

Восстановление профиля структурной характеристики по турбулентным флуктуациям интенсивности плоской волны

Д.А. Маракасов, Д.С. Рычков*

*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 восстановления профиля структурной характеристики показателя преломления из флуктуаций оптической волны в турбулентной атмосфере. Для режима слабых флуктуаций интенсивности плоской волны получены соотношения, связывающие дисперсию спектральной плотности интенсивности в плоскости регистрации с интегралом вдоль трассы распространения от структурной характеристики. На их основе разработан алгоритм профилирования структурной характеристики и получена оценка пространственного разрешения восстановленного профиля. Представлены результаты замкнутых численных экспериментов по восстановлению профилей структурной характеристики, подтверждающие работоспособность предложенного алгоритма.

Ключевые слова: оптическая турбулентность, структурная характеристика, восстановление; optical turbulence, structural characteristic, reconstruction.

Введение

Анализ флуктуаций интенсивности оптической волны в турбулентной атмосфере позволяет получить информацию о профиле структурной характеристики показателя преломления [1, 2]. Предложены способы оценки профиля структурной характеристики по взаимной корреляции флуктуаций интенсивности излучения пары источников (SCIDAR), обеспечивающие восстановление профиля с разрешением в несколько сотен метров [3–5].

Необходимость наблюдения мерцаний яркой пары звезд и использования громоздкой и дорогой приемной системы, включающей телескоп большого диаметра (≥ 1 м), ограничивает применение измерителей на основе SCIDAR задачами мониторинга высотных профилей атмосферной турбулентности на базе астрономических обсерваторий [5–7].

В работах [8, 9] продемонстрирована возможность профилирования атмосферной турбулентности по флуктуациям интенсивности одного источника. При этом задача определения профиля сводится к решению плохо обусловленной системы уравнений, что существенно снижает разрешение метода и приводит к необходимости усложнения приемного устройства (одновременное измерение интенсивности в нескольких плоскостях, движущаяся матрица фотоприемников и т.д.).

В настоящей статье предлагается подход, основанный на корреляционно-спектральном анализе

флуктуаций интенсивности плоской волны в турбулентной атмосфере, который основан на тех же принципах, что и предложенный в [10] метод профилирования скорости ветра. В отличие от измерителей на основе SCIDAR, при восстановлении профиля структурной характеристики используется не только окрестность главного максимума корреляционной функции интенсивности, а существенно больший объем данных — весь спектр мерцаний. Это позволяет избежать решения плохо обусловленной системы уравнений и упростить схему регистрации мерцаний.

Полученные нами аналитические соотношения дают возможность восстановить профиль структурной характеристики из флуктуаций интенсивности плоской волны. Представлены результаты численных экспериментов по восстановлению профиля структурной характеристики.

1. Алгоритм восстановления профиля S_n^2

Пусть плоская волна с единичной амплитудой $U_0(\rho) = 1$ в плоскости источника $x = 0$ распространяется в турбулентной атмосфере на трассе $0 < x < L$ и регистрируется в плоскости $x = L$ матрицей фотоприемников. Предполагая, что относительная дисперсия флуктуаций интенсивности не превосходит единицы, опишем флуктуации уровня $\chi(\rho) = \frac{1}{2} \ln I(\rho, L)$ в плоскости регистрации в рамках первого приближения метода плавных возму-

* Дмитрий Анатольевич Маракасов (mda@iao.ru);
Дмитрий Сергеевич Рычков (dsr@iao.ru).

щений [11]. Здесь $I(\rho, L)$ – интенсивность волны в плоскости $x = L$, а ρ – вектор, перпендикулярный оптической оси. Рассмотрим преобразование Фурье от флуктуаций уровня, которые регистрируются матрицей фотоприемников:

$$\tilde{\zeta}(\mathbf{k}) = \int d\rho e^{-2\pi i \mathbf{k} \rho} F(\rho) \chi(\rho), \quad (1)$$

