

УДК 535.211

Численное моделирование распространения лазерных пучков, формируемых многоэлементными апертурами, в турбулентной атмосфере при тепловом самовоздействии

В.А. Банах, А.В. Фалиц*

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

Поступила в редакцию 18.02.2013 г.

Представлен алгоритм моделирования распространения лазерного пучка в турбулентной атмосфере в условиях теплового самовоздействия для случая, когда пучок формируется многоэлементной апертурой. Рассматривается когерентное и некогерентное сложение элементарных полей многоэлементной апертуры. На основе численного моделирования проанализированы свойства многоэлементного пучка в сравнении с эквивалентным гауссовым пучком. Показано, что при когерентном сложении в результате суперпозиции полей, формируемых отдельными элементами выходной апертуры, возникает сложная дифракционная картина. Средние значения максимальной интенсивности, как гауссова пучка, так и многоэлементного пучка, мало отличаются друг от друга, когда параметр нелинейности $N_c > 1$. В условиях сильной турбулентности и сильной нелинейности интегральные характеристики излучения многоэлементных пучков близки к характеристикам гауссова пучка, эффективный размер которого определяется размерами многоэлементного пучка. Интенсивность многоэлементных пучков в турбулентной атмосфере флуктуирует при некогерентном сложении полей меньше, чем при когерентном.

Ключевые слова: моделирование, самовоздействие, комбинированные пучки; simulation, thermal blooming, combined beam.

Введение

Моделирование распространения лазерного излучения в атмосфере, основанное на численном решении волнового уравнения в параболическом приближении [1], позволяет в рамках единого подхода исследовать как энергетические характеристики излучения, определяющие распределение мощности в пространстве и во времени, так и информационные, связанные с когерентностью и уровнем флуктуации светового потока [2–7]. В основе такого подхода к моделированию лежит процедура замены сплошной среды, в которой распространяется излучение, последовательностью тонких экранов, имитирующих искажения, приобретаемые оптической волной по мере распространения [8–19]. Использование моделей высотных профилей параметров атмосферы, влияющих на распространение оптического излучения, позволяет обобщить алгоритм моделирования на случай произвольной геометрии трассы распространения в атмосфере Земли [8, 13, 20].

С помощью численного моделирования можно эффективно изучать свойства распространяющихся в турбулентной среде лазерных пучков с негауссовым начальным распределением интенсивности [15, 21–26], для которых теоретический анализ затруднен вследствие его сложности или невозможен.

С точки зрения практических применений представляет интерес анализ распространения пучков, сформированных многоэлементными апертурами в виде совокупности полей с гауссовым распределением амплитуды на отдельных элементах, при этом сложение этих полей может осуществляться как когерентно, так и некогерентно. Основное преимущество многоэлементных апертур заключается в том, что относительно просто можно сформировать пучки излучения с большой плотностью энергии и малой угловой расходимостью [23, 24].

В работах [21, 22] представлена математическая модель комбинированных гауссовых источников лазерного излучения, на основе которой анализируются характеристики оптического поля в зависимости от параметров многоэлементной апертуры и осуществляется анализ эффективности компенсации искажений, вносимых атмосферной турбулентностью. Однако при распространении лазерных пучков с высокой плотностью энергии часть энергии поглощается, что приводит к дополнительным искажениям распределения интенсивности в поперечной к направлению распространения плоскости из-за теплового самовоздействия [6, 8, 9, 11, 16, 27]. В данной работе представлены алгоритм, позволяющий моделировать распространение лазерных пучков, формируемых многоэлементными апертурами, при нестационарном тепловом самовоздействии в турбулентной атмосфере и результаты его апробации в численных экспериментах.

* Виктор Арсентьевич Банах (banakh@iao.ru); Андрей Вячеславович Фалиц (falits@iao.ru).

Алгоритм моделирования

Согласно [6, 27] для описания распространения лазерного излучения в турбулентной атмосфере при тепловом самовоздействии можно использовать систему уравнений, состоящую из параболического уравнения для комплексной амплитуды поля оптической волны U и уравнения для диэлектрической проницаемости ε_1 , учитывающего ее изменения за счет нагрева воздуха излучением:

$$2ik \frac{\partial U(z, \mathbf{p}, t)}{\partial z} + \Delta_{\perp} U(z, \mathbf{p}, t) + k^2 \varepsilon_1(z, \mathbf{p}, t) U(z, \mathbf{p}, t) + ik\alpha U(z, \mathbf{p}, t) = 0, \quad (1)$$

где

$$\varepsilon_1(z, \mathbf{p}, t) = \tilde{\varepsilon}(z, \mathbf{p} - t\mathbf{V}_{\perp}(z)) + \frac{\partial \varepsilon}{\partial T} \frac{\alpha_a}{\rho_0 c_p} \int_0^t dt' I(z, \mathbf{p} - (t-t')\mathbf{V}_{\perp}(z), t'). \quad (2)$$

В (1) и (2) введены следующие обозначения: волна распространяется вдоль оси z декартовой системы координат; $\mathbf{p} = \{x, y\}$ – двумерный вектор в плоскости, перпендикулярной направлению распространения; $\Delta_{\perp} = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$; $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число,

λ – длина волны излучения; $\tilde{\varepsilon}$ – флуктуирующая за счет турбулентности часть диэлектрической проницаемости воздуха; $\alpha = \alpha_a + \alpha_s$ – коэффициент ослабления излучения атмосферой, который может меняться вдоль трассы распространения; α_a – коэффициент поглощения, который определяется как сумма значений аэрозольного и молекулярного поглощения, α_s – коэффициент аэрозольного рассеяния; ρ_0 – плотность воздуха; c_p – удельная теплоемкость воздуха при постоянном давлении; \mathbf{V}_{\perp} – перпендикулярная направлению распространения компонента вектора скорости движения среды (ветра); $\frac{\partial \varepsilon}{\partial T} = -10^{-6} 445,4/T_0$, T_0 – температура

среды распространения, К; $I(z, \mathbf{p}, t) = |U(z, \mathbf{p}, t)|^2$. Выражения (1) и (2) являются основой алгоритма моделирования распространения оптического излучения в турбулентной атмосфере при нестационарном тепловом самовоздействии.

Алгоритм численного решения уравнения (1) базируется на методе расщепления задачи по физическим факторам и методе Монте-Карло при моделировании турбулентных искажений волны [8]. В соответствии с этим подходом вся трасса распространения разбивается на слои, в которых моделируются два фазовых экрана. Один из них имитирует турбулентные искажения фазы распространяющейся волны, другой – искажения фазы за счет протяженной тепловой линзы, возникающей вследствие поглощения энергии распространяющегося

излучения атмосферным воздухом. При этом полагают, что вне экранов волна испытывает лишь дифракцию.

Начальное распределение комплексной амплитуды поля оптического пучка, сформированного многоэлементной апертурой, можно задавать на основе выражения

$$U_0(0, \mathbf{p}, t) = \sum_{m=1}^{N_s} U_{0,m}(0, \mathbf{p}, t) = \sum_{m=1}^{N_s} T(\mathbf{p}_m) B_m \exp\left(-\frac{|\mathbf{p} - \mathbf{p}_m|^2}{2a_0^2} - \frac{ik\rho^2}{2F} + i\varphi_m(t)\right), \quad (3)$$

где N_s – число элементов составной апертуры; \mathbf{p}_m – координата центра отдельного элемента; B_m – амплитуда поля в центре элемента; $T(\mathbf{p}_m)$ – амплитудный коэффициент, определяющий границы элементов апертуры, $T(\mathbf{p}_m) = 1$ внутри окружности радиуса a и центром \mathbf{p}_m и $T(\mathbf{p}_m) = 0$ за пределами этой окружности; a_0 – радиус пучка на отдельном элементе апертуры, определяемый как расстояние от оси пучка, на котором происходит спадание интенсивности до уровня $\exp(-1)$; F – радиус кривизны волнового фронта начального распределения комплексного поля.

