

**В.П. Лукин, Ф.Ю. Канев, П.А. Коняев, Б.В. Фортес**

## **ЧИСЛЕННАЯ МОДЕЛЬ АДАПТИВНОЙ ОПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ ЧАСТЬ 1. РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЛАЗЕРНЫХ ПУЧКОВ В АТМОСФЕРЕ**

Описываются вычислительные алгоритмы и компьютерный код, позволяющие моделировать распространение мощных лазерных пучков в атмосфере, а также оценивать эффективность применения различных компонентов адаптивных оптических систем: гартмановского датчика волнового фронта, гибких и сегментированных зеркал.

Созданное программное обеспечение может использоваться как для исследования параметров пучков и изображений, формируемых через атмосферу, так и для проектирования адаптивных оптических систем.

### **1. Введение**

Численное моделирование процесса распространения оптической волны через атмосферу стало одним из основных методов исследования и проектирования оптических систем с появлением мощных лазеров. Первые версии компьютерных программ для моделирования теплового расплывания появились в начале 70-х г. [1]. Последующие версии стали учитывать также влияние атмосферной турбулентности на формирование пучков в лазерных системах [2] и изображений в телескопах [3]. По мере развития адаптивной техники в компьютерные программы стали включаться модели элементов адаптивных оптических систем [4].

В настоящей статье описываются вычислительные алгоритмы, которые использовались при создании пакета прикладных программ, предназначенного для моделирования адаптивно-го управления лазерными пучками в атмосфере.

Разработанный нами компьютерный код позволяет:

- создать сценарий распространения лазерного пучка на атмосферной трассе (горизонтальной, вертикальной или наклонной);
- оценить возникающие при распространении в атмосфере амплитудно-фазовые искажения пучка;
- определить степень эффективности различных способов минимизации возникающих искажений методами адаптивной оптики.

Первая часть статьи посвящена численному моделированию процесса распространения мощного пучка в движущейся случайно-неоднородной поглощающей газовой среде, каковой является незамутненная турбулентная атмосфера. Приведены также модели высотных профилей сопутствующих атмосферных параметров.

Во второй части статьи изложены алгоритмы, моделирующие элементы контура адаптивной оптической системы, включая гартмановский датчик волнового фронта и различные варианты корректоров волнового фронта.

В третьей части приводится описание интерфейса всего программного пакета, который в настоящее время реализован на языке FORTRAN и работает в операционных средах MS DOS и WINDOWS.

Созданное программное обеспечение может использоваться для исследования флуктуаций интенсивности и фазы оптических волн в атмосфере, моделирования теплового самовоздействия мощных лазерных пучков и формирования изображения в телескопах, а также для исследования эффективности и для проектирования адаптивных оптических систем.

### **2. Распространение лазерного пучка**

Моделирование на ЭВМ процесса распространения лазерного пучка в неоднородной среде основывается на численном решении волнового уравнения, записанного в параболическом

приближении для скалярной комплексной амплитуды  $U$  пучка и поля показателя преломления  $n$  среды:

$$2 i k \frac{\partial U}{\partial z} = \Delta_{\perp} U + k^2 n(T) U, \quad (1)$$

где  $z$  – направление распространения волнового пучка;  $k = 2\pi/\lambda$  – волновое число ( $\lambda$  – длина волны). Для получения частного решения уравнение (1) дополняется граничными условиями для комплексной амплитуды поля в сечении излучающей апертуры и начальными условиями для поля показателя преломления.

При моделировании динамических и нелинейных задач необходимо совместное численное решение уравнения (1) с каким-либо материальным уравнением, описывающим изменение состояния среды во времени. В настоящее время наиболее эффективным и надежным методом численного решения эволюционных уравнений является метод расщепления в сочетании с алгоритмом быстрого преобразования Фурье (БПФ).

В наших расчетах мы используем модифицированный метод расщепления [5] и алгоритм БПФ по смешанному основанию [6].