где \mathbf{k} – двумерный вектор пространственной частоты; функция $F(\rho)$ равна единице внутри матрицы ($|y|, |z| < D/2$, D – линейный размер матрицы) и обращается в нуль вне ее. Вследствие конечности приемной апертуры спектральная плотность (1) не является δ -коррелированной по пространственным частотам:

$$\begin{aligned} \langle \tilde{\zeta}(\mathbf{k}_1) \tilde{\zeta}^*(\mathbf{k}_2) \rangle &= \int d\rho_1 d\rho_2 \exp[-2\pi i(\mathbf{k}_1 \rho_1 - \mathbf{k}_2 \rho_2)] \times \\ &\times F(\rho_1) F(\rho_2) B_\chi(\rho_1 - \rho_2), \end{aligned} \quad (2)$$

где

$$B_\chi(\rho_1 - \rho_2) = \langle \chi(\rho_1) \chi(\rho_2) \rangle$$

– корреляционная функция флуктуаций уровня. В первом приближении метода плавных возмущений [11] ее можно представить в следующем виде:

$$B_\chi(\rho) = k^2 \int_0^L dx \int d\mathbf{k} e^{2\pi i \mathbf{k} \rho} \sin^2\{\pi\lambda(L-x)\kappa^2\} C_n^2(x) \Phi_0(\mathbf{k}), \quad (3)$$

где $k = 2\pi/\lambda$, λ – длина волны; $C_n^2(x)$ – структурная характеристика атмосферной турбулентности; $\Phi_0(\mathbf{k}) = \Phi_n(\mathbf{k}, x)/C_n^2(x)$, а $\Phi_n(\mathbf{k}, x)$ – трехмерный спектр флуктуаций показателя преломления. Подставляя выражение (3) в (2) и вычисляя интегралы по $\rho_{1,2}$, получим

$$\begin{aligned} \langle \tilde{\zeta}(\mathbf{k}_1) \tilde{\zeta}^*(\mathbf{k}_2) \rangle &= k^2 \int_0^L dx \int d\mathbf{k} \tilde{F}(\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}) \tilde{F}^*(\mathbf{k}_2 - \mathbf{k}) \times \\ &\times \sin^2\{\pi\lambda(L-x)\kappa^2\} C_n^2(x) \Phi_0(\mathbf{k}), \end{aligned} \quad (4)$$

где

$$\tilde{F}(\mathbf{k}) = \frac{1}{\pi^2 \kappa_y \kappa_z} \sin(\pi D \kappa_z) \sin(\pi D \kappa_y)$$

– двумерный Фурье-спектр функции $F(\rho)$. Спектр $\tilde{F}(\mathbf{k})$ имеет в точке $\mathbf{k} = 0$ максимум шириной $\sim 1/D$ и быстро убывает при увеличении \mathbf{k} , поэтому коррелятор (4) будет заметно отличаться от нуля лишь вблизи точки $\mathbf{k}_1 = \mathbf{k}_2$. При условии, что размер матрицы фотоприемников многократно превосходит радиус первой зоны Френеля $D \gg \sqrt{\lambda L}$, изменениями всех членов подынтегрального выражения во

внутреннем интеграле в (4), кроме быстро убывающих спектров $\tilde{F}(\mathbf{k}_{1,2} - \mathbf{k})$, в окрестности точки $\mathbf{k} = \mathbf{k}_1 = \mathbf{k}_2$ можно пренебречь. Используя это приближение при вычислении внутреннего интеграла в (4), найдем

$$\langle |\tilde{\zeta}(\mathbf{k})|^2 \rangle = D^2 k^2 \Phi_0(\mathbf{k}) \int_0^L dx \sin^2\{\pi\lambda(L-x)\kappa^2\} C_n^2(x). \quad (5)$$

Полученное выражение является отправной точкой алгоритма восстановления профиля структурной характеристики.

Для извлечения информации об изменении $C_n^2(x)$ вдоль трассы вычислим интеграл

$$f(x) = -\frac{16}{D^2 k^3} \int d\mathbf{k} \frac{\langle |\tilde{\zeta}(\mathbf{k})|^2 \rangle}{\Phi_0(\mathbf{k})} \cos\{2\pi\lambda(L-x)\kappa^2\}. \quad (6)$$