При когерентном сложении полей, формируемых на отдельных элементах многоэлементной апертуры, значение функции $\varphi_m(t)$ в (3) задается равным константе ($\varphi_m(t) = \text{const}$) для всех элементов выходной апертуры. В случае некогерентного сложения $\varphi_m(t)$ – случайные независимые функции. Таким образом, в качестве начального распределения при когерентном сложении полей на выходной апертуре задается комплексное поле $U_0(0, \mathbf{p}, t)$. При некогерентном сложении полей отдельных элементов выходной апертуры в качестве начального распределения используется сумма распределений комплексных амплитуд на каждом элементе апертуры $U_{0,m}(0, \mathbf{p}, t)$ из (3), моделирование распространения которых осуществляется независимо друг от друга.

Процедура моделирования распространения лазерного излучения предполагает получение временных изменений комплексного поля оптической волны, распространяющейся вдоль заданной трассы. Схематично алгоритм представлен на рис. 1, где показаны последовательности турбулентных и нелинейных фазовых экранов для трех временных итераций.

Каждая итерация соответствует однократному прохождению пучком трассы от источника до плоскости регистрации в определенный момент времени $t = \eta_t \Delta t$, где $\eta_t = 0, 1, 2, \dots, H$, H – число итераций. Для момента времени $t = 0$ первая итерация алгоритма распространения осуществляется через цепочку фазовых экранов $\theta_j^{(tb)}$, имитирующих турбулентные искажения распространяющегося излуче-

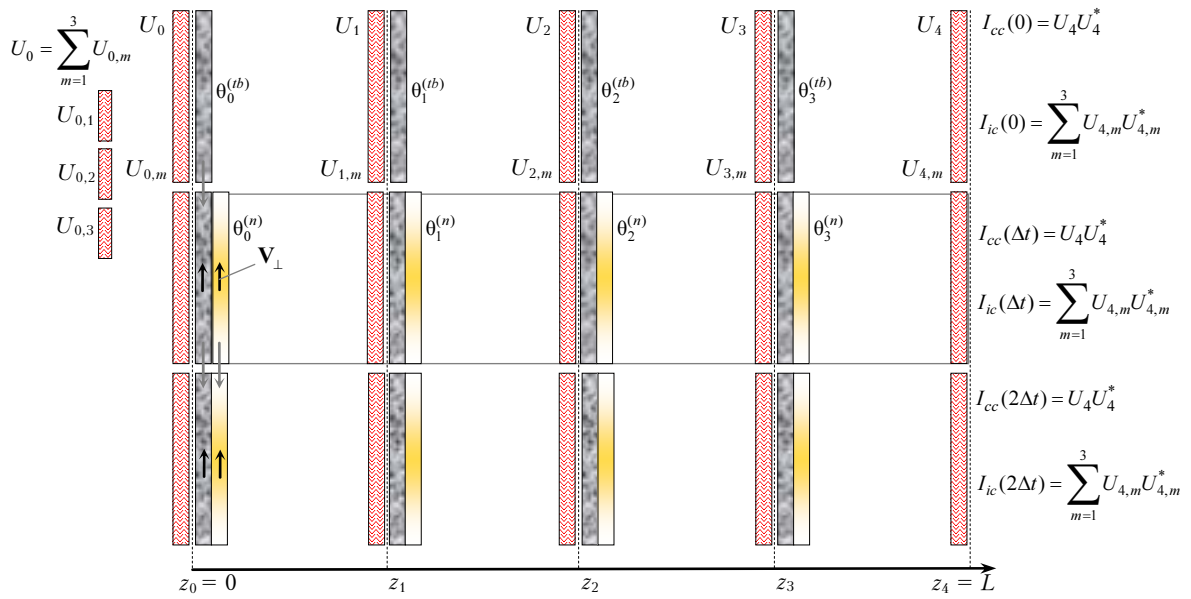


Рис. 1. Схема численного моделирования распространения многоэлементных пучков в условиях теплового самовоздействия

ния. При когерентном сложении элементарных полей начальное распределение задается в виде

$$U_0 = \sum_{m=1}^{N_s} U_{0,m}. \text{ Распределение интенсивности в конце}$$

трассы распространения $I_{cc}(t=0)$ в этом случае определяется распределением комплексного поля в данный момент времени. При некогерентном сложении элементарных полей осуществляется последовательное моделирование распространения пучков с начальными распределениями комплексного поля $U_{0,1}, U_{0,2}, U_{0,3}$. Распределение интенсивности в конце трассы распространения $I_{ic}(t=0)$ при этом определяется суммой интенсивностей полей $U_{0,m}$

$$\text{в конце трассы распространения } I_{ic}(0) = \sum_{m=1}^3 U_{4,m} U_{4,m}^*$$

(рис. 1).

Для следующего момента времени $t = \Delta t$ к турбулентному экрану добавляется нелинейный фазовый экран, имитирующий искажения, вызываемые поглощением энергии излучения. Нелинейный фазовый экран $\theta_j^{(n)}$ для j -го выбранного слоя моделируется на основе второго слагаемого в (2) с использованием в качестве $I(z, \mathbf{p} - (t - t')\mathbf{V}_\perp(z), t')$ распределения интенсивности поля, падающего на j -й слой на предыдущей временной итерации. При этом турбулентный и нелинейные фазовые экраны смещаются с заданной поперечной скоростью ветра \mathbf{V}_\perp (см. рис. 1).

Для момента времени $t = 2\Delta t$ нелинейный экран на j -м слое формируется уже как сумма смещенных на расстояние $\mathbf{V}_\perp \cdot \Delta t$ нелинейного фазового экрана, полученного на предыдущей временной

итерации, и нового экрана, который моделируется точно так же, как и нелинейный экран для момента времени $t = \Delta t$.

Расчет дифракции комплексного поля, прошедшего через тонкие фазовые экраны $\theta^{(tb)}$ и $\theta^{(n)}$, в j -м слое можно выполнить, вычислив интеграл Кирхгофа [3]. При когерентном сложении элементарных полей на выходной апертуре дифракция рассчитывается на основе выражения

$$U(z_{j+1}, \mathbf{p}, t) = (i\lambda\Delta z)^{-1} \exp\left(\frac{\alpha\Delta z}{2}\right) \int d^2\mathbf{p}' U(z_j, \mathbf{p}', t) \times \exp\left(i\theta^{(tb)}(z_j, \mathbf{p}', t) + i\theta_{cb}^{(n)}(z_j, \mathbf{p}', t)\right) \exp\left(\frac{ik(\mathbf{p} - \mathbf{p}')^2}{2\Delta z}\right), \quad (4)$$

где $\theta_{cb}^{(n)}$ – нелинейный фазовый экран, рассчитанный для случая когерентного сложения полей. При некогерентном сложении элементарных полей расчет дифракции в слое осуществляется для каждого поля по отдельности:

$$U_m(z_{j+1}, \mathbf{p}, t) = (i\lambda\Delta z)^{-1} \exp\left(\frac{\alpha\Delta z}{2}\right) \int d^2\mathbf{p}' U_m(z_j, \mathbf{p}', t) \times \exp\left(i\theta^{(t)}(z_j, \mathbf{p}', t) + i\theta_{ic}^{(n)}(z_j, \mathbf{p}', t)\right) \exp\left(\frac{ik(\mathbf{p} - \mathbf{p}')^2}{2\Delta z}\right), \quad (5)$$

где $\theta_{ic}^{(n)}$ – нелинейный фазовый экран, создаваемый интенсивностью поля U_m . Поля (4) и (5) после перехода в Фурье-пространство рассчитываются с помощью быстрого преобразования Фурье.

