УДК 535.2:537.872.32

ОЦЕНКА ЭФФЕКТИВНОСТИ ТРАНСПОРТИРОВКИ ЭНЕРГИИ ЛАЗЕРНЫМИ ПУЧКАМИ РАЗЛИЧНОЙ ФОРМЫ НА АТМОСФЕРНЫХ ТРАССАХ

© Д. С. Рычков

Институт оптики атмосферы им. В. Е. Зуева СО РАН,
634055, г. Томск, пл. Академика Зуева, 1
E-mail: dsr@iao.ru

Проведены исследования пространственной эволюции поперечной составляющей среднего вектора Пойнтинга и процесса формирования в плоскости приёма распределения интенсивности лазерных пучков, распространяющихся в турбулентной атмосфере, в зависимости от начального распределения поля. Рассмотрены случаи распространения при коллимации и фокусировке гауссова и кольцевых лазерных пучков, рассчитаны в точке приёма их эффективные радиусы при разных уровнях отсечки по мощности. Сформулированы условия, позволяющие уменьшить эффективный радиус кольцевого пучка в области перетяжки по сравнению с гауссовым пучком той же мощности.

Ключевые слова: турбулентная атмосфера, распределение интенсивности, эффективный радиус пучка, средний вектор Пойнтинга, плотность потока энергии.

DOI: 10.15372/AUT20240603
EDN: HHLMQI

Введение. Транспортировка энергии лазерными пучками через атмосферу [1, 2] и сегодня представляет собой актуальную задачу [3–7]. Влияние атмосферы, приводящее к различным искажениям поля: спеклованности пучка и его блужданию как целого, его уширению помимо дифракционной расходимости, дефокусировке и искажению формы вследствие теплового самовоздействия — можно частично компенсировать различными способами [1, 2]. Например, можно использовать многоапертурные лазерные пучки [3–7], для которых характерно снижение влияния расходимости, в том числе за счёт сложной дифракции парциальных волн, составляющих пучок. Для таких сложных распределений можно ввести понятие эквивалентного пучка [5], для оценки качества которого используется M^2-фактор [6]. В случае, когда профиль пучка имеет сложную форму или же составлен из многих элементов, например оптоволоконных [3, 4], плотность потока энергии в разных сечениях синтезированного пучка может значительно различаться, о чём нельзя получить информации из значений M^2-фактора. Например, известно, что пучки с кольцеобразным распределением при дифракции приобретают колоколообразное распределение интенсивности на удалении от источника порядка дифракционной длины, при этом вблизи оси значения интенсивности могут быть выше, чем у гауссова пучка с той же начальной мощностью. Эту трансформацию профиля интенсивности можно использовать при решении задачи о нахождении максимума плотности потока энергии через площадку заданного размера на определённом расстоянии от источника с фиксированными мощностью и размером выходной апертуры. В данной работе предпринята попытка оценить простыми средствами такую возможность для сфокусированных кольцевых пучков.

Рассмотрим распространение лазерного пучка на трассе в турбулентной атмосфере, характеризуемой обобщённым параметром $\beta_0^2 = 1{,}23 C_n^2 k^{7/6} x^{11/6}$ [1, 2] (схема показана на рис. 1, *а*). Здесь $U(x, \boldsymbol{\rho})$ — это случайное поле сфокусированного на расстоянии $x = F$ лазерного пучка с некоторым заданным в начальной плоскости распределением интен-