### 3. Нестационарное тепловое самовоздействие

При тепловом самовоздействии показатель преломления среды изменяется за счет нагрева ее поглощенной энергией лазерного пучка. Как правило, в таких задачах зависимость показателя преломления от температуры полагается линейной:

$$n = n'_T T(x, y)$$

Эволюция во времени поля температуры  $T(x, y, t)$  в динамичной турбулентной атмосфере описывается материальным уравнением

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \chi \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \chi \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} - V_x \frac{\partial T}{\partial x} - V_y \frac{\partial T}{\partial y} + \frac{\alpha}{\rho C_p} I, \quad (2)$$

где  $t$  – время;  $\chi$  – коэффициент теплопроводности;  $V_x, V_y$  – поперечные компоненты скорости ветра;  $\alpha$  – коэффициент поглощения;  $\rho$  – плотность;  $C_p$  – удельная теплоемкость среды;  $I$  – интенсивность лазерного излучения.

Входящие в уравнение (2) коэффициенты могут зависеть от продольной координаты  $z$  (на вертикальных и наклонных трассах), а также изменяться случайным образом (например, пространственно-временные флуктуации скорости ветра  $V$ ). Кроме того, в начальный момент времени поле температуры  $T$  может представлять собой случайную функцию координат  $x, y, z$  (турбулентность атмосферы).

Для численного решения уравнения (2) мы используем следующую разностную аппроксимацию диффузионного и конвекционного членов:

$$\chi T_{xx}^- + \chi T_{yy}^- - V_x^+ T_x^- - V_x^- T_x^+ - V_y^+ T_y^- - V_y^- T_y^+,$$

где использованы

$$T_x^- = (T(i+1, j) - T(i, j)) / h; \quad i = 1, n-1; \quad j = 1, n,$$

$$T_x^+ = (T(i, j) - T(i-1, j)) / h; \quad i = 2, n; \quad j = 1, n;$$

$$V^{\pm} = 1/2 (V \pm |V|)$$

для разностных аппроксимаций производной в направлении  $x$  и аналогичные аппроксимации в направлении  $y$ .

Теперь уравнение (2) можно записать в разностной форме:

$$\frac{\partial T_{ij}}{\partial t} = T_x \left( \frac{\chi}{h} - V_x^- \right) - T_x \left( \frac{\chi}{h} + V_x^+ \right) + T_y \left( \frac{\chi}{h} - V_y^- \right) - T_y \left( \frac{\chi}{h} + V_y^+ \right) + \frac{\alpha}{\rho C_p} I$$

для  $i = 2, n - 1; j = 2, n - 1$ , с граничными условиями  $T_{i,j} = 0$ .

Разбивая шаг по времени  $\Delta t$  на два полушага, получаем

$$\frac{T^{m+1/2} - T^m}{\Delta t / 2} = V_{Rt} T_x^{m+1/2} - V_{Lf} T_x^{m+1/2} + V_{Up} T_y^m - V_{Dn} T_y^m + \frac{\alpha}{\rho C_p} I;$$

$$\frac{T^{m+1} - T^{m+1/2}}{\Delta t / 2} = V_{Rt} T_x^{m+1/2} - V_{Lf} T_x^{m+1/2} + V_{Up} T_y^{m+1} - V_{Dn} T_y^{m+1} + \frac{\alpha}{\rho C_p} I,$$

где верхний индекс  $m$  означает номер временного слоя и

$$V_{Rt} = \chi / h - V_x^-, \quad V_{Lf} = \chi / h + V_x^+;$$

$$V_{Up} = \chi / h - V_y^-, \quad V_{Dn} = \chi / h + V_y^+.$$

Полученные уравнения могут быть переписаны в канонической форме:

$$A T_{i-1,j}^{m+1/2} - C T_{i,j}^{m+1/2} + B T_{i+1,j}^{m+1/2} = -F_i$$

$$A = V_{Lf}; \quad B = V_{Rt}; \quad C = 2 / \Delta t + A + B;$$

$$F_i = 2 / \Delta t T_{i,j}^m + V_{Up} T_y^m - V_{Dn} T_y^m + \frac{\alpha}{\rho C_p} I$$

и

$$A T_{i,j-1}^{m+1} - C T_{i,j}^{m+1} + B T_{i,j+1}^{m+1} = -F_j,$$

$$A = V_{Dn}; \quad B = V_{Up}; \quad C = 2 / \Delta t + A + B;$$

$$F_j = 2 / \Delta t T_{i,j}^{m+1/2} + V_{Rt} T_x^{m+1/2} - V_{Lf} T_x^{m+1/2} + \frac{\alpha}{\rho C_p} I.$$

