

部分相干幂指数相位涡旋光束的传输特性研究

陈康 马志远 张明明 窦健泰 胡友友

Propagation properties of partially coherent power-exponent-phase vortex beam

Chen Kang Ma Zhi-Yuan Zhang Ming-Ming Dou Jian-Tai Hu You-You

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 71, 014203 (2022) DOI: 10.7498/aps.71.20211411

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211411>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

部分相干光束经过湍流大气传输研究进展

Research progress of partially coherent beams propagation in turbulent atmosphere

物理学报. 2018, 67(18): 184203 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180877>

非均匀关联径向偏振部分相干光的产生

Synthesis of ununiformly correlated radially polarized partially coherent beam

物理学报. 2019, 68(7): 074201 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20182289>

贝塞尔-高斯涡旋光束相干合成研究

Generation of Bessel-Gaussian vortex beam by combining technology

物理学报. 2018, 67(13): 134203 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180325>

部分相干衍射成像综述

Review of partially coherent diffraction imaging

物理学报. 2021, 70(21): 214201 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20211020>

彗差和球差对涡旋光束斜程传输特性的影响

Influence of coma and spherical aberration on transmission characteristics of vortex beams in slant atmospheric turbulence

物理学报. 2020, 69(1): 014201 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191254>

相干合成涡旋光束的螺旋谱分析及应用研究

Spiral spectrum analysis and application of coherent synthetic vortex beams

物理学报. 2019, 68(21): 214206 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190880>

部分相干幂指数相位涡旋光束的传输特性研究*

陈康¹⁾²⁾ 马志远¹⁾²⁾ 张明明¹⁾²⁾ 窦健泰¹⁾²⁾ 胡友友^{1)2)†}

1) (江苏科技大学理学院光电信息科学与工程系, 镇江 212100)

2) (江苏科技大学理学院应用光学研究中心, 镇江 212100)

(2021 年 7 月 30 日收到; 2021 年 9 月 22 日收到修改稿)

本文针对部分相干幂指数相位涡旋光束的传输特性开展研究, 首先建立了部分相干幂指数相位涡旋光束的传输理论模型; 然后, 仿真研究了部分相干幂指数相位涡旋光束在自由空间和 ABCD 光学系统中的传输特性, 研究结果表明部分相干幂指数相位涡旋光束在自由空间传输时, 拓扑荷数、幂指数和相干长度都对光强的分布有着一定的影响, 而随着传播距离的增大光斑的面积逐渐增大; 当光束在聚焦系统中传输时, 只有拓扑荷数和幂指数的变化会影响光强的分布, 而相干长度对光束整体强度的分布没有太大的影响, 只影响了光斑的质量. 本文研究成果揭示了部分相干幂指数相位涡旋光束的传输特性, 为其在光学捕获等领域的应用打下了理论基础, 对促进新型光场调控理论及应用研究具有重要的意义.

关键词: 部分相干光束, 幂指数相位涡旋光束, 传输特性, 光强分布**PACS:** 42.25.Kb, 42.60.Jf, 42.25.Bs, 42.30.Lr**DOI:** 10.7498/aps.71.20211411

1 引言

涡旋光束通常是指具有螺旋相位波前 $\exp(i l \phi)$ 的新型结构光束, 其单个光子携带有 $l\hbar$ 的轨道角动量 (Orbital angular momentum, OAM), 又被称为轨道角动量光束^[1]. 涡旋光束的中心存在相位奇点, 因此涡旋光束表现为中心光强为零的环状光斑. 由于特殊的光强分布以及携带的轨道角动量特性, 涡旋光束可以广泛应用于光学捕获、光通信、量子信息、微纳加工和表面等离激元激发等领域^[1-6]. 而幂指数相位涡旋 (Power-exponent-phase vortex, PEPV) 光束是一种新型的涡旋光束^[7], 其相位 $\exp[i 2 l \pi (\phi/2\pi)^n]$ 是由幂指数 n 与拓扑荷数 l 来决定的. 当幂指数 $n = 1$ 时, 幂指数相位涡旋光束退化成传统的 $\exp(i l \phi)$ 涡旋光束. 如图 1 所示, 分别为拓扑荷数 $l = 4$ 的涡旋光束和拓扑荷数 $l = 4$ 、幂指数 $n = 2$ 的幂指数相位涡旋光束在源平面上的

相位及光强分布. 可以发现涡旋光束在源平面上强度呈环状分布, 而高斯型幂指数相位涡旋光束在源平面上呈现高斯强度分布. 2014 年, 赵建林等^[7]采用空间光调制器首次产生了具有幂指数相位涡旋的自聚焦艾里光束. 随后, Zhao 等^[8]采用空间光调制器获得了高斯型幂指数相位涡旋光束, 并研究其传输和聚焦特性. 研究结果表明, 幂指数相位涡旋光束特殊的相位分布导致其光场强度呈“C”形分布, 且在传输过程中光束能量沿着环形旋转聚集, 可以用于粒子捕获与释放^[8], 驱动微粒自动沿弯曲路径移动并避开障碍物^[9].

