

МЕТОДЫ И СИСТЕМЫ АВТОМАТИЗАЦИИ. ОБРАБОТКА ДАННЫХ
ДИСТАНЦИОННОГО ЗОНДИРОВАНИЯ

УДК 551.521

В.П. Кандидов, С.С. Чесноков, С.А. Шленов

КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ФОРМИРОВАНИЯ ИЗОБРАЖЕНИЯ
ПРОТЯЖЕННОГО ОБЪЕКТА В ТУРБУЛЕНТНОЙ АТМОСФЕРЕ. ЧАСТЬ I. МЕТОД

На основе концепции короткоэкспозиционной оптической передаточной функции и метода фазовых экранов развита методика прямого численного моделирования случайных реализаций изображения протяженного объекта в атмосфере. Построена модель функции рассеяния точки, включающая случайное блуждание, а также дифракционное и мелкомасштабное турбулентное уширение. Достаточно высокая статистическая достоверность предлагаемой модели подтверждена тестовыми результатами, полученными методом Монте-Карло.

Классическая теория переноса изображений в случайно-неоднородных средах имеет достаточно давнюю историю и развита в многочисленных публикациях, большинство из которых основывается на усредненном описании амплитудно-фазовых флуктуаций световых волн в атмосфере (см., например, [1–4]). В частности, аналитические оценки, обобщенные в монографии [1], позволяют сравнительно легко предсказать так называемое долгоэкспозиционное размытие изображений, если известен пространственный спектр флуктуаций показателя преломления \tilde{n} .

В последние годы опубликован ряд работ, в которых моделируются функции размытия точки, соответствующие мгновенным реализациям поля \tilde{n} на трассе [5–9]. Эти работы посвящены в основном проблемам наблюдения астрономических объектов, которые, с одной стороны, находятся за пределами земной атмосферы, а с другой – являются практически точечными. В то же время, в связи с развитием оптических локационных, навигационных и информационных систем, все больший интерес привлекает проблема прогнозирования искажений изображений протяженных объектов, расположенных в толще земной атмосферы.

В ряде современных приложений теории информации и волновой оптики, таких как разработка и тестирование алгоритмов обработки изображений, распознавание образов, моделирование адаптивных систем коррекции изображений, актуальной является задача достоверной в статистическом смысле имитации короткоэкспозиционных изображений некогерентно освещенных объектов. В настоящей статье описывается методика прямого компьютерного решения этой задачи, в основу которой положены концепция короткоэкспозиционной оптической передаточной функции [1] и метод фазовых экранов [10].

1. Модель переноса изображения

Рассмотрим следующую модель переноса и формирования изображения в незамутненной турбулентной атмосфере. Пусть некогерентное излучение от объекта, расположенного в плоскости $\{r'\}$, проходит через фазовый экран $\tilde{\phi}$ и попадает в плоскости $\{r''\}$ на входную апертуру формирующей оптики (рис. 1). Для простоты оптическая система представлена в виде линзы диаметром d и фокусным расстоянием f . Поскольку обычно $f \ll z$, изображение формируется в плоскости $\{r\}$, которая практически совпадает с фокальной плоскостью линзы.

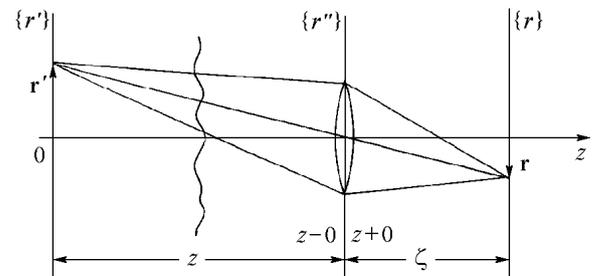


Рис. 1. Модель переноса изображения в турбулентной атмосфере: r' – координата точечного источника в плоскости объекта $\{r'\}$; r'' – координата в плоскости линзы; r – координата в плоскости изображения $\{r\}$; z – расстояние от плоскости объекта $\{r'\}$ до линзы; ζ – расстояние от плоскости изображения $\{r\}$ до линзы; $\zeta \approx f$ при $f \ll z$, где f – фокусное расстояние линзы

