

Восстановление профилей ветра и структурной характеристики показателя преломления по турбулентным флуктуациям интенсивности лазерного пучка

Д.А. Маракасов, Д.С. Рычков, А.В. Фалиц*

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

Поступила в редакцию 27.12.2007 г.

Рассматривается задача одновременного восстановления профилей структурной характеристики флуктуаций показателя преломления и поперечных компонент вектора скорости ветра. Для режима слабых флуктуаций интенсивности лазерного пучка, распространяющегося в турбулентной атмосфере, разработан алгоритм профилирования из пространственно-временной статистики интенсивности пучка. Представлены результаты численных экспериментов, подтверждающие работоспособность предложенного алгоритма.

Ключевые слова: атмосферная турбулентность, структурная характеристика, профиль ветра, восстановление.

Введение

Задачи измерения скорости ветра и структурной характеристики неоднородностей показателя преломления на основе статистики флуктуаций интенсивности оптической волны в турбулентной атмосфере рассматривались с середины 70-х гг. XX в. Были предложены способы измерения их значений, усредненных по трассе [1], а также значений профиля структурной характеристики из мерцаний звезд на вертикальных и наклонных трассах с разрешением в несколько километров [2].

В последнее время разрабатываются способы оценки профиля структурной характеристики и скорости ветра по пространственно-временной корреляции флуктуаций интенсивности пересекающихся лучей (SCIDAR) [3], позволяющие восстанавливать профили с разрешением в несколько сотен метров. Развиваются способы локализации турбулентных потоков на основе вейвлет-анализа флуктуаций интенсивности просвечивающего излучения [4, 5].

В настоящей статье предлагается метод одновременного восстановления профилей поперечной скорости ветра и структурной характеристики на основе корреляционно-спектрального анализа турбулентных флуктуаций интенсивности лазерного пучка.

Получены соотношения, связывающие пространственно-временные спектры флуктуаций интенсивности со скоростью ветра и структурной характеристикой атмосферной турбулентности в режиме слабых флуктуаций и позволяющие найти их

профили. Представлены результаты замкнутых численных экспериментов, демонстрирующие работоспособность алгоритма профилирования.

1. Основные соотношения

Рассмотрим следующую схему измерений, изображенную на рис. 1. Лазерный источник, находящийся в плоскости $x = 0$, создает оптическую волну с начальным распределением

$$U(0; \rho) = U_0 \exp\left\{-\frac{\rho^2}{2a^2} - \frac{\pi i}{\lambda F} \rho^2\right\}, \quad (1)$$

где $\rho = \{y, z\}$ – вектор, ортогональный оптической оси; a, F – радиус пучка и его фокусное расстояние соответственно; λ – длина волны.

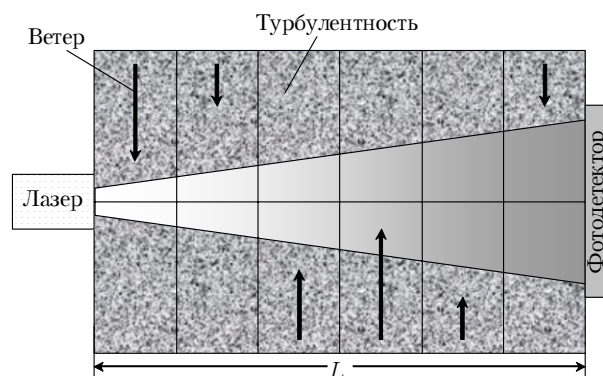


Рис. 1. Схема измерителя профилей структурной характеристики и поперечной скорости ветра

Волна распространяется в турбулентной атмосфере на трассе $0 < x < L$ и регистрируется в плос-

* Дмитрий Анатольевич Маракасов (mda@iao.ru); Дмитрий Сергеевич Рычков (dsr@iao.ru); Андрей Вячеславович Фалиц (falits@iao.ru).