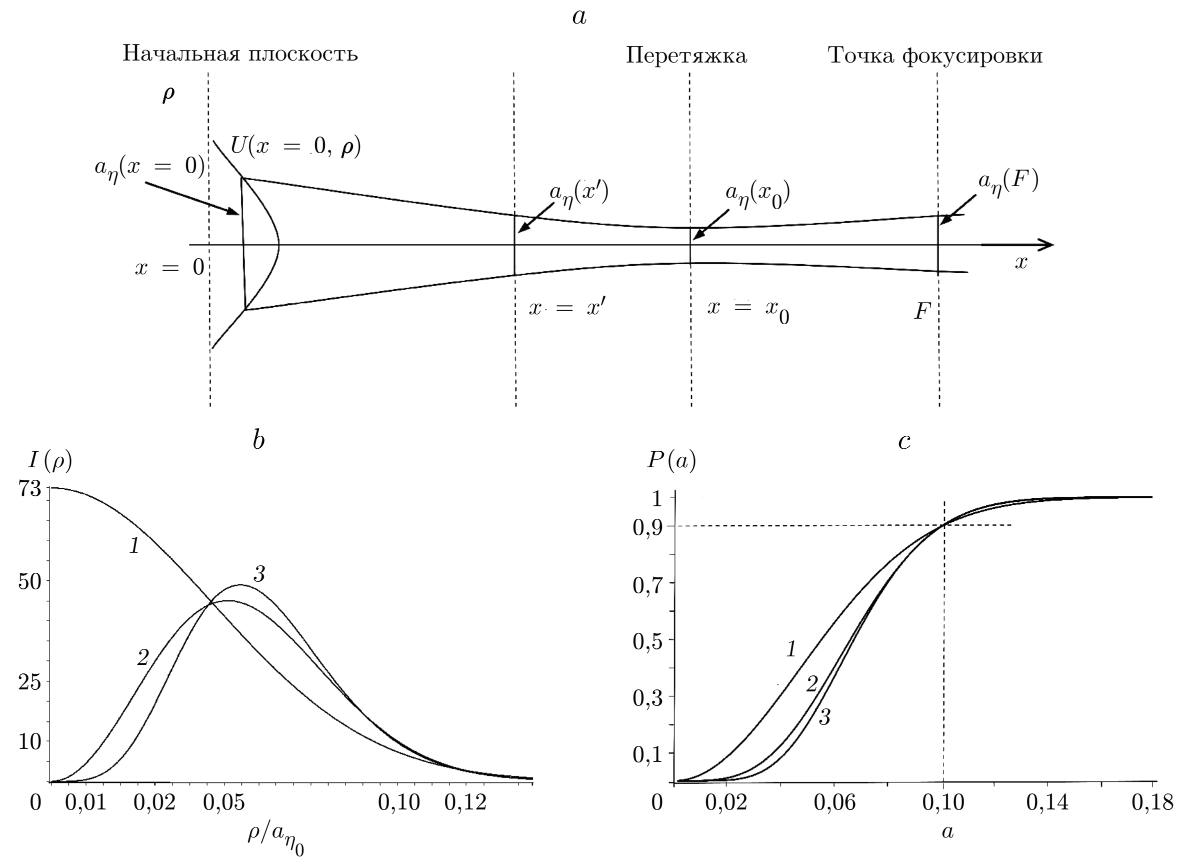

Рис. 1. Схема трассы (a), начальные распределения поля (b) и условие по уровню мощности (c) для распространения в атмосфере лазерных пучков с произвольным начальным распределением интенсивности. Обозначения: кривая *1* — гауссов пучок, кривая *2* — кольцевой пучок Лагерра — Гаусса (формула (3)), кривая *3* — «дырчатый» пучок (формула (4)), горизонтальная штриховая линия соответствует уровню $\eta_0 = 0{,}9$, а вертикальная штриховая линия — радиусу $a_t = 0{,}1$

сивности $I(x = 0, \boldsymbol{\rho}) = |U(x = 0, \boldsymbol{\rho})|^2$. Ось x соответствует направлению распространения излучения, вектор $\boldsymbol{\rho}$ — это координаты в плоскости, поперечной x. Параметр C_n^2 — структурная характеристика турбулентных флуктуаций показателя преломления среды, $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число, λ — длина волны.

Введём в рассмотрение величину $a_\eta(x')$ (см. рис. 1, a) — радиус круглой площадки в плоскости $\boldsymbol{\rho}$, внутри которой содержится доля $\eta < 1$ полной мощности P_0 лазерного пучка, и обозначим её $P_\eta = P_0\eta = P(a_\eta(x'))$. Полную мощность P_0 определим как интеграл по переменной $\boldsymbol{\rho}$ от интенсивности в начальной плоскости

$$P_0 = \int d\boldsymbol{\rho}\, I(0, \boldsymbol{\rho}), \tag{1}$$

которая, очевидно, будет сохраняться при полном перехвате ($\eta = 1$, $a_{\eta=1}(x') \to \infty$) в любой точке x' трассы как в свободном пространстве, так и в турбулентной среде.

Величины $a_\eta(x')$ и η связаны между собой соотношениями

$$\eta = \frac{P_\eta}{P_0} = \frac{1}{P_0} \int\limits_{S(a_\eta(x'))} d\boldsymbol{\rho}\, I(x,\boldsymbol{\rho}) = \frac{2\pi}{P_0} \int\limits_0^{a_\eta(x')} d\rho\, \rho I(x,\rho), \tag{2}$$

где переменной $S(a_\eta(x'))$ обозначена площадь круга радиуса $a_\eta(x')$ в плоскости $\boldsymbol{\rho}$. Используя соотношения (1), (2), можно найти для разных начальных распределений поля $U(x=0,\boldsymbol{\rho})$ лазерного пучка одной и той же начальной мощности P_0 такие значения их основных параметров, чтобы для любого из распределений заданная заранее доля P_η содержалась в круге одного и того же радиуса, который обозначим как a_t. Обычно для таких целей выбирают уровни $\eta > 0{,}8$ [1–7], определим такой уровень мощности как η_0. Вариант, когда $a_{\eta=0}(x') \to 0$, соответствует интенсивности на оси пучка.