Для некогерентного объекта фаза излучения различных его точек меняется случайно статистически независимым образом. Интенсивность «мгновенного» изображения объекта $I(r, t)$ представляет собой суперпозицию изображений точек объекта с распределением интенсивности $I(r')$, усредненную за время $\tau_{\text{эксп}}$, которое превышает время когерентности τ_c , но меньше характерного времени замороженности атмосферных флуктуаций $\tau_{\text{атм}}$:

$$I(\mathbf{r}, t) = \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{S}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', t) I(\mathbf{r}') d^2 \mathbf{r}'. \quad (1)$$

Здесь $\tilde{S}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', t)$ – функция рассеяния точки (ФРТ) системы формирования изображения, т.е. распределение интенсивности изображения единичного точечного источника, полученное при регистрации,

мгновенной по сравнению с $\tau_{\text{атм}}$. ФРТ $\tilde{S}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', t)$ является случайной функцией координат \mathbf{r} и \mathbf{r}' , кроме того, она случайно меняется во времени из-за динамических флуктуаций фазы в турбулентной атмосфере.

Для получения ФРТ рассматриваемой системы воспользуемся выражением, описывающим в плоскости изображения $\{\mathbf{r}\}$ комплексную амплитуду $E(\mathbf{r}, \mathbf{r}', t)$ волны от точечного источника в плоскости объекта $\{\mathbf{r}'\}$. В параксиальном приближении это выражение может быть приведено к виду [1]:

$$E(\mathbf{r}, \mathbf{r}', t) = -\frac{AM}{\lambda^2 \zeta^2} \exp \left\{ i \frac{k \mathbf{r}^2}{2\zeta} \left(1 + \frac{1}{M} \right) \right\} \int_{-\infty}^{\infty} P(\mathbf{r}'') \times \\ \times \exp \left\{ -\frac{i k \mathbf{r}''}{\zeta} (\mathbf{r} + M \mathbf{r}') \right\} \exp \{ i \tilde{\varphi}(\mathbf{r}', \mathbf{r}'', t) \} d^2 \mathbf{r}'', \quad (2)$$

где A – амплитуда волны точечного источника; λ – средняя длина волны при некогерентном излучении; $\tilde{\varphi}(\mathbf{r}', \mathbf{r}'', t)$ – случайный набег фазы в атмосфере, величина которого зависит от координат точки источника \mathbf{r}' и точки \mathbf{r}'' на линзе; $P(\mathbf{r}'')$ – функция зрачка; $M = \zeta/z$ – увеличение системы, причем ζ , z и f связаны между собой формулой тонкой линзы. Поскольку $z \gg f$, величину ζ в (2) можно заменить на f . В соответствии с (2)

$$\tilde{S}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', t) = \frac{M^2}{\lambda^4 f^4} \int_{-\infty}^{\infty} P(\mathbf{r}'_1) P(\mathbf{r}'_2) \exp \left\{ -\frac{i k (\mathbf{r} + M \mathbf{r}')}{f} (\mathbf{r}'_2 - \mathbf{r}'_1) \right\} \times \\ \times \exp \{ i (\tilde{\varphi}(\mathbf{r}', \mathbf{r}'_1, t) - \tilde{\varphi}(\mathbf{r}', \mathbf{r}'_2, t)) \} d^2 \mathbf{r}'_1 d^2 \mathbf{r}'_2. \quad (3)$$

Представим случайную величину разности фаз $\tilde{\varphi}(\mathbf{r}', \mathbf{r}'_1, t) - \tilde{\varphi}(\mathbf{r}', \mathbf{r}'_2, t)$ волны, прошедшей от источника в точке \mathbf{r}' через разные точки \mathbf{r}'_1 и \mathbf{r}'_2 на апертуре линзы, в виде

$$\tilde{\varphi}(\mathbf{r}', \mathbf{r}'_1, t) - \tilde{\varphi}(\mathbf{r}', \mathbf{r}'_2, t) = \tilde{\theta}(\mathbf{r}', t) (\mathbf{r}'_1 - \mathbf{r}'_2) + \tilde{\varphi}_S(\mathbf{r}', \mathbf{r}'_1, \mathbf{r}'_2, t). \quad (4)$$

Первое слагаемое в (4) описывает крупномасштабные атмосферные неоднородности, которые вызывают случайный наклон волнового фронта для излучения, прошедшего в точки \mathbf{r}'_1 и \mathbf{r}'_2 от источника, находящегося в точке \mathbf{r}' . Второе – вклад мелко-масштабных фазовых флуктуаций.