此外, 除了光强、相位、频率等常规参量外, 相干性也是光束一个重要的参量. 与传统的相干光束相比, 部分相干光束^[10,11]展现出了一些新颖的物理特性——降低光束散斑效应、减小经过随机介质的光束闪烁、漂移和自修复等, 在“鬼”成像^[12]、相干衍射成像^[13]、粒子捕获^[14]等方面都具有广泛的应用前景. 而部分相干光场的传输和聚焦特性是部

* 江苏省自然科学基金青年基金 (批准号: BK20190953) 和镇江市重点研发计划-产业前瞻与共性关键技术 (批准号: GY2020003) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: yyhu@just.edu.cn

分相干光场应用的基础. 近年来, 关于部分相干光束的研究已有很多, 包括对其的产生^[15,16]、在自由空间和湍流介质中传输特性、强聚焦特性的研究^[17–20]. 例如, 2019年, Xu等^[20]研究了径向偏振多高斯-谢尔模涡旋光束的聚焦特性, 通过改变光场的阶数、相干宽度、拓扑荷数, 可以得到环状、平顶和非对称的聚焦光斑. 但是, 目前关于部分相干幂指数相位涡旋光束传输特性的研究还未见报道.

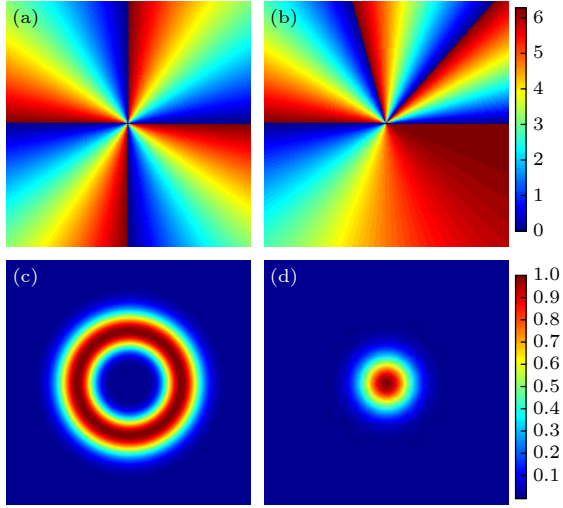


图1 (a), (c) 拓扑荷数 $l=4$ 的涡旋光束和 (b), (d) 拓扑荷数 $l=4$ 及幂指数 $n=2$ 的幂指数相位涡旋光束在源平面上的相位和强度分布

Fig. 1. Phase and intensity distributions of (a), (c) vortex beam ($l=4$) and (b), (d) power-exponent-phase vortex beam ($l=4, n=2$) on the source plane.

本文拟在深入研究部分相干光场及其光场衍射积分理论的基础上, 开展部分相干幂指数相位涡旋光束的传输特性研究, 建立部分相干幂指数相位涡旋光束的传输理论模型, 并基于 MATLAB 等数值计算软件编写高效的数值计算程序, 仿真研究部分相干幂指数相位涡旋光束在自由空间和 ABCD 光学系统中的传输特性, 分析部分相干幂指数相位涡旋光束的传输特性与幂指数 n 、拓扑荷数 l 、相干长度 δ 和传输距离 z 的关系. 本文研究成果揭示了部分相干幂指数相位涡旋光束的传输特性, 为其在光学捕获等领域的应用打下了理论基础, 对促进新型光场调控理论及应用研究具有重要的意义.

2 部分相干幂指数相位涡旋光束的理论模型及其傍轴传输理论

假设幂指数相位涡旋 (PEPV) 光束在源平面的电场形式为^[8]

$$E(r, \phi) = A_0 \exp\left(-\frac{r^2}{w^2}\right) \exp\left[2il\pi\left(\frac{\phi}{2\pi}\right)^n\right], \quad (1)$$

其中 (r, ϕ) 表示极坐标, A_0 和 w 分别为入射光束的振幅和束腰宽度, n 表示幂指数参量, l 表示拓扑荷数, 为方便起见令 $A_0 = 1$.

众所周知, 标量部分相干光束可以用空间频率域的交叉谱密度 (Cross spectral density, CSD) 或空间时间域的相互强度来表征. 场在源平面上的部分相干光束的 CSD 被定义为两点相关函数^[21–22]:

$$W(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \omega) = \langle E(\mathbf{r}_1, \omega) E^*(\mathbf{r}_2, \omega) \rangle, \quad (2)$$

其中 \mathbf{r}_1 和 \mathbf{r}_2 为横向截面上的任意两个坐标矢量, “ $\langle \rangle$ ”表示系综平均; “*”表示复共轭运算. 式中 \mathbf{r}_1 和 \mathbf{r}_2 间的光场复空间相干度可以用归一化的交叉谱密度函数来表示, 即^[23]:

$$\begin{aligned} \mu(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \omega) &= \frac{W(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \omega)}{\sqrt{W(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_1, \omega)} \sqrt{W(\mathbf{r}_2, \mathbf{r}_2, \omega)}} \\ &= \frac{W(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \omega)}{\sqrt{S(\mathbf{r}_1, \omega)} \sqrt{S(\mathbf{r}_2, \omega)}}, \end{aligned} \quad (3)$$

其中 $\mu(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \omega)$ 为光谱相干度, 描述了角频率为 ω 的光波场在两空间点 \mathbf{r}_1 和 \mathbf{r}_2 处的相干性, 取值范围为 $0 \leq |\mu(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \omega)| \leq 1$. 当 $|\mu(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \omega)| = 1$ 时, 表示完全相干; 当 $|\mu(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \omega)| = 0$ 表示完全不相干. $S(\mathbf{r}, \omega)$ 为光谱密度, 描述了角频率为 ω 的光波场在空间位置 \mathbf{r} 处的强度, 可令 (2) 式中 $\mathbf{r}_1 = \mathbf{r}_2 = \mathbf{r}$ 得到.