Для изучения влияния вариаций профиля интенсивности $I(x=0,\boldsymbol{\rho})$ на изменения величины $a_\eta(x')$ и плотность потока энергии внутри этой площадки вдоль трассы выберем показанные в нормированном виде на рис. 1, *b* два кольцеобразных распределения: моду Лагерра — Гаусса (ЛГ) [2] без фазового множителя $\mathbf{e}^{im\varphi}$, обозначенную как кольцевое ЛГ-распределение:

$$U_{ringLG}(x=0,\boldsymbol{\rho}) = Ab^{\mu+1}(0)\rho^\mu \mathbf{e}^{-\rho^2 b(0)/2}, \tag{3}$$

и так называемый «дырчатый» пучок [6], обозначенный как DHB (dark hollow beam):

$$U_{DHB}(x=0,\boldsymbol{\rho}) = A'(1-\mathbf{e}^{-\chi\rho^2/2})^N - (1-\mathbf{e}^{-\omega\rho^2/2})^N =$$

$$= \sum_{j=1}^{N} (-1)^j \begin{pmatrix} N \\ j \end{pmatrix} [\mathbf{e}^{-j\chi\rho^2/2} - \mathbf{e}^{-j\omega\rho^2/2}]. \tag{4}$$

В формулах (3), (4) величины A, A' — амплитудные множители, в дальнейших расчётах использующиеся для выравнивания распределений по мощности P_0. Параметр $b(0) = a_0^{-2} + ik/F$, где a_0 — радиус несущего гауссова пучка в начальной плоскости, величина $\mu = |m|$, где m — топологический заряд пучка, который для нашей задачи не требуется, поэтому множитель $\mathbf{e}^{im\varphi}$ в (3) отсутствует. В формуле (4) $\chi = a_0^{-2}$ и $\omega = (pa_0)^{-2}$ — радиусы компонент пучка, $0 < p^{-1} < 1$ — их соотношение, $\begin{pmatrix} N \\ j \end{pmatrix} = \dfrac{N!}{j!(N-j)!}$ — биномиальный коэффициент. Отметим, что в (4) параметр N интерпретируется как аналог «заряда», а гауссовское распределение представляет собой нулевую моду Лагерра — Гаусса, и в данной работе для получения этого распределения используется формула (3) при значении $\mu = 0$.

Пример подбора параметров для распределений (3), (4) и гауссова пучка показан на рис. 1, *c*. Пересечение кривых $P_\eta = P(a)$ в точке $a = 0{,}1$ при заданном уровне $\eta_0 = 0{,}9$ соответствует значениям параметра $a_0 \cong 0{,}66a$ для гауссова пучка (3), $a_0 \cong 0{,}51a$ — для кольцевого ЛГ-распределения (3) с «зарядом» $\mu = 1$ и $a_0 \cong 0{,}284a$ — для дырчатого пучка с «зарядом» $N = 1$ при соотношении радиусов $p = 2$.

Изменение вдоль трассы размера гауссова пучка $a(x)$ (дифракционный радиус) в свободном пространстве определяется только параметром a_0 через величину $b(0)$, $a(x) = (\mathrm{Re}\,(b(x)))^{-1/2}$, где $b(x) = (b^{-1}(0) + ix/k)^{-1}$, что весьма удобно при решении многих задач [1, 2]. Из (1)–(3) очевидно, что $a(x)\sqrt{2}$ для интенсивности гауссова пучка соответствует уровню $\eta = 1 - e^{-2}$ от полной мощности лазерного пучка. Величина $a(x)$ является частным случаем введённой в этой работе величины $a_\eta(x')$, обозначающей в дальнейшем эффективный радиус пучка по уровню мощности.

Эволюция вектора Пойнтинга $\mathbf{\Pi}(x,\boldsymbol{\rho}) = \{\mathbf{\Pi}_\perp(x,\boldsymbol{\rho}), \Pi_{||}(x,\boldsymbol{\rho})\}$ (плотность потока энергии) позволяет визуализировать перераспределение энергии в пучке при его распространении на трассе. При этом продольная компонента $\Pi_{||}(x,\boldsymbol{\rho})$ пропорциональна интенсивности пучка, максимизация которой внутри площадки и есть основная задача. Поперечная компонента $\mathbf{\Pi}_\perp(x,\boldsymbol{\rho})$ даёт информацию для анализа эволюции пучка вдоль трассы и оценки размеров области, внутри которой плотность потока энергии будет максимальной в некоторой точке x_0 трассы для заданного начального профиля интенсивности. Поэтому вектор Пойнтинга удобен для анализа распространения пучков различной формы в атмосфере.