кости $x = L$ матрицей фотоприемников. Получаемые последовательности реализаций двумерных распределений интенсивности с частотой следования $f = 1/\Delta t$ в оцифрованном виде подвергаются затем корреляционно-спектральной обработке.

В режиме слабой оптической турбулентности принимаемая интенсивность $I(\rho, t) = |U(L; \rho, t)|^2$ представляет собой суперпозицию составляющих, движущихся с различными скоростями α . Каждая составляющая порождается неоднородностями показателя преломления, расположенными на участке трассы в окрестности точки x , причем скорость α пропорциональна поперечной компоненте скорости ветра в этой точке $V(x)$. Поэтому, разлагая изображение посредством преобразования Фурье на составляющие с постоянной скоростью поперечного смещения α , мы проводим одновременно и селекцию неоднородностей показателя преломления по их положению на трассе.

Составляющую пространственного спектра интенсивности, соответствующую компоненте изображения, движущейся со скоростью α , определим следующим образом:

$$\tilde{I}_\alpha(\mathbf{q}, \alpha) = \int d\rho dt f(t) \exp[2\pi i \mathbf{q}(\rho - \alpha t)] [I(\rho, t) - \langle I(\rho) \rangle], \quad (2)$$

где угловые скобки обозначают усреднение по ансамблю реализаций; \mathbf{q} — двумерный вектор пространственной частоты; $f(t)$ — фильтрующая функция, равная единице при $t = 0$ и стремящаяся к нулю на бесконечности. Информацию о координате участка трассы, соответствующего данной компоненте изображения, будем искать вычислением спектра флуктуаций интенсивности в этой компоненте:

$$\langle \tilde{I}_\alpha(\mathbf{q}, \alpha)^2 \rangle = \int d\rho_{1,2} dt_{1,2} f(t_1) f^*(t_2) K_I(\rho_1, \rho_2; t_1 - t_2) \times \exp\{2i\pi \mathbf{q}[\rho_1 - \rho_2 - \alpha(t_1 - t_2)]\}, \quad (3)$$

где

$$K_I(\rho_1, \rho_2; t_1 - t_2) = \langle I(\rho_1, t_1) I(\rho_2, t_2) \rangle - \langle I(\rho_1) \rangle \langle I(\rho_2) \rangle$$

— корреляционная функция флуктуаций интенсивности. Основываясь на результатах [6], полученных в приближении малых возмущений, запишем эту функцию в следующем виде:

$$K_I(\rho_1, \rho_2; \tau) = 2k^2 L I_0(\rho_1) I_0(\rho_2) \int_0^1 d\xi C_n^2(L\xi) \int d\mathbf{k} \tilde{\Phi}_n(\mathbf{k}) \times \text{Re} \left\{ \exp \left[i\mathbf{k} (V(\xi L)\tau + \xi(\rho_1 - \rho_2)) \right] F(\mathbf{k}(1 - \xi), \rho_1) \times \left[F(\mathbf{k}(1 - \xi), \rho_2) - F(\mathbf{k}(\xi - 1), \rho_2) \exp \{ iL\mathbf{k}^2 \xi(\xi - 1)/k \} \right] \right\}, \quad (4)$$

где \mathbf{k} — двумерный вектор пространственной частоты; $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число; $I_0(\rho) =$

$$= \left(\frac{kU_0}{L|z_i|} \right)^2 \exp \left\{ - \left(\frac{k\rho}{La|z_i|} \right)^2 \right\} \quad \text{— интенсивность пучка}$$