光学相干理论中经常遇到的一种光束类型是高斯-谢尔模型光束. 谢尔模型源定义为其光谱相干度 $\mu(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \omega)$ 仅仅取决于观测点 \mathbf{r}_1 和 \mathbf{r}_2 之间的位置差, 因此, 它们的光谱相干度可以表示为 $g(\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1, \omega)$. 因此, 谢尔模型源的交叉谱密度函数可以表示为^[24,25]

$$W(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \omega) = \sqrt{S(\mathbf{r}_1, \omega)} \sqrt{S(\mathbf{r}_2, \omega)} g(\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1, \omega). \quad (4)$$

当谢尔模型源的光谱密度和光谱相干度都为高斯分布时, 即:

$$S(\mathbf{r}, \omega) = \exp\left[-r^2/(2\sigma_s^2)\right], \quad (5)$$

$$g(\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1, \omega) = \exp\left[-(r_2 - r_1)^2/(2\delta^2)\right]. \quad (6)$$

当 $\delta \rightarrow \infty$ 时, 光谱相干度接近统一, 光源完全相干. 因此部分相干高斯-谢尔光束在光源平面处的交叉谱密度函数可以化简为

$$W(r_1, r_2) = \exp\left(-\frac{r_1^2 + r_2^2}{w^2}\right) \exp\left(-\frac{(r_1 - r_2)^2}{2\delta^2}\right). \quad (7)$$

当入射的光束为幂指数相位涡旋光束时, 可以

得到高斯-谢尔模型的部分相干幂指数相位涡旋光束在源平面的 CSD 函数:

$$\begin{aligned} W(r_1, r_2, \phi_1, \phi_2) \\ = \exp\left(-\frac{r_1^2 + r_2^2}{w^2}\right) \exp\left[\frac{2il\pi}{(2\pi)^n}(\phi_1^n - \phi_2^n)\right] \\ \times \exp\left[-(r_1 - r_2)^2/(2\delta^2)\right]. \end{aligned} \quad (8)$$

经典光学研究光束传输的理论基础是惠更斯-菲涅尔原理, 菲涅尔衍射积分公式常用于研究光束在自由空间的傍轴传输问题. 在傍轴近似有效的条件下, 部分相干光束在自由空间中通过 ABCD 光学系统的傍轴传输可以用下述广义 Collins 公式进行研究^[26-27], 其公式如下:

$$\begin{aligned} W(\rho_1, \rho_2, \theta_1, \theta_2) \\ = \frac{1}{\lambda^2 BB^*} \exp\left(\frac{ikD^* \rho_2^2}{2B^*} - \frac{ikD \rho_1^2}{2B}\right) \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^\infty \int_0^\infty W(r_1, r_2, \phi_1, \phi_2) \exp\left[ik\left(\frac{A^* r_2^2}{2B^*} - \frac{Ar_1^2}{2B}\right)\right] \\ \times \exp\left[ik\frac{r_1 \rho_1}{B} \cos(\theta_1 - \phi_1)\right] \exp\left[-ik\frac{r_2 \rho_2}{B^*} \cos(\theta_2 - \phi_2)\right] r_1 r_2 d\phi_1 d\phi_2 dr_1 dr_2, \end{aligned} \quad (9)$$

其中 $W(\rho_1, \rho_2, \theta_1, \theta_2)$ 为接收面的交叉频谱密度, k 为波数, A, B, C 和 D 是傍轴光学系统传输矩阵的元素.

将 (8) 式代入 (9) 式中可得部分相干幂指数相位涡旋光束通过傍轴 ABCD 光学系统的解析传输公式:

$$\begin{aligned} W(\rho_1, \rho_2, \theta_1, \theta_2) = \frac{1}{\lambda^2 BB^*} \exp\left(\frac{ikD^* \rho_2^2}{2B^*} - \frac{ikD \rho_1^2}{2B}\right) \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^\infty \int_0^\infty \exp\left(-\frac{r_1^2 + r_2^2}{w^2}\right) \exp\left[-\frac{(r_1 - r_2)^2}{2\delta^2}\right] \\ \times \exp\left[\frac{2il\pi}{(2\pi)^n}(\phi_1^n - \phi_2^n)\right] \exp\left[ik\left(\frac{A^* r_2^2}{2B^*} - \frac{Ar_1^2}{2B}\right)\right] \exp\left[ik\frac{r_1 \rho_1}{B} \cos(\theta_1 - \phi_1)\right] \\ \times \exp\left[-ik\frac{r_2 \rho_2}{B^*} \cos(\theta_2 - \phi_2)\right] r_1 r_2 dr_1 dr_2 d\phi_1 d\phi_2. \end{aligned} \quad (10)$$

可以用 (11) 式进行计算^[20]:

$$\exp\left[ik\frac{r\rho}{B} \cos(\theta - \phi)\right] = \sum_{h=-\infty}^{\infty} i^h J_h\left(\frac{kr\rho}{B}\right) \exp[ih(\theta - \phi)], \quad (11)$$