Мы получили две системы линейных уравнений. Обе системы можно решать, используя следующую процедуру (формулы даны для первой системы):

1) Проход вперед:

$$\alpha_1 = 0; \quad \alpha_2 = B / C; \quad \alpha_i = B / (C - A \alpha_{i-1}), \quad i = 3, n - 1, \quad \alpha_n = 0;$$

$$\beta_1 = 0; \quad \beta_i = F_i + A \beta_{i-1} / (C - A \alpha_{i-1}), \quad i = 2, n - 1.$$

2) Проход назад:

$$T_{n,j}^{m+1/2} = 0; \quad T_{i,j}^{m+1/2} = \beta_i + \alpha_i T_{i+1,j}^{m+1/2}; \quad i = n - 1, 2; \quad T_{1,j}^{m+1/2} = 0.$$

Таким образом, предложенный алгоритм позволяет моделировать эволюцию во времени поля температуры с учетом двух механизмов: вынужденной конвекции (в произвольном направлении скорости ветра) и молекулярной теплопроводности, что важно при наличии застойных зон на трассе распространения пучка.

#### 4. Моделирование атмосферной турбулентности

Для учета влияния турбулентных флуктуаций показателя преломления атмосферы на распространение лазерного пучка необходимо моделировать двумерные случайно-неоднородные фазовые искажения волнового фронта с соответствующей спектральной плотностью:

$$F_s(\kappa) = 2\pi L k^2 \Phi_n(\kappa),$$

где  $\Phi_n(\kappa) = 0,033 C_n^2 (\kappa^2 + \kappa_0^2)^{-11/6}$  – спектральная плотность показателя преломления;  $\kappa_0 = 2\pi/L_0$ ,  $L_0$  – внешний масштаб турбулентности. Для неоднородных трасс это выражение имеет вид

$$F_s(\kappa) = 0,489 r_0^{-5/9} \Phi(\kappa),$$

где

$$\Phi(\kappa) = \Phi_n(\kappa) / (0,033 C_n^2),$$

а радиус когерентности Фрида  $r_0$  в общем случае наклонной трассы вычисляется как

$$r_0 = \left( 0,423 k^2 \sec(\alpha) \int_{h_1}^{h_2} C_n^2(h) dh \right)^{-3/5},$$

где  $\alpha$  – зенитный угол;  $h_1$  и  $h_2$  – высоты нижней и верхней границ атмосферного слоя.

Рассмотрим комплексную спектральную амплитуду  $A_s(\kappa)$  случайной фазовой функции  $S(x, y) = S(\rho)$ . Фаза  $S(\rho)$  и ее спектральная амплитуда связаны двумерными Фурье-преобразованиями:

$$A_s(\kappa) = 1 / (2\pi)^2 \iint d^2\rho S(\rho) \exp(i\kappa\rho);$$

$$S(\rho) = \iint d^2\kappa A(\kappa) \exp(-i\kappa\rho),$$

а спектральная плотность  $F_s(\kappa)$  равна среднему квадрату модуля спектральной амплитуды:

$$F_s(\kappa) = \langle |A_s(\kappa)|^2 \rangle.$$

Так как требуемая фазовая функция  $S$  должна быть вещественной, ее Фурье-преобразование должно удовлетворять условию

$$A_s(-\kappa) = A_s^*(\kappa),$$

где звездочка (\*) означает операцию комплексного сопряжения. Заметим, что одномерное преобразование Фурье в направлении  $x$  последнего выражения дает

$$A_x(x, -\kappa_y) = A_x^*(x, \kappa_y),$$

где

$$A_x(x, \kappa_y) = \int d\kappa_x A_s(\kappa_x, \kappa_y) \exp(i\kappa_x x).$$

Таким образом, мы можем вычислять  $x$ -преобразование Фурье только для  $\kappa_y \geq 0$  и затем получать значения  $A_x(x, \kappa_y)$  для  $\kappa_y < 0$ , используя свойство симметрии. Заметим также, что

