

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛН

УДК 535.2:621.373.826

Устойчивость когерентных вихревых бесселевых пучков при распространении в турбулентной атмосфере

И.П. Лукин*

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

Поступила в редакцию 18.02.2013 г.

Теоретически рассматривается вопрос устойчивости вихревых бесселевых пучков, формируемых в турбулентной атмосфере. В данном исследовании детально анализируются особенности пространственной структуры распределения средней интенсивности вихревых бесселевых пучков в случайно-неоднородной среде. Получен количественный критерий возможности формирования вихревых бесселевых пучков в турбулентной атмосфере. На основе анализа поведения нескольких физических параметров средней интенсивности оптического излучения показано, что устойчивость формы вихревого бесселева пучка при распространении в турбулентной атмосфере увеличивается с ростом значения топологического заряда этого пучка.

Ключевые слова: бесселев пучок, вихревой пучок, оптическое излучение, атмосферная турбулентность, средняя интенсивность; Bessel beam, vortex beam, optical radiation, atmospheric turbulence, mean intensity.

Введение

В настоящее время все еще актуальной остается проблема описания распространения структурированных и модулированных по фазе вихревых лазерных пучков [1]. Одним из наиболее перспективных типов вихревых оптических пучков являются высшие моды бесселевых пучков [1, 2]. Такие пучки аналогично неограниченной плоской волне не дифрагируют при распространении в свободном пространстве, но в отличие от последней имеют распределение интенсивности с характерными максимумами и минимумами в поперечной плоскости. У бесселевой моды нулевого порядка в центре яркий максимум, а у высших мод — темное пятно, которое в свободном пространстве переносится без искажений из-за дифракции.

Вихревые бесселевы пучки могут формироваться из гауссовых пучков после прохождения через коническую линзу (аксикон) и фазовый транспарант — фазовый винт [2]. Фазовый винт в этом случае необходим для обеспечения при формировании вихревого бесселева пучка выделения нужной бесселевой моды. Бесселевы пучки высокого порядка можно также получить из лаггер-гауссовых пучков, пропуская их через аксикон [3].

Существует альтернативный подход к формированию вихревых бесселевых пучков круговыми зонными пластинками, имеющими киноформный профиль глубиной в несколько длин волн [4]. При освещении зонные пластинки концентрируют оптическое излучение в бесселев пучок высокого порядка (вихревой бесселев пучок), пространственные размеры

которого за счет «интерференционного сжатия» находятся на уровне или ниже дифракционного предела. Возможно также преобразование плоской оптической волны в бесселев пучок любого порядка при помощи голограмм [5].

Наличие случайно-неоднородной среды приводит к нарушению условий выделения только одной бесселевой моды, что в свою очередь вызывает структурные искажения формируемого вихревого бесселева пучка [2]. Распространение реального лазерного пучка в случайно-неоднородной среде всегда связано с действием внешних возмущений, которые, как правило, вызывают некоторые изменения в его структуре [6–13]. В ряде работ [6–9, 11–13] изучались различные аспекты распространения как бесселевых [12, 13], так и бессель-гауссовых [6–9, 11] пучков в турбулентной атмосфере. В частности, в статье [8] с использованием обобщенного принципа Гюйгенса–Кирхгофа рассматривалось распространение в турбулентной атмосфере высших мод бессель-гауссовых лазерных пучков (анализировалась средняя интенсивность пучка) и было показано, что чем выше мода бесселева пучка, тем дальше может быть перенесено в атмосфере центральное темное пятно. Однако анализ деградации бесселевых пучков турбулентной атмосферой носил во всех этих работах в большей степени качественный характер и во многом к тому же еще затенялся привнесенными факторами, состоящими в рассмотрении распространения в турбулентной атмосфере бессель-гауссовых пучков. В таком случае искажающее влияние турбулентности при распространении в атмосфере вихревых бесселевых пучков сопровождается трансформацией самого функционального вида лазерного пучка [6, 10], носящей во многом ситуационный характер,

* Игорь Петрович Лукин (lukin_ip@iao.ru).

зависящий от большого числа параметров оптического излучения.

Цель настоящей работы заключается в нахождении таких значений параметров когерентных вихревых бесселевых оптических пучков, которые обеспечивают наибольшую устойчивость этих пучков при распространении в случайно-неоднородной (турбулентной) среде.

Для достижения данной цели проводится анализ пространственного распределения средней интенсивности вихревого бесселева пучка вблизи его оптической оси.

Основные соотношения

При распространении вихревого бесселева пучка в направлении оси OX граничное условие при $x = 0$ для комплексной амплитуды поля оптического излучения имеет вид [12, 13]:

$$E_0(\rho) = E_0(\rho, \varphi) = E_0 J_m(\beta\rho) \exp(im\varphi), \quad (1)$$

где E_0 — начальная амплитуда оптического пучка в центре излучающей апертуры; $\beta = \sqrt{k^2 - k_x^2}$ — компонента волнового вектора, ортогональная оси OX ; $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число оптического излучения; λ — длина волны излучения в вакууме; k_x — компонента волнового вектора по направлению оси OX ; $\rho = \{y, z\} = \{\rho, \varphi\}$ — поперечная к направлению распространения оптического излучения пространственная координата; $\rho = \sqrt{y^2 + z^2}$, $\varphi = \arctan(y/z)$ — модуль и аргумент этой координаты; m — топологический заряд вихревого пучка; $J_m(\cdot)$ — функция Бесселя первого рода m -го порядка.

