

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛН

УДК 535.361:551.511.6:621.371

Блуждание и флуктуации интенсивности фокусированного лагерра–гауссова пучка в турбулентной атмосфере

А.В. Фалиц*

*Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН
634055, г. Томск, пл. Академика Зуева, 1*

Поступила в редакцию 14.04.2015 г.

На основе численного моделирования распространения когерентного излучения в турбулентной среде исследуется влияние топологического заряда оптического поля на блуждание и уровень флуктуаций интенсивности фокусированных лагерра–гауссовых пучков. Рассматриваются пучки, обладающие различным значением топологического заряда комплексного поля, при выполнении условия равенства эффективных размеров в плоскости приемного объектива. Сформированные таким образом пучки обладают разной дифракционной расходимостью, что обеспечивает пространственный разнос излучения на приемной апертуре и позволяет уменьшить влияние разных каналов связи друг на друга при демультимплексировании сигнала. Установлено, что блуждание таких пучков не зависит от значения топологического заряда комплексного поля, а поведение флуктуаций интенсивности определяется распределением среднего профиля интенсивности, форма которого зависит от силы оптической турбулентности.

Ключевые слова: лагерра–гауссов пучок, турбулентная атмосфера, блуждание пучка, флуктуации интенсивности; Laguerre–Gaussian beam, turbulent atmosphere, beam wander, scintillation.

Введение

Одной из характеристик распространяющегося в среде электромагнитного поля является наличие орбитального углового момента, который определяет вращение энергий излучения вокруг оси распространения. Поверхность равных фаз поля $U = A \exp(\pm i\ell\varphi)$, обладающего орбитальным угловым моментом, в поперечной к направлению распространения плоскости имеет вид закрученной спирали, форма которой определяется азимутальным углом j и величиной топологического заряда $\pm\ell$, где знак задает направление закрутки энергии излучения [1]. Поля, соответствующие разным значениям параметра $\pm\ell$, обладают свойством ортогональности [2, 3]. Наличие этого свойства позволяет осуществлять передачу информации с помощью электромагнитного излучения одной частоты по нескольким каналам линии связи [4].

В [5, 6] представлены экспериментальные макеты двусторонней многоканальной беспроводной линии связи для радио и оптического диапазона длин волн, в которых реализована передача мультимплексированного сигнала суперпозиции электромагнитного излучения с различным значением топологического заряда. Передача и прием мультимплексированного сигнала осуществляются с помощью одной пары приемопередающего устройства. При этом моды излучения, соответствующие различным значениям топологического заряда, распространяются коаксиально. Такой способ передачи информации позволяет изменять количество используемых

мод электромагнитного излучения без изменения архитектуры приемопередающего устройства.

Основным препятствием в практическом использовании оптической многоканальной линии связи в атмосфере является оптическая турбулентность, которая вызывает нарушение пространственной когерентности распространяющегося излучения. Это приводит к снижению уровня и увеличению флуктуаций интенсивности оптического излучения, что сказывается на увеличении помех при передаче информации в оптической линии связи [7, 8].

Решение задачи распространения оптических волн в турбулентной среде возможно на основе уравнений для статистических моментов комплексной амплитуды поля волны, полученных в марковском приближении параболического уравнения [9–11]. Строгое решение этих уравнений для распространения гауссова пучка было получено для функции когерентности второго порядка, а для статистических моментов более высокого порядка известны асимптотические приближения для режима слабых и сильных флуктуаций интенсивности. Для случая произвольного начального распределения оптического поля используют различные приближения [12–20].

Решение задач распространения оптического излучения при произвольных турбулентных условиях и различных конфигурациях начального распределения комплексной амплитуды поля оптической волны наиболее эффективно на основе численных методов [21–31].

В настоящей статье предлагается новый подход к формированию суперпозиции лагерра–гауссовых мод в начальном распределении, который может позволить в рамках предложенной в [6–8] схемы

* Андрей Вячеславович Фалиц (falits@iao.ru).

оптической линии связи уменьшить влияние атмосферной турбулентности при демультимплексировании сигнала. С помощью численного моделирования распространения когерентного излучения в турбулентной атмосфере исследуется влияние топологического заряда на статистические характеристики оптических полей, которые формируют начальное распределение суперпозиции оптического поля.

Постановка задачи

Распространение лагерра–гауссова пучка в отсутствие случайных флуктуаций показателя преломления среды происходит с сохранением структуры начального распределения оптического поля. Сохранение структуры оптического поля позволяет использовать суперпозицию лагерра–гауссовых мод пучка для формирования мультимплексированного информационного сигнала оптической линии связи. При демультимплексировании сигнала в приемном устройстве возникает взаимная помеха между информационными каналами, которая является следствием того, что падающее на приемную апертуру излучение, соответствующее различным модам лагерра–гауссова пучка, локализовано в одной и той же области пространства. Разделение информационных каналов происходит с взаимным перераспределением энергии между модами оптического излучения, что и приводит к ошибкам при передаче информации [4, 5].

Комплексное поле лагерра–гауссова пучка определяется выражениями

$$LG_{p,\ell}(r, \varphi; F, a) = \exp\left(\frac{ikr^2}{2F}\right) U_{p,\ell}(r; a) \exp(\pm i\ell\varphi); \quad (1)$$

$$U_{p,\ell}(r; a) = \left(\frac{r}{a}\right)^\ell L_p^\ell\left(\frac{r^2}{a^2}\right) \exp\left(-\frac{r^2}{2a^2}\right), \quad (2)$$

где r и φ – полярные координаты; параметр a определяет ограниченность пучка в пространстве; F – радиус кривизны поверхности, на которой распределение комплексной амплитуды имеет вид

$$U_{p,\ell} \exp(\pm i\ell\varphi);$$

$$L_p^\ell(z) = z^{-1} \exp(z) \frac{d^p}{dz^p} [z^{p+1} \exp(-z)]$$

– полином Лагерра; $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число; λ – длина волны излучения. Целые числа p и ℓ в выражениях (1) и (2) определяют моды лагерра–гауссова пучка.