Параметр $\tilde{\theta}(\mathbf{r}', t)$ является случайной функцией координаты источника \mathbf{r}' и времени t . Поскольку для характерных времен изменения наклонов τ_L и мелко-масштабных флуктуаций τ_l справедливо условие $\tau_l \ll \tau_L$, можно ввести «медленное» время η для параметра $\tilde{\theta}$ и «быстрое» t для флуктуаций $\tilde{\varphi}_S$. Определим в качестве «кратковременной» экспозиции такую регистрацию изображения, длительность которой $\tau_{\text{эксп}}$ удовлетворяет условию

$$\tau_c < \tau_l < \tau_{\text{эксп}} < \tau_L. \quad (5)$$

Таким образом, в течение $\tau_{\text{эксп}}$ происходит усреднение по времени мелко-масштабных флуктуаций $\tilde{\varphi}_S$. В соответствии с этим короткоэкспозиционная ФРТ $\tilde{S}_{\text{эксп}}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \eta)$ выражается интегралом от мгновенной $\tilde{S}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', t, \eta)$ по быстрому t :

$$\tilde{S}_{\text{эксп}}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \eta) = \int_0^{\tau_{\text{эксп}}} \tilde{S}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', t, \eta) dt. \quad (6)$$

ФРТ $\tilde{S}_{\text{эксп}}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \eta)$ является случайной функцией медленного времени η , связанного с эволюцией наклона волнового фронта в атмосфере. В соответствии с (3) $\tilde{S}_{\text{эксп}}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \eta)$ равна:

$$\tilde{S}_{\text{эксп}}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \eta) = \frac{M^2}{\lambda^4 f^4} \int_{-\infty}^{\infty} P(\mathbf{r}'_1) P(\mathbf{r}'_2) \times \\ \times \exp \left\{ -\frac{i k (\mathbf{r} + M \mathbf{r}')}{f} (\mathbf{r}'_2 - \mathbf{r}'_1) \right\} \times \\ \times \exp \{ i \tilde{\theta}(\mathbf{r}', \eta) (\mathbf{r}'_2 - \mathbf{r}'_1) \} \int_0^{\tau} dt \times \\ \times \exp \{ i (\tilde{\varphi}_S(\mathbf{r}', \mathbf{r}'_1, t) - \tilde{\varphi}_S(\mathbf{r}', \mathbf{r}'_2, t)) \} d^2 \mathbf{r}'_1 d^2 \mathbf{r}'_2. \quad (7)$$

Привлекая гипотезу об эргодичности поля $\tilde{\varphi}_S$, усреднение по времени можно заменить статистическим усреднением. Введем автокорреляционную функцию $\Gamma_{\varphi_S}(\mathbf{r}'_1 - \mathbf{r}'_2)$ коэффициента пропускания фазового экрана с мелко-масштабными неоднородностями, которая для статистически однородного поля атмосферной турбулентности не зависит от координаты точечного источника \mathbf{r}' :

$$\Gamma_{\varphi_S}(\mathbf{r}'_1 - \mathbf{r}'_2) = \langle \exp \{ i (\tilde{\varphi}_S(\mathbf{r}', \mathbf{r}'_1) - \tilde{\varphi}_S(\mathbf{r}', \mathbf{r}'_2)) \} \rangle. \quad (8)$$

В итоге короткоэкспозиционная ФРТ $\tilde{S}_{\text{эксп}}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \eta)$ принимает вид

$$\begin{aligned} \tilde{S}_{\text{экср}}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \eta) &= \frac{M^2}{\lambda^4 f^4} \int_{-\infty}^{\infty} P(\mathbf{r}'_1) P(\mathbf{r}'_2) \times \\ &\times \exp \left\{ -\frac{ik}{f} [\mathbf{r} + M\mathbf{r}' + f\tilde{\theta}(\mathbf{r}', \eta)] [\mathbf{r}'_2 - \mathbf{r}'_1] \right\} \times \\ &\times \Gamma_{\text{фс}}(\mathbf{r}'_2 - \mathbf{r}'_1) d^2 \mathbf{r}'_1 d^2 \mathbf{r}'_2. \end{aligned} \quad (9)$$

Усредненный вклад мелкомасштабных флуктуаций не влияет на структуру ФРТ, и в отсутствие крупномасштабных флуктуаций ($\tilde{\theta} = 0$) оптическая система является изопланатной, как и дифракционно ограниченная. ФРТ такой подсистемы (системы без крупномасштабных флуктуаций) $S_{0S}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ выражается сверткой ФРТ дифракционно ограниченной системы $S_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ и ФРТ $S_S(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$, связанной с мелкомасштабными флуктуациями:

$$S_{0S}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = S_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \otimes S_S(\mathbf{r}, \mathbf{r}'). \quad (10)$$