Рассмотрим распределение средней интенсивности вихревого бесселева оптического пучка, распространяющегося в турбулентной атмосфере. Комплексная амплитуда вихревого бесселева оптического пучка $E(x, \mathbf{R})$ в точке наблюдения $\{x, \mathbf{R}\}$ описывается параболическим приближением скалярного волнового уравнения, где x — расстояние от плоскости источника до плоскости наблюдения; \mathbf{R} — вектор, определяющий удаление точки наблюдения от оптической оси лазерного пучка в плоскости, перпендикулярной направлению распространения оптического излучения. Если воспользоваться известным общим решением уравнения для функции взаимной когерентности второго порядка поля оптического пучка [14], то интегральное выражение для средней интенсивности поля вихревого бесселева оптического пучка, распространяющегося в крупномасштабной (по сравнению с длиной волны оптического излучения) случайно-неоднородной среде, можно записать в виде

$$\langle I(x, \mathbf{R}) \rangle = \langle E(x, \mathbf{R}) E^*(x, \mathbf{R}) \rangle = \frac{k^2}{4\pi^2 x^2} \times \\ \times \int_{-\infty}^{\infty} d\rho'_1 \int_{-\infty}^{\infty} d\rho'_2 \Gamma_2^{(0)}(\rho'_1, \rho'_2) \exp \left\{ -\frac{ik}{x} \mathbf{R}(\rho'_1 - \rho'_2) + \right.$$

$$\left. + \frac{ik}{2x} (\rho_1'^2 - \rho_2'^2) - \frac{\pi k^2 x}{4} \int_0^1 d\xi H[\xi(\rho'_1 - \rho'_2)] \right\}, \quad (2)$$

где

$$\Gamma_2^{(0)}(\rho'_1, \rho'_2) = E_0(\rho'_1) E_0^*(\rho'_2);$$

$$H(\boldsymbol{\mu}) = 2 \int_{-\infty}^{\infty} d\boldsymbol{\kappa} \Phi_\varepsilon(\boldsymbol{\kappa}) [1 - \cos(\boldsymbol{\kappa}\boldsymbol{\mu})];$$

$\Phi_\varepsilon(\boldsymbol{\kappa})$ — спектр флуктуаций диэлектрической проницаемости случайно-неоднородной среды распространения оптического излучения. Чтобы получить удобное для дальнейшего анализа решение уравнения (2) с начальным условием (1), влияние случайных неоднородностей среды учтем в приближении квадратичной аппроксимации [15], т.е. будем считать, что верно следующее соотношение:

$$\frac{\pi k^2 x}{4} \int_0^1 d\xi H[\xi(\rho'_1 - \rho'_2)] \approx \\ \approx \rho_0^{-5/3} \int_0^1 d\xi |\xi(\rho'_1 - \rho'_2)|^{5/3} \approx \frac{1}{3} \rho_0^{-2} (\rho'_1 - \rho'_2)^2 \quad (3)$$

(ρ_0 — радиус когерентности плоской оптической волны, распространяющейся в случайно-неоднородной среде [14]). В частности, на однородной трассе для турбулентной атмосферы с колмогоровским спектром случайных неоднородностей радиус когерентности плоской оптической волны [14] имеет вид

$$\rho_0 = \left(2^{-5/3} \frac{18}{5} 0,033 \pi^2 \frac{\Gamma(7/6)}{\Gamma(11/6)} C_\varepsilon^2 k^2 x \right)^{-3/5} = \\ = (0,3643 C_\varepsilon^2 k^2 x)^{-3/5}, \quad (4)$$

где C_ε^2 — структурный параметр флуктуаций диэлектрической проницаемости турбулентной атмосферы [14]. Как показано в работе [15], использование квадратичной аппроксимации (3) существенно не изменяет значения функции взаимной когерентности второго порядка фундаментального бесселева оптического пучка и, соответственно, практически не искажает картину эволюции распределения средней интенсивности оптического пучка при распространении бесселева пучка в турбулентной атмосфере. Максимальная величина ошибки при оценке среднего значения интенсивности излучения на оптической оси фундаментального бесселева пучка не превышает 7,0% [15, рис. 1].

Интегральное выражение (2) для средней интенсивности поля вихревого бесселева оптического пучка (1), представляющее собой четырехкратный интеграл с начальным распределением (1), при использовании соотношений (3), (4) может быть преобразовано к виду двукратного интеграла:

$$\langle I(x, \mathbf{R}) \rangle \equiv \langle I(x, R, \varphi_R) \rangle \equiv \\ \equiv \frac{E_0^2 k}{2\pi i x \left(1 - \frac{2i}{3} \tilde{q}\right)} \exp \left[i \frac{x\beta^2}{2k \left(1 - \frac{2i}{3} \tilde{q}\right)} + i \frac{kR^2}{2x \left(1 - \frac{2i}{3} \tilde{q}\right)} \right] \times$$

$$\begin{aligned}
& \times \int_0^\infty d\rho' \int_0^{2\pi} d\varphi' \rho' \frac{\left\{ R - \frac{2i}{3} \tilde{q} \rho' \exp[i(\varphi_R - \varphi')] \right\}^m}{\left[R^2 - \frac{4}{9} \tilde{q}^2 \rho'^2 - \frac{4i}{3} \tilde{q} R \rho' \cos(\varphi_R - \varphi') \right]^{m/2}} \times \\
& \quad \times J_m(\beta \rho') \exp[-im(\varphi_R - \varphi')] \times \\
& \quad \times J_m \left(\frac{\beta}{1 - \frac{2i}{3} \tilde{q}} \sqrt{R^2 - \frac{4}{9} \tilde{q}^2 \rho'^2 - \frac{4i}{3} \tilde{q} R \rho' \cos(\varphi_R - \varphi')} \right) \times \\
& \quad \times \exp \left[\frac{ik}{2x \left(1 - \frac{2i}{3} \tilde{q} \right)} \rho'^2 - \frac{ik}{x \left(1 - \frac{2i}{3} \tilde{q} \right)} R \rho' \cos(\varphi_R - \varphi') \right], \quad (5)
\end{aligned}$$

где $\tilde{q} = x/(k\rho_0^2)$ – параметр, характеризующий условия распространения оптического излучения на трассе в турбулентной атмосфере [14]. Выражение (5) описывает пространственное распределение средней интенсивности вихревого бesselова пучка, распространяющегося в случайно-неоднородной среде, в приосевой области в зависимости от величины удаления точки наблюдения от оптической оси пучка R . Из выражения (5) следует, что пространственное распределение средней интенсивности вихревого бesselова пучка в данных условиях от угловой координаты φ_R не зависит: $\langle I(x, R, \varphi_R) \rangle = \langle I(x, R) \rangle$, т.е. распределение средней интенсивности в приосевой области пучка при распространении в турбулентной атмосфере сохраняет свою аксиальную симметрию. Аналогичное выражение для вихревых бessel-гауссовых пучков получено ранее в [6]. Формула (5) совпадает с точностью до комплексного сопряжения с аналогичным выражением для средней интенсивности бessel-гауссова пучка из работы [6] [см. выражение (5)] при предельных (бесконечных) значениях параметров гауссова пучка.