в плоскости $x = L$ в однородной среде; $C_n^2(x)$ — структурная характеристика атмосферной турбулентности; $\tilde{\Phi}_n(\mathbf{k}) = \Phi_n(\mathbf{k}, x)/C_n^2(x)$, $\Phi_n(\mathbf{k}, x)$ — трехмерный спектр показателя преломления; $\tau = t_1 - t_2$; $\xi = x/L$; $F(\mathbf{k}, \rho) = \exp \left\{ - \frac{\mathbf{k}^2}{2z_i} + \frac{k}{Lz_i} \mathbf{k}\rho \right\}$; $z_i = \frac{1}{a^2} - \frac{ik}{L}(1 - L/F)$. Подстановка выражения (4) в (3) позволяет вычислить интегралы по плоскости приемника:

$$\int d\rho_{1,2} K_I(\rho_1, \rho_2; \tau) \exp[2\pi i \mathbf{q}(\rho_1 - \rho_2)] = 4\pi^2 a_d^4 A_0 \exp[2(\pi a_d q)^2] \int_0^1 d\xi C_n^2(L\xi) \int d\mathbf{k} \tilde{\Phi}_n(\mathbf{k}) \times \exp[i\mathbf{k}\mathbf{V}(L\xi)\tau - \eta\mathbf{k}^2 - 2\pi a_d^2 \text{Im} \gamma \mathbf{k}\mathbf{q}] \sin^2[\pi a_d^2 \text{Re} \gamma \mathbf{k}\mathbf{q}]. \quad (5)$$

В формуле (5) использованы следующие обозначения:

$$A_0 = k^2 L \left(\frac{kU_0}{L|z_i|} \right)^4; \quad a_d = \frac{La|z_i|}{k}; \quad (6)$$

$$\gamma = i\xi + \frac{k}{Lz_i}(1 - \xi); \quad \eta = \frac{1}{2} a_d |\gamma|^2.$$

В подынтегральном выражении в (5) экспонента $\exp(-\eta\mathbf{k}^2 - 2\pi a_d^2 \text{Im} \gamma \mathbf{k}\mathbf{q})$ имеет резко выраженный максимум в точке $\mathbf{k} = -\frac{\pi a_d^2 \text{Im} \gamma}{\eta} \mathbf{q}$, поэтому можно считать, что основное значение интеграла по плоскости пространственных частот определяется значением подынтегрального выражения в окрестности этой точки. Вычислим такой интеграл, пренебрегая изменением в этой окрестности остальных функций, входящих во внутренний интеграл (5). После подстановки получившегося выражения в (3) и интегрирования по временным переменным $t_{1,2}$ запишем формулу для спектра флуктуаций интенсивности компоненты изображения, движущейся со скоростью α :

$$\langle \tilde{I}_\alpha(\mathbf{q}, \alpha)^2 \rangle = 2\pi^{-2/3} a_d^{-10/3} A_0 \tilde{\Phi}_n(\mathbf{q}) \times \int_0^1 d\xi C_n^2(L\xi) \eta^{8/3} (\text{Im} \gamma)^{-11/3} \left| \tilde{f} \left[\mathbf{q} \left(\alpha + \mathbf{V}(L\xi) \frac{a_d^2 \text{Im} \gamma}{2\eta} \right) \right] \right|^2 \times \exp \left(-2(\pi a_d q)^2 \left[1 - \frac{(a_d \text{Im} \gamma)^2}{2\eta} \right] \right) \times \left(1 - \exp \left(-\frac{(\pi q a_d^2 \text{Re} \gamma)^2}{\eta} \right) \cos \left(\frac{(\pi q a_d^2)^2}{\eta} \text{Im}(\gamma^2) \right) \right), \quad (7)$$

в которой введен Фурье-спектр фильтрующей функции

$$f(t) = \int d\omega \tilde{f}(\omega) \exp(-2\pi i \omega t), \quad \tilde{f}(\omega) = \exp(-\omega^2/\omega_0^2), \quad (8)$$

где ω_0 — его полуширина. Выражение (7) является основой для алгоритма восстановления профилей структурной характеристики поля флуктуаций показателя преломления и поперечных компонент вектора скорости ветра.

