

部分相干径向偏振旋转对称幂指数相位涡旋光束 紧聚焦特性研究

陈康^{1,2}, 厉淑贞^{1,2}, 潘玉琪^{1,2}, 张媚^{1,2}, 杨咏琪^{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, 江苏 镇江 212100;

²江苏科技大学应用光学研究中心, 江苏 镇江 212100

摘要 研究了部分相干径向偏振旋转对称幂指数相位涡旋(RPEPV)光束,即径向偏振多高斯-谢尔模RPEPV光束的紧聚焦特性。首先,建立了部分相干径向偏振RPEPV光束的理论模型,并基于Richards-Wolf矢量衍射积分理论,研究了部分相干径向偏振RPEPV光束通过高数值孔径物镜后的紧聚焦模型,推导了光束在焦平面的交叉谱密度函数。然后,数值研究和分析了聚焦场的光斑强度、相干度和偏振度的分布特点。研究结果表明,改变光束阶数、拓扑荷数、幂指数和相干宽度等参数,可以获得包括高斯状、平顶状和多边形在内的多种形状的焦斑分布。

关键词 物理光学; 旋转对称幂指数相位涡旋光束; 部分相干光束; 径向偏振光束; 紧聚焦特性

中图分类号 O436

文献标志码 A

DOI: 10.3788/AOS202242.2226002

Tight Focusing Properties of Partially Coherent Radially Polarized Rotationally-Symmetric Power-Exponent-Phase Vortex Beam

Chen Kang^{1,2}, Li Shuzhen^{1,2}, Pan Yuqi^{1,2}, Zhang Mei^{1,2}, Yang Yongqi^{1,2}, Hu Youyou^{1,2*}

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

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

Abstract This paper investigates the tight focusing properties of the partially coherent radially polarized rotationally-symmetric power-exponent-phase vortex (RPEPV) beam, namely, the radially polarized multi-Gaussian Schell-model RPEPV beam. Specifically, a theoretical model of the partially coherent radially polarized RPEPV beam is built. The Richards-Wolf vectorial diffraction integral theory is applied to study the tight focusing model of the partially coherent radially polarized RPEPV beam passing through a high numerical aperture objective, and the cross-spectral density function of the beam at the focal plane is deduced. Then, the distribution characteristics of the spot intensity, coherence degree, and polarization degree of the focused field are numerically analyzed. The research results show that the parameters, such as beam order, topological charge, power exponent, and coherence width, can be changed to obtain various focal spot distributions, including Gaussian, flat-topped, and polygonal distributions.

Key words physical optics; rotationally-symmetric power-exponent-phase vortex beam; partially coherent beam; radially polarized beam; tight focusing properties

1 引言

幂指数相位涡旋(PEPV)光束是一种具有幂指数相位波前 $\exp\{i2l\pi[\varphi/(2\pi)]^n\}$ (l 为拓扑荷数, n 为幂指

数, φ 为入射光束方位角)的新型光学涡旋^[1-2]。该类光学涡旋具有非对称的光强分布,并且强度分布会在传播过程中发生变化,其不同于传统涡旋光束的相位和强度分布^[2]逐渐引起了人们的研究兴趣。近年来,已

收稿日期: 2022-04-18; 修回日期: 2022-05-21; 录用日期: 2022-06-04

基金项目: 江苏省自然科学基金青年基金(BK20190953)、镇江市重点研发计划(产业前瞻与共性关键技术)(GY2020003)、江苏省重点研发计划(BE2022143)