Мелкомасштабные флуктуации фазы приводят в среднем к дополнительному размытию изображения, получаемого в дифракционно ограниченной системе. При этом для уединенной точки максимум интенсивности в изображении совпадает с его положением, определяемым законами геометрической оптики. Изображение $I(\mathbf{r})$, как и для дифракционно ограниченной системы, выражается сверткой ФРТ и геометрооптического изображения.

В силу изопланатности подсистемы с усредненными мелкомасштабными флуктуациями ФРТ $S_{0S}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ представима в виде

$$S_{0S}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = S_{0S}(\mathbf{r} - \xi), \quad (11)$$

где $\xi = -M\mathbf{r}'$. Такая ФРТ связана преобразованием Фурье с усредненной оптической передаточной функцией (ОПФ) системы $H_{0S}(\Omega)$:

$$S_{0S}(\mathbf{r}) = \mathcal{F}^{-1} \{H_{0S}(\Omega)\}, \quad (12)$$

где $\Omega = \mathbf{v}f$, \mathbf{v} – вектор пространственных частот в плоскости, перпендикулярной оптической оси системы. В свою очередь,

$$H_{0S}(\Omega) = H_0(\Omega) H_S(\Omega), \quad (13)$$

где $H_0(\Omega)$ – ОПФ дифракционно ограниченной системы; $H_S(\Omega)$ – ОПФ, обусловленная мелкомасштабными флуктуациями.

Дифракционно ограниченная ОПФ H_0 для линзы диаметра d имеет вид [11]

$$H_0(\Omega) = \begin{cases} \frac{2}{\pi} \left[\arccos \left(\frac{\Omega}{\Omega_0} \right) - \frac{\Omega}{\Omega_0} \sqrt{1 - \left(\frac{\Omega}{\Omega_0} \right)^2} \right], & \Omega \leq \Omega_0, \\ 0, & \Omega > \Omega_0, \end{cases} \quad (14)$$

где $\Omega_0 = d/\lambda$ – верхняя граница пространственного спектра. Усредненная короткоэкспозиционная ОПФ $H_S(\Omega)$ вычислена в [1] путем исключения вклада наклонов волнового фронта в мгновенную ОПФ некогерентной системы и последующего усреднения по ансамблю. С использованием колмогоровского спектра флуктуаций показателя преломления там получено для $H_S(\Omega)$ выражение

$$H_S(\Omega) = \exp \left\{ -3,44 \left(\frac{\lambda \Omega}{r_0} \right)^{5/3} \left[1 - \alpha \left(\frac{\Omega}{\Omega_0} \right)^{1/3} \right] \right\}, \quad (15)$$

где r_0 – радиус Фрида, определяющий искажающее влияние атмосферной турбулентности. Для статистически однородной приземной трассы

$$r_0 = 0,185 [\lambda^2 / (C_n^2 z)]^{3/5}. \quad (16)$$

Значение параметра α выбирается в соответствии с геометрией оптической системы. Для ближнего поля принимается $\alpha = 1$, для дальнего – $\alpha = 0,5$. При $\alpha = 0$ выражение (15) описывает усредненную ОПФ с временем экспозиции, превышающим характерное время τ_L для крупномасштабных неоднородностей.

Вклад крупномасштабных флуктуаций фазы в короткоэкспозиционную ФРТ $\tilde{S}_{\text{экср}}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \eta)$ проявляется в случайном смещении $\tilde{\xi}$ положения максимума интенсивности изображения точки:

$$\tilde{\xi}(\mathbf{r}', \eta) = -f\tilde{\theta}(\mathbf{r}', \eta). \quad (17)$$

При этом смещение изображения каждой точки объекта случайно меняется со временем η и с координатой \mathbf{r}' . Однако размытие изображения точки не зависит от его смещения. Размытое изображение, определяемое дифракцией и усредненным вкладом мелкомасштабных флуктуаций, случайно смещается и деформируется. Таким образом, короткоэкспозиционную ФРТ $\tilde{S}_{\text{экср}}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \eta)$ можно представить следующим образом:

$$\tilde{S}_{\text{экср}}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \eta) = S_{0S}(\mathbf{r} - \xi - \tilde{\xi}(\mathbf{r}', \eta)). \quad (18)$$

Система с такой ФРТ не является пространственно инвариантной, поскольку имеется случайное слагаемое $\tilde{\xi}$ в разности координат точки изображения \mathbf{r} и объекта ξ .