Моделирование фазового экрана $\theta^{(tb)}$, имитирующего турбулентные искажения, осуществляется на основе следующего выражения:

$$\theta^{(tb)}(z_j, \mathbf{p}, t) = \theta_1^{(tb)}(z_j, \mathbf{p}, t) + \theta_1^{(sb)}(z_j, \mathbf{p}, t), \quad (6)$$

где компонента $\theta_1^{(tb)}(z_j, \rho, t)$ учитывает случайные неоднородности флуктуации фазы, размер которых не превышает линейные размеры фазового экрана, а $\theta_1^{(sh)}(z_j, \rho, t)$ – крупномасштабные неоднородности размером больше линейных размеров фазового экрана [17, 18]. Динамическое изменение компонент фазового экрана $\theta_1^{(tb)}$ и $\theta_1^{(sh)}$ осуществляется на основе временной итерационной процедуры:

$$\begin{aligned} \theta_1^{(tb)}(z_j, \rho, t + \Delta t) &= \\ &= \sqrt{\mu} \theta_1^{(tb)}(z_j, \rho - t \mathbf{V}_\perp(z_j), t) + \sqrt{1 - \mu} \theta_2^{(tb)}(z_j, \rho); \quad (7) \\ \theta_1^{(sh)}(z_j, \rho, t + \Delta t) &= \\ &= \sqrt{\mu} \theta_1^{(sh)}(z_j, \rho, t) + \sqrt{1 - \mu} \theta_2^{(sh)}(z_j, \rho), \quad (8) \end{aligned}$$

где $\mu = \exp(-2\Delta t/t_{cor})$ – коэффициент временной корреляции фазы, определяемый временной корреляционной функцией флуктуаций показателя преломления воздуха [2]; $\theta_2^{(tb)}$, $\theta_2^{(sh)}$ – фазовые экраны, с помощью которых моделируется случайная динамика $\theta_1^{(tb)}$ и $\theta_1^{(sh)}$.

Как видно из (7) и (8), поперечный снос неоднородностей ветром вводится только для высокочастотной компоненты флуктуаций фазы. Для крупномасштабных флуктуаций задается лишь случайное изменение значений флуктуаций показателя преломления, что связано со свойствами экрана $\theta_1^{(sh)}$ [17]. Таким образом, случайный фазовый экран $\theta^{(tb)}$, полученный на основе выражения (6), учитывает поперечный перенос флуктуаций неоднородностей фазы со скоростью ветра \mathbf{V}_\perp , а также временную корреляцию фазы распространяющегося излучения, что делает процесс моделирования более реалистичным [28–31].

Функции $\theta_1^{(tb)}(z_j, \rho)$ и $\theta_2^{(tb)}(z_j, \rho)$ в (7) определяются через реальные и мнимые части быстрого преобразования Фурье, с помощью которого моделируются случайные реализации фазового экрана. Моделирование осуществляется на основе стандартных алгоритмов [8, 10, 12, 13], которые задаются следующими соотношениями:

$$\theta_1^{(tb)}(z_j, \rho) = \text{Re}[\theta_{z_j}^{(tb)}(\eta\Delta x, \xi\Delta y)]; \quad (9)$$

$$\begin{aligned} \theta_{z_j}^{(tb)}(\eta\Delta x, \xi\Delta y) &= \\ &= \sum_{\eta=0}^{N-1} \sum_{\xi=0}^{N-1} [a(\eta', \xi') + ib(\eta', \xi')] \left[-\frac{i2\pi(\eta'\eta + \xi'\xi)}{N} \right]; \quad (10) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \langle a^2(\eta, \xi) \rangle &= \langle b^2(\eta, \xi) \rangle = \\ &= \Delta q_x \Delta q_y k^2 \Delta z A_c C_\epsilon^2(z_j) (q_x^2 + q_y^2)^{-11/6}; \quad (11) \\ q_x &= \eta \Delta q_x = \frac{\eta}{N \Delta x}; \quad q_y = \xi \Delta q_y = \frac{\xi}{N \Delta y}, \end{aligned}$$

где C_ϵ^2 – структурная характеристика флуктуаций диэлектрической проницаемости воздуха; A_c – константа; N – размерность расчетной сетки; Δx , Δy – шаг сетки; ξ , η – целые числа, изменяющиеся от 0 до $N - 1$.

Для расчета $\theta_1^{(sh)}(z_j, \rho)$ и $\theta_2^{(sh)}(z_j, \rho)$ в (8) используется метод субгармоник [17]:

$$\theta_1^{(sh)}(z_j, \rho) = \text{Re}[\theta_{z_j}^{(sh)}(\eta\Delta x, \xi\Delta y)]; \quad (12)$$

$$\begin{aligned} \theta_{z_j}^{(sh)}(\eta\Delta x, \xi\Delta y) &= \\ &= \sum_{p=1}^{N_p} \sum_{\eta'=-1}^1 \sum_{\xi'=-1}^1 [a(\eta', \xi', p) + ib(\eta', \xi', p)] \left[-\frac{i2\pi(\eta'\eta + \xi'\xi)}{3^p N} \right], \quad (13) \end{aligned}$$

$$\eta' \neq 0; \quad \xi' \neq 0;$$

$$\begin{aligned} \langle a^2(\eta', \xi', p) \rangle &= \langle b^2(\eta', \xi', p) \rangle = \\ &= \Delta q_{x_p} \Delta q_{y_p} k^2 \Delta z A_c C_\epsilon^2(z_j) (q_{x_p}^2 + q_{y_p}^2)^{-11/6}, \quad (14) \end{aligned}$$

$$q_{x_p} = \frac{\eta' \Delta q_x}{3^p}, \quad q_{y_p} = \frac{\xi' \Delta q_y}{3^p}.$$

Нелинейный фазовый экран $\theta_{cb}^{(n)}$ в выражении (4) для момента времени $t = \eta_t \Delta t$ при когерентном сложении полей формируется на основе следующего выражения:

$$\begin{aligned} \theta_{cb}^{(n)}(z_j, \rho, t) &= \\ &= I_{\max} \frac{\pi \Delta z \Delta t}{\lambda \rho_0 c_p} \frac{\partial \epsilon}{\partial T} \sum_{\eta_t=0}^H I'(z_j, \rho - (t - \eta_t \Delta t) \mathbf{V}_\perp(z_j), \eta_t \Delta t), \quad (15) \end{aligned}$$

где

$$I'(z, \rho, t) = \frac{I(z, \rho, t)}{I_{\max}(z=0)} = \frac{U(z, \rho, t) U^*(z, \rho, t)}{I_{\max}(z=0)}, \quad (16)$$

$I_{\max}(z=0)$ – максимальное значение интенсивности в начальном распределении поля источника излучения.