通信作者: *yyhu@just.edu.cn

发展了包括自聚焦艾里 PEPV 光束^[1]、高斯型 PEPV 光束^[2]、径向偏振 PEPV 光束^[3-4]和部分相干 PEPV 光束^[5]在内的多种类型的 PEPV 光束^[6-8], 相关研究表明此类光束在粒子捕获等应用中具有独特优势^[4, 9]。随后, 在此类非对称 PEPV 光束的基础上, 通过改变其相位分布获得了一种以 $\exp\left\{i2\pi\left[\text{rem}(l\varphi, 2\pi)/(2\pi)\right]^n\right\}$ [rem(•)表示求余函数]为相位波前的旋转对称 PEPV (RPEPV) 光束^[10]。与非对称 PEPV 光束相比, RPEPV 光束具有独特的扇叶状强度分布, 且扇叶数与拓扑荷数相同, 强度呈中心对称分布。目前对 RPEPV 光束的研究主要在相干光领域, 包括自聚焦艾里^[11]、径向偏振^[12]等 RPEPV 光束的研究, 而对部分相干光领域的研究还鲜有报道^[13]。

相干性也是光束一个重要的可控参量^[14-15]。相关研究表明, 与相干光束相比, 部分相干光束在湍流介质中具有减小湍流引起的闪烁、较少的波束扩展等优点^[16-17]。此外, 部分相干光束在粒子捕获^[18-19]、原子冷却^[20-21]和相干衍射成像^[22]等方面较完全相干光束而言都有一定的优势。在之前的工作中, 本团队研究了径向偏振 RPEPV 光束的紧聚焦特性, 并得到了有趣的

结果^[12]。本文将其延伸到部分相干领域, 对部分相干径向偏振 RPEPV 光束的紧聚焦特性进行研究。

本文主要研究了部分相干径向偏振 RPEPV 光束的紧聚焦特性, 基于相干和矢量偏振统一理论, 建立了部分相干径向偏振 RPEPV 光束及其紧聚焦的理论模型。然后, 对该光束通过大数值孔径物镜的紧密聚焦特性进行了数值研究, 分析了聚焦光斑的强度、偏振度和相干度的分布与拓扑荷数、幂指数和相干宽度之间的关系。研究表明, 改变相关参数可以获得包括高斯状、平顶状和多边形在内的多种形状的焦斑分布。相关研究结果对促进部分相干径向偏振 RPEPV 光束在光学捕获等领域中的应用具有重要意义。

2 部分相干径向偏振 RPEPV 光束理论模型

图 1 展示涡旋光束、非对称 PEPV 光束和 RPEPV 光束的源场相位分布、源场光强分布和光束传输 1 m 后的光强分布。可以发现, 三种光束在源场的光强都呈环状分布, 这是因为光束的中心存在相位奇点。本章将在部分相干光束理论的基础上, 构建部分相干径向偏振 RPEPV 光束理论模型。

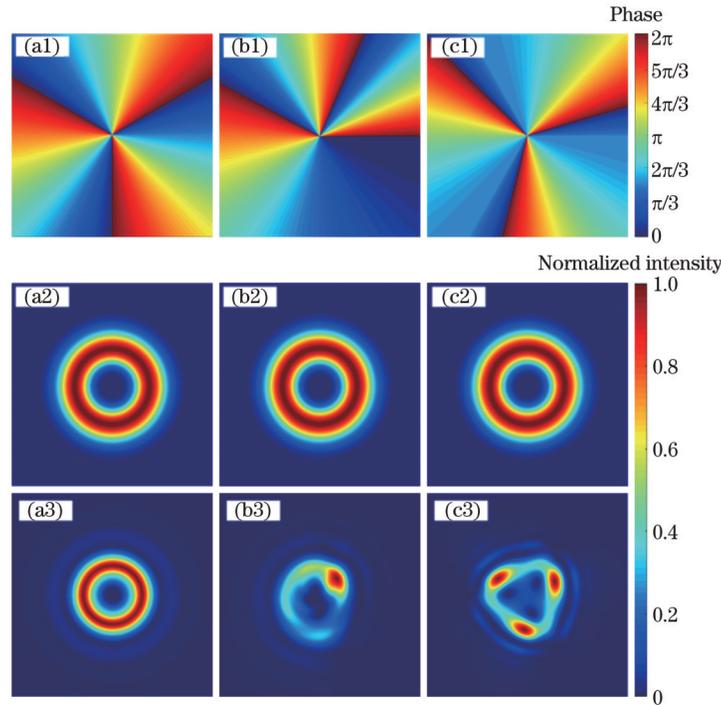


图 1 不同光束的源场相位分布、源场光强分布和传输 1 m 后的光强分布。(a1)~(a3) 涡旋光束 ($l=3$); (b1)~(b3) 非对称 PEPV 光束 ($l=3, n=2$); (c1)~(c3) RPEPV 光束 ($l=3, n=2$)