Выражение для распределения интенсивности короткоэкспозиционного изображения следует из (1) после усреднения по «быстрому» времени:

$$\tilde{I}(\mathbf{r}, \eta) = \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{S}_{\text{экср}}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \eta) I(\mathbf{r}') d^2 \mathbf{r}'. \quad (19)$$

С учетом (18) выражение для $\tilde{I}(\mathbf{r}, \eta)$ принимает вид

$$\tilde{I}(\mathbf{r}, \eta) = \int_{-\infty}^{\infty} S_{0S}(\mathbf{r} - \xi(\mathbf{r}') - \tilde{\xi}(\mathbf{r}', \eta)) I(\mathbf{r}') d^2 \mathbf{r}'. \quad (20)$$

Построенный алгоритм схематически представлен на рис. 2 для простого примера построения изображения двух точек яркости J_1 и J_2 :

$$I(\mathbf{r}') = J_1 \delta(\mathbf{r}' - \mathbf{r}'_1) + J_2 \delta(\mathbf{r}' - \mathbf{r}'_2). \quad (21)$$

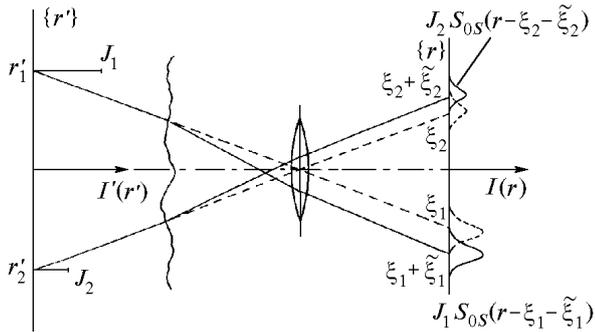


Рис. 2. Схема алгоритма построения реализации $\tilde{I}(\mathbf{r})$ короткоэкспозиционного изображения на примере объекта из двух точек: $\mathbf{r}'_1, \mathbf{r}'_2$ – координаты точек в плоскости объекта; J_1, J_2 – их мощности излучения; ξ_1, ξ_2 – геометрические смещения точек в плоскости изображения

2. Тестирование метода

Некоторые результаты компьютерного моделирования ФРТ оптической системы при конкретных атмосферных условиях приведены на рис. 3 для точечного объекта, расположенного в начале координат ($\mathbf{r}' = 0$).

Дифракционно ограниченная $S_0(\mathbf{r})$ и короткоэкспозиционная ФРТ $S_{0S}(\mathbf{r}, 0)$ получены с использованием формул (12)–(15). Видно, что наличие мелкомасштабной турбулентности приводит к значительному уширению короткоэкспозиционной ФРТ $S_{0S}(\mathbf{r}, 0)$ (кривая 2) по сравнению с дифракционно ограниченной $S_0(\mathbf{r})$ (кривая 1).

Усреднение ФРТ $\tilde{S}_{\text{экср}}(\mathbf{r}, 0, \eta)$ по медленному времени η дает длинноэкспозиционную ФРТ:

$$S_L(\mathbf{r}, 0) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T S_{0S}(\mathbf{r} - \tilde{\xi}(0, \eta)) d\eta, \quad (22)$$

которая, в соответствии с [1], может быть получена посредством преобразования Фурье от длинноэкспозиционной ОПФ

$$H_{0L}(\Omega) = H_0(\Omega) \exp \left\{ -3,44 \left(\frac{\lambda \Omega}{r_0} \right)^{5/3} \right\}. \quad (23)$$

Найденная таким путем теоретическая ФРТ $S_L(\mathbf{r}, 0)$ изображена на рис. 3 кривой 3.