При некогерентном сложении полей нелинейный фазовый экран $\theta_{ic}^{(n)}$ в (5) для момента времени t определяется как

$$\begin{aligned} \theta_{ic}^{(n)}(z_j, \rho, t) &= \\ &= I_{\max} \frac{\pi \Delta z \Delta t}{\lambda \rho_0 c_p} \frac{\partial \epsilon}{\partial T} \sum_{m=1}^{N_\xi} \sum_{\eta_t=0}^H I_m'(z_j, \rho - (t - \eta_t \Delta t) \mathbf{V}_\perp(z_j), \eta_t \Delta t), \quad (17) \end{aligned}$$

где

$$I_m'(z, \rho, t) = \frac{\sum_{m=1}^{N_\xi} I_m(z, \rho, t)}{I_{\max}(z=0)} = \frac{\sum_{m=1}^{N_\xi} U_m(z, \rho, t) U_m^*(z, \rho, t)}{I_{\max}(z=0)}. \quad (18)$$

Численное моделирование

С помощью программы, в которой реализован представленный алгоритм моделирования, проведем анализ фокусировки многоэлементного пучка, состоящего из трех элементов и эквивалентного ему гауссова пучка в турбулентной атмосфере с учетом теплового самовоздействия (рис. 2).

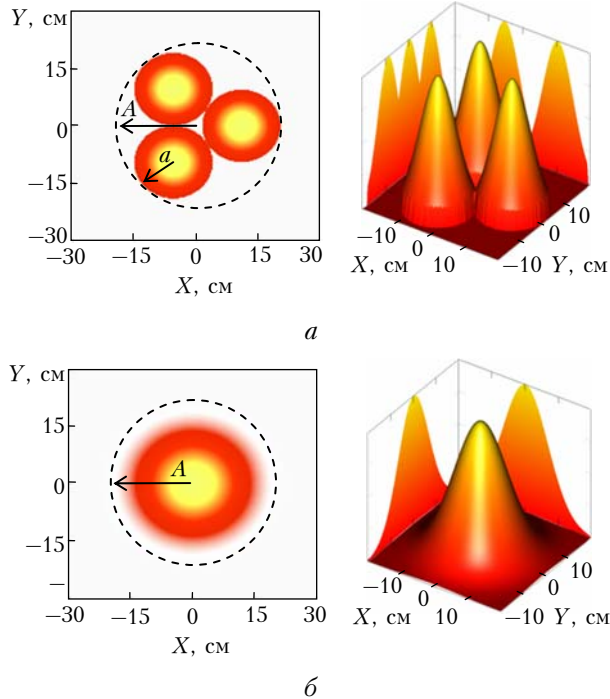


Рис. 2. Начальное распределение интенсивности: *a* – многоэлементный пучок; *б* – эквивалентный гауссов пучок

Соотношение между радиусом A и эффективным радиусом эквивалентного гауссова пучка A_0 , который определяет спадание нормированной интенсивности до уровня $\exp(-1)$, выбирается из следующих соображений. В работах [3, 32] показано, что при определении средней интенсивности в турбулентной атмосфере для пучка с равномерным начальным распределением поля на круге радиусом A можно использовать выражение, полученное для гауссова начального распределения интенсивности, если подставлять значение эффективного радиуса гауссова пучка A_0 равным $A/2$. Воспользуемся этим соотношением при определении эффективного радиуса для эквивалентного гауссова пучка (рис. 2, б).

Параметры, характеризующие условия распространения, будем задавать аналогичными тем, которые использовались в работе [9], где сопоставляются результаты лабораторного эксперимента и численного расчета искажений гауссова пучка в условиях теплового самовоздействия. Условия, при которых осуществлялись эксперимент и расчет в [9], были подобраны на основе безразмерных параметров, описывающих нелинейные искажения распространяющегося излучения, что позволяет

сравнивать полученные результаты между собой. Ниже представлены характеристики среды распространения и параметры гауссова пучка, которые использовались при моделировании.

Коэффициент поглощения α_a , км^{-1}	0,07
Коэффициент ослабления α , км^{-1}	0,07
Скорость ветра V_{\perp} , м/с	2
Радиус гауссова пучка A_0 , см	10
Мощность P_0 , кВт	100
Длина трассы L , км	2
Число Френеля Ω	2,96
Длина волны λ , мкм	10,6
Плотность воздуха ρ_0 , $\text{г}/\text{см}^3$	$1,3 \cdot 10^{-3}$
Удельная теплоемкость c_p , $\text{Дж}/(\text{г} \cdot \text{К})$	1

Сформируем начальное распределение комплексной амплитуды поля многоэлементного пучка на основе выражения (3) для следующих значений параметров: $a = 9,5$ см, $a_0 = 6,72$ см, $F = 2$ км и $N_s = 3$. Размеры начальной апертуры многоэлементного пучка определяются радиусом окружности A (рис. 2, *a*), в которую вписаны одномодовые источники многоэлементного пучка.

Моделирование распространения пучков осуществлялось при следующих значениях параметров расчетной сетки для комплексного поля: $N_x = N_y = 512$, $\Delta x = \Delta y = 3$ мм. Число слоев, на которые разбивалась трасса распространения, было выбрано равным 5; шаг временных итераций Δt задавался равным 5 мс. Оценку статистических характеристик распространяющегося излучения в турбулентной атмосфере проводили путем усреднения по 40 000 реализаций, что соответствует временному интервалу 3,33 мин. При моделировании фазовых экранов $\theta^{(sh)}$ значение параметра N_p в (13) задавалось равным 8 [18].

Степень нелинейных искажений для однородной трассы распространения, связанных с эффектом самонаведенной тепловой дефокусировки, для гауссовых пучков, которые отличаются эффективными размерами, начальной мощностью и условиями распространения, можно характеризовать с помощью безразмерного параметра нелинейности [6, 9]:

$$N_c = - \left| \frac{\partial \varepsilon}{\partial T} \right| \frac{\alpha_a I_0 L^2}{2\rho_0 c_p V_{\perp} A_0}, \quad (19)$$

где I_0 – максимальное значение интенсивности в начальном распределении гауссова пучка. При $N_c = 1$ коллимированный пучок фокусируется в направлении ветра по одной из координат и размывается в перпендикулярном направлении, а интенсивность принимает характерное для тепловой дефокусировки серповидное распределение. В нашем примере для гауссова пучка с эффективным радиусом 10 см и начальной мощностью 100 кВт параметр нелинейности N_c равен 2,56, что соответствует значительным тепловым искажениям пучка.

На рис. 3 кривыми 1, 2 и 3 представлено изменение значения максимальной интенсивности,

полученное с помощью моделирования фокусировки пучков в свободном пространстве с учетом ослабления излучения на трассе распространения длиной L . Все значения интенсивности на рис. 3 нормированы на максимальное значение интенсивности гауссова пучка с начальной мощностью, равной P_0 . Для гауссова распределения интенсивности соотношение между начальной мощностью и интенсивностью на оси пучка определяется выражением $P_0 = \pi A_0^2 I_0$.