2. Алгоритм профилирования структурной характеристики и скорости ветра

Если полуширина ω_0 спектра фильтрующей функции достаточно мала, спектр $\langle |\tilde{I}_\alpha(\mathbf{q}, \alpha)|^2 \rangle$ заметно отличается от нуля только тогда, когда существует такая точка на трассе, в которой выполнено условие

$$\alpha = -\mathbf{V}(L\xi) \frac{a_d^2 \text{Im} \gamma}{2\eta}. \quad (9)$$

Рассмотрим распределение мощности флуктуаций по компонентам изображения

$$P(\alpha) = \int d\mathbf{q} \langle |\tilde{I}_\alpha(\mathbf{q}, \alpha)|^2 \rangle. \quad (10)$$

В тех точках плоскости α , которые являются решениями уравнения (9), $P(\alpha)$ будет иметь заметно большие значения, нежели в остальных точках. Поэтому первым этапом профилирования является построение кривой G в плоскости α , объединяющей эти точки. Такая кривая представляет собой вид трассы в плоскости скоростей компонент изображения.

На кривой G подынтегральное выражение в (7) отлично от нуля в окрестности той точки трассы, где выполнено условие (9). Полагая, что все входящие в него функции, кроме фильтрующей, слабо меняются в этой окрестности, можно считать спектр $\langle |\tilde{I}_\alpha(\mathbf{q}, \alpha)|^2 \rangle$ изотропным в плоскости пространственных частот \mathbf{q} . Усредненный спектр $\langle |\tilde{I}_\alpha(\mathbf{q}, \alpha)|^2 \rangle$ по замкнутым кривым $|\mathbf{q}| = \text{const}$

$$S(q, \alpha) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\theta_q \langle |\tilde{I}_\alpha(\mathbf{q}, \alpha)|^2 \rangle \quad (11)$$

имеет особенности, позволяющие определить координату точки на трассе. Первый максимум этой функции расположен в точке

$$q_{\max} \approx \frac{1}{\pi a_d^2} \sqrt{\frac{\eta}{\text{Im}(\gamma^2)}}, \quad (12)$$

а первый минимум — в точке $q_{\min} = q_{\max} \sqrt{\pi}$. Решая уравнение (12) относительно ξ , можно установить взаимно однозначное соответствие между точками кривой G и точками на трассе $x = L\xi$. Для значений $\alpha \in G$ мощность флуктуаций интенсивности в компоненте изображения $P(\alpha)$ пропорциональна значению структурной характеристики в соответствующей точке трассы:

$$C_n^2(x) = P(\alpha)/P_0(\alpha), \quad (13)$$

где $P_0(\alpha)$ вычисляется по формуле (10), в которой спектр $\langle |\tilde{I}_\alpha(\mathbf{q}, \alpha)|^2 \rangle$ определен формулой (7) при подстановке $C_n^2(x) \equiv 1$.

Таким образом, алгоритм восстановления профилей состоит в вычислении распределения мощности флуктуаций интенсивности по компонентам принимаемого изображения, в котором выделяется образ трассы, и согласно уравнениям (9), (12) и (13) строится профиль ветра и структурной характеристики.

3. Численные эксперименты по восстановлению профилей структурной характеристики и скорости ветра

Алгоритм восстановления профилей $C_n^2(x)$ и $\mathbf{V}(x)$ из турбулентных флуктуаций интенсивности лазерного пучка был протестирован в замкнутых численных экспериментах. Было проведено компьютерное моделирование распространения оптической волны в турбулентной атмосфере в соответствии с алгоритмом, разработанным в [7] на основе численного решения параболического уравнения с помощью метода расщепления по физическим факторам [8].

Моделирование атмосферных неоднородностей осуществлялось посредством возмущений распространяющейся волны последовательностью случайных фазовых экранов со спектром флуктуаций фазы $\Phi_\Psi(\mathbf{k}) = k^2 C_n^2 \Delta \tilde{\Phi}_n(\mathbf{k})$, Δ — расстояние между экранами. Был задан степенной колмогоровский спектр показателя преломления $\tilde{\Phi}_n(\mathbf{k}) = 0,033k^{-11/3}$.