Поскольку флуктуации показателя преломления среды приводят к случайным изменениям величины $\mathbf{\Pi}(x,\boldsymbol{\rho})$, перейдём к средним величинам для того, чтобы отследить эволюцию $a_\eta(x')$ вдоль трассы с определёнными параметрами среды и лазерного источника. Введём суммарную и разностную координаты $\boldsymbol{\rho}_d = \boldsymbol{\rho}_1 - \boldsymbol{\rho}_2$, $2\boldsymbol{\rho}_c = \boldsymbol{\rho}_1 + \boldsymbol{\rho}_2$ для определения в любой точке трассы $x = x'$ функции взаимной когерентности поля (ФВК), $\Gamma_2(x',\boldsymbol{\rho}_c,\boldsymbol{\rho}_d) = \langle U(x',\boldsymbol{\rho}_c+\boldsymbol{\rho}_d/2)U^*(x',\boldsymbol{\rho}_c-\boldsymbol{\rho}_d/2)\rangle$. Тогда при $\boldsymbol{\rho}_1 = \boldsymbol{\rho}_2 = \boldsymbol{\rho}$ получаем среднюю интенсивность пучка $\langle I(x',\boldsymbol{\rho})\rangle = \Gamma_2(x',\boldsymbol{\rho},0) = \langle |U(x',\boldsymbol{\rho})|^2\rangle$. В начальной плоскости для полностью когерентного источника $\langle I(x',\boldsymbol{\rho})\rangle = I(x=0,\boldsymbol{\rho})$. Средний вектор Пойнтинга $\langle\mathbf{\Pi}(x,\boldsymbol{\rho})\rangle$ связан с функцией взаимной когерентности следующими соотношениями [9]:

$$\begin{gathered}\langle\mathbf{\Pi}_\perp(x,\boldsymbol{\rho})\rangle = -i\nabla_{\boldsymbol{\rho}_d}\Gamma_2(x,\boldsymbol{\rho}_c,\boldsymbol{\rho}_d)|_{\boldsymbol{\rho}_d=0},\\ \langle\Pi_{||}(x,\boldsymbol{\rho})\rangle = k\langle I(x,\boldsymbol{\rho})\rangle = k\Gamma_2(x,\boldsymbol{\rho}_c\equiv\boldsymbol{\rho},0).\end{gathered} \tag{5}$$

Размер площадки $a_\eta(x')$ в области перетяжки в точке $x = x_0$ станет наименьшим, $\min(a_\eta(x')) = a_\eta(x_0)$ (см. рис. 1, *a*), а плотность потока энергии (вектор Пойнтинга) в ней соответственно максимальной. Положение точки x_0 будет изменяться при варьировании как параметров пучка, так и параметров атмосферы, что также представляет собой интерес в рамках поставленной задачи.

Чтобы выяснить, насколько значительным будет влияние изменения начального распределения на эффективный радиус $a_\eta(x')$, модельных распределений следует взять больше чем два, выбранных выше, и использовать методы численного моделирования, широко применяемые в решении различных задач [1–5]. Однако для перехода к моделированию необходимы первичные оценки, а для этого достаточно двух или трёх распределений. К тому же численные методы требуют не менее значительных затрат ресурсов, чем решение описанной во введении общей задачи с использованием вариационного исчисления. Поэтому ограничимся расчётом средних характеристик, которые можно получить из второго момента поля [1, 2, 8, 9]. Для вычисления ФВК и её производных применим схему, основанную на соотношении между спектрами этой функции в свободном пространстве и турбулентности [10]:

$$\begin{gathered}\tilde\Gamma_2(x;\boldsymbol{\kappa},\boldsymbol{\rho}_d) = \tilde\Gamma_2^0(x;\boldsymbol{\kappa},\boldsymbol{\rho}_d)\mathrm{e}^{-H(\boldsymbol{\rho}_d,\lambda x\boldsymbol{\kappa}+\boldsymbol{\rho}_d)},\\ \left\{\begin{array}{c}\tilde\Gamma_2\\ \tilde\Gamma_2^0\end{array}\right\}(x;\boldsymbol{\kappa},\boldsymbol{\rho}_d) = \int d\boldsymbol{\rho}_c\left\{\begin{array}{c}\Gamma_2\\ \Gamma_2^0\end{array}\right\}(x;\boldsymbol{\rho}_c,\boldsymbol{\rho}_d)\mathrm{e}^{2\pi i\boldsymbol{\kappa}\boldsymbol{\rho}_c},\\ \nabla_{\boldsymbol{\rho}_d}\Gamma_2(x,\boldsymbol{\rho}_c,\boldsymbol{\rho}_d)|_{\boldsymbol{\rho}_d=0} = \int d\boldsymbol{\kappa}\,\mathrm{e}^{-2\pi i\boldsymbol{\kappa}\boldsymbol{\rho}_c-H(0,\lambda x\boldsymbol{\kappa})}\times\\ \times[\nabla_{\boldsymbol{\rho}_d}\tilde\Gamma_2^0(x;\boldsymbol{\kappa},\boldsymbol{\rho}_d)|_{\boldsymbol{\rho}_d=0} - \tilde\Gamma_2^0(x;\boldsymbol{\kappa},0)\nabla_{\boldsymbol{\rho}_d}H(\boldsymbol{\rho}_d,\boldsymbol{\rho}_d+\lambda x\boldsymbol{\kappa})|_{\boldsymbol{\rho}_d=0}],\end{gathered} \tag{6}$$