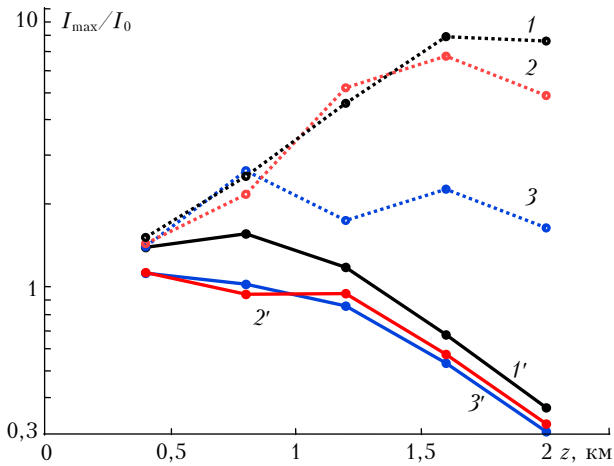


Рис. 3. Нормированная максимальная интенсивность пучка при фокусировке в свободном пространстве (кривые 1, 2 и 3) и изменение максимального значения средней интенсивности в турбулентной атмосфере (кривые 1', 2' и 3'): 1, 1' – гауссов пучок; 2, 2' – многоэлементный пучок при когерентном сложении полей; 3 и 3' – при некогерентном сложении полей

Из рис. 3 видно, что изменение максимальной интенсивности при фокусировке многоэлементного пучка при когерентном сложении полей (кривая 2 на рис. 3) близко к изменению максимальной интенсивности в сфокусированном гауссовом пучке (кривая 1 на рис. 3). При этом дифракционные размеры фокального пятна гауссова пучка (рис. 4, а) и главного пятна, получаемого при фокусировке многоэлементного пучка при когерентном сложении полей (рис. 4, б), равны. Следовательно, можно предположить, что тепловое самовоздействие многоэлементного пучка с когерентным сложением полей будет приводить к таким же искажениям распределения интенсивности, как и при тепловом самовоздействии эквивалентного ему гауссова пучка. Другими словами, выражение (17), рассчитываемое для гауссова пучка радиусом $A_0 = A/2$, можно использовать как безразмерный параметр нелинейности, характеризующий эффекты теплового самовоздействия многоэлементного пучка при когерентном сложении полей.

Дифракционная расходимость многоэлементного пучка при некогерентном сложении полей будет определяться размерами отдельного элемента в начальной апертуре источника излучения [6], и, как следствие, дифракционный размер сфокусирован-

ного многоэлементного пучка будет превышать дифракционный размер сфокусированного эквивалентного гауссова пучка (рис. 4, а и в). Из-за большой дифракционной расходимости предельное значение максимума в распределении интенсивности будет меньше (кривая 3 на рис. 3), а искажающее влияние эффекта теплового самовоздействия на распространяющееся излучение слабее, чем при фокусировке гауссова пучка с эффективным радиусом A_0 .

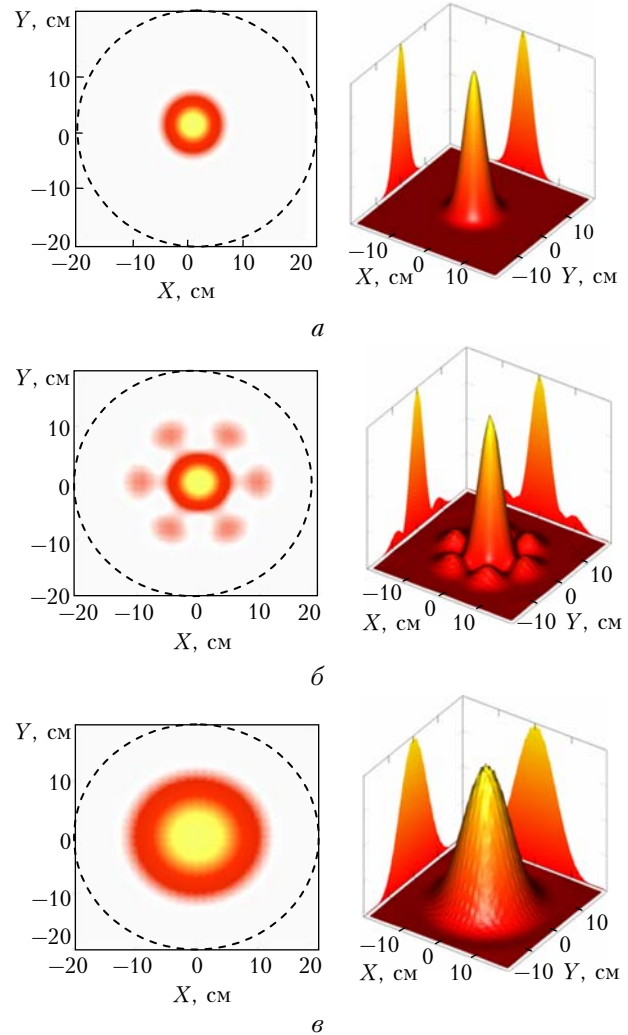


Рис. 4. Дифракционное распределение интенсивности для $L = 2$ км: а – гауссов пучок; б и в – многоэлементный пучок при когерентном и некогерентном сложении полей на апертуре источника излучения

В турбулентной атмосфере различие в средних значениях максимальной интенсивности при фокусировке пучков различных типов уменьшается. На рис. 3 кривыми 1', 2' и 3' показаны изменения среднего значения максимума интенсивности, рассчитанного по данным численного моделирования фокусировки пучков в турбулентной атмосфере. Структурная характеристика диэлектрической проницаемости C_ϵ^2 при моделировании задавалась равной $1,68 \cdot 10^{-14} \text{ м}^{-2/3}$. Индекс мерцаний

$\sigma_I^2 = 0,31 C_n^2 k^{7/6} L^{11/6}$ на трассе 2 км равнялся 3,16, что соответствует сильным флуктуациям интенсивности [3, 5]. В этом режиме турбулентности поперечные распределения средней интенсивности в конце трассы получаются одинаковыми для всех типов пучков (рис. 5).

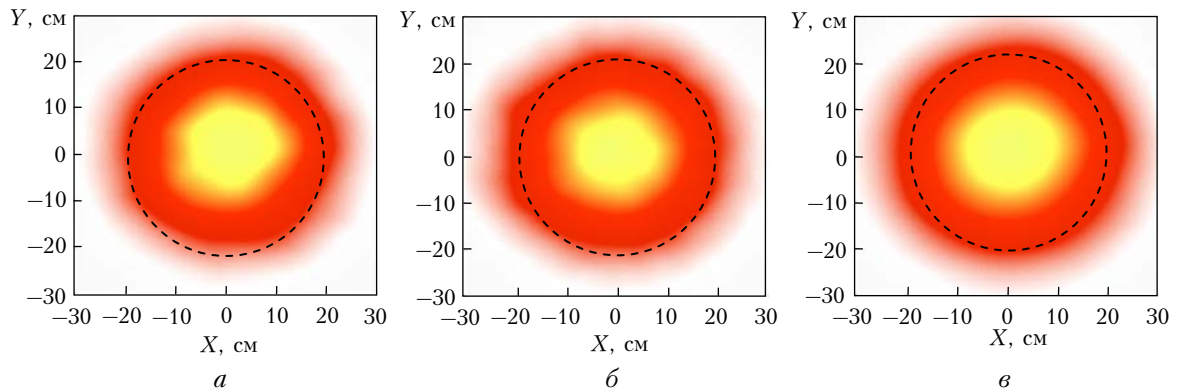


Рис. 5. Средняя интенсивность в турбулентной атмосфере: *a* – гауссов пучок; *б* и *в* – многоэлементный пучок при когерентном и некогерентном сложении полей на апертуре источника излучения

Моделирование фокусировки пучков в условиях теплового самовоздействия с учетом временных изменений распределения комплексного поля позволяет проследить нестационарные изменения в распределении интенсивности в конце трассы и установлении стационарного режима. На рис. 6 представлено изменение во времени максимального значения интенсивности в фокальной плоскости в условиях однородного поперечного сноса среды со скоростью V_{\perp} в отсутствие турбулентных искажений.