其中 $J_h(\cdot)$ 表示第一类 h 阶贝塞尔函数. 将 (11) 式代入 (10) 式, 整理可得:

$$\begin{aligned} W(\rho_1, \rho_2, \theta_1, \theta_2) \\ = \frac{1}{\lambda^2 B^2} \exp\left[\frac{ikD}{2B}(\rho_2^2 - \rho_1^2)\right] \sum_{h=-\infty}^{\infty} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^\infty \int_0^\infty \exp\left(-\frac{r_1^2 + r_2^2}{w^2}\right) \exp\left[-\frac{(r_1 - r_2)^2}{2\delta^2}\right] \\ \times \exp\left[\frac{2\pi il}{(2\pi)^n}(\phi_1^n - \phi_2^n)\right] \exp\left[\frac{ikA}{2B}(r_2^2 - r_1^2)\right] i^h (-i)^m J_h\left(\frac{kr_1 \rho_1}{B}\right) J_m\left(\frac{kr_2 \rho_2}{B}\right) \\ \times \exp(ih\theta_1) \exp(-ih\phi_1) \exp(-im\theta_2) \exp(im\phi_2) r_1 r_2 dr_1 dr_2 d\phi_1 d\phi_2. \end{aligned} \quad (12)$$

根据积分公式^[28]:

$$\int_0^{2\pi} \exp\left[-ih\phi_1 + \frac{r_1 r_2}{\delta^2} \cos(\phi_1 - \phi_2)\right] d\phi_1 = 2\pi \exp(-ih\phi_2) I_h\left(\frac{r_1 r_2}{\delta^2}\right), \quad (13)$$

$$\int_0^{2\pi} \exp(iq\phi_2) d\phi_2 = \begin{cases} 2\pi, & q = 0, \\ 0, & q \neq 0, \end{cases} \quad (14)$$

其中 $I_h(\cdot)$ 表示第一类 h 阶修正贝塞尔函数.

代入 (12) 式后, 可以进一步得到交叉谱密度函数为

$$\begin{aligned}
& W(\rho_1, \rho_2, \theta_1, \theta_2) \\
& = \left(\frac{2\pi}{\lambda B} \right)^2 \exp \left[\frac{ikD}{2B} (\rho_2^2 - \rho_1^2) \right] \sum_{h=-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} \exp \left[-\frac{r_1^2 + r_2^2}{w^2} - \frac{r_1^2 + r_2^2}{2\delta^2} \right] \exp \left[\frac{2il\pi}{(2\pi)^n} (\phi_1^n - \phi_2^n) \right] \\
& \quad \times \exp \left[\frac{ikA}{2B} (r_2^2 - r_1^2) \right] J_h \left(\frac{k\rho_1 r_1}{B} \right) J_h \left(\frac{k\rho_2 r_2}{B} \right) I_h \left(\frac{r_1 r_2}{\delta^2} \right) \exp [ih(\theta_1 - \theta_2)] r_1 r_2 dr_1 dr_2. \quad (15)
\end{aligned}$$

因此可以得到部分相干幂指数相位涡旋光束在传输过程中, 传输横截面上的光强分布的理论表达式为

$$\begin{aligned}
I(\rho, \theta, z) & = W(\rho_1 = \rho_2 = \rho, \theta_1 = \theta_2 = \theta, z) \\
& = \left(\frac{2\pi}{\lambda B} \right)^2 \sum_{h=-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} \exp \left[-\frac{r_1^2 + r_2^2}{w^2} - \frac{r_1^2 + r_2^2}{2\delta^2} \right] \exp \left[\frac{2il\pi}{(2\pi)^n} (\phi_1^n - \phi_2^n) \right] \\
& \quad \times \exp \left(\frac{ikA}{2B} (r_2^2 - r_1^2) \right) J_h \left(\frac{k\rho r_1}{B} \right) J_h \left(\frac{k\rho r_2}{B} \right) I_h \left(\frac{r_1 r_2}{\delta^2} \right) r_1 r_2 dr_1 dr_2. \quad (16)
\end{aligned}$$

然后, 基于 MATLAB 数值计算软件编写部分相干幂指数相位涡旋光束传输的数值计算程序, 并采用 GPU 加速算法在保证计算精度的同时, 显著地提高了程序的计算效率.

3 部分相干幂指数相位涡旋光束的传输特性研究

3.1 自由空间传输特性

首先采用数值方法研究了部分相干幂指数相位涡旋光束在自由空间的传输特性, 在下面的数值计算中, 光束的波长 $\lambda = 632.5 \text{ nm}$, 束腰半径 $w = 1 \text{ mm}$, 源平面和接收平面之间的距离为 z . 那么源平面和接收器平面之间的 $ABCD$ 矩阵可以表示为

$$\begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & z \\ 0 & 1 \end{bmatrix}. \quad (17)$$

将传输矩阵 (17) 代入 (16) 式中, 可以得到光束传输 z 距离后的光强分布.

本小节主要研究在自由空间中部分相干幂指数相位涡旋光束的幂指数 n 、拓扑荷数 l 、相干长度 δ 和传输距离 z 对光强分布的影响, 数值计算的光强分布如图 2 和图 3 所示. 在图 2 中, 光束的相干长度和传输距离保持不变, 分别为 $\delta = 0.5 \text{ mm}$, $z = 1.5 \text{ m}$, 研究了部分相干幂指数相位涡旋光束强度分布与幂指数 n 、拓扑荷数 l 之间的变化关系. 当幂指数 n 相同而拓扑荷数 l 不同时, 可以发现随着拓扑荷数 l 的增大, 光束的暗核不断变大, 光强分布也逐渐变大, 并且光束的拖尾沿顺时针的方向逐渐向上收缩, 光束的能量慢慢向强度点集中. 当

拓扑荷数 l 相同而幂指数 n 不同时, 可以发现随着幂指数 n 的增大, 部分相干幂指数相位涡旋光束的光强分布有着明显的变化, 光束的中心暗斑逐渐减小, 同时光束的能量也逐渐聚集在强度点上. 因此, 可以发现随着幂指数 n 和拓扑荷数 l 不断增大, 部分相干幂指数相位涡旋光束的光强分布逐渐向强度点集中.