В идеальном случае, когда дисперсия (5) известна на всей плоскости пространственных частот, подстановка (5) в (6) позволяет вычислить интеграл по \mathbf{k} , причем функция $f(x)$ совпадает со структурной характеристикой на всей трассе, за исключением конечной точки $x = L$:

$$f(x) = C_n^2(x) - 2\delta(x-L) \int_0^L C_n^2(x') dx'. \quad (7)$$

На практике значения уровня $\chi(\rho)$ известны в конечном числе точек – в узлах матрицы фотоприемников размером $N \times N$. Алгоритм дискретного преобразования Фурье позволяет определить значения $\langle |\tilde{\zeta}(\mathbf{k})|^2 \rangle$ в узлах сетки с шагом $1/D$, покрывающей квадрат $|\kappa_{y,z}| > N/(2D)$. Поэтому вместо интеграла (6) следует рассмотреть его аппроксимацию в виде конечной суммы

$$f_N(x) = -\frac{16}{D^4 k^3} \sum_{j,l=-N/2}^{N/2-1} \frac{\langle |\tilde{\zeta}(\mathbf{k}_{jl})|^2 \rangle}{\Phi_0(\mathbf{k}_{jl})} \cos[2\pi\lambda(L-x)\kappa_{jl}^2], \quad (8)$$

где $\mathbf{k}_{jl} = \{j/D, l/D\}$.

После подстановки значения дисперсии $\langle |\tilde{\zeta}(\mathbf{k})|^2 \rangle$ в узлах сетки из (5) использование соотношения

$$\begin{aligned} \sin^2\{\pi\lambda(L-x')\kappa_{jl}^2\} \cos\{2\pi\lambda(L-x)\kappa_{jl}^2\} &= \\ &= \frac{1}{2} \text{Re} \exp\{2\pi i \lambda D^{-2}(L-x)(j^2 + l^2)\} - \\ &- \frac{1}{4} \text{Re} \exp\{2\pi i \lambda D^{-2}(2L-x-x')(j^2 + l^2)\} - \\ &- \frac{1}{4} \text{Re} \exp\{2\pi i \lambda D^{-2}(x-x')(j^2 + l^2)\} \end{aligned} \quad (9)$$

позволяет разделить суммирование по индексам j и l в (8). В результате получим

$$f_N(X) = -\frac{4N}{D^2 k} \int_0^L dx' C_n^2(x') \left\{ 2H_N \left(\frac{\lambda(L-x)}{D^2} \right) - H_N \left(\frac{\lambda(x-x')}{D^2} \right) - H_N \left(\frac{\lambda(2L-x-x')}{D^2} \right) \right\}; \quad (10)$$

$$H_N(s) = \frac{1}{N^2} \sum_{j,l=-N/2}^{N/2-1} \text{Re} \exp[2\pi i s(j^2 + l^2)] = \frac{1}{N^2} \text{Re} \left\{ \left[\sum_{j=-N/2}^{N/2-1} \exp(2\pi i s j^2) \right]^2 \right\}. \quad (11)$$

Таким образом, каждая точка трассы x' отображается в виде трех откликов вида (11) с центрами в точках $x = x', L, 2L - x'$, где достигаются абсолютные максимумы функций $H_N(s)|_{s=0} = 1$. При выполнении условия $D > \sqrt{\lambda L}$ только эти три абсолютных максимума могут попасть в интервал $0 \leq x \leq L$, причем один из них ($x = L$) находится на его границе, а второй ($x = 2L - x'$) попадает туда лишь для приемного конца трассы при $x' = L$. Ширина δs всплеска функции $H_N(s)$ по уровню $1/2$ от главного максимума задает предельное разрешение $d = D^2 \delta s / \lambda$ метода профилирования вдоль трассы.

Имея в виду, что для приближенного вычисления внутреннего интеграла в (4) необходимо выполнение условия $D^2 / (\lambda L) > 10$, найдем, что для достижения разрешения $d/L < 0,1$ нужно обеспечить всплеск функции $H_N(s)$ шириной $\delta s < 0,01$. Это выполняется при $N > 14$, однако для удобства вычисления быстрого преобразования Фурье размер массива должен представляться целой степенью двойки, т.е. следует положить $N \geq 16$. При этом зависимость ширины всплеска δs от количества элементов в матрице фотоприемников можно аппроксимировать формулой $\delta s = 1,8/N^2$ с погрешностью, не превышающей 1%, что дает выражение для разрешения

$$d = 1,8D^2 / (N^2 \lambda). \quad (12)$$

Заметим, что полученное выражение определяет минимально возможную ошибку в определении координаты, которая связана собственно с алгоритмом профилирования. Мы не учитывали ошибки, возникающие при нахождении дисперсии спектральной плотности флуктуаций уровня (5), которые могут быть связаны как с конечностью размеров приемной матрицы и ее элементов, так и с недостаточной репрезентативностью выборки 2D-распределений интенсивности.