т. е. средней интенсивности, среднего вектора Пойнтинга, при помощи которого можно отслеживать эволюцию размера площадки $a_\eta(x')$ и рассчитать плотность потока энергии для распределений (4), (5) и гауссова пучка. Применение быстрого преобразования Фурье в алгоритме расчётов по формулам (6) значительно сокращает объёмы вычислений и затрачиваемое на них время, что удобно для проведения исследований распространения лазерных пучков с самыми разными формами профиля интенсивности и начального распределения фазы поля.

Функция $H(\boldsymbol{\rho}_d, \lambda x \boldsymbol{\kappa})$ в формулах (6) описывает воздействие на поле лазерного пучка турбулентных флуктуаций показателя преломления, а функция $\Phi_n(x, \boldsymbol{\kappa}) = C_n^2(x)\Phi_0(\boldsymbol{\kappa})$ — спектр его флуктуаций [1, 2]:

$$H(\boldsymbol{\rho}_d, \lambda x \boldsymbol{\kappa} + \boldsymbol{\rho}_d) = 2\pi k^2 x \int_0^1 d\xi \int d\boldsymbol{\kappa}' \, \Phi_n(\xi x, \boldsymbol{\kappa}')[1 - \mathrm{e}^{i\boldsymbol{\kappa}'\boldsymbol{\kappa}(1-\xi)\lambda x}], \quad \xi = \frac{x'}{x}. \tag{7}$$

В таком представлении можно довольно легко изменять параметры среды, в которой распространяется лазерный пучок. Для упрощения примем, что $C_n^2(x) = \mathrm{const}$. Функция $\Phi_0(\boldsymbol{\kappa}) = 0{,}033\kappa^{-11/3}$ — спектр Колмогорова без масштабов [1, 2].

Сначала рассмотрим, как изменяется размер выбранной площадки $a_\eta(x')$ у коллимированных кольцевых пучков, и сравним с гауссовым. Определим параметры начальных распределений (3), (4) и гауссова пучка как A, A', a_0, задав значения p, μ, P_0 в соответствии с условиями (1), (2) для начального уровня $\eta_0 = 0{,}98$ на площадке радиуса $a_t = 0{,}1$. Теперь отследим, как меняется размер площадки $a_\eta(x')$ при уровне $\eta = 0{,}5$. Результаты расчётов представлены на рис. 2. Видно, что за счёт перераспределения энергии в кольцевых пучках на дистанциях свыше $x/ka_t^2 > 0{,}16$ размеры $a_{\eta=0{,}5}(x')$ для распределений (3), (4) становятся меньше, чем у гауссова пучка. Появление слабой турбулентности незначительно сказывается на таком соотношении между $a_{\eta=0{,}5}(x')$ кольцевых пучков и $a_{\eta=0{,}5}(x')$ гауссова пучка.