Вышеприведенное выражение (5) позволяет, в частности, получить формулу для средней интенсивности на оптической оси ($R = 0$) вихревого бesselова пучка (1) в турбулентной атмосфере:

$$\langle I(x, 0) \rangle \cong E_0^2 \exp \left(-\frac{2}{3} \frac{x^2 \beta^2}{k^2 \rho_0^2} \right) I_m \left(\frac{2}{3} \frac{x^2 \beta^2}{k^2 \rho_0^2} \right). \quad (6)$$

Здесь $I_m(\cdot)$ – модифицированная функция Бесселя m -го порядка. Базируясь на соотношениях (5) и (6), можно провести анализ устойчивости вихревого бesselова пучка в турбулентной атмосфере в смысле сохранения его формы пространственного распределения средней интенсивности вихревого пучка.

Анализ эволюции параметров пучка

На рис. 1 приведены рассчитанные по формуле (6) кривые средней интенсивности вихревых бesselовых пучков на их оптической оси $\langle I(x, 0) \rangle$ при распространении в турбулентной атмосфере для разных значений топологического заряда $m = 1; 2; 3; 5; 7; 10$.

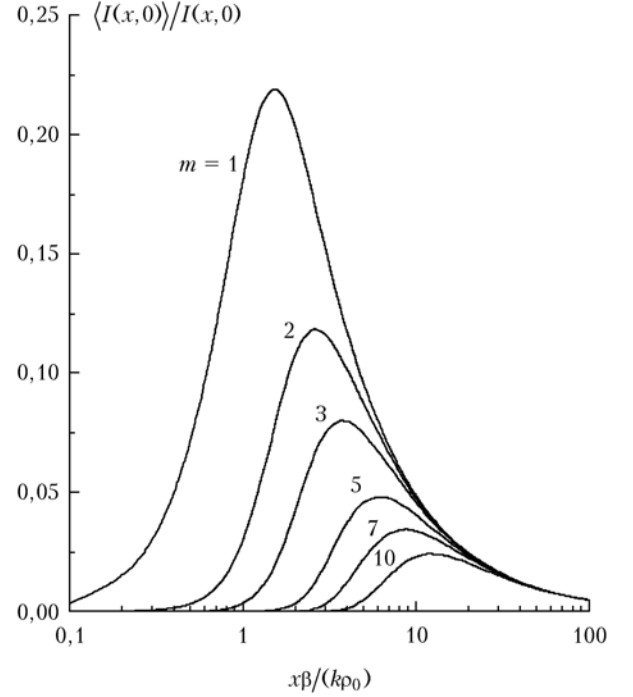


Рис. 1. Средняя интенсивность вихревого бesselова пучка на его оптической оси в турбулентной атмосфере при различных значениях топологического заряда пучка

Нормировка средней интенсивности вихревых бesselовых пучков $\langle I(x, 0) \rangle$ проводится на величину $I(x, 0)$, где $I(x, 0) \cong E_0^2$ – значение интенсивности фундаментального ($m = 0$) бesselова пучка на его оптической оси при распространении в однородной среде. Показано, что увеличение топологического заряда приводит к снижению значения средней интенсивности на оптической оси вихревого бesselова пучка. Причем чем больше m , тем медленнее растет значение средней интенсивности в зависимости от величины безразмерного параметра $\zeta = x\beta / (k\rho_0) = \tilde{\beta} \sqrt{\tilde{q}} = \tilde{\beta} q$, характеризующего для данной физической величины условия распространения бesselова пучка на трассе в случайно-неоднородной среде. Здесь $\tilde{\beta} = \sqrt{x/k} \beta$ – нормированный на величину диаметра первой зоны Френеля параметр бesselова оптического пучка, а $q = \sqrt{\tilde{q}}$. Отметим, что для однородной среды $\rho_0 \rightarrow \infty$, а эволюционный параметр $\zeta = 0$. В турбулентной атмосфере при $\rho_0 \neq 0$ с увеличением длины трассы распространения x эволюционный параметр ζ будет расти. Он также будет расти при постоянной длине трассы распространения x , если будет увеличиваться уровень флуктуаций диэлектрической проницаемости в среде $C_\varepsilon^2 \rightarrow \infty$ (при этом $\rho_0 \rightarrow 0$).

Расчеты показывают, что по мере увеличения топологического заряда пучка m величина максимума средней интенсивности вихревого бesselова пучка уменьшается, а сам максимум смещается в сторону больших значений аргумента ζ . В однородной среде на оптической оси значение интенсивности вихревого бesselова пучка равно нулю, однако рассеяние

оптического излучения на случайных неоднородностях среды приводит к «замыванию» центрального темного пятна вихревого пучка. В пределах минимума и максимума первого порядка поперечное распределение средней интенсивности бesselева оптического пучка также чувствительно к влиянию случайных неоднородностей среды. До тех пор пока сохраняется кольцевая структура вихревого бesselева пучка, продолжает проявляться и минимум в центре вихревого пучка (центральное темное пятно).

Кривые, демонстрирующие поведение параметров средней интенсивности вихревого бesselева пучка на его оптической оси при различных значениях топологического заряда m , представлены на рис. 2.