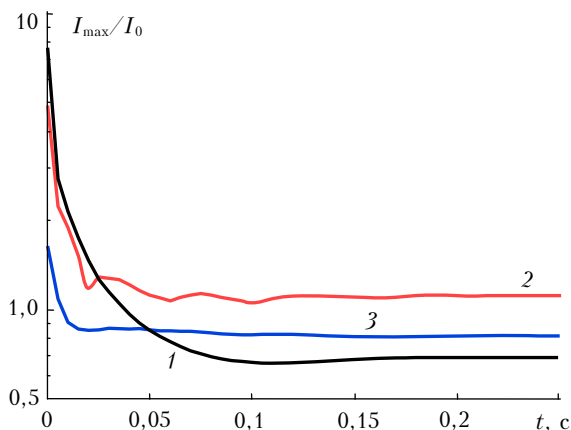


Рис. 6. Изменение максимального значения интенсивности во времени у гауссова пучка (кривая 1), многоэлементного пучка при когерентном сложении полей (2), многоэлементного пучка при некогерентном сложении полей (3) при тепловом самовоздействии (нормировка на максимальное значение интенсивности гауссова пучка в начальном распределении)

В начальный момент времени ($t = 0$) значения интенсивности в фокальной плоскости определяются значениями интенсивности, получаемыми при фокусировке соответствующих пучков в свободном

пространстве с учетом ослабления (см. рис. 3, кривые 1, 2 и 3 для $z = 2$ км). С течением времени максимальное значение в распределении интенсивности из-за теплового самовоздействия будет уменьшаться и, как видно из рис. 6, наименьшее время установления стационарного режима –

у многоэлементного пучка при некогерентном сложении полей, а наибольшее – у эквивалентного гауссова пучка.

На рис. 7 кривыми 1, 2 и 3 обозначены изменения максимального значения в распределениях интенсивности в пучках при фокусировке излучения в условиях стационарного режима теплового самовоздействия в отсутствие турбулентных флуктуаций диэлектрической проницаемости.

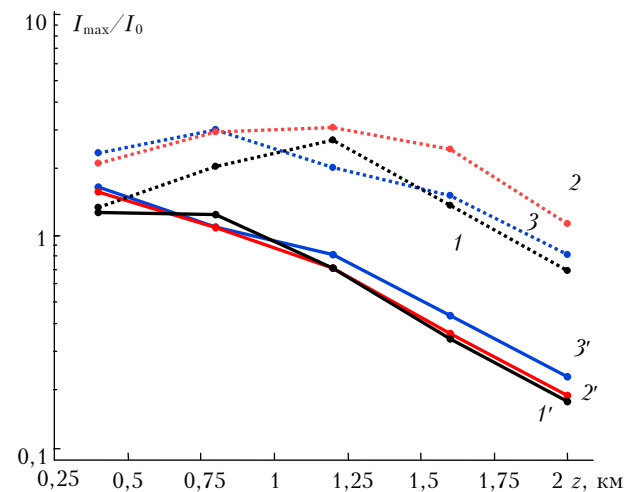


Рис. 7. Изменение максимального значения интенсивности в стационарном режиме вдоль трассы распространения при тепловом самовоздействии в отсутствие турбулентности (кривые 1, 2 и 3) и в турбулентной атмосфере (кривые 1', 2' и 3'): 1, 1' – гауссов пучок; 2, 2' – многоэлементный пучок при когерентном сложении полей; 3, 3' – при некогерентном сложении полей

Видно, что в режиме стационарного теплового самовоздействия предельно достижимая плотность энергии для рассматриваемых типов пучков примерно одинакова в отличие от дифракции пучков

в свободном пространстве (см. рис. 3, кривые 1, 2 и 3). Распределения интенсивности в фокальной плоскости хотя и различаются для разных типов пучков (рис. 8), но основная доля мощности в представленных распределениях сосредоточена внутри круглой площадки радиуса A , центр которой совпадает с энергетическим центром тяжести рассматриваемых распределений.

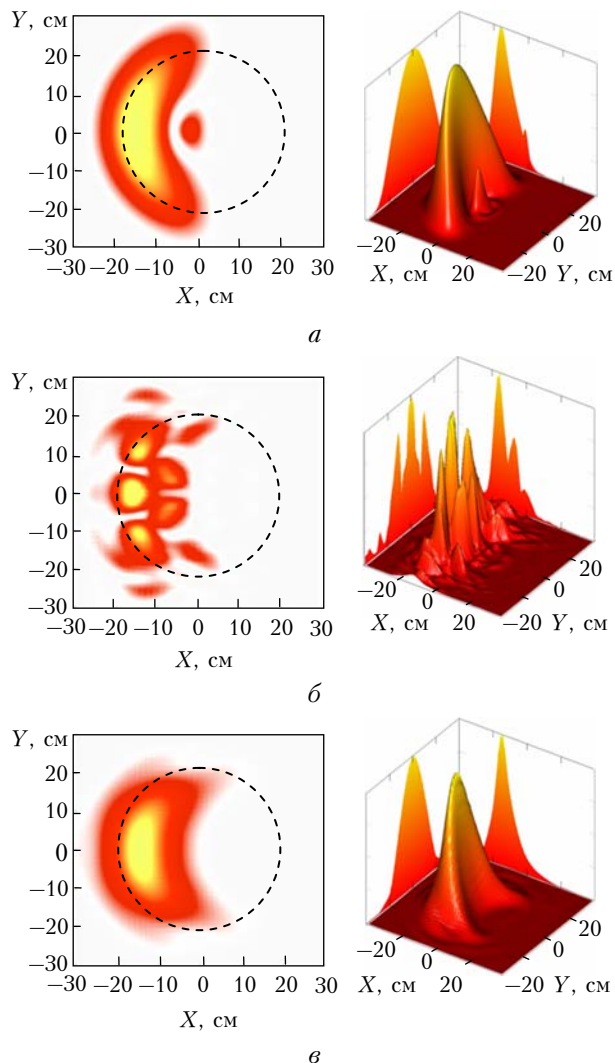


Рис. 8. Распределение интенсивности в фокальной плоскости при тепловом самовоздействии в стационарном режиме: *a* – гауссов пучок; *б* – многоэлементный пучок при когерентном сложении полей; *в* – многоэлементный пучок при некогерентном сложении полей

При тепловом самовоздействии в турбулентной атмосфере средние значения максимальной интенсивности фокусированных пучков в стационарном режиме практически одинаковы (см. рис. 7, кривые 1', 2' и 3'). Поперечные распределения интенсивности пучков в этом случае тоже мало отличаются (рис. 9), с той лишь разницей, что для пучка с некогерентным сложением полей тепловая дефокусировка несколько меньше вследствие большей дифракционной расходимости пучка этого типа.

Как видно из рис. 8 и 9, среднее смещение энергетического центра тяжести распределения интенсивности (регулярная рефракция фокусируемых пучков вследствие теплового самовоздействия) не зависит от силы турбулентности на трассе распространения. Это подтверждает рис. 10, где представлены результаты расчета смещений энергетического центра, нормированного на дифракционный радиус эквивалентного гауссова пучка с эффективным радиусом A_0 , в отсутствие турбулентности (кривые 1, 2 и 3) и в турбулентной атмосфере (кривые 1', 2' и 3').

На рис. 11 показано изменение вдоль трассы распространения относительного среднеквадратического отклонения флуктуации интенсивности $\sigma = \sqrt{\langle I^2 \rangle / \langle I \rangle^2 - 1}$ на оси пучков разных типов при их фокусировке в турбулентной атмосфере.