$$A_s(-\kappa_x, 0) = A_s^*(\kappa_x, 0).$$

При численном моделировании случайных фазовых искажений на ЭВМ мы аппроксимируем поле  $S(\rho)$  с помощью двумерного вещественного массива  $S(i, j)$  так, что

$$S(x, y) = S(I\Delta x, J\Delta y) = S_{IJ}$$

Мы также полагаем, что  $S(x, y)$  является периодической функцией по обеим переменным с периодами  $n\Delta x$  и  $n\Delta y$ . Таким образом, мы можем заменить интеграл Фурье на дискретную сумму

$$S_{IJ} = \sum_{K,L} \sum_{1,n} A_{KL} \exp(i(K-1)\Delta\kappa_x I\Delta x) \exp(i(L-1)\Delta\kappa_y J\Delta y),$$

где  $\Delta\kappa_x = 2\pi/(n\Delta x)$ ,  $\Delta\kappa_y = 2\pi/(n\Delta y)$ . Полагая  $\Delta x = \Delta y = h$ , получаем

$$S_{IJ} = \sum_{K,L} \sum_{1,n} A_{KL} \exp\left(i\frac{2\pi}{n}(I(K-1) + J(L-1))\right).$$

Для вычисления по полученной формуле нами применяется алгоритм БПФ по смешанному основанию.

Существует несколько способов инициализации массива  $A$ . Обычно вещественная и мнимая части массива заполняются независимыми случайными числами, распределенными либо равномерно, либо по нормальному закону, так что выполняется условие

$$\langle |A_{KL}|^2 \rangle = F_s(\kappa_K, \kappa_L) \Delta\kappa^2,$$

где  $\kappa_K = (K-1)\Delta\kappa$  и  $\kappa_L = (L-1)\Delta\kappa$ .

Мы пользуемся для инициализации массива  $A$  следующим выражением:

$$A_{KL} = (F_s(\kappa_K, \kappa_L) \Delta\kappa^2)^{1/2} \exp(2\pi i RND),$$

где  $RND$  – случайное число, равномерно распределенное в интервале  $[0, 1]$ .

Для моделирования динамических задач, связанных с временной эволюцией турбулентных искажений, нами применяется гипотеза «замороженной турбулентности». Сдвиг фазового экрана в направлении вектора ветра  $\mathbf{V}$  происходит на величину  $t\mathbf{V}$ , где  $t$  есть значение текущего времени. Используя свойство «повторяемости» программных датчиков псевдослучайных чисел, мы генерируем набор фазовых экранов, имитирующих случайно-неоднородную среду, заново в каждый следующий момент времени согласно правилу:

$$A_{KL} = (F_s(\kappa_K, \kappa_L) \Delta\kappa^2)^{1/2} \exp(i[2\pi RND + \kappa_K S_x + \kappa_L S_y]),$$

где  $S_x = V_x t$  и  $S_y = V_y t$  – сдвиги в направлениях  $x$  и  $y$ .

Преимущество такого подхода очевидно, поскольку отпадает необходимость в хранении больших массивов чисел во внешней памяти ЭВМ.

Общая формула для значений пространственных частот в соответствии с индексацией массивов в алгоритме БПФ имеет вид

$$\kappa_K = \Delta k (K - 1), \text{ если } K \leq Nq; \kappa_K = \Delta k (K - 1 - n) \text{ иначе;}$$

$$\kappa_L = \Delta k (L - 1), \text{ если } L \leq Nq; \kappa_L = \Delta k (L - 1 - n) \text{ иначе;}$$

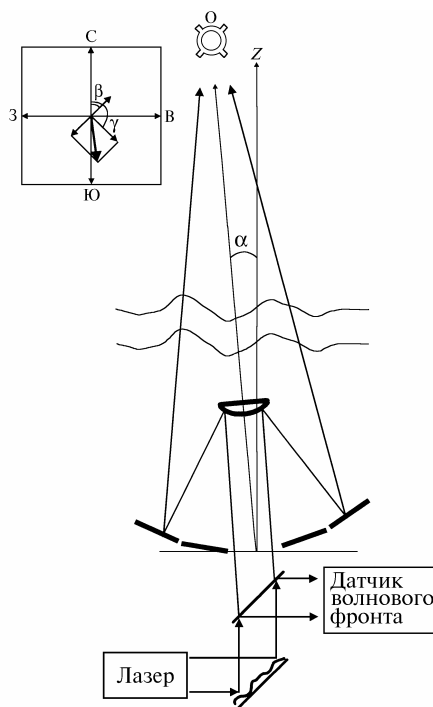
$N_q = 1 + [n/2]$ , где квадратные скобки означают целую часть числа.