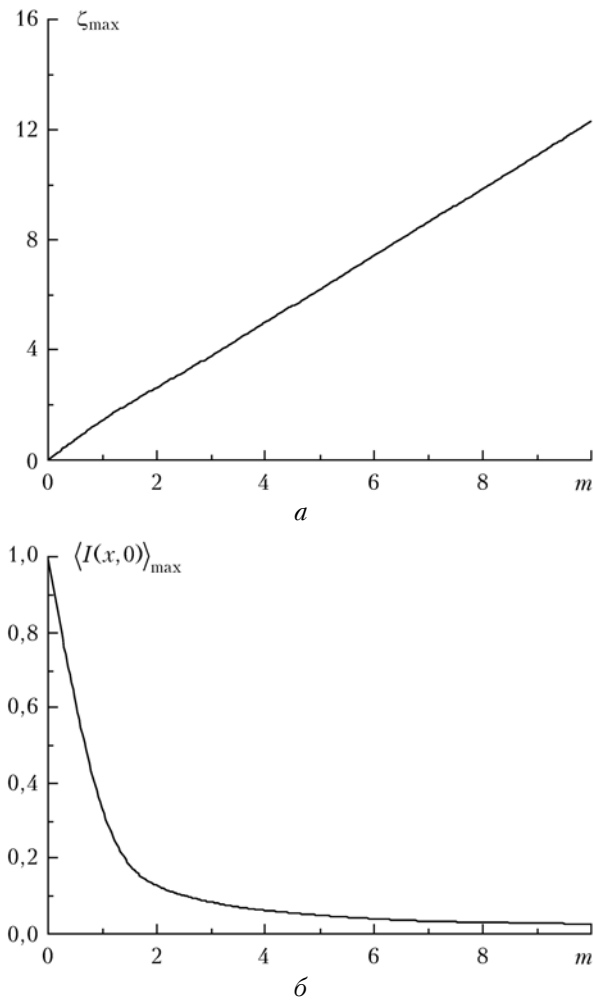


Рис. 2. Эволюция параметров распределения средней интенсивности вихревого бesselева пучка при распространении в турбулентной атмосфере в зависимости от величины топологического заряда пучка

На оси ординат ζ_{\max} — это значение эволюционного параметра $\zeta = x\beta/(k\rho_0) = \tilde{\beta}q$, при котором средняя интенсивность вихревого бesselева пучка на его оптической оси с топологическим зарядом m принимает максимальное значение (рис. 2, а); $\langle I(x,0) \rangle_{\max} \equiv \text{Max}[\langle I(x,0) \rangle]$ — максимальное значение средней

интенсивности вихревого бesselева пучка на его оптической оси с топологическим зарядом m при значении параметра ζ , равном ζ_{\max} (рис. 2, б).

Оказалось, что величина ζ_{\max} линейно возрастает с увеличением топологического заряда вихревого пучка m (см. рис. 2, а), а $\langle I(x,0) \rangle_{\max}$ спадает с ростом m (см. рис. 2, б). Фактически на рис. 2 представлены количественные зависимости, демонстрирующие характер поведения главного признака высоких мод бesselевых пучков — большого темного пятна в центре. При распространении в турбулентной атмосфере это темное пятно, увеличивающееся в размерах с ростом топологического заряда пучка m , будет исчезать («замываться») все слабее по мере увеличения топологического заряда m .

Анализ поведения распределения средней интенсивности вихревого бesselева пучка при распространении в турбулентной атмосфере в его поперечном сечении по формуле (5) показал, что бesselеподобная структура пучка при любых значениях топологического заряда пучка m исчезает, когда средняя интенсивность вихревого бesselева пучка в турбулентной атмосфере на его оптической оси принимает максимальное значение (см. рис. 1). Эта закономерность позволяет сформулировать общее условие, при выполнении которого структура вихревого бesselева пучка сохраняется при распространении в турбулентной атмосфере:

$$\rho_0 \geq \sqrt{\frac{2}{3}} h(m) \frac{\beta}{k} x, \quad (7)$$

где $h(m)$ — безразмерная функция, определяемая по положению максимума средней интенсивности на оптической оси вихревого бesselева пучка для разных значений топологического заряда пучка m (см. рис. 1). Конкретный анализ кривых эволюции средней интенсивности вихревых бesselевых пучков при распространении в турбулентной атмосфере, рассчитанных по формулам (5) и (6), показал, что $h(m) = 1$ при $m = 0$, $h(m) \leq 1$ при $m \geq 1$, а также $h(m+1) \leq h(m)$ при $m \geq 1$. Так как совершенно ясно, что безразмерная функция $h(m)$ будет зависеть только от безразмерного параметра ζ_{\max} , являющегося функцией величины топологического заряда пучка m (см. рис. 2, а), то в качестве оценки функции $h(m)$ можно предложить следующую простую формулу:

$$h(m) \cong \begin{cases} 1 & \text{при } m = 0, \\ \frac{\sqrt{3/2}}{\zeta_{\max}(m)} & \text{при } m \geq 1, \end{cases} \quad (8)$$

где сама функция $\zeta_{\max}(m)$ может быть аппроксимирована следующим образом:

$$\zeta_{\max}(m) \approx 130,30 \exp(8,79 \cdot 10^{-3} m) - 129,97. \quad (9)$$

Еще одной характерной чертой вихревых бesselевых пучков с $m \geq 1$ [1–5] является яркое светлое кольцо вокруг темного центрального пятна. В этом

первом светлом кольце в однородной среде значение интенсивности оптического поля вихревого бesselова пучка достигает своего максимального значения [1]. По мере распространения в турбулентной атмосфере яркость первого светлого (самого яркого) кольца уменьшается, а его размеры изменяются таким образом, что центральное темное пятно постепенно исчезает, одновременно исчезают и другие темные кольца бesselова пучка. На рис. 3 и 4 приведены зависимости поведения координаты максимальной интенсивности первого максимума (первое светлое кольцо) и значения максимальной интенсивности первого максимума вихревого бesselова пучка с $\tilde{\beta} = 1,0$ при распространении в турбулентной атмосфере для различных значений топологического заряда вихревого бesselова пучка m .