Формирование суперпозиции лагерра–гауссовых мод, комплексные поля которых определяются выражениями (1) и (2), возможно двумя способами. Первый – создается суперпозиция полей с разным значением топологического заряда оптического поля ℓ при фиксированном значении параметра a . Второй – для каждой моды подбирается свое значение параметра a .

При фиксированном значении a суперпозиция будет формироваться из полей с одинаковой ди-

фракционной расходимостью, которая определяется числом Френеля $\Omega = \frac{ka^2}{L}$, где L – длина трассы

распространения. Для уменьшения взаимной помехи в отдельных каналах линии связи суперпозицию начального распределения оптических полей следует формировать с помощью набора фокусированных лагерра–гауссовых мод, обладающих разной дифракционной расходимостью. Это позволит пространственно разделить оптические поля в плоскости приемной апертуры, что уменьшит взаимную корреляцию информационных каналов при демультимплексировании сигнала в приемнике.

Чтобы не возникало потерь энергии из-за дифракционного уширения поперечных размеров распределения интенсивности лагерра–гауссовых мод, значение a следует выбирать исходя из условия $\Omega \geq 1$, полагая, что размеры передающей и приемной апертур одинаковы. При этом необходимо учитывать, что поперечные размеры распределения интенсивности лагерра–гауссовых мод зависят как от a , так и от топологического заряда ℓ . В связи с этим значения параметров a и ℓ логично выбирать так, чтобы в плоскости передающей апертуры эффективные размеры распределения интенсивности были одинаковы и определялись поперечными размерами передающего объектива. Это позволяет добиться максимально возможного различия в дифракционной расходимости оптических полей лагерра–гауссовых мод при их распространении вдоль заданной трассы.

Реализация предложенного подхода к формированию суперпозиции начального распределения поля позволит убрать взаимную помеху, возникающую между информационными каналами, и упростить схему линии оптической связи, рассмотренную в [5]. Кроме того, предложенный подход позволит уменьшить взаимную помеху, которая возникает при разделении информационных каналов в линии связи при распространении оптического излучения через турбулентную атмосферу, так как процедура демультимплексирования сигнала будет происходить в процессе распространения излучения от передатчика к приемнику.

Искажения, которые возникают при распространении оптического излучения через атмосферные неоднородности показателя преломления, накладывают ограничение на практическое использование оптических линий связи, обладающих высокой плотностью передачи информации. Для подавления влияния турбулентности на оптическую линию связи в [7, 8] были представлены различные варианты адаптивных систем, позволяющие выполнять коррекцию искажений, возникающих после прохождения оптического пучка через вращающуюся фазовую пластинку с псевдослучайными фазовыми искажениями. Статистика этих искажений подчинена колмогоровскому спектру турбулентности. При распространении в реальной атмосфере оптический пучок приобретает искажения по всей длине трассы распространения. При проектирова-

нии оптической линии связи и адаптивных систем необходима информация о возможных искажениях, которые будут зависеть как от выбора формы начального распределения, так и от значения топологического заряда оптического поля.

Изучению влияния топологического заряда на характеристики оптического пучка в турбулентной атмосфере с различной конфигурацией комплексного поля посвящено большое количество научных публикаций [13–32]. В [15] было показано, что при распространении в турбулентной среде блуждание лагерра–гауссова пучка уменьшается с ростом топологического заряда оптического поля при фиксированном значении параметра a . С другой стороны, при сравнении лагерра–гауссова ($\ell \neq 0$) и гауссова пучков ($\ell = 0$) с равными эффективными размерами установлено, что для ближней зоны дифракции ($\Omega < 1$) блуждание пучков в турбулентной среде будет одинаковым. При распространении излучения в дальней зоне дифракции ($\Omega > 1$) блуждание пучков с ненулевым значением топологического заряда меньше, чем у гауссова пучка, и меньше, чем у пучка с кольцевым распределением интенсивности [15, 24]. При сравнении различных типов пучков, обладающих одинаковым значением топологического заряда, было показано, что блуждание пучков с равными эффективными размерами меньше у пучка, который занимает наибольший эффективный объем [25].

Результаты [26, 27] исследования флуктуации интенсивности оптических пучков, обладающих орбитальным угловым моментом, показывают, что относительная дисперсия флуктуации интенсивности оптического поля, распространяющегося в случайной неоднородной среде, слабо зависит от выбора значения топологического заряда ℓ . Более сильная зависимость флуктуации интенсивности наблюдается при изменении поперечных размеров оптических пучков с одинаковым орбитальным угловым моментом оптического поля [28]. Увеличение флуктуации интенсивности, которое приводит к уменьшению качества распространяющегося в турбулентной среде пучка, также можно проследить при увеличении топологического заряда ℓ [29]. При сравнении флуктуаций интенсивности оптических полей, обладающих различными распределениями начальной амплитуды и фазы оптического поля, необходимо учитывать, что значение относительной дисперсии флуктуаций интенсивности в поперечной к направлению распространения плоскости может сильно изменяться в зависимости от выбранной точки наблюдения в поперечной плоскости [30].

Таким образом, из приведенного выше анализа возникает вопрос: как будет влиять выбор значения орбитального углового момента лагерра–гауссовых мод с равными эффективными размерами на характеристики распространяющегося в турбулентной среде оптического излучения?

Критерий равенства эффективных поперечных размеров пучков в начальной плоскости был выбран из следующих соображений. Для круглой

апертуры (или кольцевой апертуры) с равномерным распределением поля могут использоваться результаты вычисления средней интенсивности в турбулентной атмосфере, полученные в случае гауссова начального распределения, если радиус окружности круглой апертуры будет в два раза больше радиуса гауссова пучка, который определяется по спаданию нормированной интенсивности от максимального значения до уровня $\exp(-1)$ [10]. Радиус апертуры с равномерным распределением поля определяет круг, в который попадает $\approx 98\%$ энергии излучения гауссова пучка. Пользуясь этим критерием, можно задавать пучки с одинаковыми поперечными размерами, но с разной формой распределения интенсивности в поперечной плоскости, при этом такие пучки будут иметь сходные характеристики при их распространении в турбулентной среде.