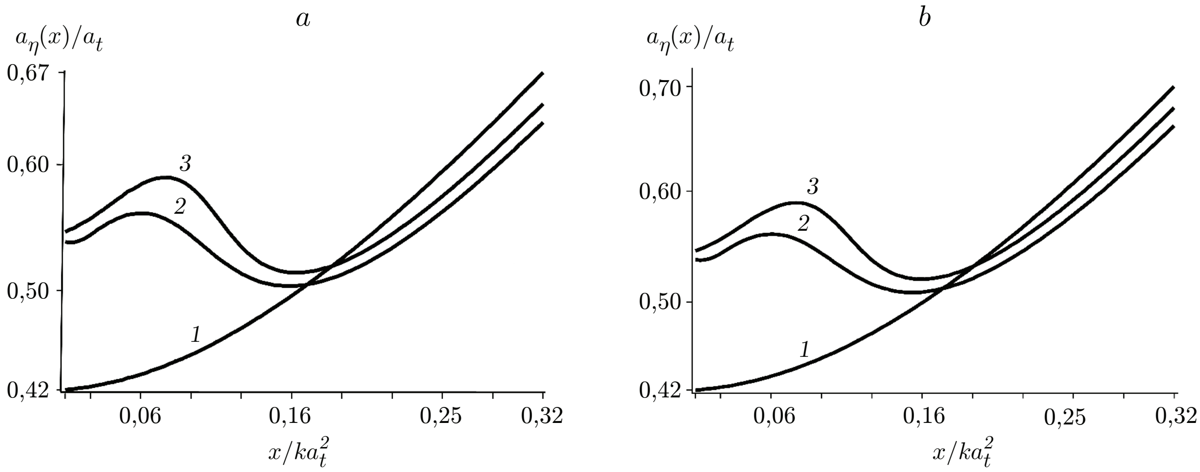

Рис. 2. Изменение вдоль трассы радиуса площадки $a_\eta(x)/a_t$ коллимированного пучка: a — свободное пространство, b — режим слабых флуктуаций интенсивности, $C_n^2 = 10^{-17}$ м$^{-2/3}$ (кривая *1* — гауссов пучок, кривая *2* — кольцевой пучок Лагерра — Гаусса, кривая *3* — дырчатый пучок)

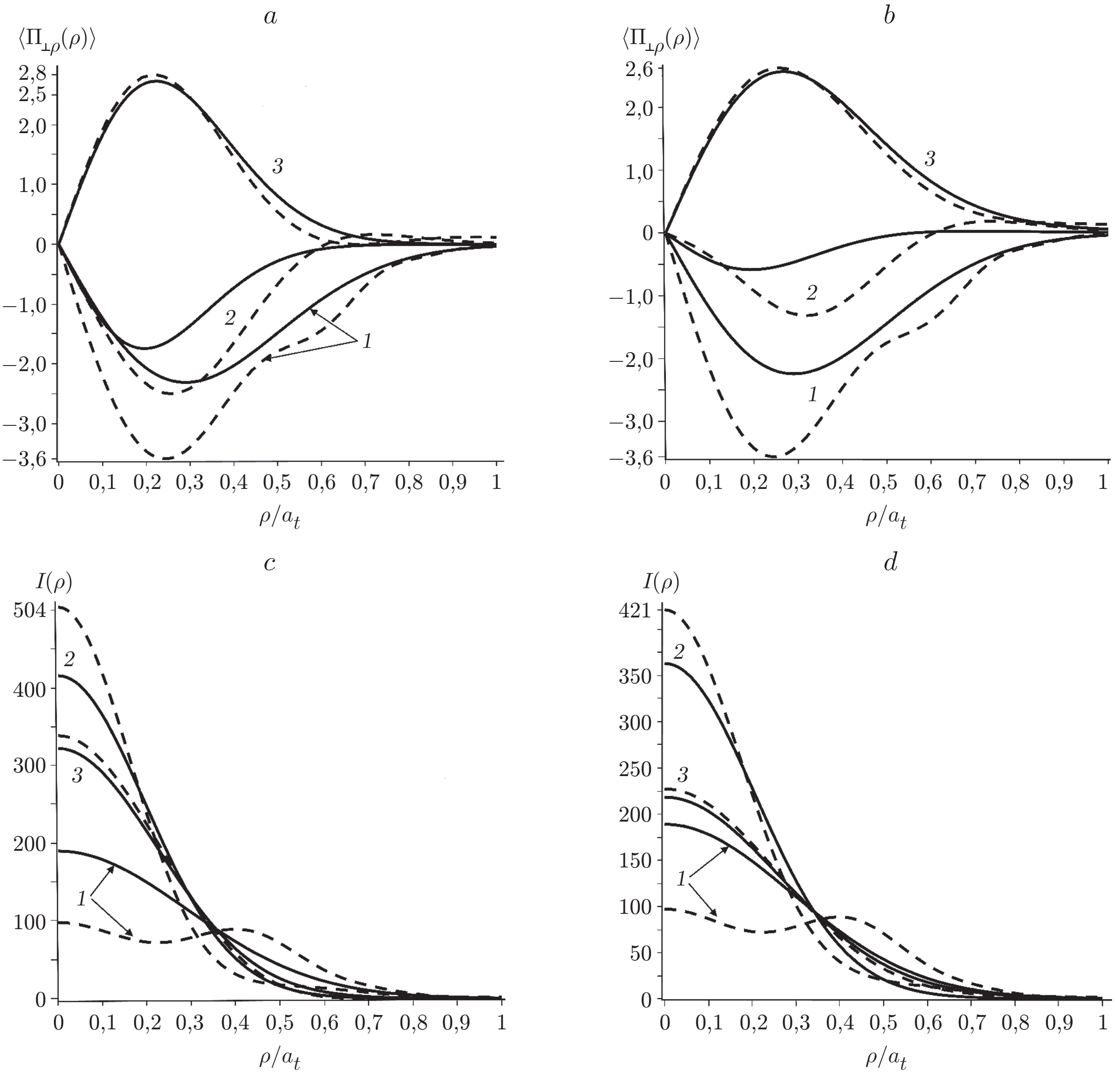

Рис. 3. Поперечная компонента среднего вектора Пойнтинга и профили средней интенсивности сфокусированных пучков в различных точках трассы в свободном пространстве (a, c), и в турбулентной атмосфере (b, d), $C_n^2 = 10^{-16}$ м$^{-2/3}$ (сплошные линии — гауссов пучок, штриховые — ЛГ-распределения; кривые *1* — вблизи источника, *2* — до перетяжки, *3* — в точке фокусировки)