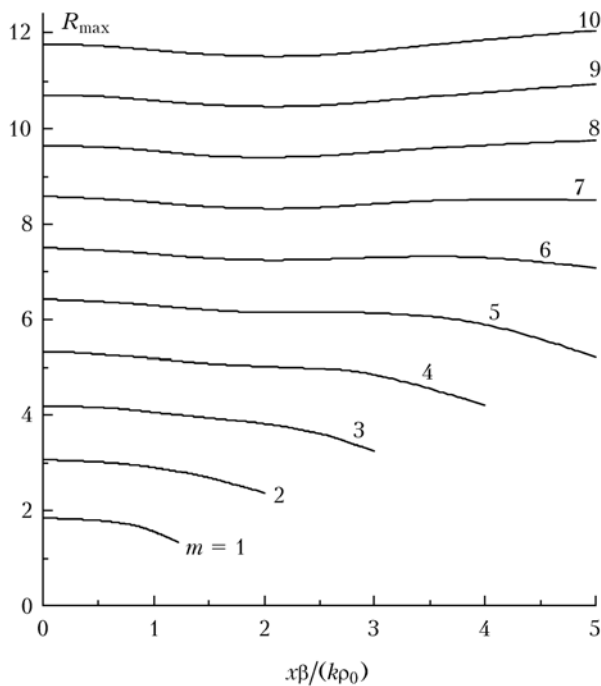


Рис. 3. Координата первого максимума вихревого бesselова пучка в турбулентной атмосфере в зависимости от величины топологического заряда пучка

Кроме того показаны полученные по результатам численного интегрирования выражений (5) и (6) две зависимости: первая – для координаты R_{\max} (расстояния от оптической оси пучка до точки, где достигается максимальное значение интенсивности поля – $\text{Max}[I(x, R)] \equiv \langle I(x, R_{\max}) \rangle$), и вторая – для максимального значения интенсивности поля первого максимума $\langle I(x, R_{\max}) \rangle$ вихревого бesselова пучка от параметра ζ при различных значениях топологического заряда вихревого бesselова пучка. Значения топологического заряда пучка m указаны на рис. 3 и 4 у каждой кривой. Кривые, соответствующие $m = 1-4$, обрываются при значениях параметра ζ , когда исчезает различие между центральным темным пятном и первым светлым кольцом (они пре-

вращаются в единое размытое светлое пятно). При топологическом заряде $m \geq 1$ данное явление происходит при $\zeta > 5$, поэтому соответствующие кривые заполняют все пространство. Характер поведения кривых на рис. 3 и 4 наглядно демонстрирует, что с увеличением ζ изменения R_{\max} и $\langle I(x, R_{\max}) \rangle$ становятся все менее и менее значимыми по мере роста топологического заряда вихревого пучка m .

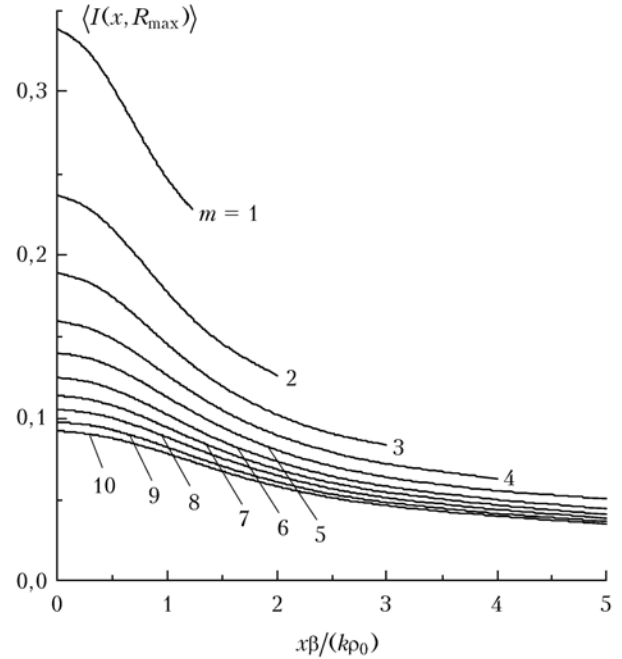


Рис. 4. Значение интенсивности поля в первом максимуме вихревого бesselова пучка в турбулентной атмосфере в зависимости от величины топологического заряда пучка

Рис. 5 и 6 отражают результаты оценок внутреннего R_i и внешнего R_e радиусов первого светлого кольца высших мод бesselовых пучков с $\tilde{\beta} = 1,0$ ($m \geq 1$) при распространении в турбулентной атмосфере.

Величины внутреннего и внешнего радиусов первого светлого кольца определяются по уменьшению уровня средней интенсивности оптического бesselова пучка в турбулентной атмосфере относительно максимального значения его интенсивности в однородной среде в e раз ($\langle I(x, R_{i,e}) \rangle = \exp(-1) \text{Max}[I(x, R_{i,e})]$). Отметим, что внутренний радиус первого светлого кольца является одновременно и внешним радиусом центрального темного пятна вихревого бesselова пучка. Значения топологического заряда пучка m указаны на рис. 5 и 6 у каждой кривой. Кривые, соответствующие $m = 1-8$, обрываются на тех значениях параметра ζ , когда окончательно исчезает различие между светлыми и темными кольцами в бesselовом пучке, т.е. тогда когда уже не удастся четко выделить даже первое светлое кольцо. Что касается больших значений топологического заряда $m \geq 9$, то выделить первое светлое кольцо можно еще и при $\zeta \sim 5$. Хорошо видно, что по

мере увеличения m пространственное распределение средней интенсивности вихревого бesselова пучка в его поперечном сечении становится более устойчивым к влиянию атмосферной турбулентности.

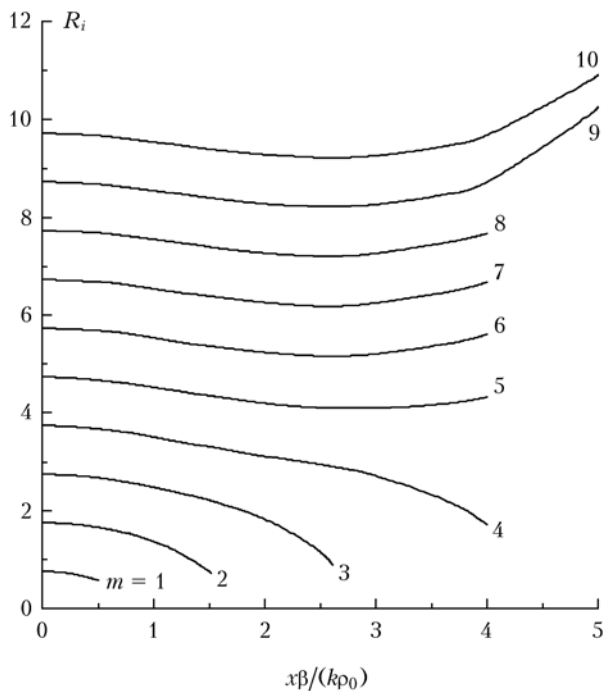


Рис. 5. Внутренний радиус первого светлого кольца вихревого бesselова пучка при распространении в турбулентной атмосфере