Ветер на трассе имитировался поперечными сдвигами экранов в соответствии с заданным профилем. Параметры экранов и их количество были выбраны так, чтобы обеспечивалась необходимая точность моделирования и реализовывался режим слабых флуктуаций. Полученные реализации интенсивности в плоскости фотодетектора обрабатывались в соответствии с изложенным ранее алгоритмом профилирования (7)–(12).

Были заданы следующие значения параметров моделирования: длина волны $\lambda = 5 \cdot 10^{-7}$ м, длина трассы $L = 1$ км, распространение коллимированного ($F = \infty$) лазерного пучка с начальным радиусом $a = 8$ см в турбулентной атмосфере моделировалось на сетке из 256×256 элементов с шагом $\delta r = 2$ мм, спектральная мощность флуктуаций интенсивности усреднялась по 20 независимым реализациям. Каждая реализация содержала 128 временных отсчетов с задержкой $\Delta t = 2$ мс. Атмосферные неоднородности имитировались последовательностью из $N_{\text{ф.э.}} = 10$ фазовых экранов, расположенных в точках трассы $\xi_j = (j - 0,5)/N_{\text{ф.э.}}$, $j = 1 \dots N_{\text{ф.э.}}$. На рис. 2 представлены результаты расчета распределения мощности флуктуаций интенсивности по компонентам изображения, нормированной на свое максимальное значение, $p(\alpha) = P(\alpha)/\max[P(\alpha)]$.

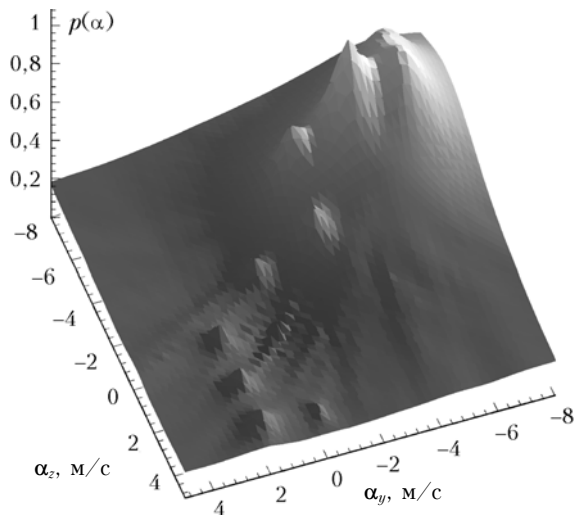


Рис. 2. Распределение мощности флуктуаций интенсивности по компонентам изображения

Максимумы, соответствующие фазовым экранам, хорошо выражены. Уменьшение амплитуды максимумов по мере приближения экранов к приемному концу трассы обусловлено тем, что фазовые возмущения от этих экранов не успевают в достаточной степени преобразоваться в амплитудные на оставшемся участке трассы. На рис. 3 показаны исходные и восстановленные профили компонент скорости ветра и структурной характеристики показателя преломления. Восстановленные профили хорошо согласуются с исходными.

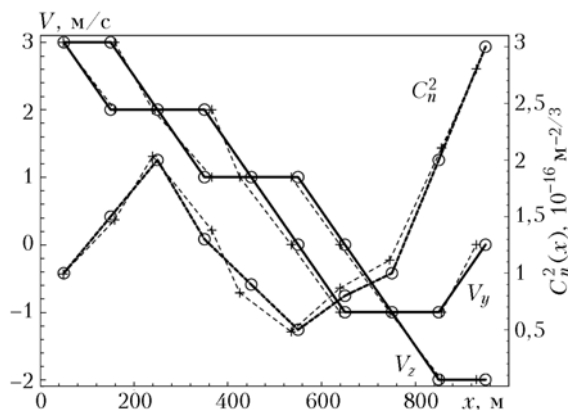


Рис. 3. Восстановленные (штриховые линии, положения экранов отмечены крестиками) и исходные (сплошные линии, положения экранов отмечены кружочками) профили C_n^2 и скорости ветра

Результаты численных экспериментов подтверждают работоспособность предложенного алгоритма профилирования.