Необходимо отметить, что восстановление структурной характеристики из соотношений (8), (10) может приводить к некоторому занижению ее значения. Величина этой погрешности определяется первым слагаемым в фигурной скобке в правой части (10) и пропорциональна среднему значению на $C_n^2(x)$ на трассе. В частности, если в окрестности некоторой точки x трассы значения структурной характеристики малы относительно ее среднего интегрального значения, вклад второго слагаемого в подынтегральном выражении (10), имеющего максимум при $x' = x$, в значение интеграла может оказаться недостаточным для того, чтобы скомпенсировать вклад от первого, результатом чего станет появление в восстановленном профиле отрицательных значений. С улучшением пространственного разрешения d алгоритма величина первого слагаемого при $x \neq L$ быстро уменьшается и этот эффект будет все менее заметен.

Итак, алгоритм профилирования $C_n^2(x)$ состоит в следующем: накапливаются независимые реализации 2D-распределений интенсивности, рассчитывается и усредняется квадрат модуля спектра флуктуаций уровня, который нормируется на спектр показателя преломления $\Phi_n(\kappa)$. Далее полученные значения суммируются по сетке в плоскости пространственных частот с весами вида $\cos\{2\pi\lambda(L-x)\kappa^2\}$ для значений x , соответствующих точкам трассы ($0 < x < L$).

Для успешной работы алгоритма необходимо выполнение следующих условий:

- 1) линейный размер матрицы фотоприемников должен значительно превосходить радиус первой зоны Френеля $D \gg \sqrt{\lambda L}$;
- 2) матрица фотоприемников должна состоять не менее чем из 16×16 элементов;
- 3) расстояние между соседними элементами матрицы $\delta r = D/N$ должно быть достаточно малым, чтобы обеспечить требуемое разрешение d_0 вдоль трассы $\delta r < \sqrt{\lambda d_0} / 2$;
- 4) на трассе должен реализовываться режим слабых флуктуаций интенсивности.

2. Численные эксперименты по восстановлению профиля структурной характеристики

Алгоритм восстановления профиля $C_n^2(x)$ из турбулентных флуктуаций интенсивности плоской волны был протестирован в замкнутых численных экспериментах. Было проведено компьютерное моделирование распространения плоской волны в турбулентной атмосфере в соответствии с алгоритмом, разработанным в [12] на основе численного решения параболического уравнения с помощью метода расщепления по физическим факторам [13]. Моделирование атмосферных неоднородностей осуществлялось посредством возмущений распространяющейся волны равноотстоящими друг от друга слу-

чайными фазовыми экранами со спектром флуктуаций фазы $\Phi_\psi(\mathbf{k}) = k^2 C_n^2 \Delta \Phi_0(\mathbf{k})$, который соответствует колмогоровскому спектру показателя преломления $\Phi_0(\mathbf{k}) = 9,692 \cdot 10^{-3} \kappa^{-11/3}$.

Необходимо отметить, что специфика численного эксперимента позволяет задать в качестве исходных параметров моделирования не структурную характеристику и толщину Δ слоя, имитируемого фазовым экраном, по отдельности, а лишь их произведение. Для удобства сопоставления исходных и восстановленных профилей мы полагали, что все слои имеют одинаковую толщину, равную разрешению метода $\Delta = d$. 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 формулами (3), (6).

Результаты замкнутых численных экспериментов по восстановлению профилей структурной характеристики представлены ниже на рис. 1–4.

На рис. 1 показаны исходный и восстановленный профили (длина волны $\lambda = 5 \cdot 10^{-7}$ м).