图 3 中展示的是当部分相干幂指数相位涡旋光束的拓扑荷数 $l = 2$ 和幂指数 $n = 2$ 时, 不同相干长度 δ 的部分相干幂指数相位涡旋光束传输不同距离 z 时的光强分布. 当相干长度 δ 相同时, 可以发现随着传播距离 z 的增大, 光斑面积变得越来越大. 且相干长度 δ 为 0.5 mm 和 5 mm 时, 随着传输距离 z 的增大, 光束的能量逐渐集中在强度点上. 同时, 从图中可以明显看出, 当相干长度 δ 的值为 0.005 mm 和 0.05 mm 时, 其光强分布与 0.5 mm 和 5 mm 时有着明显的区别: 相干长度较低时, 光束的形状类似于“耳朵”的形状, 其开口方向在左上方, 其周围有虚影的存在, 光束质量较差; 当相干长度较大时, 光束的形状看起来像字母“C”, 其开口的方向在右下方, 光束质量相对来说较好, 但同时可以明显看到被光强包围的区域都有两个暗核的存在, 暗核数目与拓扑荷数 l 相同.

3.2 复杂光学系统传输特性

本小节主要研究部分相干幂指数相位涡旋光束经过一个焦距为 f 的薄透镜聚焦后的光强分布, 聚焦示意图如图 4 所示, 此时传输矩阵可以表示为

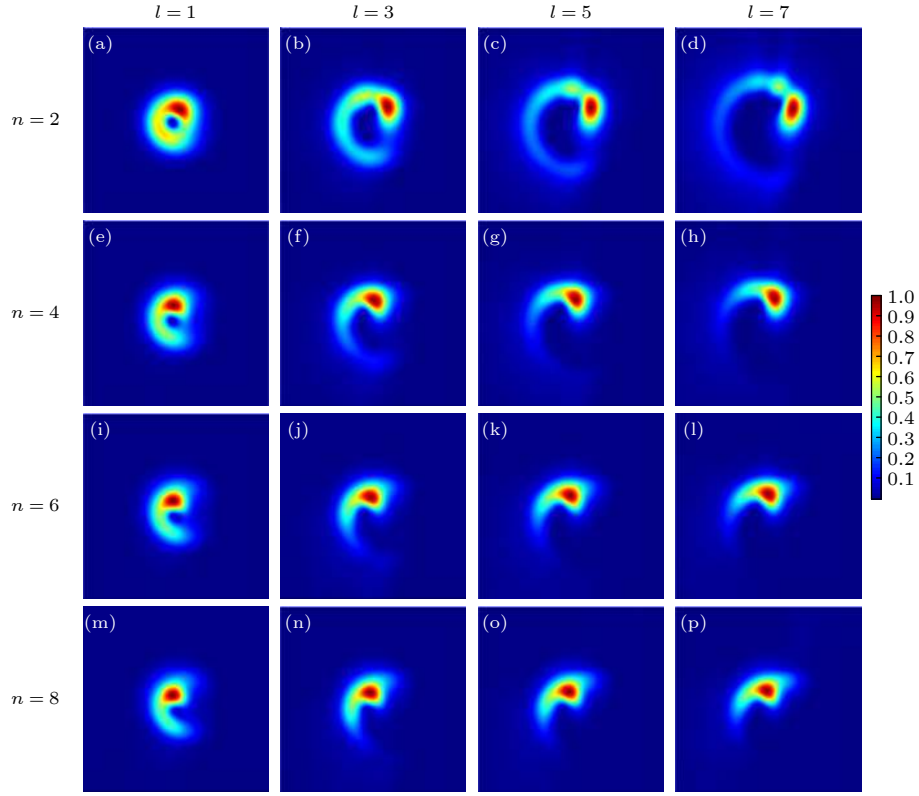

 图 2 部分相干幂指数相位涡旋光束的传播特性与拓扑荷数 l 和幂指数 n 的关系

Fig. 2. Relationship between propagation properties of partially coherent power-exponent-phase vortex beams with the topological charge l and power order n .