Fig. 1 Phase distribution of source field, intensity distribution of source field and intensity distribution after 1 m propagation under different beams. (a1)~(a3) Vortex beam ($l=3$); (b1)~(b3) asymmetric PEPV beam ($l=3, n=2$); (c1)~(c3) RPEPV beam ($l=3, n=2$)

在空间-频率域中, 一般用交叉谱密度 (CSD) 矩阵来表征矢量部分相干光束的二阶统计特性, 在源平面上任意两个位置矢量 \mathbf{r}_1 和 \mathbf{r}_2 之间的 CSD 矩阵^[23]可以表示为

$$W(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \begin{bmatrix} W_{xx}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) & W_{xy}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) \\ W_{yx}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) & W_{yy}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) \end{bmatrix}, \quad (1)$$

其中

$$W_{\alpha\beta}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \langle E_\alpha(\mathbf{r}_1) E_\beta^*(\mathbf{r}_2) \rangle, \quad \alpha = x, y \text{ and } \beta = x, y, \quad (2)$$

式中: $E_\alpha(\mathbf{r})$ 和 $E_\beta(\mathbf{r})$ 分别表示沿 x 方向和 y 方向两个正交的随机电场分量; $*$ 表示复共轭; $\langle \cdot \rangle$ 表示系综平均。

要成为物理上真实的 CSD 函数, CSD 矩阵的元素应满足非负定性条件, 即

$$W(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \int p_{\alpha\beta}(\mathbf{v}) H_\alpha^*(\mathbf{r}_1, \mathbf{v}) H_\beta(\mathbf{r}_2, \mathbf{v}) d^2\mathbf{v}, \quad (3)$$

式中: $p_{\alpha\beta}(\mathbf{v})$ 为尺寸为 2×2 的权矩阵 $\mathbf{p}(\mathbf{v})$ 的元素; \mathbf{v} 为空间任意位置矢量。为了获得谢尔模源, 内核 $H_\alpha(\mathbf{r}, \mathbf{v})$ 必须具有类似傅里叶函数结构, 即

$$H_\alpha(\mathbf{r}, \mathbf{v}) = F_\alpha(\mathbf{r}) \exp(-2\pi i \mathbf{r} \cdot \mathbf{v}), \quad (4)$$

式中: $F_\alpha(\mathbf{r})$ 是可能的复杂轮廓函数, 针对本文研究的 RPEPV 光束, 可以设 $F_\alpha(\mathbf{r})$ [10] 为

$$F_\alpha(\mathbf{r}, \varphi) = \frac{\alpha}{\omega_0} \left(\frac{\sqrt{2} r}{\omega_0} \right)^l \exp\left(-\frac{r^2}{\omega_0^2}\right) \exp\left\{i2\pi \left[\frac{\text{rem}(l\varphi, 2\pi)}{2\pi} \right]^n\right\}, \quad (5)$$

式中: (r, φ) 、 A_0 和 ω_0 分别表示极坐标、振幅和束腰宽度。

另一方面, 针对权矩阵元素 $p_{\alpha\beta}(\mathbf{v})$ 的选择, 定义了

一组具有不同关联函数的源。对于径向偏振多高斯-谢尔模型源, 权矩阵元素 $p_{\alpha\beta}(\mathbf{v})$ 的形式为

$$p_{\alpha\beta}(\mathbf{v}) = \frac{B_{\alpha\beta} \delta_{\alpha\beta}^2}{C_0} \times \sum_{m=1}^M \binom{M}{m} (-1)^{m-1} \exp\left(-\frac{m \delta_{\alpha\beta}^2 \mathbf{v}^2}{2}\right), \quad (6)$$