Для демонстрации нового подхода к формированию суперпозиции полей в начальном распределении были выбраны две моды лагерра–гауссова пучка $LG_{0,2}$ и $LG_{0,20}$, на примере которых иллюстрируются основные принципы нового подхода к формированию суперпозиции полей и на основе численного моделирования исследуются их характеристики в турбулентной среде. Выбранные моды лагерра–гауссова пучка обладают сильно отличающимся топологическим зарядом при выполнении условия равенства эффективных поперечных размеров. Другими словами, рассматриваемые пучки отличаются в основном топологией поверхности равных фаз в начальном распределении комплексного поля.

Кроме того, для того чтобы оценить влияние наличия или отсутствия топологического заряда оптического пучка, было рассчитано среднеквадратическое отклонение центра тяжести кольцевых пучков $DH_{0,2}$ и $DH_{0,20}$, начальные распределения которых определялись с помощью выражения

$$DH_{p,\ell}(r, \varphi; a) = \frac{LG_{p,\ell}(r, \varphi; a)}{\exp(\pm i\ell\varphi)}. \quad (3)$$

Как следует из (3), начальные распределения интенсивности рассматриваемых кольцевых пучков, которые не обладают орбитальным угловым моментом оптического поля, полностью совпадают с распределениями интенсивности соответствующих лагерра–гауссовых пучков.

Описание численного эксперимента

Моделирование распространения оптического излучения в турбулентной атмосфере рассматривалось на основе численного решения параболического уравнения для комплексной амплитуды поля $U(z, \mathbf{r})$:

$$2ik \frac{\partial U(z, \mathbf{r})}{\partial z} + \Delta_{\perp} U(z, \mathbf{r}) + 2k^2 \tilde{n}(z, \mathbf{r}) U(z, \mathbf{r}) = 0, \quad (4)$$

где z – координата в декартовой системе координат, вдоль которой происходит распространение волны; $\mathbf{r} = \{x, y\}$ – двумерный вектор в плоскости,

перпендикулярной направлению распространения;
 $\Delta_{\perp} = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$; \tilde{n} – случайные отклонения показателя преломления n от единицы, $n = 1 + \tilde{n}$.

Численное моделирование распространения когерентных пучков в турбулентной среде осуществлялось с помощью алгоритмов, представленных в [32]. Используемый алгоритм моделирования основан на процедуре замены сплошной среды, в которой происходит распространение излучения, на слои. В каждом слое рассчитывается дифракция пучка, прошедшего через тонкий фазовый экран. Фазовый экран имитирует искажения оптической волны, вызываемые атмосферной турбулентностью. Вдоль трассы распространения задавались 24 фазовых экрана. Размерность расчетной сетки комплексного поля $N_x \cdot N_y = 2048 \times 2048$, шаг дискретизации сетки составлял 0,7 мм. Моделирование случайных фазовых экранов осуществлялось с учетом субгармоник [32]. Число субгармоник бралось равным 8. Значение структурной характеристики показателя преломления C_n^2 для случайных фазовых экранов задавалось в диапазоне от $5 \cdot 10^{-17} \text{ м}^{-2/3}$ до $7,95 \cdot 10^{-15} \text{ м}^{-2/3}$. Начальные распределения комплексного поля с длиной волны $\lambda = 1,55 \text{ мкм}$ определялись с помощью формул (1) и (2): для $LG_{0,2}$ -моды значение a было равно 19,67 см, а для $LG_{0,20}$ -моды – 9,66 см. Распределения интенсивности рассматриваемых пучков показаны на рис. 1.

С помощью численного моделирования исследовались характеристики фокусированных $LG_{0,2}$ - и $LG_{0,20}$ -мод на трассе протяженностью $L = F = 12 \text{ км}$, для того чтобы рассмотреть распространение оптического излучения в зависимости от параметра $\beta_0 = \sqrt{1,23 C_n^2 k^{7/6} L^{1/6}}$, характеризующего силу оптической турбулентности. При значениях $\beta_0^2 < 1$

реализуются условия слабых флуктуаций интенсивности, а при $\beta_0^2 > 1$ распространение оптического излучения происходит в условиях сильных флуктуаций интенсивности.

Результаты численного эксперимента

На рис. 2 представлены нормированные профили интенсивности $LG_{0,2}$ - и $LG_{0,20}$ -пучков в начальной плоскости приемопередающей апертуры и профили интенсивности при их фокусировке на трассе длиной $L = F = 12 \text{ км}$ при отсутствии флуктуаций показателя преломления среды. Вследствие того что дифракционная расходимость у рассматриваемых пучков различается, то в фокальной плоскости эффективные поперечные размеры кольцевого распределения интенсивности будут разными. При этом излучение пучков в плоскости приемного объектива будет локализовано в разных областях пространства, что позволит осуществлять детектирование информационного сигнала без взаимного влияния различных информационных каналов друг на друга.

Данный пример только иллюстрирует подход к формированию суперпозиции оптического поля начального распределения. Выбор параметров лаггерра–гауссовых мод, с помощью которых формируется суперпозиция полей начального распределения (их количество, выбор значения топологического заряда), и работоспособность предлагаемого подхода будут определяться конкретной практической реализацией оптической линии связи. Тем не менее рассмотренный выше пример показывает, что при проектировании линии связи, работающей на протяженных атмосферных трассах, необходимо учитывать дифракционную расходимость оптических полей, с помощью которых формируется суперпозиция начального распределения на передающей апертуре.