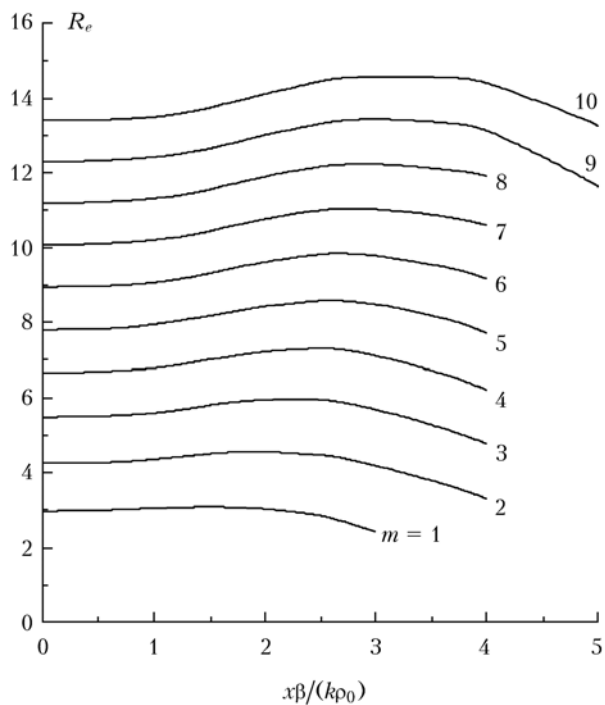


Рис. 6. Внешний радиус первого светлого кольца вихревого бesselова пучка при распространении в турбулентной атмосфере

На рис. 7 представлено поведение нормированной средней интенсивности вихревых бesselовых пучков (1), распространяющихся в турбулентной атмосфере.

Даны поперечные сечения семи вихревых бesselовых пучков при $\tilde{\beta} = 1,0$ с $m = 1, 2, 3, 5, 7, 9, 10$. Для каждого пучка рассмотрено 11 поперечных сечений, определяемых безразмерной величиной q . Черно-белые полярные контурные графики построены в логарифмическом масштабе для значений нормированной средней интенсивности вихревых бesselовых пучков в интервале $[1; 0,001]$ от нормированной радиальной координаты $\sqrt{k/x}R$ в интервале значений $[0; 20]$. Нормировка средней интенсивности вихревых бesselовых пучков (1) проводится на значение интенсивности фундаментального ($m = 0$) бesselова пучка на его оптической оси при распространении в однородной среде. Из рис. 7 следует, что увеличение значения топологического заряда вихревого бesselова пучка m обеспечивает более высокую «проникающую способность» (увеличение безразмерной величины q , для которой исчезает темное пятно) при переносе центрального темного пятна оптическим пучком в турбулентной атмосфере. Отметим, что оценки предельных значений q при $\tilde{\beta} = 1,0$ в зависимости от величины топологического заряда пучка m , проведенные с использованием формул (7)–(9), имеют следующие значения.

m	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
q	$\leq 1,5$	$\leq 1,5$	$\leq 2,6$	$\leq 3,8$	≤ 5	$\leq 6,2$	$\leq 7,4$	$\leq 8,6$	$\leq 9,8$	≤ 11	≤ 12

Еще более выразительная картина наблюдается при использовании для представления эволюции средней интенсивности бesselовых пучков при распространении в атмосфере цветных контурных графиков. На рис. 8 (цв. вклейка) приведены примеры эволюции поперечных сечений нормированной средней интенсивности $\langle I(x, R) \rangle / \text{Max}[I(x, R)]$ вихревых бesselовых пучков ($m = 1, 2, 3, 5, 7, 9, 10$) и фундаментального бesselова пучка ($m = 0$) при распространении в турбулентной атмосфере. Цветные контурные графики нормированной средней интенсивности бesselовых пучков выполнены для 40 цветов. Красный цвет соответствует глобальным максимумам функций, зеленый, как правило, — локальным максимумам, а синий — минимальным значениям функций. По мере увеличения топологического заряда вихревого пучка m растет центральное темное пятно, причем оно становится все более и более стабильным при распространении в атмосфере.

Отметим, что область красного цвета, которая соответствует светлomu кольцу вихревого пучка, также увеличивается в протяженности вдоль оси q с ростом топологического заряда m . Рис. 8, з наглядно демонстрирует более быстрый «распад» фундаментального бesselова пучка с $m = 0$ по сравнению с вихревыми пучками ($m \neq 0$) в турбулентной атмосфере.