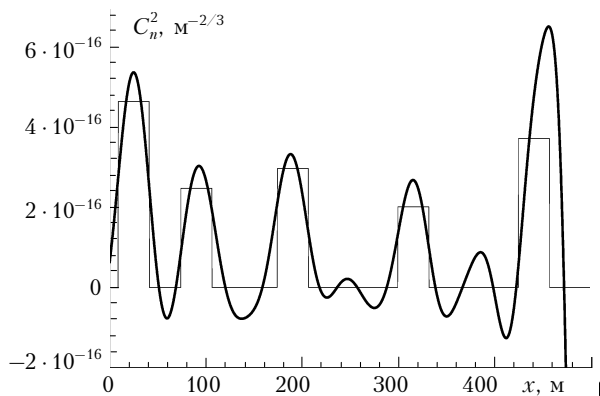


Рис. 1. Восстановленный (жирная линия) и исходный (тонкая линия) профили C_n^2 . Длина трассы $L = 500$ м

Распространение плоской волны в турбулентной атмосфере моделировалось на сетке из 256×256 элементов с шагом $\delta r = 3$ мм, дисперсия спектральной плотности уровня усреднялась по 20 независимым реализациям. При этом разрешение метода вдоль трассы составляло $d = 32,4$ м. Атмосферные неоднородности имитировались последовательностью из 5 фазовых экранов. Видно, что за исключением последних 100 м восстановленный профиль хорошо согласуется с исходным.

Положения максимумов графика попадают в слои, имитировавшие соответствующими экранами, амплитуды и ширины всплесков также соответствуют параметрам слоев. В промежутках между фазовыми экранами, где $C_n^2 = 0$, восстановленные значения структурной характеристики отрицательны вследствие их занижения алгоритмом профилирования. Значительные расхождения на последних 100 м трассы являются следствием двух факторов. Во-первых, фазовые флуктуации, порождаемые

неоднородностями атмосферы вблизи $x = L$, развиваются в относительно более слабые флуктуации амплитуды поля. Во-вторых, при $x \rightarrow L$ период весовой функции в (6) быстро увеличивается и становится сравнимым с размером сетки в обратном пространстве. При этом становятся существенными вклады первого и третьего слагаемых в квадратных скобках в (8), что ведет к нарастающим осцилляциям в восстановленном профиле на участке трассы длиной $\sim 3d$, прилегающем к приемнику.

Таким образом, чтобы уменьшить участок трассы, на котором восстановление профиля невозможно, следует либо уменьшить шаг сетки δr , либо увеличить длину волны. Для проверки этого мы провели численный эксперимент по восстановлению профиля C_n^2 при тех же значениях параметров моделирования, что и ранее, но с шагом сетки $\delta r = 1,5$ мм, который обеспечивает разрешение $d = 8,1$ м. Результаты восстановления профиля (10 фазовых экранов) приведены на рис. 2. Как и следовало ожидать, восстановленный профиль заметно отличается от исходного только в окрестности последнего экрана, отстоящего от конца трассы на 25 м.

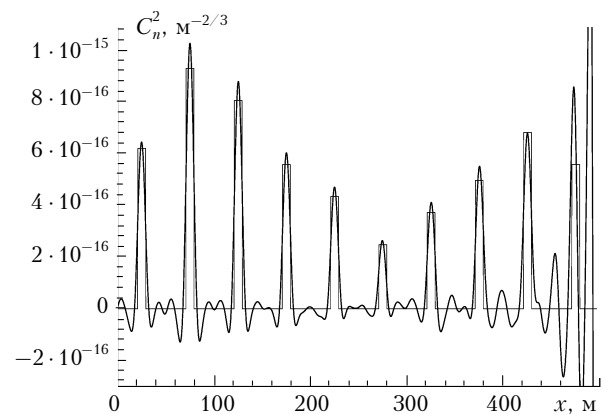


Рис. 2. Восстановленный (жирная линия) и исходный (тонкая линия) профили C_n^2 . Длина трассы $L = 500$ м

На практике структурная характеристика изменяется вдоль трассы непрерывно. Мы можем смоделировать такие изменения в рамках метода расщепления по физическим факторам, если расстояние между фазовыми экранами окажется меньше, чем разрешение алгоритма профилирования. На рис. 3 представлены результаты восстановления таких «квазинепрерывных» профилей (длина волны $\lambda = 5 \cdot 10^{-7}$ м).