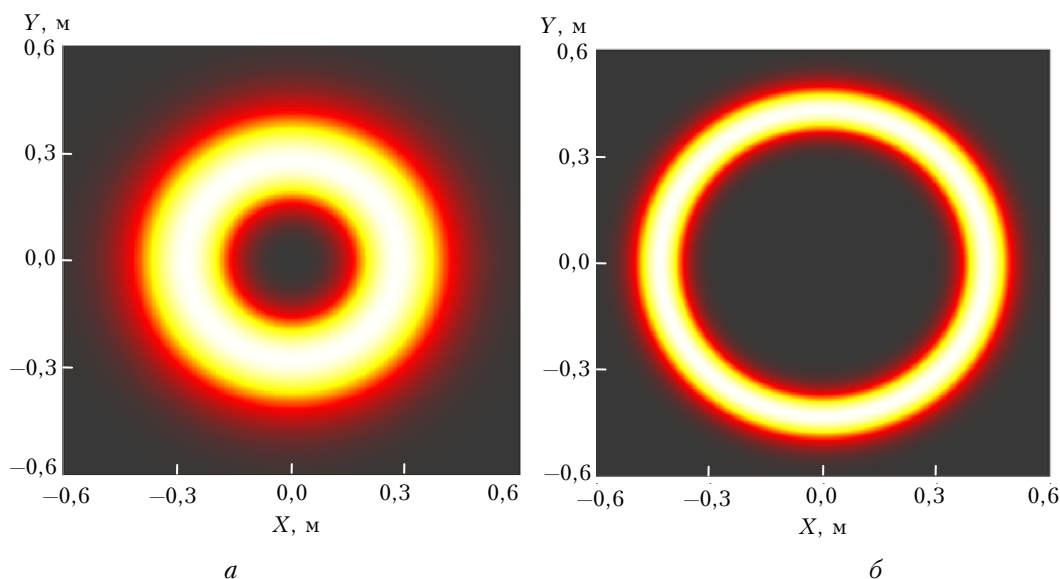


Рис. 1. Начальные распределения интенсивности лаггерра–гауссовых пучков: a – $LG_{0,2}$ при $a = 19,67 \text{ см}$; b – $LG_{0,20}$ при $a = 9,66 \text{ см}$

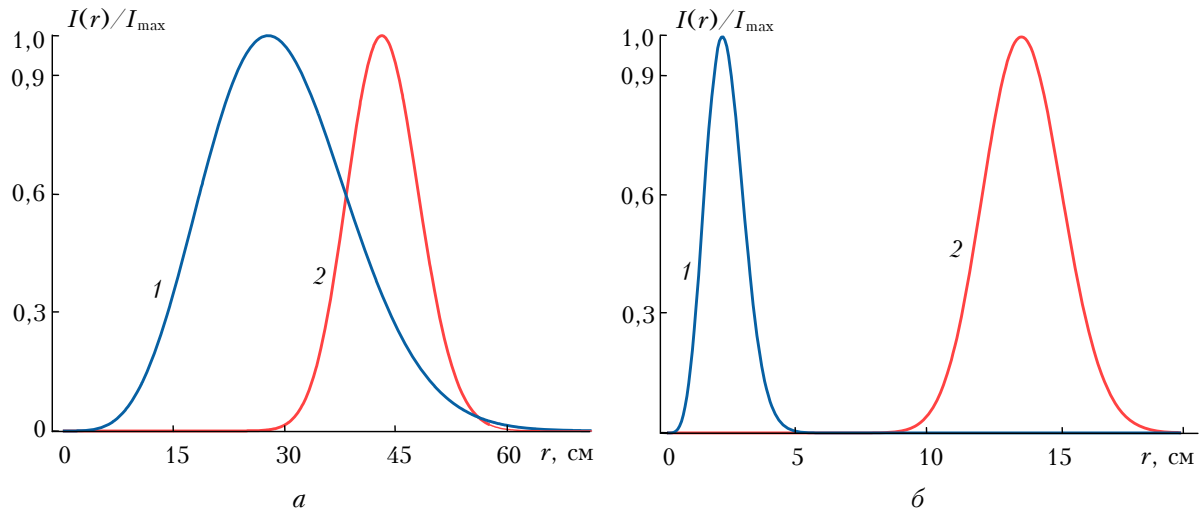


Рис. 2. Нормированные профили интенсивности лагерра–гауссовых пучков: *а* – начальные; *б* – дифракционные (фокусировка); 1 – $LG_{0,2}$ и 2 – $LG_{0,20}$

На рис. 3 представлены результаты расчета среднеквадратического отклонения центров тяжести для фокусированных пучков $LG_{0,2}$ и $LG_{0,20}$ при моделировании распространения в турбулентной среде в зависимости от различных значений параметра β_0 . Видно, что среднеквадратические отклонения центра тяжести пучков $LG_{0,2}$ и $LG_{0,20}$ с сильно отличающимся значением топологического заряда практически одинаковы для различных условий распространения в турбулентной среде. А при сравнении блужданий соответствующих пар пучков $LG_{0,2}$, $DH_{0,2}$ и $LG_{0,20}$, $DH_{0,20}$ можно сделать вывод о том, что отличие значений среднеквадратического отклонения центра тяжести распределения интенсивности связано с разным распределением начальной интенсивности пучков $LG_{0,2}$, $LG_{0,20}$ (см. рис. 1) и не определяется значением топологического заряда оптического поля.

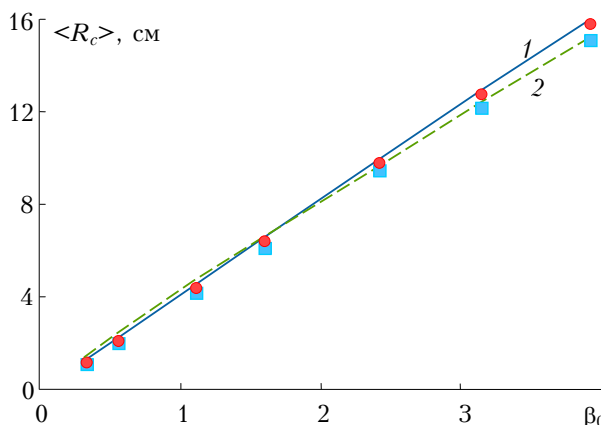


Рис. 3. Среднеквадратическое отклонение центра тяжести пучков: 1 – $LG_{0,2}$; 2 – $LG_{0,20}$; ● – $DH_{0,2}$; ■ – $DH_{0,20}$

На рис. 4 и 5 представлены расчеты средней интенсивности $\langle I(r) \rangle / \langle I_{\max} \rangle$ и среднеквадратического отклонения флуктуаций интенсивности

$\sigma_I(r) = \sqrt{\langle I^2(r) \rangle / \langle I(r) \rangle^2 - 1}$ для пучков $LG_{0,2}$ и $LG_{0,20}$ в поперечной направлению распространения плоскости на расстоянии $L = F$ при различных значениях параметра β_0 .