Далее проанализируем, как происходит перераспределение энергии в лазерном пучке вдоль трассы. На рис. 3 представлены распределения поперечной $\langle \mathbf{\Pi}_\perp(x, \boldsymbol{\rho}) \rangle$ компоненты среднего вектора Пойнтинга и средней интенсивности $\langle I(x, \boldsymbol{\rho}) \rangle = \langle \Pi_{||}(x, \boldsymbol{\rho}) \rangle / k$ сфокусированных кольцевого ЛГ-пучка (штриховые линии) и гауссова пучка (сплошные линии) на трассе в свободном пространстве (см. рис. 3, *a*, *c*) и в турбулентной атмосфере (см. рис. 3, *b*, *d*). На рис. 3, *a*, *b* видно, что в кольцевых пучках на участке до точки фокусировки перераспределение энергии происходит в большей по площади области в плоскости, поперечной к направлению распространения, и сильнее (интенсивнее), чем в гауссовом пучке, что следует из сравнения пар кривых *1* и *2* $\langle \mathbf{\Pi}_\perp(x, \boldsymbol{\rho}) \rangle$ на рис. 3. Это приводит к увеличению плотности потока энергии $\langle \Pi_{||}(x, \boldsymbol{\rho}) \rangle$ вблизи оси пучка и соответственно росту интенсивности, как это показано на рис. 3, *c*, *d*. Из анализа профилей $\langle \mathbf{\Pi}_\perp(x, \boldsymbol{\rho}) \rangle$, $\langle \Pi_{||}(x, \boldsymbol{\rho}) \rangle$ следует, что у кольцевого пучка размер области с наибольшей плотностью потока энергии $\langle \Pi_{||}(x, \boldsymbol{\rho}) \rangle$ меньше, чем у гауссова. Таким образом, изменением распределения интенсивности в начальной плоскости можно увеличить вблизи оси по сравнению с гауссовым пучком плотность потока энергии $\langle \Pi_{||}(x, \boldsymbol{\rho}) \rangle$ на трассе в области перетяжки пучка как в свободном пространстве, так и в турбулентной среде.

Рассмотрим теперь, как изменяется вдоль трассы эффективный радиус $a_\eta(x')$ кольцевых пучков относительно эффективного радиуса $a_\eta^{Gauss}(x')$ гауссова пучка. Это позволит приблизительно оценить, как влияет форма кольцевого распределения на размеры области, содержащей заданную долю мощности P_η. На рис. 4 приведены графики зависимости $a_\eta(x')/a_\eta^{Gauss}(x')$ для распределений (3) и (4) на уровнях $\eta = 0{,}5$ (см. рис. 4, *a*) и $\eta = 0{,}3$ (см. рис. 4, *b*) при различных атмосферных условиях на трассе. Из сравнения кривых *1*, *2* на рис. 4 со значением $a_\eta(x')/a_\eta^{Gauss}(x') \equiv 1$ (см. рис. 4, кривая *3*) видно, что влияние формы начального распределения интенсивности на величину $a_\eta(x')$ оказывается тем сильнее, чем меньше значение η. С ростом обобщённого параметра β_0^2 влияние формы начального распределения уменьшается, и при плохих условиях на атмосферной трассе [1] эффект ожидаемо исчезнет, поскольку тогда размер площадки $a_\eta(x')$ определяется только величиной a_t.