即

$$p_{\alpha\beta}(\mathbf{v}) = \frac{B_{\alpha\beta} \delta_{\alpha\beta}^2}{C_0} \times \left\{ 1 - [1 - \exp(-\delta_{\alpha\beta}^2 \mathbf{v}^2 / 2)]^M \right\}, \quad (7)$$

式中: $C_0 = \sum_{m=1}^M \binom{M}{m} \frac{(-1)^{m-1}}{m}$ 为归一化因子, 其中 M 为光束阶数; δ_{xx} 、 δ_{yy} 、 δ_{xy} 分别为 x - x 、 y - y 、 x - y 分量相关函数的相干宽度; $B_{\alpha\beta} = |B_{\alpha\beta}| \exp(i\phi_{\alpha\beta})$ 为以 $\phi_{\alpha\beta}$ 为相位差的电场 α 和 β 分量的复相关系数; $\delta_{\alpha\beta}$ 为特征源的相关性。

同时, 径向偏振源的可实现性条件应满足

$$\begin{cases} B_{xy(yx)} = B_{xx(yy)} = 1 \\ \delta_{xy(yx)} = \delta_{xx(yy)} = \delta \end{cases}, \quad (8)$$

把式(4)~(8)代入式(2)中, 可以得到径向偏振多高斯-谢尔模 RPEPV 光束的 CSD 矩阵元素

$$W(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, 0) = \frac{\alpha_1 \beta_2}{C_0 \omega_0^2} \left(\frac{2\mathbf{r}_1 \mathbf{r}_2}{\omega_0^2} \right)^l \exp\left(-\frac{\mathbf{r}_1^2 + \mathbf{r}_2^2}{\omega_0^2}\right) \times \exp\left\{i2\pi \left[\frac{\text{rem}(l\varphi_1, 2\pi)}{2\pi} \right]^n - i2\pi \left[\frac{\text{rem}(l\varphi_2, 2\pi)}{2\pi} \right]^n\right\} \times \sum_{m=1}^M \binom{M}{m} \frac{(-1)^{m-1}}{m} \exp\left[-\frac{(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)^2}{2m\delta}\right], \quad (9)$$

式中: δ 为初始相干宽度; φ_1 、 φ_2 为对应坐标矢量相角。

3 部分相干径向偏振 RPEPV 光束紧聚焦模型

本章主要研究部分相干径向偏振 RPEPV 光束通过高数值孔径物镜的聚焦理论, 聚焦示意图如图 2 所示。

基于 Richards-Wolf 矢量衍射, 圆柱矢量光束经过高数值孔径物镜聚焦后在焦平面上的矢量电场的表达式 [24-27] 为

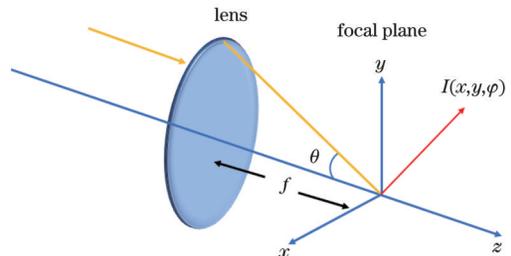


图 2 紧聚焦示意图

Fig. 2 Schematic diagram of tight focusing

$$E(\mathbf{r}, \phi, z) = \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{bmatrix} = -\frac{ikf}{2\pi} \int_0^\alpha \int_0^{2\pi} \sqrt{\cos\theta} \sin\theta \exp[ikz\cos\theta + ik r \sin\theta \cos(\varphi - \phi)] \times \begin{bmatrix} A_x(\theta, \varphi) [\cos\theta + \sin^2\varphi(1 - \cos\theta)] + A_y(\theta, \varphi) [\cos\varphi \sin\varphi(\cos\theta - 1)] \\ A_x(\theta, \varphi) \cos\varphi \sin\varphi(\cos\theta - 1) + A_y(\theta, \varphi) [\cos\theta + \cos^2\varphi(1 - \cos\theta)] \\ -A_x(\theta, \varphi) \cos\varphi \sin\theta - A_y(\theta, \varphi) \sin\phi \sin\theta \end{bmatrix} d\theta d\varphi, \quad (10)$$