Легко модифицировать изложенный метод для задач, чувствительных к виду спектральной плотности  $F_s$ . Например, для учета влияния внутреннего и внешнего масштабов турбулентности используем параметры  $R_{\max}$  и  $R_{\min}$ , которые ограничивают задаваемую форму спектральной плотности диапазоном пространственных частот  $[2\pi/R_{\max}; 2\pi/R_{\min}]$  [7].

### 5. «Сценарии» вычислительного эксперимента

Условия распространения лазерного пучка в атмосфере включают в себя такие характеристики, как положение лазерного источника, положение и характеристики движения приемника излучения. На рисунке изображен один из возможных «сценариев» вычислительного эксперимента.

Число слоев в модели атмосферы фиксировано и равно 30. Вертикальные профили основных термодинамических параметров заданы в виде табличных значений с шагом 1 км до высоты 30 км (при необходимости мы используем сплайн-интерполяцию). Среднеширотные модели атмосферы построены для двух сезонов («Зима», «Лето»), трех длин волн ( $\lambda = 1,06; 1,315, 10,6$ ) и трех турбулентных условий («Лучшие», «Средние» и «Плохие»).



Условная схема одного из возможных «сценариев» (построение изображения удаленного объекта  $O$  с помощью адаптивного телескопа) вычислительного эксперимента:  $\alpha$  – зенитный угол приемника;  $\beta$  – угол сканирования;  $\gamma$  – направление вектора ветра

Высота лазерного источника  $h_0$ , начальный радиус пучка  $a_0$ , интенсивность излучения на его оси  $I_0$  и профиль интенсивности в сечении определяют характеристики источника. Высота приемника, зенитный угол трассы распространения, азимут и скорость сканирования определяют характеристики приемника.

Компоненты профиля эффективной скорости ветра с учетом направления и скорости движения приемника вычисляются по формулам:

$$V_x(h) = V(h) \sin(\gamma) - V_t \sin(\beta) (h - h_0) / (h_t - h_0);$$

$$V_y(h) = V(h) \cos(\gamma) - V_t \cos(\beta) (h - h_0) / (h_t - h_0),$$

где  $\beta$  – угол вектора скорости приемника в радианах;  $\gamma$  – угол вектора скорости ветра в радианах;  $V_t$  – скорость движения приемника;  $V(h)$  – профиль скорости ветра.

В качестве масштабного фактора для интенсивности источника мы используем характерную плотность мощности, вычисляемую по формуле:

$$P_k(h) = \rho(h) C_p V_s(h) T_0 / (\alpha_m(h) + \alpha_a(h)),$$

где  $V_s(h) = (V_x(h)^2 + V_y(h)^2)^{1/2}$ .

Тогда вертикальный профиль параметра нелинейности, нормированный на его значение у поверхности Земли, можно определить как

$$R(h) = P_k(0) / P_k(h).$$

Радиус когерентности Фрида, который используется при моделировании атмосферной турбулентности, вычисляется по вертикальному профилю структурной характеристики  $C_n^2(h)$  для трех турбулентных условий с учетом длины волны лазерного источника.

## 6. Модели атмосферы

Для учета вертикальной изменчивости параметров атмосферы, входящих в уравнения (1), (2), нами используются стандартные модели атмосферы, учитывающие физические и географические условия и построенные на основе многолетних статистических измерений пространственно-временных вариаций метеорологических параметров [8 – 13].

Атмосферный воздух полагается идеальным газом постоянного состава с уравнением состояния

$$P = \rho R T \tag{3}$$

и уравнением статического равновесия

$$-dP = \rho g dh, \tag{4}$$

где  $P$  – давление;  $\rho$  – плотность;  $R$  – удельная газовая постоянная;  $T$  – температура;  $g$  – ускорение свободного падения;  $h$  – геометрическая высота.