Видно, что поведение дисперсии флуктуаций интенсивности $\sigma_I^2(r)$ в поперечном сечении лагерра–гауссовых пучков будет зависеть от изменения формы распределения средней интенсивности $\langle I(r) \rangle$. Для режима слабых флуктуаций интенсивности, когда $\beta_0^2 < 1$, положение минимального значения дисперсии $\sigma_I(r)$ будет определяться положением максимального значения средней интенсивности $\langle I_{\max} \rangle$, а на оси пучка значение $\sigma_I(r)$ будет стремиться к 1 [30]. С ростом значения параметра β_0 одновременно с увеличением уровня средней интенсивности на оси пучка будет происходить сглаживание поперечного профиля дисперсии интенсивности $\sigma_I(r)$. В конечном счете, когда средняя интенсивность приобретет форму, близкую к гауссовой кривой, положение минимального значения дисперсии флуктуации интенсивности $\sigma_I^2(r)$ в поперечном сечении переместится на ось пучка и будет монотонно расти к его краям.

Из анализа графиков на рис. 4 и 5 видно, что для лагерра–гауссова пучка $LG_{0,2}$ изменение формы профиля средней интенсивности происходит при меньших значениях параметра β_0 , чем у пучка с большим значением топологического заряда ℓ . При этом, как было показано в [31], турбулентное уширение лагерра–гауссова пучка происходит по тем же законам, что и для гауссова пучка, и не зависит от значения топологического заряда ℓ оптического поля. Турбулентное уширение определяется дифракционной расходимостью распространяющегося в турбулентной среде излучения: чем меньше дифракционная расходимость, тем больше относительное уширение поперечных размеров в среде относительно дифракционных размеров [10, 11]. Для оценки уширения

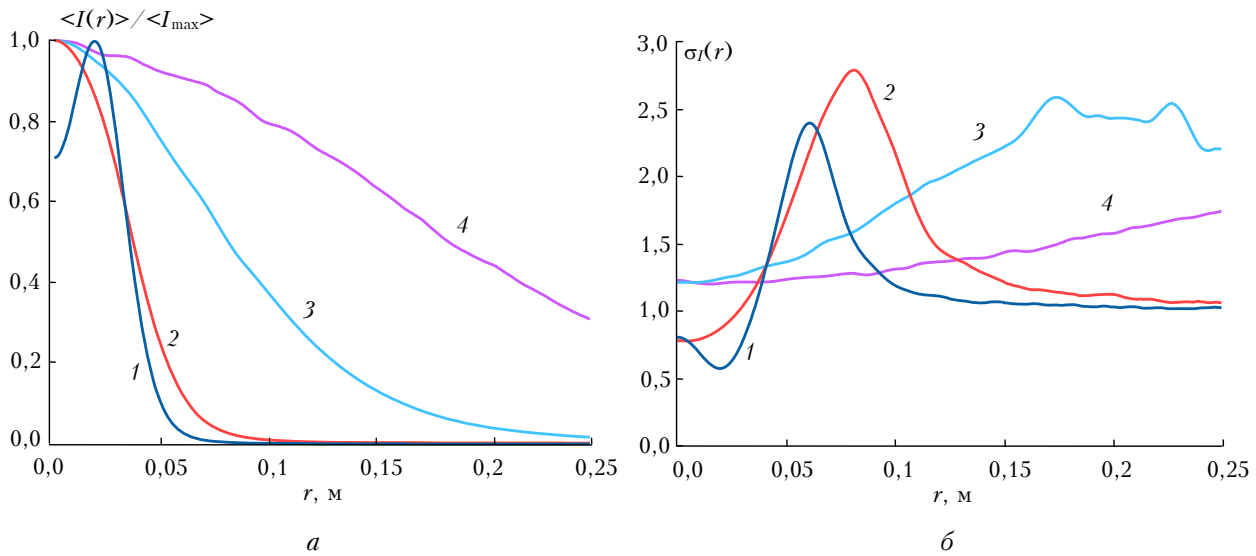


Рис. 4. Поперечный профиль средней интенсивности (а) и среднеквадратического отклонения флуктуаций интенсивности (б) лагерра–гауссова пучка $LG_{0,2}$: 1 – $\beta_0 = 0,31$; 2 – 0,53; 3 – 1,57; 4 – 3,11