Вследствие того что в начальном распределении поля многоэлементного пучка интенсивность на его оптической оси равна нулю (см. рис. 1), сравнение флуктуаций интенсивности многоэлементных пучков с флуктуациями интенсивности эквивалентного гауссова пучка корректно начинать с расстояния больше 1,1 км, когда из-за дифракционного расплывания распределение интенсивности в сечении многоэлементных пучков становится более равномерным. Из рис. 11 видно, что флуктуации интенсивности максимальны в случае эквивалентного гауссова пучка в отсутствие теплового самовоздействия излучения (кривая 1) и минимальны в многоэлементном пучке с некогерентным сложением полей (кривая 3). В последнем случае в фокальной плоскости происходит сложение по интенсивности некогерентных между собой источников (полей отдельных элементов апертуры) и флуктуации усредняются. Уменьшение флуктуаций интенсивности при некогерентном сложении полей по сравнению с когерентным сложением и эквивалентным гауссовым пучком согласуется с результатами теории флуктуаций интенсивности частично когерентных лазерных полей в турбулентной атмосфере [5, 33, 34].

Заключение

Представленный алгоритм моделирования распространения многоэлементных пучков основан на численном решении параболического уравнения. Алгоритм позволяет рассчитывать мгновенные распределения интенсивности в поперечных сечениях пучков и воспроизводить их временные изменения при распространении в турбулентной атмосфере в условиях теплового самовоздействия как в стационарном, так и нестационарном режимах.

Результаты моделирования для пучка с гауссовым начальным распределением интенсивности в условиях стационарного теплового самовоздействия находятся в хорошем согласии с результатами расчета и модельного эксперимента в [9]. Для тех же условий, что и в [9], проведен численный расчет фокусировки многоэлементного пучка, состоящего

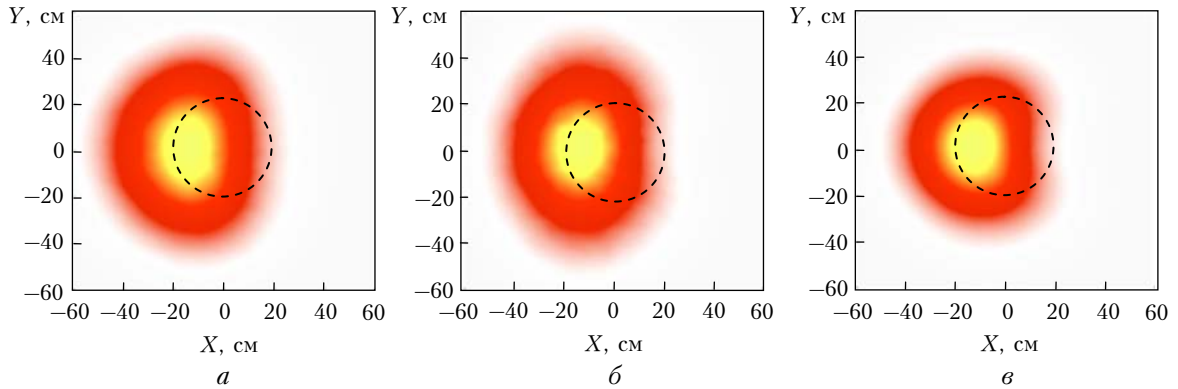


Рис. 9. Средняя интенсивность в турбулентной атмосфере с учетом теплового самовоздействия: *а* – гауссов пучок; *б* – многоэлементный пучок при когерентном сложении полей; *в* – многоэлементный пучок при некогерентном сложении полей

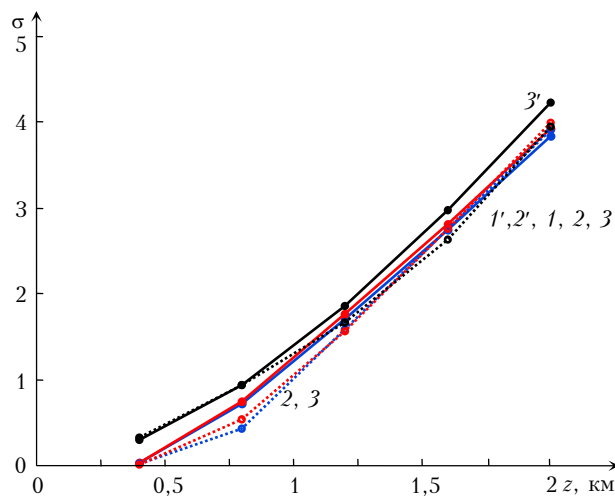


Рис. 10. Смещение энергетического центра тяжести распределений интенсивности при тепловом самовоздействии

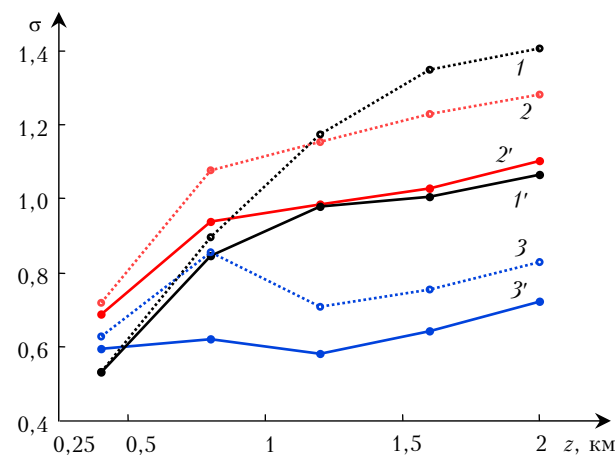


Рис. 11. Относительное средноквадратическое отклонение флуктуации интенсивности в турбулентной атмосфере без учета (кривые 1', 2' и 3') и с учетом (1, 2 и 3) теплового самовоздействия: 1, 1' – гауссов пучок; 2, 2' – многоэлементный пучок при когерентном сложении полей; 3, 3' – при некогерентном сложении полей

из трех элементов, при когерентном и некогерентном сложении оптических полей, создаваемых на

элементах выходной апертуры. Результаты моделирования показывают, что распределение интенсивности пучка при тепловом самовоздействии зависит от того, когерентно или некогерентно складываются поля на отдельных элементах.

При когерентном сложении в результате суперпозиции полей, формируемых отдельными элементами выходной апертуры, возникает сложная дифракционная картина. Однако средние значения максимальной интенсивности для различных типов пучков мало отличаются друг от друга, когда параметр нелинейности $N_c > 1$. Турбулентность атмосферы заывает дифракционную картину и нивелирует различия в распределении интенсивности многоэлементных пучков при когерентном и некогерентном сложении полей.

В условиях сильной турбулентности и сильной нелинейности интегральные характеристики излучения многоэлементных пучков близки к характеристикам гауссова пучка, эффективный размер которого определяется размерами многоэлементного пучка. При этом не важно, когерентно или некогерентно складываются поля от отдельных элементов выходной апертуры. Турбулентные флуктуации интенсивности в многоэлементных пучках при некогерентном сложении полей меньше, чем в многоэлементных пучках с когерентным сложением полей, что согласуется с теорией флуктуаций интенсивности частично когерентного оптического излучения в турбулентной атмосфере [5, 33, 34].