*Профили температуры, давления и плотности воздуха*

По характеру изменения температуры с увеличением высоты атмосфера делится на слои: тропосферу, стратосферу, мезосферу и термосферу. Высотный профиль температуры каждого слоя аппроксимируется линейной функцией геопотенциальной высоты  $H$ :

$$T = T_* + \beta (H - H_*), \quad (5)$$

где  $T_*$  и  $H_*$  – значения температуры и геопотенциальной высоты нижней границы рассматриваемого атмосферного слоя;  $\beta = dT/dH$  – градиент температуры по геопотенциальной высоте  $H$ :

$$H = h r / (r + h),$$

где  $r$  – радиус Земли.

Значения  $T_*$ ,  $H_*$  и  $\beta$ , использованные нами в расчетах, взяты из методического руководства [10].

Совместное решение уравнений (3) и (4) с учетом (5) дает следующие выражения для высотного профиля давления:

$$\begin{aligned} P &= P_* [1 + \beta / T_* (H - H_*)]^{-g/\beta R} \quad \text{при } \beta \neq 0, \\ P &= P_* \exp [-g / R T_* (H - H_*)] \quad \text{при } \beta = 0. \end{aligned} \quad (6)$$

Вертикальный профиль плотности воздуха рассчитывается по заданным профилям температуры (5) и давления (6) с помощью уравнения состояния (3).

#### *Профили направления и скорости ветра*

Ввиду значительной пространственно-временной изменчивости ветра в атмосфере при решении прикладных задач целесообразно использовать данные оперативного атмосферного зондирования. Однако для оценивания эффективности адаптивных оптических систем, предназначенных для работы в атмосфере, вполне достаточно ограничиться моделями структуры ветра, полученными путем усреднения многолетних данных станций зондирования [8 – 9]. К таким данным относятся: зональная (широтная) составляющая  $V_x$ , меридиональная составляющая  $V_y$ , модуль ветра скорости ветра  $V_s$ , результирующий ветер  $V_r$ . Значения этих характеристик для летней и зимней среднеширотных моделей атмосферы были взяты нами из [10] и использованы при построении высотного профиля параметра нелинейности. При этом учитывались соотношения, связывающие эти характеристики между собой:

$$\begin{aligned} V_x &= V_s \sin \gamma; \quad V_y = V_s \cos \gamma; \\ V_r &= (\langle V_x \rangle^2 + \langle V_y \rangle^2)^{1/2}; \quad \gamma = \arctg (V_x / V_y), \end{aligned}$$

где  $\gamma$  – угол между меридианом места наблюдения и направлением ветра.

Для исследования влияния флуктуаций скорости и направления ветра на нестабильность работы систем фазового сопряжения опорной волны в модель структуры ветра были включены также данные средне-квадратических отклонений характеристик ветра, приведенные в [10].

#### *Профили структурной характеристики турбулентности*

Согласно гипотезе Колмогорова – Обухова, в инерционном интервале  $l_0 < r < L_0$  структурная функция флуктуаций показателя преломления подчиняется закону:

$$D_n(r) = C_n^2 r^{2/3}.$$

В свободной атмосфере отношение внешнего масштаба  $L_0$  к внутреннему масштабу  $l_0$  турбулентности может достигать нескольких порядков. При численном моделировании величина инерционного интервала ограничена размерами расчетной сетки ЭВМ. Как правило, отношение  $L_0/l_0$  в численном эксперименте не превышает 1000.

Структурная характеристика  $C_n^2$ , от которой зависит интенсивность турбулентных искажений, в приземном слое ( $h < 20$  м) меняется с ростом высоты как  $h^{-a}$  ( $a = 4/3$  для свободной конвекции,  $a = 2/3$  для нейтральной стратификации,  $a = 0$  для устойчивой стратификации).