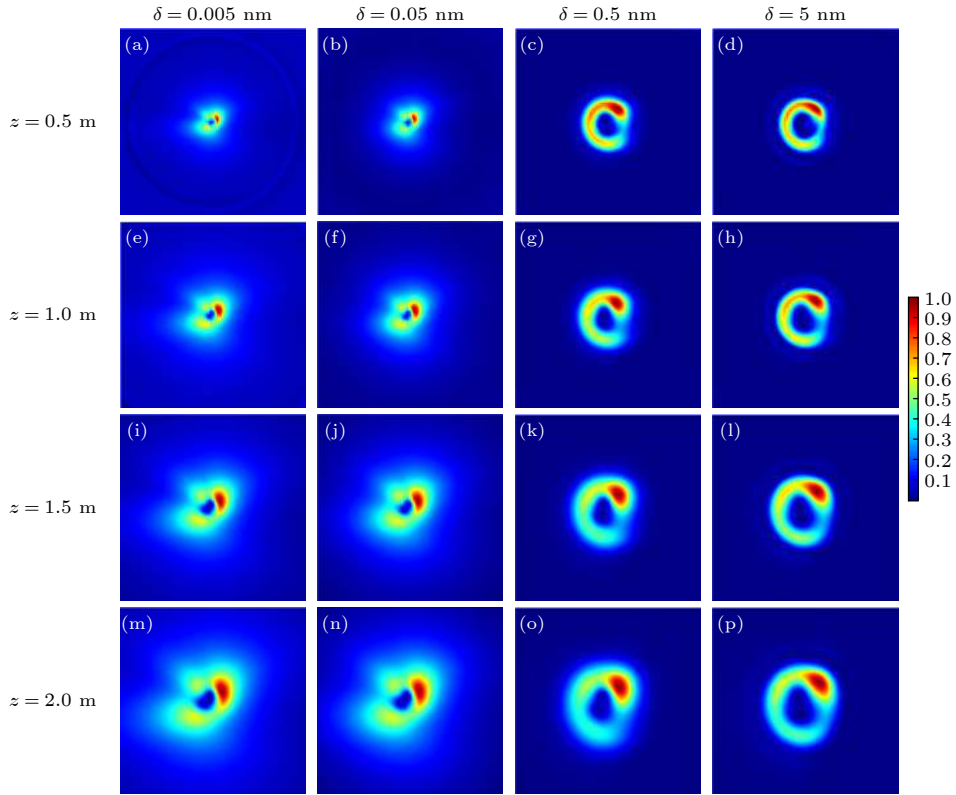

 图 3 部分相干幂指数相位涡旋光束传播特性与相干长度 δ 和传输距离 z 的关系

Fig. 3. Relationship between propagation properties of partially coherent power-exponent-phase vortex beams with the coherence length δ and propagation distance z .

$$\begin{bmatrix} \mathbf{A} & \mathbf{B} \\ \mathbf{C} & \mathbf{D} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & f \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -1/f & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & f \\ 0 & 1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & f \\ -1/f & 0 \end{bmatrix}. \quad (18)$$

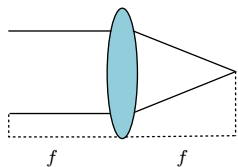


图4 聚焦系统示意图

Fig. 4. Schematic diagram of focusing system.

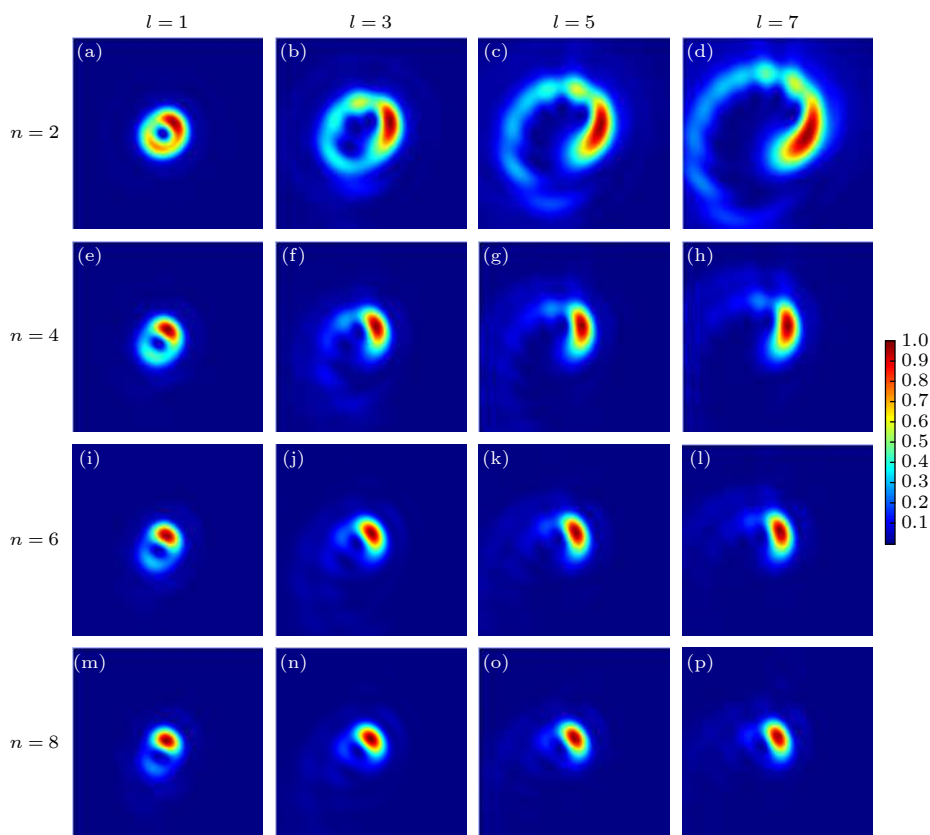
从幂指数 n 、拓扑荷数 l 、相干长度 δ 三个方面对部分相干幂指数相位涡旋光束在焦距 $f=150$ mm 的薄透镜下的聚焦特性进行研究, 数值计算结果如图5和图6所示. 在图5中, 研究了在相干长度 $\delta=0.5$ mm 时, 部分相干幂指数相位涡旋光束的聚焦特性与幂指数 n 、拓扑荷数 l 的关系. 可以发现, 当幂指数 n 一定时, 随着拓扑荷数 l 的增大, 聚焦光斑面积也越来越大, 且在幂指数 $n=2$ 时, 可以明