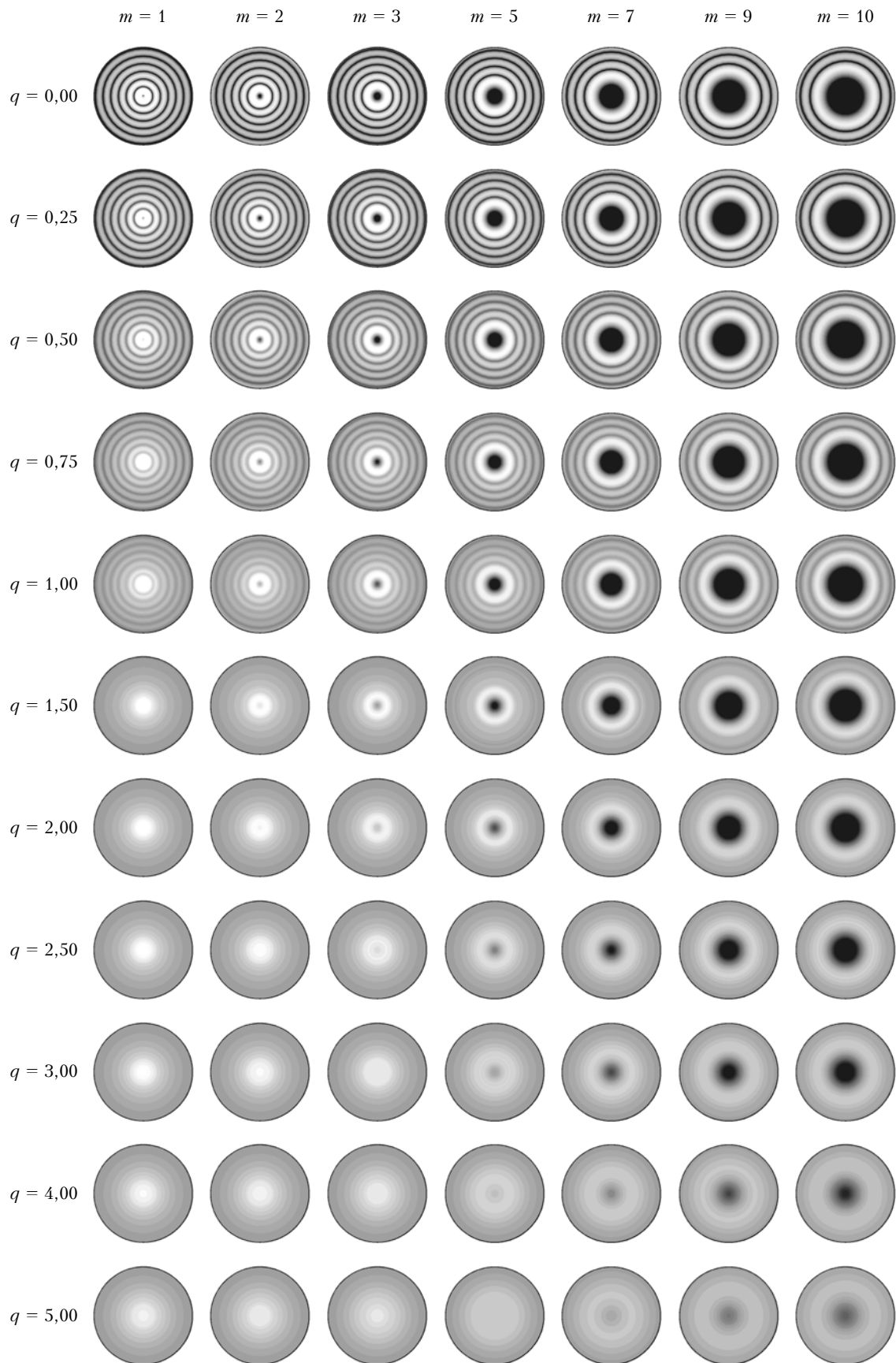


Рис. 7. Поперечные сечения вихревых бesselевых пучков в турбулентной атмосфере

Закключение

На основании проведенных исследований получен простой количественный критерий (7)–(9) возможности формирования высших мод бesselевых пучков в турбулентной атмосфере. Данный критерий существенным образом зависит от величины топологического заряда вихревого оптического пучка m .

Высокая устойчивость когерентных вихревых бesselевых пучков с большими значениями топологического заряда оптического пучка m хорошо согласуется с обнаруженными особенностями когерентных свойств вихревых бesselевых пучков. В [12] показано, что высшие моды бesselевых пучков ($m \geq 1$) при распространении в случайно-неоднородной среде обладают низкой когерентностью по сравнению с фундаментальным ($m = 0$) бesselевым пучком [15] и величина этого эффекта существенно зависит от топологического заряда когерентности вихревого бesselева пучка (с увеличением топологического заряда когерентность вихревого бesselева пучка уменьшается). Поскольку более низкий уровень когерентности обеспечивает меньшее влияние среды распространения на характеристики пучка, то этим объясняется более высокая устойчивость вихревых бesselевых пучков при распространении в случайно-неоднородных средах.

Анализ влияния искажающих факторов атмосферной турбулентности на характерные особенности структуры вихревых бesselевых пучков однозначно показал, что устойчивость формы вихревых бesselевых пучков при распространении в случайно-неоднородной турбулентной атмосфере увеличивается с ростом значения топологического заряда пучка.

1. Andrews D.L. Structured light and its applications: An introduction to phase-structured beams and nanoscale optical forces. N.Y.: Academic Press, 2008. 341 p.
2. Андреев Н.Е., Марголин Л.Я., Плешанов И.В., Пятницкий Л.Н. Трубочатые пучки электромагнитного излучения: формирование и нелинейное распространение

в плазме // Ж. эксперим. и теор. физ. 1994. Т. 105, вып. 5. С. 1232–1241.

3. Arlt J., Dholakia K. Generation of high-order Bessel beams by use of an axicon // Opt. Commun. 2000. V. 177, N 1–6. P. 297–301.
4. Коронкевич В.П., Харисов А.А., Гейл М.Т., Шутц Х. Многопорядковые дифракционные линзы для формирования бesselевых пучков // Автометрия. 1996. № 5. С. 38–43.
5. Vasara A., Turunen J., Friberg A.T. Realization of general nondiffracting beams with computer-generated holograms // J. Opt. Soc. Amer. A. 1989. V. 6, N 11. P. 1748–1754.
6. Eyyuboğlu H.T. Propagation of higher order Bessel–Gaussian beams in turbulence // Appl. Phys. B. 2007. V. 88, N 2. P. 259–265.
7. Chen B., Chen Z., Pu J. Propagation of partially coherent Bessel–Gaussian beams in turbulent atmosphere // Opt. & Laser Technol. 2008. V. 40, N 6. P. 820–827.
8. Zhu K., Zhou G., Li X., Zheng X., Tang H. Propagation of Bessel–Gaussian beams with optical vortices in turbulent atmosphere // Opt. Express. 2008. V. 16, N 26. P. 21315–21320.
9. Eyyuboğlu H.T., Sermutlu E., Baykal Y., Cai Y., Korotkova O. Intensity fluctuations in J-Bessel–Gaussian beams of all orders propagating in turbulent atmosphere // Appl. Phys. B. 2008. V. 93, N 2–3. P. 605–611.
10. Eyyuboğlu H.T., Hardalac F. Propagation of modified Bessel–Gaussian beams in turbulence // Opt. & Laser Technol. 2008. V. 40, N 2. P. 343–351.
11. Chen B., Pu J. Propagation of Gauss–Bessel beams in turbulent atmosphere // Chin. Phys. B. 2009. V. 18, N 3. P. 1033–1039.
12. Lukin I.P. Coherence of the higher modes of Bessel beams in turbulent atmosphere // Proc. SPIE. 2012. V. 8696. 86960A. P. 1–6.
13. Lukin I.P. Formation of a ring dislocation of a coherence of a vortex optical beam in turbulent atmosphere // Proc. SPIE. 2013. V. 9066. 90660Q. P. 1–10.
14. Рытов С.М., Кравцов Ю.А., Татарский В.И. Введение в статистическую радиофизику. Ч. 2. Случайные поля. М.: Наука, 1978. 464 с.
15. Лукин И.П. Когерентность бesselева пучка в турбулентной атмосфере // Оптика атмосф. и океана. 2012. Т. 25, № 5. С. 393–402.