В свободной атмосфере характер высотной зависимости  $C_n^2(h)$  меняется при изменении метеоситуации, что сильно затрудняет построение какой-либо универсальной модели. Нами используется достаточно простая эмпирическая модель, полученная по экспериментальным данным (до 20 км) в [11]:

– наилучшие условия:

$$\lg [C_n^2 \min(z) - 5,19 \cdot 10^{-16} \cdot 10^{-0,86} z] = -18,34 + 0,29 z + 8,84 \cdot 10^{-2} z^2 + 7,43 \cdot 10^{-4} z^3;$$

– наихудшие условия:

$$\lg [C_n^2 \max(z) - 9,5 \cdot 10^{-14} \cdot 10^{-2,09} z] = -14,39 + 0,17 z - 3,48 \cdot 10^{-2} z^2 + 9,59 \cdot 10^{-4} z^3;$$

– средние условия:

$$[\lg C_n^2(z)]_{av} = 1/2 \{ \lg [C_n^2 \max(z)] + \lg [C_n^2 \min(z)] \}.$$

Значения  $h$  даны в километрах, так что  $C_n^2$  измеряется в метрах в степени минус 2/3.

### *Профили молекулярного и аэрозольного поглощения*

Как известно, молекулярное поглощение лазерного излучения в атмосфере имеет ярко выраженную частотную зависимость. В настоящее время самым универсальным и точным методом расчета характеристик поглощения является полинейный учет вклада в поглощение на данной частоте каждой линии. Нами были использованы данные работы [12], полученные в численных расчетах до высот 20 км с шагом 1 км для длин волн  $\lambda = 1,06; 1,315; 10,6$  мкм.

Кроме поглощения газами, входящими в состав атмосферного воздуха, вклад в самовоздействие мощного излучения может вносить аэрозоль атмосферы. Для учета этого вклада мы использовали данные высотных профилей аэрозольного поглощения, взятые из [13].

1. Bradley L. C., Herrmann J. // J. Opt. Soc. Am. 1971. V. 61. № 5. P. 668.
2. Fleck J. A., Morris J. R., Feit M. D. // Appl. Phys. 1976. V. 10. №1. P. 129–139.
3. Muller R. A., Buffington A. // J. Opt. Soc. Am. 1974. V. 64. №9. P. 1200–1210.
4. Subalchini R. // J. Opt. Soc. Am. 1979. V. 69. № 7. P. 972–977.
5. К о н я е в П . А . // Численное исследование тепловых искажений лазерных пучков в атмосфере. Дис. канд. физ.-мат. наук. Томск, 1984.
6. Singleton R. // IEEE Transactions on Audio and Electroacoustics, 1969. V. AU-17. №2. P. 93–103.
7. Fortes B. V., Lukin V. P. // Proc. SPIE. 1992. V. 1668. P. 477–488.
8. ГОСТ 4401–81. Стандартная атмосфера. Параметры. М.:Изд-во стандартов. 1981. 179 с.
9. М а т в е е в Л . Т . Курс общей метеорологии. Физика атмосферы. Л.: Гидрометеоздат, 1984. 751 с.
10. Б е л е н ь к и й М . С . , З а д д е Г . О . , К о м а р о в В . С . и др. Оптическая модель атмосферы. Томск: Томский филиал СО РАН, 1987. 225 с.
11. Г р а ч е в а М . Е . , Г у р в и ч А . С . // Изв. АН СССР. Сер. ФАО. 1980. Т. 16. С. 1107–1110.
12. М и ц е л ь А . А . , П о н о м а р е в Ю . Н . Оптические модели молекулярной атмосферы. Наука: Новосибирск, 1988. 127 с.
13. З у е в В . Е . , К р е к о в Г . М . Оптические модели атмосферы. Л.: Гидро-метеоздат, 1986. 256 с.

Институт оптики атмосферы СО РАН,  
Томск

Поступила в редакцию  
27 сентября 1994 г.

### **V. P. Lukin, F. Yu. Kanev, P. A. Konyaev, B. V. Fortes. Numerical Model of an Adaptive Optical System. P. 1. Laser Beams Propagation in the Atmosphere.**

Computational Algorithms and computer codes are described which allow modeling the propagation of high power laser beams in the atmosphere as well as appreciating efficiency of different components of adaptive systems application, i. e. Hartmann sensors of wave fronts, flexible and segmented mirrors.

The software developed may be used both for investigation of parameters of beams and images formed through the atmosphere and design of adaptive optical systems.