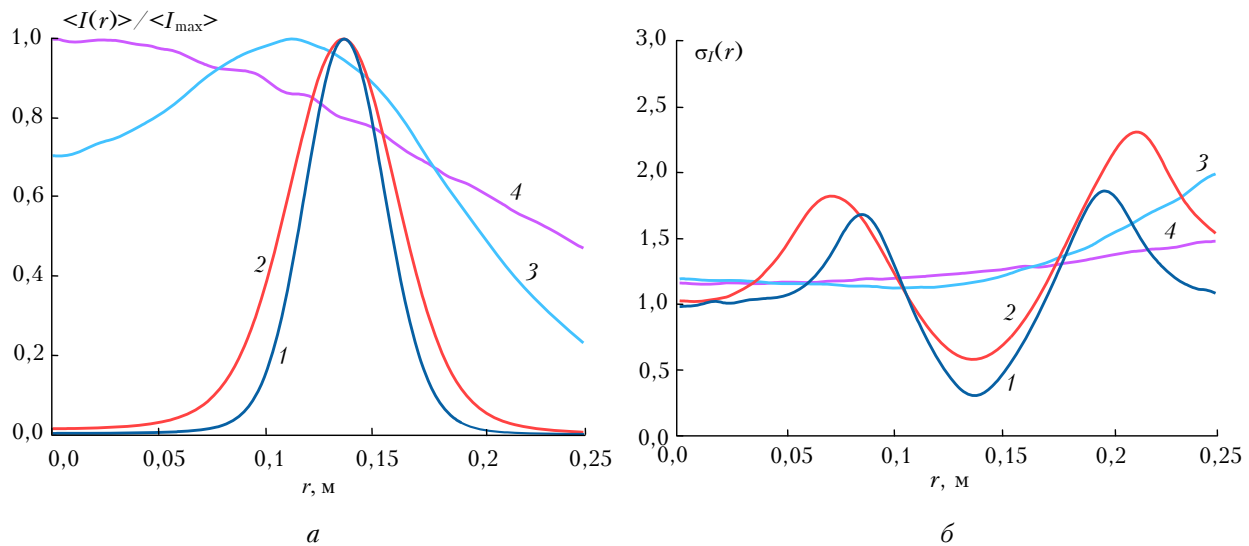


Рис. 5. Поперечный профиль средней интенсивности (а) и среднеквадратического отклонения флуктуаций интенсивности (б) лагерра–гауссова пучка $LG_{0,20}$: 1 – $\beta_0 = 0,31$; 2 – 0,53; 3 – 1,57; 4 – 3,11

кольцевого распределения интенсивности лагерра–гауссова пучка в турбулентной атмосфере достаточно воспользоваться значением относительного уширения, рассчитанным для гауссова пучка, дифракционная расходимость которого такая же, как и у лагерра–гауссова пучка. При этом необходимо учитывать, что уширение кольцевого распределения интенсивности пучка Лагерра–Гаусса происходит относительно максимума интенсивности, который находится на некотором расстоянии от оси пучка и увеличивается с возрастанием топологического заряда ℓ .

На рис. 6 и 7 приведены профили средней интенсивности $\langle I(r) \rangle / \langle I_{\max} \rangle$ и уровни флуктуаций интенсивности $\sigma_I(r)$ при $\beta_0^2 \gg 1$ для пучков $LG_{0,2}$, $DH_{0,2}$ и $LG_{0,20}$, $DH_{0,20}$, которые отличаются только

наличием или отсутствием топологического заряда в начальном распределении комплексного поля.

Видно, что средние профили интенсивности и профили флуктуаций интенсивности в поперечном сечении пучка в фокальной плоскости $L = F$ для пучков $LG_{0,2}$, $DH_{0,2}$ при одинаковой силе оптической турбулентности практически совпадают. Для пучков $LG_{0,20}$ и $DH_{0,20}$ профиль флуктуаций интенсивности $\sigma_I(r)$ будет определяться поведением профиля средней интенсивности. При этом значение среднеквадратического отклонения флуктуаций интенсивности $\sigma_I(r)$ для r , при которых $\langle I(r) \rangle = \langle I_{\max} \rangle$, будет примерно одинаково для всех пучков, независимо от наличия или отсутствия топологического заряда комплексного поля.

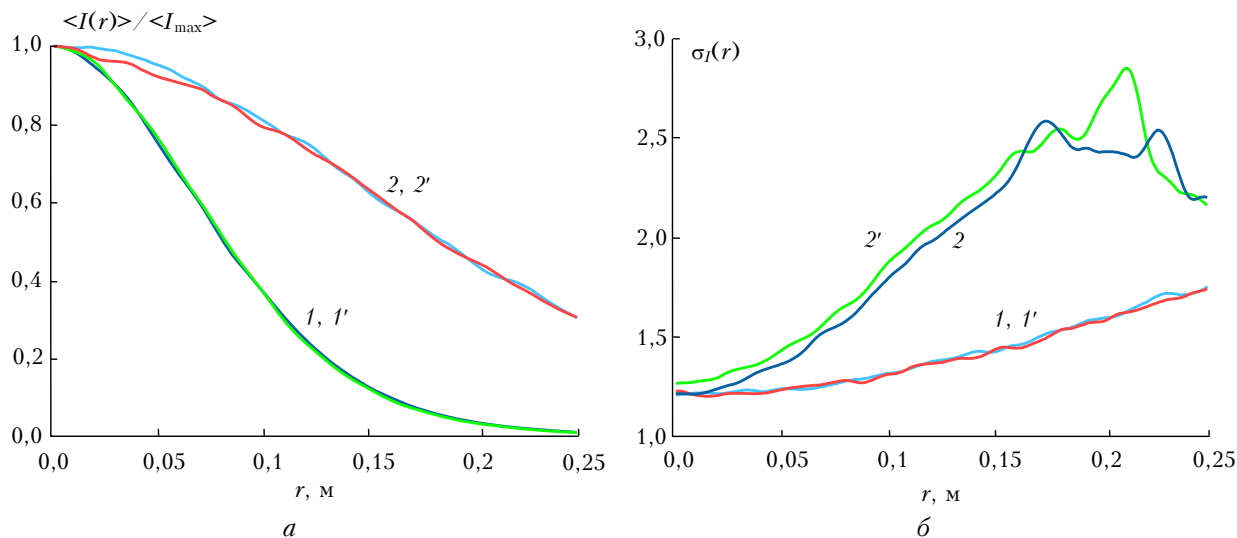


Рис. 6. Сравнение профиля средней интенсивности (а) и среднеквадратического отклонения флуктуаций интенсивности (б) в поперечной плоскости пучков $LG_{0,2}$ (кривые 1 и 2) и $DH_{0,2}$ (кривые 1' и 2'): 1, 1' – $\beta_0 = 1,57$; 2, 2' – 3,11

