kopp F. and Werner Ch. //J. Atmos. Oceanic Technol. 1999 (to be published).*

V.A. Banakh, Ch. Werner, N.P. Krivolutskii, and I.N. Smalikho. Computer Simulation of cw Doppler Wind Lidar Operation in Turbulent Atmosphere.

The algorithms of simulation of Doppler wind lidar operation in turbulent atmosphere are described in the paper. The algorithms are realized as LabView computer codes which include some parts simulating the atmospheric turbulence, lidar signal and data processing to determine mean wind velocity and wind turbulent characteristics from lidar data. Created LabView code is powerful tool for statistical planning real Doppler lidar experiments on measurement of wind turbulent field under different thermal stability of atmospheric boundary layer.