Распространение плоской волны в турбулентной атмосфере моделировалось на сетке из 256×256 элементов с шагом $\delta r = 4$ мм, дисперсия спектральной плотности уровня усреднялась по 20 независимым реализациям. Атмосферные неоднородности имитировались последовательностью из 19 фазовых экранов, отстоящих друг от друга на 50 м, в то время как разрешение метода вдоль трассы составляло $d = 57,6$ м.

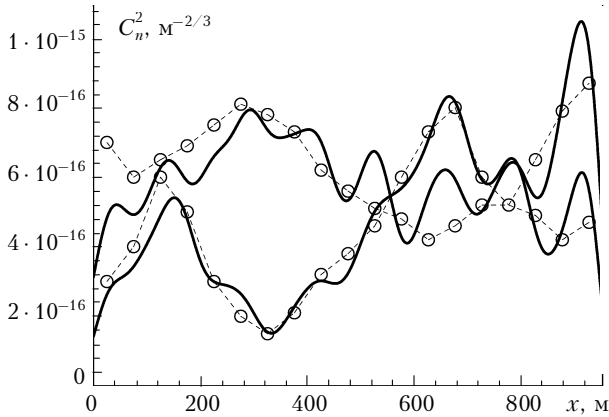


Рис. 3. Восстановленные (сплошные линии) и исходные (штриховые линии) профили C_n^2 (положения экранов отмечены символами \circ). Длина трассы $L = 950$ м, квазинепрерывные профили

Чтобы уменьшить ошибки восстановления вблизи приемного конца трассы, мы дополнили ее участком в 550 м ($\sim 10d$) без флуктуаций показателя преломления. В натурном эксперименте это может быть достигнуто посредством фокусировки поля в приемном канале [3]. Видно, что в этом случае возможно восстановление профиля структурной характеристики на всей трассе с хорошей точностью.

Одной из прикладных задач, для решения которой может использоваться предлагаемый алгоритм, является измерение высотных профилей C_n^2 по мерцаниям звезд на вертикальных и наклонных трассах. На рис. 4 показаны результаты восстановления типичных высотных профилей, соответствующих различным условиям распространения света (длина волны $\lambda = 5 \cdot 10^{-7}$ м).

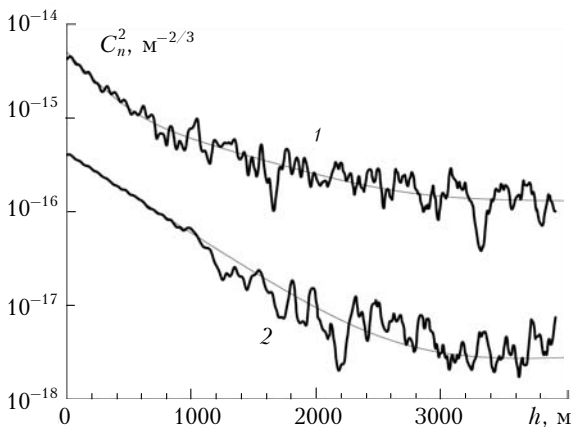


Рис. 4. Восстановленные (жирные линии) и исходные (тонкие линии) высотные профили C_n^2 для вертикальной трассы при средних (кривая 1) и наилучших (кривая 2) условиях распространения света в приземном слое

Трасса длиной $L = 4000$ м была дополнена километровым участком с постоянным показателем преломления, приемник располагался на высоте 100 м над поверхностью; распространение плоской

волны в турбулентной атмосфере моделировалось на сетке из 512×512 элементов с шагом $\delta r = 3$ мм, дисперсия спектральной плотности уровня усреднялась по 20 независимым реализациям. Неоднородности плотности моделировались последовательностью из 200 фазовых экранов, расстояние между соседними экранами составляло 20 м.

Высотная зависимость структурной характеристики была задана в соответствии с аппроксимациями для наилучших и средних условий распространения света в приземном слое, приведенными в [14]. Восстановленные профили были осреднены по промежутку длиной 100 м. Видно, что на всей трассе (до высот ~ 4 км) восстановленные профили хорошо согласуются с исходными. На высотах до 1000 м в наилучших условиях распространения и до 500 м в средних ошибка восстановления не превосходит 10%.

Результаты численных экспериментов подтверждают работоспособность предложенного алгоритма профилирования.