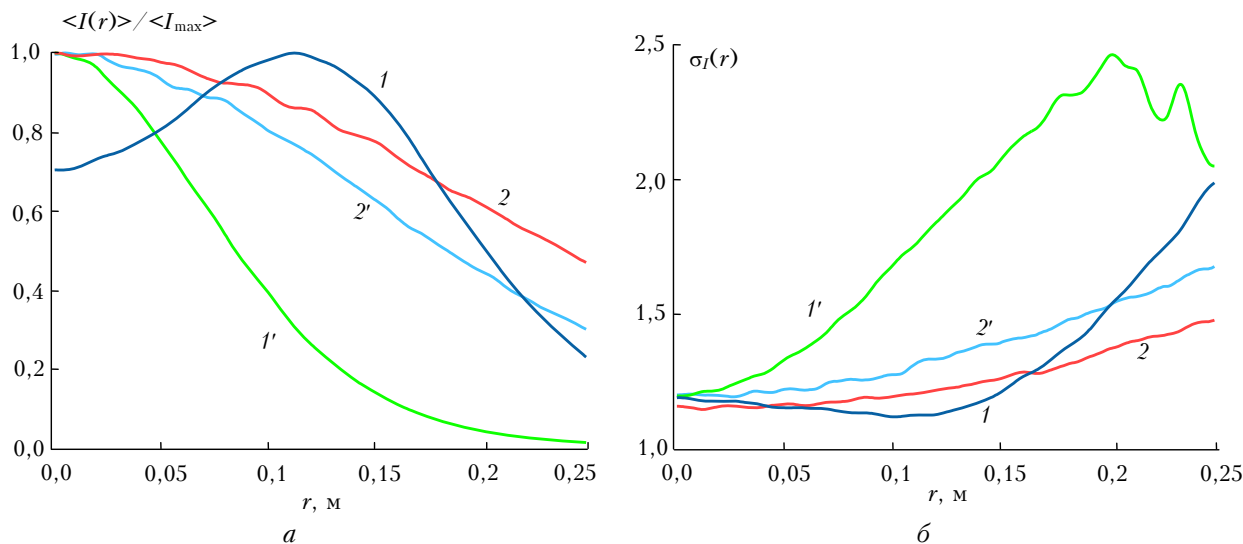


Рис. 7. Сравнение профиля средней интенсивности (а) и среднеквадратического отклонения флуктуаций интенсивности (б) в поперечной плоскости пучков $LG_{0,20}$ (кривые 1 и 2) и $DH_{0,20}$ (кривые 1' и 2'): 1, 1' – $\beta_0 = 1,57$; 2, 2' – 3,11

Заключение

С помощью численного моделирования исследовалось влияние топологического заряда комплексного поля на блуждание и уровень флуктуаций интенсивности фокусированных лагерра–гауссовых пучков, распространяющихся в турбулентной атмосфере, которые могут быть использованы для увеличения плотности информации, передаваемой с помощью оптической линии связи. Было выполнено численное моделирование распространения для двух фокусированных пучков ($LG_{0,2}$ и $LG_{0,20}$) при выполнении условия равенства окружности, в которую попадает основная доля энергии излучения пучка. Сформированные таким образом пучки $LG_{0,2}$ и $LG_{0,20}$ обладают различной дифракционной расходимостью, что позволит уменьшить взаимное влияние разных ка-

налов мультиплексированного сигнала в оптической линии связи при регистрации сигнала, с помощью которого осуществляется передача информации.

Результаты численного моделирования показывают, что блуждание фокусированных пучков $LG_{0,2}$ и $LG_{0,20}$, обладающих разным значением топологического заряда и имеющих одинаковые поперечные размеры в начальном распределении, практически одинаково и совпадает с блужданием пучков $DH_{0,2}$ и $DH_{0,20}$, начальные распределения которых отличаются от пучков Лагерра–Гаусса только отсутствием топологического заряда комплексного поля излучения.

В отличие от гауссова пучка, для которого минимальное значение флуктуации интенсивности в поперечной плоскости при распространении в турбулентной атмосфере всегда расположено на

оси и равномерно растет к краю пучка, для лагера–гауссова пучка профиль дисперсии флуктуации интенсивности в поперечном сечении пучка имеет сложный вид, а положение минимального значения дисперсии определяется положением максимального значения средней интенсивности в поперечном сечении пучка. С ростом силы оптической турбулентности, когда распространение происходит в режиме сильных флуктуаций интенсивности, профиль среднего значения интенсивности в поперечном сечении пучка становится близким к гауссовой кривой и тогда минимальное значение дисперсии будет на оси пучка.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, проект № 13-02-98016-р_сибирь.