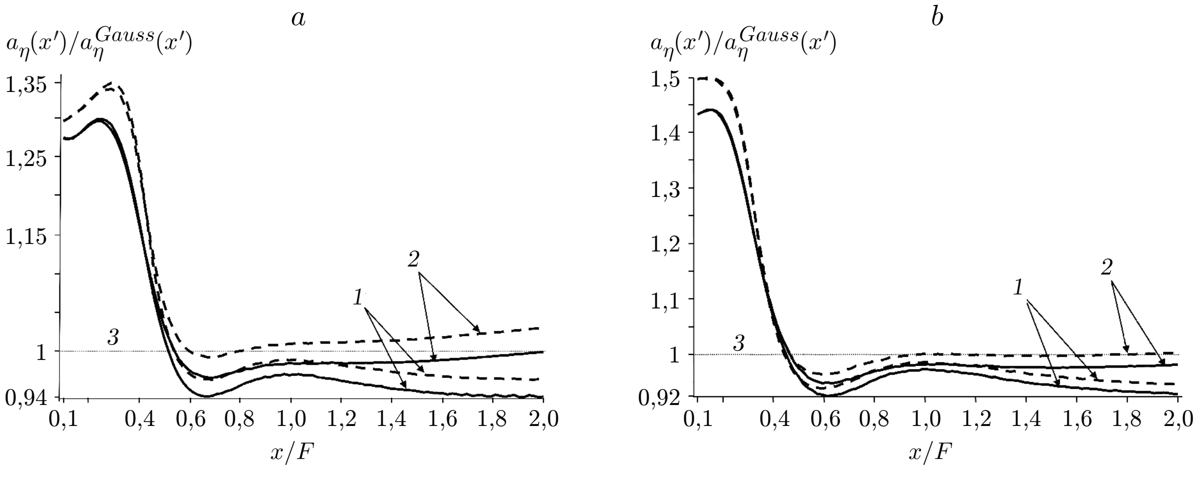

Рис. 4. Эволюция вдоль трассы отношения $a_\eta(x')/a_\eta^{Gauss}(x')$ радиусов площадки с долей мощности P_η кольцевого ЛГ-пучка с параметром $\mu = 1$ (сплошные кривые) и дырчатого пучка при $N = 1$, $p = 2$ (штриховые линии) в свободном пространстве (кривая *1*) и турбулентной атмосфере (кривая *2*): *a* — результаты при уровне $\eta = 0{,}5$, $C_n^2 = 10^{-17}$ м$^{-2/3}$; *b* — при уровне $\eta = 0{,}3$, $C_n^2 = 10^{-16}$ м$^{-2/3}$. Линия *3* определяет значение $a_\eta(x')/a_\eta^{Gauss}(x') \equiv 1$

Заключение. Выполнена оценка эффективности транспортировки энергии на атмосферных трассах лазерными пучками с различными начальными распределениями интенсивности. Для этой оценки был выбран радиус площадки в начальной плоскости, в которой содержится заранее заданная доля исходной мощности пучка. Рассмотрена эволюция радиуса этой площадки вдоль трассы для нескольких вариантов кольцеобразного распределения. Результаты исследований позволяют сделать вывод о том, что из множества начальных распределений интенсивности лазерного пучка (см. рис. 1, b), рассмотренных в работе, распределение (3) с параметром $\mu = 1$ обеспечивает наибольшую плотность потока энергии вблизи оси в области перетяжки. Для поиска более эффективного в этом смысле начального распределения интенсивности лазерного пучка необходимо перейти к формулировке вариационной задачи.

Финансирование. Работа выполнена в рамках государственного задания Института оптики атмосферы им. В. Е. Зуева СО РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Аксенов В. П., Банах В. А., Валуев В. В. и др.** Мощные лазерные пучки в случайно-неоднородной атмосфере / Под ред. В. А. Банаха. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 1998. 341 с.
2. **Andrews L. C., Phillips R. L.** Laser Beam Propagation through Random Media. 2nd Ed. Washington: SPIE Press, 2005. 782 p.
3. **Vorontsov M. A., Lachinova S. L.** Laser beam projection with adaptive array of fiber collimators. I. Basic considerations for analysis // JOSA A. 2008. **25**, Iss. 8. P. 1949–1959.
4. **Vorontsov M., Filimonov G., Ovchinnikov V. et al.** Comparative efficiency analysis of fiber-array and conventional beam director systems in volume turbulence // Appl. Opt. 2016. **55**, Iss. 15. P. 4170–4185.
5. **Банах В. А., Фалиц А. В.** Оценка эффективности фокусировки многоэлементного пучка в условиях теплового самовоздействия // Оптика атмосферы и океана. 2014. **27**, № 1. С. 11–17.
6. **Zeng X., Hui Z., Zhang M.** M^2 factor of controllable dark-hollow beams through a multi-apertured ABCD optical system // Appl. Opt. 2018. **57**, Iss. 27. P. 7667–7672.
7. **Adamov E. V., Aksenov V. P., Dudorov V. V. et al.** Controlling the spatial structure of vector beams synthesized by a fiber laser array // Opt. & Laser Technol. 2022. **154**. 108351.
8. **Martínez-Herrero R., Mejías P. M.** Second-order spatial characterization of hard-edge diffracted beams // Opt. Lett. 1993. **18**, Iss. 19. P. 1669–1671.
9. **Рытов С. М., Кравцов Ю. А., Татарский В. И.** Введение в статистическую радиофизику. Ч. 2: Случайные поля. Изд. 2-е, перераб. и доп. М.: Наука, 1976. 464 с.
10. **Рычков Д. С., Маракасов Д. А.** Метод построения линий тока вектора среднего потока энергии вихревого пучка в турбулентной атмосфере // Изв. вузов. Сер. Физика. 2010. **53**, № 9/3. С. 104–106.

Поступила в редакцию 06.05.2024
После доработки 21.08.2024
Принята к публикации 14.10.2024