式中: (r, ϕ, z) 为观测面柱坐标; θ 为数值孔径角; $\alpha = \arcsin(NA)$ 为最大数值孔径 (NA) 角; $k = 2\pi/\lambda$ 为波数,

其中 λ 为入射光波长; $A_x(\theta, \varphi)$ 和 $A_y(\theta, \varphi)$ 为透镜表面的瞳孔函数; f 为高数值孔径物镜的焦距。

直角坐标和柱坐标之间的转换关系^[28]为

$$\begin{cases} x_i = r_i \cos \varphi_i \\ y_i = r_i \sin \varphi_i, \quad i = 1, 2. \\ r_i = f \sin \theta_i \end{cases} \quad (11)$$

径向偏振多高斯-谢尔模 RPEPV 光束在焦平面上的统计特性可以用尺寸为 3×3 的 CSD 矩阵表示,其

元素可以表示为

$$W_{pq}(r_1, \phi_1, r_2, \phi_2, z) = \langle E_p^*(r_1, \phi_1, z) E_q(r_2, \phi_2, z) \rangle, \quad (12)$$

$p = x, y, z$ and $q = x, y, z$.

由于只需要考虑径向偏振多高斯-谢尔模 RPEPV 光束在焦区附近的平均强度分布,故只给出了 CSD 矩阵在焦平面上的对角元素表达式,将式(9)代入式(10)可得

$$W_{xx}(r_1, \phi_1, r_2, \phi_2, z) = \frac{f^2}{\lambda^2} \int_0^a \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} W_0(\theta_1, \theta_2, \varphi_1, \varphi_2) \times (\cos \theta_1 \cos \theta_2)^{3/2} (\sin \theta_1 \sin \theta_2)^2 \times \exp[-ikz \cos \theta_1 - ikr_1 \sin \theta_1 \cos(\varphi_1 - \phi_1)] \times \exp[ikz \cos \theta_2 + ikr_2 \sin \theta_2 \cos(\varphi_2 - \phi_2)] \times \cos \varphi_1 \cos \varphi_2 d\theta_1 d\theta_2 d\varphi_1 d\varphi_2, \quad (13)$$

$$W_{yy}(r_1, \phi_1, r_2, \phi_2, z) = \frac{f^2}{\lambda^2} \int_0^a \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} W_0(\theta_1, \theta_2, \varphi_1, \varphi_2) \times (\cos \theta_1 \cos \theta_2)^{3/2} (\sin \theta_1 \sin \theta_2)^2 \times \exp[-ikz \cos \theta_1 - ikr_1 \sin \theta_1 \cos(\varphi_1 - \phi_1)] \times \exp[ikz \cos \theta_2 + ikr_2 \sin \theta_2 \cos(\varphi_2 - \phi_2)] \times \sin \varphi_1 \sin \varphi_2 d\theta_1 d\theta_2 d\varphi_1 d\varphi_2, \quad (14)$$

$$W_{zz}(r_1, \phi_1, r_2, \phi_2, z) = \frac{f^2}{\lambda^2} \int_0^a \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} W_0(\theta_1, \theta_2, \varphi_1, \varphi_2) \times (\cos \theta_1 \cos \theta_2)^{1/2} \times \exp[-ikz \cos \theta_1 - ikr_1 \sin \theta_1 \cos(\varphi_1 - \phi_1)] \times \exp[ikz \cos \theta_2 + ikr_2 \sin \theta_2 \cos(\varphi_2 - \phi_2)] \times (\sin \theta_1 \sin \theta_2)^3 d\theta_1 d\theta_2 d\varphi_1 d\varphi_2, \quad (15)$$