1. Allen L., Beijersbergen M.W., Spreeuw R.J.C., Woerdman J.P. Orbital angular momentum of light and the transformation of Laguerre-Gaussian laser modes // Phys. Rev. A. 1992. V. 45, N 11. P. 8185–8189.
2. Gibson G., Courtial J., Padgett M.J., Vasnetsov M., Pas'ko V., Barnett S.M., Franke-Arnold S. Free-space information transfer using light beams carrying orbital angular momentum // Opt. Express. 2004. V. 12, N 22. P. 5448–5456.
3. Yao A.M., Padgett M.J. Orbital angular momentum: origins, behavior and applications // Adv. Opt. Photonics. 2011. V. 3. P. 161–204.
4. Willner A.E., Huang H., Yan Y., Ren Y., Ahmed N., Xie G., Bao C., Li L., Cao Y., Zhao Z., Wang J., Lavery M.P.J., Tur M., Ramachandran S., Molisch A.F., Ashrafi N., Ashrafi S. Optical communications using orbital angular momentum beams // Adv. Opt. Photonics. 2015. V. 7. P. 66–106.
5. Wang J., Yang J.-Y., Fazal I.M., Ahmed N., Yan Y., Huang H., Ren Y., Yue Y., Dolinar S., Tur M., Willner A.E. Terabit free-space data transmission employing orbital angular momentum multiplexing // Nature Photonics. 2012. V. 6. P. 488–496.
6. Yan Y., Xie G., Lavery M.P.J., Huang H., Ahmed N., Bao C., Ren Y., Cao Y., Li L., Zhao Z., Molisch A.F., Tur M., Padgett M.J., Willner A.E. High-capacity millimetre-wave communications with orbital angular momentum multiplexing // Nature Commun. 2014. V. 5. Article number: 4876.
7. Ren Y., Xie G., Huang H., Ahmed N., Yan Y., Li L., Bao C., Lavery M.P.J., Tur M., Neifeld M.A., Boyd R.W., Shapiro J.H., Willner A.E. Adaptive-optics-based simultaneous pre- and post-turbulence compensation of multiple orbital-angular-momentum beams in a bidirectional free-space optical link // Optica. 2014. V. 1, N 6. P. 376–382.
8. Ren Y., Xie G., Huang H., Bao C., Yan Y., Ahmed N., Lavery M.P.J., Erkmen B.I., Dolinar S., Tur M., Neifeld M.A., Padgett M.J., Boyd R.W., Shapiro J.H., Willner A.E. Adaptive optics compensation of multiple orbital angular momentum beams propagating through emulated atmospheric turbulence // Opt. Lett. 2014. V. 39, N 10. P. 2845–2848.
9. Рытов С.М., Кравцов Ю.А., Татарский В.И. Введение в статистическую радиофизику. Ч. II. Случайные поля. М.: Наука, 1978. 463 с.
10. Зуев В.Е., Банах В.А., Покасов В.В. Современные проблемы атмосферной оптики. Т. 5. Л.: Гидрометиздат, 1988. 270 с.
11. Andrews L.S., Phillips R.L. Laser Beam Propagation through Random Media. Bellingham, Washington: SPIE Press, 2005. 782 p.
12. Paterson C. Atmospheric Turbulence and Orbital Angular Momentum of Single Photons for Optical Communication // Phys. Rev. Lett. 2005. V. 94, iss. 15. Article number: 153901.
13. 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.
14. Eyyuboğlu H.T., Baykal Y., Ji X. Scintillations of Laguerre-Gaussian beams // Appl. Phys. B. 2010. V. 98. P. 857–863.
15. Aksenov V.P., Pogutsa C.E. Increase in laser beam resistance to random inhomogeneities of atmospheric permittivity with an optical vortex included in the beam structure // Appl. Opt. 2012. V. 51, N 30. P. 7262–7267.
16. Gu Y. Statistics of optical vortex wander on propagation through atmospheric turbulence // J. Opt. Soc. Amer. A. 2013. V. 30, N 4. P. 708–715.
17. Yüceer M., Eyyuboğlu H.T. Laguerre-Gaussian beam scintillation on slant paths // Appl. Phys. B. 2012. V. 109, N 2. P. 311–316.
18. Лукин И.П. Устойчивость когерентных вихревых беселевых пучков при распространении в турбулентной атмосфере // Оптика атмосфер. и океана. 2014. Т. 27, № 5. С. 367–374.
19. Лукин И.П. Кольцевая дислокация степени когерентности вихревого бесселева пучка в турбулентной атмосфере // Оптика атмосфер. и океана. 2015. Т. 28, № 4. С. 298–308.
20. Cang J., Xiu P., Liu X. Propagation of Laguerre-Gaussian and Bessel-Gaussian Schell-model beams through paraxial optical systems in turbulent atmosphere // Opt. Laser Technol. 2013. V. 54. P. 35–41.
21. Коняев П.А., Лукин В.П., Сенников В.А. О влиянии флуктуаций фазы на распространение вихревых пучков // Оптика атмосфер. и океана. 2006. Т. 19, № 12. С. 1029–1032.
22. Аksenov В.П., Измайлов И.В., Канев Ф.Ю., Пойзнер Б.Н. Влияние на работу детектора оптического вихря фазовых искажений, вносимых экраном, расположенным вблизи излучающей апертуры оптической системы связи // Оптика атмосфер. и океана. 2010. Т. 23, № 12. С. 1132–1136.
23. Lukin V.P., Konyayev P.A., Sennikov V.A. Beam spreading of vortex beams propagating in turbulent atmosphere // Appl. Opt. 2012. V. 51, N 10. P. C84–C87.
24. Aksenov V.P., Kolosov V.V., Pogutsa C.E. The influence of the vortex phase on the random wandering of a Laguerre-Gaussian beam propagating in a turbulent atmosphere: a numerical experiment // J. Opt. 2013. V. 15, N 4. Article number: 044007.
25. Aksenov V.P., Kolosov V.V., Pogutsa C.E. Random wandering of laser beams with orbital angular momentum during propagation through atmospheric turbulence // Appl. Opt. 2014. V. 53, N 17. P. 3607–3614.
26. Eyyuboğlu H.T. Scintillation analysis of hypergeometric Gaussian beam via phase screen method // Opt. Commun. 2013. V. 309. P. 103–107.
27. Berman G.P., Gorshkov V.N., Torous S.V. Scintillation reduction for laser beams propagating through turbulent atmosphere // J. Phys. B. 2011. V. 44. Article number: 055402.
28. Liu X., Pu J. Investigation on the scintillation reduction of elliptical vortex beams propagating in atmos-

- pheric turbulence // Opt. Express. 2011. V. 19, N 27. P. 26444–26450.
29. *Xiao Q., Liu G., Zhang R.* Influence of phase distortion on the propagation of vortex beams // Appl. Opt. 2015. V. 54, N 12. P. 3523–3529.
30. *Aksenov V.P., Kolosov V.V.* Scintillations of optical vortex in randomly inhomogeneous medium // Photon. Res. 2015. V. 3, N 2. P. 44–47.
31. *Банах В.А., Фалиц А.В.* Уширение лагеррова пучка в турбулентной атмосфере // Оптика и спектроск. 2014. Т. 117, № 6. С. 969–975.
32. *Банах В.А., Фалиц А.В.* Численное моделирование распространения лазерных пучков, формируемых многоэлементными апертурами, в турбулентной атмосфере при тепловом самовоздействии // Оптика атмосф. и океана. 2013. Т. 26, № 5. С. 371–380.

A.V. Falits. **The wander and optical scintillation of focused Laguerre–Gaussian beams in turbulent atmosphere.**

On the basis of numerical simulation of optical radiation in a turbulent medium the influence of the value of the topological charge of the optical field on the beam wander and the intensity fluctuations of focused Laguerre–Gaussian beams is investigated. The beams are considered with different values of the topological charge of the complex field and the same radius of the initial aperture. The beams have different diffraction divergence which provides spatial separation of the radiation on the receiving aperture, thereby reducing the influence of different communications channels to each other during the signal demultiplexing. It was found that the beam wandering does not depend on the value of the topological charge of the complex field, and the behavior of the intensity fluctuations is determined by the mean intensity profile, which depends on the strength of the optical turbulence.