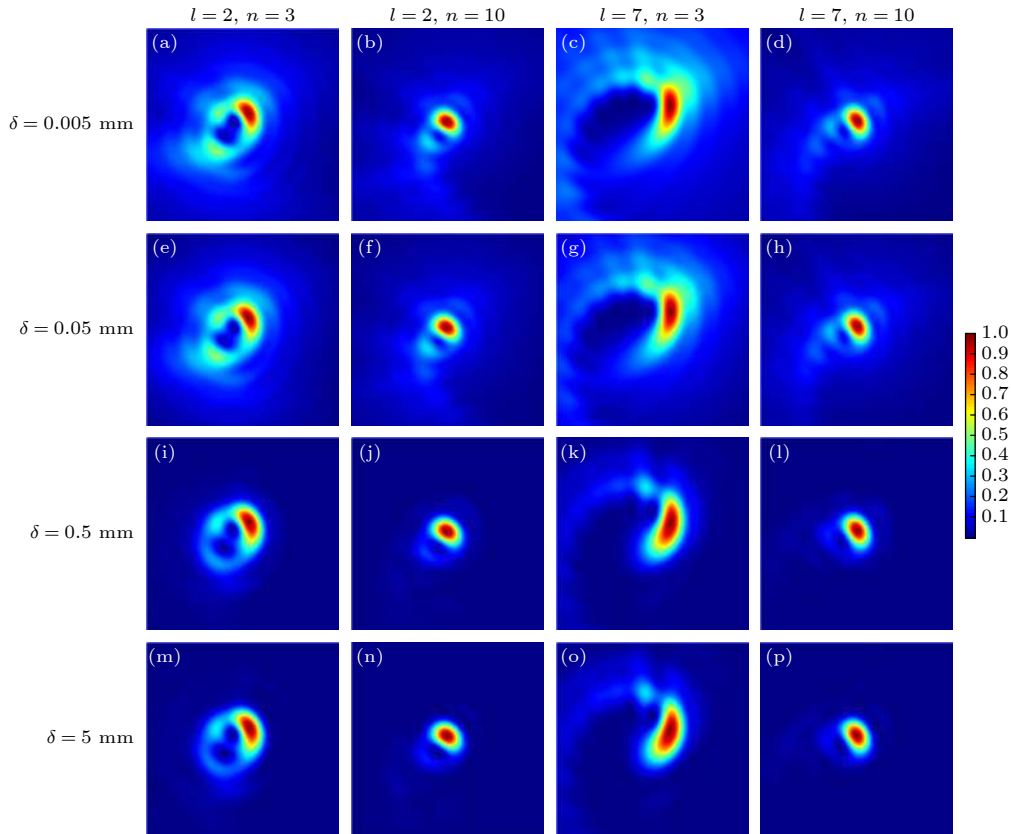
显观察到光束中间存在与拓扑荷数 l 相同数量的暗核, 但随着幂指数 n 越来越大 (拓扑荷数 l 一定时), 暗核的存在越来越不明显, 数量逐渐减少, 同时光束的能量向强度点集中, 逐渐形成一个聚焦点, 并且聚焦点的形状类似于高斯光束形状.

图6为部分相干幂指数相位涡旋光束的聚焦特性与相干长度 δ 的关系, 从图6可以发现, 随着相干长度的增大, 聚焦光斑基本保持不变, 只是相干长度较低时, 聚焦光斑的周围存在虚影, 光束质量较差, 随着相干长度的增大, 聚焦光斑的质量变得越来越好; 同时可以发现幂指数 n 、拓扑荷数 l 的值越大, 能量更集中于强度点, 聚焦的效果也越好.

4 结 论

本文在深入研究部分相干光场及其光场衍射积分理论的基础上, 开展部分相干幂指数相位涡旋光束的传输特性研究, 首先建立了部分相干幂指数相位涡旋光束的传输理论模型, 并基于 MATLAB 等数值计算软件编写高效的数值计算程序, 仿真研究部分相干幂指数相位涡旋光束在自由空间和

图5 相干长度 $\delta=0.5$ mm 时, 部分相干幂指数相位涡旋光束聚焦特性与幂指数 n 、拓扑荷数 l 的关系Fig. 5. Relationship between focusing properties of partially coherent power-exponent-phase vortex beams and power order n and topological charge l with coherent length $\delta=0.5$ mm.

图6 部分相干幂指数相位涡旋的聚焦特性与相干长度 δ 的关系Fig. 6. Relationship between focusing properties of partially coherent power-exponent-phase vortex beams and coherent length δ .

ABCD 光学系统中的传输特性, 并分析拓扑电荷、幂指数、相干长度以及传播距离对光强分布的影响. 研究表明, 当部分相干幂指数相位涡旋光束在自由空间和聚焦系统中传输时, 拓扑荷数 l 都决定了光束传播截面的大小, 及其所拥有暗核的数量, 并且随着 n 的增大, 暗核逐渐消失; 同时随着 l 和 n 值越大时, 能量更集中于强度点, 聚焦的效果也越好. 而在当光束在自由空间传输时, 相干长度 δ 对光束影响较大, 不仅影响光束质量, 还对其光强分布有很大所影响, 同时随着传播距离的增大, 光斑面积也逐渐增大; 当光束在聚焦系统中传播时, 相干长度仅对光束质量有所影响, 对光强分布没有太大的影响. 本文对部分相干幂指数相位涡旋光束的传输特性的研究, 为其在光学捕获等领域的应用打下理论基础.