D.A. Marakov, D.S. Rychkov, A.V. Falits. Reconstruction of cross-wind and structure characteristic profiles from turbulent intensity fluctuations of laser beam.

The problem of reconstruction of the structure characteristic of refraction index inhomogeneities and cross-wind velocity is considered. The algorithm of profiling from spatio-temporal statistics of weak intensity fluctuations of laser beam propagating in turbulent atmosphere is developed. Presented results of the numerical experiments show the correctness of the algorithm proposed.

Заключение

Предложен алгоритм одновременного восстановления профилей структурной характеристики неоднородностей показателя преломления и поперечных компонент вектора скорости ветра из пространственного спектра флуктуаций интенсивности лазерного пучка, распространяющегося в турбулентной атмосфере. Для успешной работы алгоритма необходимо, чтобы линейный размер матрицы фотоприемников многократно превосходил радиус первой зоны Френеля и реализовывался режим слабых флуктуаций интенсивности.

Приведены результаты замкнутых численных экспериментов по одновременному восстановлению профилей $C_n^2(x)$ и $V(x)$ из моделируемых на компьютере случайных реализаций двумерных распределений интенсивности лазерного пучка, распространяющегося в турбулентной атмосфере. Из результатов проведенных компьютерных экспериментов следует, что разработанный алгоритм позволяет восстанавливать профили $C_n^2(x)$ и $V(x)$ вдоль всей трассы, за исключением участка, прилегающего к приемнику, с приемлемой точностью. Уменьшение размеров этого участка может быть достигнуто посредством фокусировки поля в приемном канале.

Статья подготовлена при поддержке РФФИ (гранты № 06-05-64445 и 06-05-96951-reg).

1. Wang Ting-I., Ochs G.R., Lawrence S. Wind measurements by the temporal cross-correlation of the optical scintillations // Appl. Opt. 1981. V. 20. N 23. P. 4073–4081.
2. Ochs G.R., Wang Ting-I., Lawrence R.W., Clifford S.F. Refractive-turbulence profiles measured by one-dimensional spatial filtering of scintillations // Appl. Opt. 1976. V. 15. N 10. P. 2504–2510.
3. Johnston R., Dainty C., Wooder N., Lane R. Generalized scintillation detection and ranging results obtained by use of a modified inversion technique // Appl. Opt. 2002. V. 41. N 32. P. 6768–6772.
4. Афанасьев А.Л., Банах В.А., Ростов А.П. Локализация турбулентных потоков по флуктуациям интенсивности просвечивающего лазерного излучения // Оптика атмосфер. и океана. 2008. Т. 21. № 7. С. 640–647.
5. Афанасьев А.Л., Банах В.А., Ростов А.П. Вейвлет-профилирование скорости ветра по флуктуациям интенсивности лазерного пучка, распространяющегося в атмосфере // Оптика и спектроскопия. 2008. Т. 105. № 4. С. 696–703.
6. Banakh V.A., Marakov D.A. Wind profiling based on the optical beam intensity statistics in a turbulent atmosphere // J. Opt. Soc. Amer. A. 2007. V. 24. N 20. P. 3245–3254.
7. Banakh V.A., Falits A.V. Turbulent statistics of laser beam intensity on ground-to-satellite optical link // Proc. SPIE. 2001. V. 4678. P. 132–143.
8. Кандидов В.П. Метод Монте-Карло в нелинейной статистической оптике // Успехи физ. наук. 1996. Т. 166. № 12. С. 1309–1338.