Заключение

Для успешной работы предложенного алгоритма восстановления структурной характеристики неоднородностей показателя преломления из пространственного спектра флуктуаций интенсивности плоской волны в турбулентной атмосфере необходимо: 1) чтобы линейный размер матрицы фотоприемников многократно превосходил радиус первой зоны Френеля, 2) матрица фотоприемников состояла не менее чем из 16×16 элементов и 3) реализовывался режим слабых флуктуаций интенсивности.

Показано, что разрешение восстанавливаемого профиля вдоль трассы определяется отношением квадрата шага оцифровки 2D-распределений интенсивности к длине волны.

Приведены результаты замкнутых численных экспериментов по восстановлению профиля $C_n^2(x)$ из моделируемых на компьютере случайных реализаций двумерных распределений интенсивности плоской волны в турбулентной атмосфере. Из результатов проведенных компьютерных экспериментов следует, что разработанный алгоритм позволяет восстанавливать профиль структурной характеристики вдоль всей трассы, за исключением участка, прилегающего к приемнику, с приемлемой точностью. Уменьшение размеров этого участка может быть достигнуто за счет увеличения пространственного разрешения приемного устройства либо посредством фокусировки поля в приемном канале.

Статья подготовлена при поддержке РФФИ (грант № 09-05-00054).

1. 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.

2. Clifford S.F., Churnside J.H. Refractive turbulence profiling using synthetic aperture spatial filtering of scintillation // Appl. Opt. 1987. V. 26. N 10. P. 1295–1303.
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. Kluckers V.A., Wooder N.J., Nicholls T.W., Adcock M.J., Munro I., Dainty J.C. Profiling of atmospheric turbulence strength and velocity using generalized SCIDAR technique // Astron. Astrophys. Suppl. Ser. 1998. V. 130. N 1. P. 141–155.
5. Prieur J.-L., Avila R., Daigne G., Vernin J. Automatic determination of wind profiles with generalized SCIDAR // Publ. Astron. Soc. Pacif. 2004. V. 116. N 822. P. 778–789.
6. Prieur J.-L., Daigne G., Avila R. SCIDAR measurements at Pic du Midi // Astron. Astrophys. 2001. V. 371. Iss. 1. P. 366–377.
7. Tokovinin A., Vernin J., Ziad A., Chun M. Optical turbulence profiles at Mauna Kea measured by MASS and SCIDAR // Pub. Astron. Soc. Pacif. 2005. V. 117. N 830. P. 395–400.
8. Caccia J.L., Azouit M., Vernin J. Wind and C_n^2 profiling by single star scintillation analysis // Appl. Opt. 1987. V. 27. N 7. P. 1288–1294.
9. Garnier D. Profiling atmospheric turbulence with single star SCIDAR // PhD thesis. National University of Ireland. Galway, Ireland. 2007. 117 p.
10. Banakh V.A., Marakasov D.A. Wind velocity profile reconstruction from intensity fluctuations of plane wave propagating in a turbulent atmosphere // Opt. Lett. 2007. V. 32. N 15. P. 2236–2238.
11. Рытов С.М., Крайцов Ю.А., Татарский В.И. Введение в статистическую радиофизику. Ч. 2. Случайные поля. М.: Наука, 1978. 464 с.
12. 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.
13. Кандидов В.П. Метод Монте-Карло в нелинейной статистической оптике // Успехи физ. наук. 1996. Т. 166. № 12. С. 1309–1338.
14. Гурвич А.С., Грачева М.Е. Простая модель для расчета турбулентных помех в оптических системах // Изв. АН СССР. Физ. атмосф. и океана. 1980. Т. 16. № 10. С. 1107–1111.

D.A. Marakasov, D.S. Rytchkov. **Structural characteristic profile reconstruction from turbulent intensity fluctuations of plane wave.**

The problem of profile reconstruction of the structure characteristic of refractive index from plane wave intensity fluctuations is considered. In case of weak intensity fluctuations, relations between variance of spectrum density of optical wave intensity at the receiving plane and the path integral of the structure characteristic of the refractive index are derived. Based on these relations the algorithm of turbulence profiling is developed and the space resolution of reconstructed profiles is estimated. Presented results of the numerical experiments show the correctness of the proposed algorithm.