参考文献

- [1] Yao A M, Padgett M J 2011 *Adv. Opt. Photonics* **3** 161
- [2] Ng J, Lin Z, Chan C T 2010 *Phys. Rev. Lett.* **104** 103601
- [3] Willner A E, Huang H, Yan Y, Ren Y, Ahmed N, Xie G 2015 *Adv. Opt. Photonics* **7** 66
- [4] Huang K, Liu H, Restuccia S, Mehmood M Q, Mei S T, Giovannini D 2018 *Light Sci. Appl.* **7** 17156
- [5] Ni J, Wang C, Zhang C, Hu Y, Yang L, Lao Z 2017 *Light Sci. Appl.* **26** e17011
- [6] Chow T W, Pechprasarn S, Meng J 2016 *Opt. Express* **24** 10797
- [7] Li P, Liu S, Peng T, Xie G, Gan X, Zhao J 2014 *Opt. Express* **22** 7598
- [8] Lao G, Zhang Z, Zhao D 2016 *Opt. Express* **24** 18082
- [9] Pei Z, Huang S, Chen Y 2021 *J. Mod. Opt.* **68** 224
- [10] Wang F, Liu X, Yuan Y 2013 *Opt. Lett.* **38** 1814
- [11] Yu J, Zhu X, Lin S 2020 *Opt. Lett.* **45** 3824
- [12] Cai Y J, Zhu S Y 2004 *Opt. Lett.* **29** 2716
- [13] Clark J N, Huang X, Harder R, Robinson I K 2012 *Nat. Commun.* **3** 1
- [14] Zhao C, Cai Y J, Lu X, Eyyuboğlu H T 2009 *Opt. Express* **17** 1753
- [15] Wang F, Cai Y J, Dong Y 2012 *Appl. Phys. Lett.* **100** 051108
- [16] Liu S S, Song H D, Lin W Q, Chen X D, Pu J X 2019 *Acta Phys. Sin.* **68** 074201 (in Chinese) [刘森森, 宋华冬, 林伟强, 陈旭东, 蒲继雄 2019 物理学报 **68** 074201]
- [17] Xu H F, Zhou Y, Wu H W 2018 *Opt. Express* **26** 20076
- [18] Zhang L, Chen Z Y, Cui X W, Liu J L, Pu J X 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 034205 (in Chinese) [张磊, 陈子阳, 崔省伟, 刘绩林, 蒲继雄 2015 物理学报 **64** 034205]
- [19] Wang F, Yu J Y, Liu X L, Cai Y J 2018 *Acta Phys. Sin.* **67** 184203 (in Chinese) [王飞, 余佳益, 刘显龙, 蔡阳健 2018 物理学报 **67** 184203]
- [20] Xu H F, Zhang R, Sheng Z Q 2019 *Opt. Express* **27** 23959
- [21] Dong M, Zhao C L, Cai Y J 2021 *Sci. China. Phys. Mech.* **64**

1

- [22] Liu X, Zeng J, Cai Y J 2019 *Adv. Phys. X* **4** 1626766
- [23] Stahl C S D 2018 (The University of North Carolina at Charlotte).
- [24] Wolf E 2017 *Introduction to the Theory of Coherence and Polarization of Light* (Cambridge University Press) p88
- [25] Mandel L, Wolf E 1995 *Optical Coherence and Quantum Optics* (Cambridge University Press) p276
- [26] Ma P, Kacerovská B, Khosravi R 2019 *Appl. Sci.* **9** 2084
- [27] Zhao C, Dong Y, Wang Y 2012 *Appl. Phys. B* **109** 345
- [28] Wang T, Pu J, Chen Z 2008 *Opt. Eng.* **47** 036002

Propagation properties of partially coherent power-exponent-phase vortex beam^{*}

Chen Kang¹⁾²⁾ Ma Zhi-Yuan¹⁾²⁾ Zhang Ming-Ming¹⁾²⁾

Dou Jian-Tai¹⁾²⁾ Hu You-You^{1)2)†}

1) (Department of Optoelectronic Information of Science and Engineering, School of Science, Jiangsu University of Science and Technology, Zhenjiang 212100, China)

2) (Applied Optics Research Center, School of Science, Jiangsu University of Science and Technology, Zhenjiang 212100, China)

(Received 30 July 2021; revised manuscript received 22 September 2021)

Abstract

In this work, the propagation properties of partially coherent power-exponent-phase vortex beam are studied. Firstly, the propagation model of partially coherent power-exponent-phase vortex beam is established. Then, the propagation properties of partially coherent power-exponent-phase vortex beams in free space and ABCD optical system are simulated. The results show that when power-exponent-phase vortex beams propagate in free space, the topological charge, power order and coherence length have a great influence on the distribution of light intensity, and the area of light spot gradually increases with the increase of propagation distance. When the beam propagates in a focusing system, the changes of topological charge and power order will affect the light intensity distribution, while the coherence length has little effect on the overall intensity distribution of the beam, but only the quality of the spot. The research results of this work reveal the propagation properties of partially coherent power-exponent-phase vortex beam, which will lay a theoretical foundation for its applications in optical capture and other fields, and has important significance in promoting the theory and applications of new light field regulation.

Keywords: partially coherent beam, power-exponent-phase vortex beam, propagation properties, intensity distribution

PACS: 42.25.Kb, 42.60.Jf, 42.25.Bs, 42.30.Lr

DOI: 10.7498/aps.71.20211411

* Project supported by the Natural Science Foundation of Jiangsu Province, China (Grant No. BK20190953) and the Key RD Program of Zhenjiang City — Industrial Foresight and Common Key Technology (Grant No. GY2020003).

† Corresponding author. E-mail: yyhu@just.edu.cn