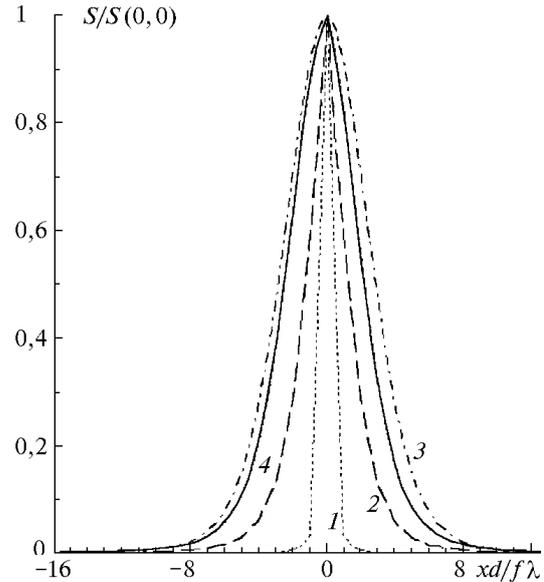


Рис. 3. Нормированные ФРТ в зависимости от нормированной поперечной координаты x . Кривые: 1 – дифракционно ограниченная ФРТ S_0 ; 2 – короткоэкспозиционная ФРТ подсистемы без крупномасштабных флуктуаций S_{0S} ; 3 – теоретическая длинноэкспозиционная ФРТ S_L ; 4 – длинноэкспозиционная ФРТ S_{LS}^N , найденная методом Монте-Карло по 100 реализациям. Условия моделирования: $d = 10$ см, $z = 2$ км, $\lambda = 0,5$ мкм, $C_n^2 = 10^{-15} \text{ см}^{-2/3}$, размерность сетки в плоскости изображения 64×64 , шаг сетки $\Delta x = f\lambda/(2d)$

В компьютерном эксперименте длинноэкспозиционная ФРТ $S_{LS}^N(\mathbf{r}, 0)$ вычислялась путем усреднения по выборке из N случайных реализаций короткоэкспозиционной ФРТ $\tilde{S}_{\text{экср}}(\mathbf{r}, 0, \eta)$. Соответствующие результаты, полученные при $N = 100$, представлены на рис. 3 кривой 4.

Видно хорошее согласие между теоретически предсказанной и найденной методом Монте-Карло длинноэкспозиционными ФРТ, что свидетельствует о достоверности построенной модели. Несколько меньшая ширина S_S по сравнению с S_L связана с погрешностями при воспроизведении крупномасштабных неоднородностей на фазовом экране конечного размера (в численном эксперименте – 2,5 м). Развитие алгоритмов генерации фазовых экранов позволит, по-видимому, сделать эту погрешность пренебрежимо малой.

1. Гудмен Дж. Статистическая оптика. М.: Мир, 1988. 525 с.
2. Распространение лазерного пучка в атмосфере / Под ред. Д. Стробена. М.: Мир, 1981. С. 214–272.
3. Адаптивная оптика / Под ред. Э.А. Витриченко. М.: Мир, 1980. 456 с.
4. Лукин В.П. Атмосферная адаптивная оптика. Новосибирск: Наука, 1986. 256 с.
5. Лукин В.П., Майер Н.Н., Фортес Б.В. // Оптика атмосферы. 1991. Т. 4. № 12. С. 1298–1302.
6. Лукин В.П., Майер Н.Н., Фортес Б.В. // Оптика атмосферы и океана. 1992. Т. 5. № 12. С. 1241–1251.
7. Fortes B.V., Lukin V.P. // Proceedings of SPIE. 1992. V. 1668. P. 477–488.

8. *Lukin V.P., Fortes B.V., Kanev F.Yu., Konyaev P.A.* // Proceedings of SPIE. 1994. V. 2222. P. 522–526.
9. *Лукин В.П., Фортес Б.В.* // Оптика атмосферы и океана. 1996. Т. 9. № 11. С. 1492–1504.

10. *Martin J.* // Wave Propagation in Random Media. SPIE. PM-09. 1992. P. 463–486.
11. *Гудмен Дж.* Введение в Фурье-оптику. М.: Мир, 1970. 364 с.

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова
Международный учебно-научный лазерный центр

Поступила в редакцию
13 мая 1997 г.

V.P. Kandidov, S.S. Chesnokov, S.A. Shlenov. **Computer Simulation of Extended Object Imaging through Turbulent Atmosphere. Part I. Method.**

The method for direct numerical simulation of random realizations of image of extended object in the atmosphere is developed on the base of short exposure optical transfer function concept and phase screen approach. The model of point spread function is formulated with regard to random movement as well as diffractive and small-scale turbulent blur. Test results obtained by Monte-Carlo method have demonstrated high statistical accuracy of the suggested model.