I.P. Lukin. Stability of coherent vortex Bessel beams during propagation in turbulent atmosphere.

The question of stability of the vortex Bessel beams formed in turbulent atmosphere is theoretically considered. In the given research, characteristics of spatial structure of distribution of mean intensity of vortex Bessel beams in an inhomogeneous medium are analyzed in detail. The quantitative criterion of possibility of formation of vortex Bessel beams in turbulent atmosphere is derived. On the basis of the analysis of behavior of several physical parameters of mean intensity of optical radiation it is shown that the stability of the form of a vortex Bessel beam during propagation in turbulent atmosphere increases with an increase of the value of a topological charge of this beam.

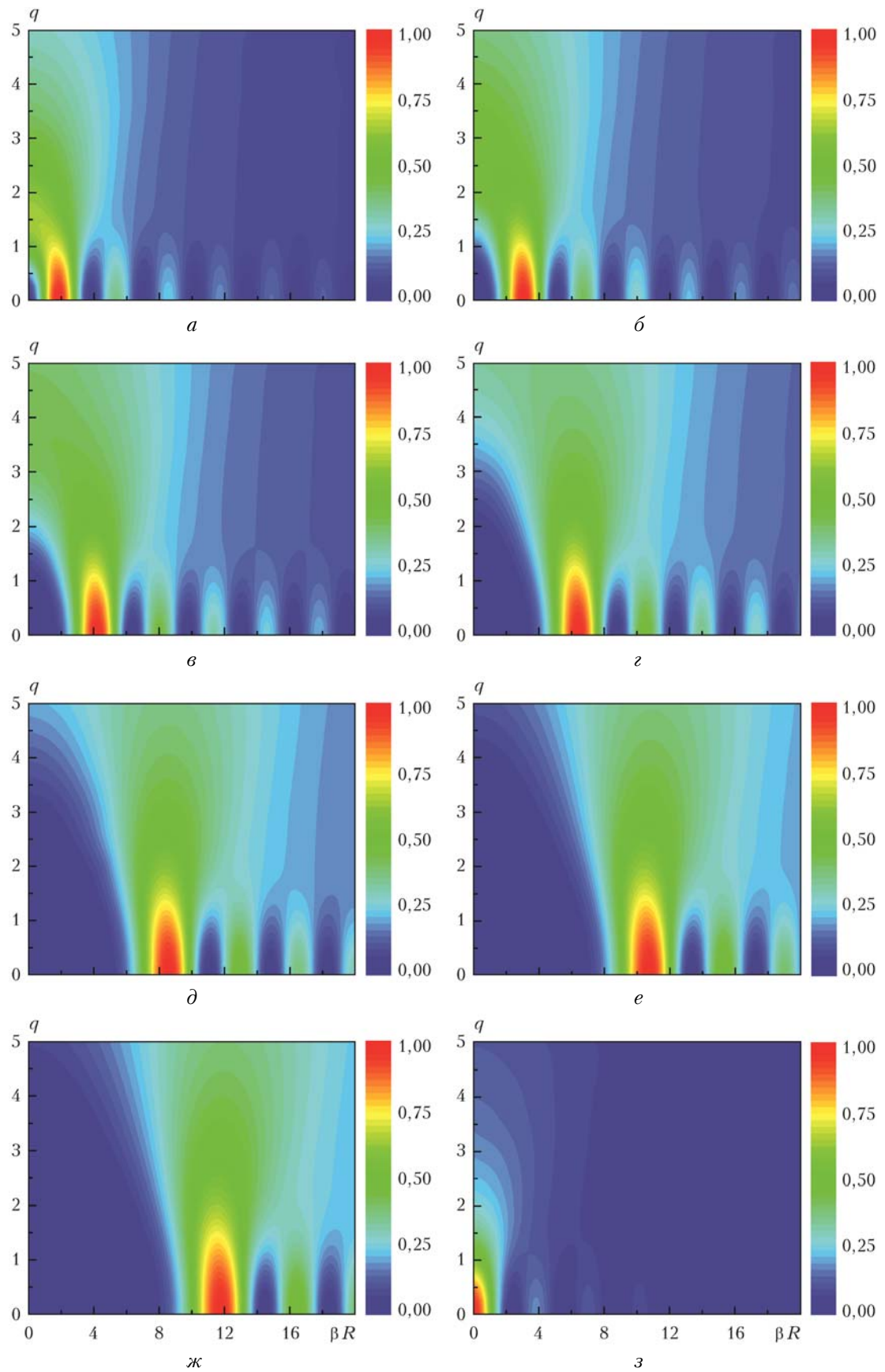


Рис. 8. Нормированная средняя интенсивность вихревых бesselовых пучков с топологическим зарядом $m = 1$ (*a*), 2 (*б*), 3 (*в*), 5 (*г*), 7 (*д*), 9 (*е*), 10 (*ж*) и фундаментального бesselова пучка ($m = 0$) (*з*)