1. Рытов С.М., Крайцов Ю.А., Татарский В.И. Введение в статистическую радиофизику. Ч. 2. Случайные поля. М.: Наука, 1978. 463 с.
2. Татарский В.И. Распространение волн в турбулентной атмосфере. М.: Наука, 1967. 548 с.
3. Гурвич А.С., Кон А.И., Миронов В.Л., Хмелевцов С.С. Лазерное излучение в турбулентной атмосфере. М.: Наука, 1976. 277 с.
4. Банах В.А., Миронов В.Л. Локационное распространение лазерного излучения в турбулентной атмосфере. Новосибирск: Наука, 1986. 174 с.
5. Зуев В.Е., Банах В.А., Покасов В.В. Оптика турбулентной атмосферы. Л.: Гидрометеиздат, 1988. 270 с.
6. Мощные лазерные пучки в случайно-неоднородной атмосфере / В.П. Аксенов, В.А. Банах, В.В. Валуев,

- В.Е. Зуев, В.В. Морозов, И.Н. Смалихо, Р.Ш. Цвык / Под ред. В.А. Банаха. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 1998. 340 с.
7. *Andrews L.S., Phillips R.L.* Laser Beam Propagation through Random Media. Bellingham, Washington: SPIE Press, 2005. 782 p.
 8. *Кандидов В.П.* Метод Монте-Карло в нелинейной статистической оптике // Успехи физ. наук. 1996. Т. 166, № 12. С. 1309–1338.
 9. *Gebhardt F.G.* Twenty-Five of Thermal Blooming. An Overview // Propagation of High-Energy Laser Beams through the Earth's Atmosphere // Proc. SPIE. 1990. V. 1221. P. 2–25.
 10. *Coles Wm.A., Filice J.P., Frehlich R.G., Yadlovsky M.* Simulation of wave propagation in three-dimensional random media // Appl. Opt. 1995. V. 34, N 12. P. 2089–2100.
 11. *Лукин В.П., Фортес Б.В.* Адаптивное формирование пучков и изображений в атмосфере. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 1999. 212 с.
 12. *Martin J.M., Flatte S.M.* Intensity images and statistics from numerical simulation of wave propagation in 3-D random media // J. Opt. Soc. Amer. A. 2000. V. 27, N 11. P. 2111–2125.
 13. *Banakh V.A., Smalikhov I.N., Werner C.* Numerical simulation of the effect refractive turbulence on coherent lidar return statistics in the atmosphere // Appl. Opt. 2000. V. 39, N 30. P. 5403–5414.
 14. *Rubio J.A., Belmonte A., Comeron A.* Numerical simulation of long-path spherical wave propagation in three-dimensional random media // Opt. Eng. 1999. V. 38, N 9. P. 1462–1469.
 15. *Gbur G., Tyson R.K.* Vortex beam propagation through atmospheric turbulence and topological charge conservation // J. Opt. Soc. Amer. A. 2008. V. 25, N 1. P. 225–230.
 16. *Канев Ф.Ю., Лукин В.П.* Адаптивная оптика. Численные и экспериментальные исследования. Томск: Изд-во ИОА СО РАН, 2005. 249 с.
 17. *Frehlich R.* Simulation of laser propagation in a turbulent atmosphere // Appl. Opt. 2000. V. 39, N 3. P. 393–397.
 18. *Банах В.А., Смалихо И.Н., Фалиц А.В.* Эффективность метода субгармоник в задачах компьютерного моделирования распространения лазерных пучков в турбулентной атмосфере // Оптика атмосфер. и океана. 2011. Т. 24, № 10. С. 848–851.
 19. *Коняев П.А., Тартаковский Е.А., Филимонов Г.А.* Численное моделирование распространения оптических волн с использованием технологий параллельного программирования // Оптика атмосфер. и океана. 2011. Т. 24, № 5. С. 359–365.
 20. *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.
 21. *Lachinova S.L., Vorontsov M.A.* Laser beam projection with adaptive array of fiber collimators. I. Basic considerations for analysis // J. Opt. Soc. Amer. A. 2008. V. 25, N 8. P. 1949–1959.
 22. *Lachinova S.L., Vorontsov M.A.* Laser beam projection with adaptive array of fiber collimators. II. Analysis of atmospheric compensation efficiency // J. Opt. Soc. Amer. A. 2008. V. 25, N 8. P. 1960–1973.
 23. *Weyrauch T., Vorontsov M.A., Carhart G.W., Beresnev L.A., Rostov A.P., Polnau E.E., Liu J.J.* Experimental demonstration of coherent beam combining over a 7 km propagation path // Opt. Lett. 2011. V. 36, N 22. P. 4455–4457.
 24. *Sprangle P., Ting A., Pefiano J., Fischer R., Hafizi B.* Incoherent Combining and Atmospheric Propagation of High-Power Fiber Lasers for Directed-Energy Applications // IEEE. J. Quant. Elec. (Jan. 2009); Laser Focus World. 2008. V. 44, N 8.
 25. *Eyyuboglu H.T., Baykal Y., Falits V.* Scintillation behavior of Laguerre Gaussian beams in strong turbulence // Appl. Phys. B. 2011. V. 104, N 4. P. 1001–1006.
 26. *Arpali Ç., Arpali S.A., Baykal Y., Eyyuboglu H.T.* Intensity fluctuations of partially coherent laser beam arrays in weak atmospheric turbulence // Appl. Phys. B. 2011. V. 103, N 1. P. 237–244.
 27. *Воробьев В.В.* Тепловое самовоздействие лазерного излучения в атмосфере. Теория и модельный эксперимент. М.: Наука, 1987. 200 с.
 28. *Банах В.А., Вернер Х., Смалихо И.Н.* Влияние турбулентных флуктуаций показателя преломления на временный спектр скорости ветра, измеряемой доплеровским лидаром // Оптика атмосфер. и океана. 2000. Т. 13, № 9. С. 799–804.
 29. *Dudorov V.V., Kolosov V.V., Filimonov G.A.* Algorithm for formation of an infinite random turbulent screen // Twelfth Joint Int. Sympos. on Atmospheric and Ocean Optics. Atmospheric Physics: Proc. SPIE. 2006. V. 6160. 61600R.
 30. *Смалихо И.Н.* Расчет коэффициента усиления обратного рассеяния лазерного излучения, распространяющегося в турбулентной атмосфере, с использованием численного моделирования // Оптика атмосфер. и океана. 2012. Т. 25, № 9. С. 796–800.
 31. *Банах В.А., Жмылевский В.В., Игнатьев А.Б., Морозов В.В., Смалихо И.Н.* Компенсация искажений волнового фронта частично когерентного лазерного пучка по обратному атмосферному рассеянию // Оптика атмосфер. и океана. 2011. Т. 24, № 7. С. 549–554.
 32. *Миронов В.Л.* Распространение лазерного пучка в турбулентной атмосфере. Новосибирск: Наука, 1981. 248 с.
 33. *Банах В.А., Булдаков В.М., Миронов В.Л.* Флуктуации интенсивности частично когерентного светового пучка в турбулентной атмосфере // Оптика и спектроскопия. 1983. Т. 54, вып. 6. С. 1054–1059.
 34. *Банах В.А., Булдаков В.М.* Влияние начальной степени пространственной когерентности светового пучка на флуктуации интенсивности в турбулентной атмосфере // Оптика и спектроскопия. 1983. Т. 55, вып. 4. С. 707–712.

V.A. Banakh, A.V. Falits. Numerical simulation of combined beams propagation in the turbulent atmosphere in conditions of the thermal blooming.

The simulation algorithms of propagation of the coherent and incoherent combined beams in a turbulent atmosphere under conditions of thermal blooming are presented. The properties of focused combined beams in comparison with the equivalent Gaussian beam are studied. It is shown that there is a complex diffraction pattern of the coherent combined beams fields. Nevertheless, the maximal intensity in the beam cross-section is almost the same both for coherent and incoherent combined beams, as well as for Gaussian beam if the nonlinearity parameter exceeds unity. In the conditions of strong optical turbulence and strong thermal blooming the integral characteristics of the combined beams are close to those of a Gaussian beam, which has an effective size commensurable with the size of combined beams. Turbulent fluctuations of the intensity of incoherent combined beams are less than those of coherent combined beams.