其中

$$W_0(\theta_1, \theta_2, \varphi_1, \varphi_2) = \frac{1}{C_0 \omega_0^2} \left[\frac{2f^2 \sin \theta_1 \sin \theta_2 \cos(\varphi_1 - \varphi_2)}{\omega_0^2} \right]^l \times \exp\left[-\frac{f^2(\sin^2 \theta_1 + \sin^2 \theta_2)}{\omega_0^2}\right] \times \exp\left\{i2\pi \left[\frac{\text{rem}(l\varphi_1, 2\pi)}{2\pi} \right]^n - i2\pi \left[\frac{\text{rem}(l\varphi_2, 2\pi)}{2\pi} \right]^n \right\} \times \sum_{m=1}^M \binom{M}{m} \frac{(-1)^{m-1}}{m} \exp\left[-\frac{f^2(\sin^2 \theta_1 + \sin^2 \theta_2)}{2m\delta_0^2}\right] \times \exp\left[\frac{f^2 \sin \theta_1 \sin \theta_2 \cos(\varphi_1 - \varphi_2)}{m\delta^2}\right]. \quad (16)$$

通过设置 $r_1=r_2=r, \phi_1=\phi_2=\phi$, 可以得到光束在聚焦区域的横向、纵向和总分量,即

$$I(r, \phi, z) = I_x(r, \phi, z) + I_y(r, \phi, z) + I_z(r, \phi, z) = W_{xx}(r, \phi, z) + W_{yy}(r, \phi, z) + W_{zz}(r, \phi, z) = I_{\text{tra}} + I_z, \quad (17)$$

式中: I_{tra} 为横向聚焦强度分布。

除了强度分布特性外,偏振度和相干度是矢量部分相干光束的重要组成部分。偏振度可以用来描述紧聚焦部分相干径向偏振 RPEPV 光束在焦平面上的退偏振特性,其在焦平面上的偏振度^[28-29]可以表示为 $P(r, \phi, z) =$

$$\sqrt{\frac{3}{2} \left[\frac{I_x(r, \phi, z)^2 + I_y(r, \phi, z)^2 + I_z(r, \phi, z)^2}{[I_x(r, \phi, z) + I_y(r, \phi, z) + I_z(r, \phi, z)]^2} - \frac{1}{3} \right]}, \quad (18)$$

当 $P=1$ 时,紧聚焦光束在焦平面完全偏振;当 $P=0$

时,紧聚焦光束在焦平面完全不偏振;当 $0 < P < 1$ 时,紧聚焦光束在焦平面部分偏振。

紧聚焦部分相干径向偏振 RPEPV 光束的任意两个正交场分量在焦平面上的相干度^[28-29]可以表示为

$$\mu_{pq}(r, \phi, z) = \frac{W_{pq}(r, \phi, z)}{\sqrt{W_{pp}(r, \phi, z) W_{qq}(r, \phi, z)}}, \quad (19)$$

当 $0 < |\mu_{pq}(r, \phi, z)| < 1$ 时,这两个正交分量是部分相干的;当 $|\mu_{pq}(r, \phi, z)| = 1$ 时,这两个正交分量是完全相干的;当 $|\mu_{pq}(r, \phi, z)| = 0$ 时,这两个正交分量是完全不相干的。

4 数值仿真与分析

4.1 强度分布

本节对部分相干径向偏振 RPEPV 光束的紧聚焦特性进行了仿真研究。首先分析聚焦场强度分布与拓扑荷数 l 、幂指数 n 、相干宽度 δ 和光束阶数 M 之间的关

系,相关数值为:束腰宽度为 $w=10\text{ mm}$, $f=3\text{ mm}$, $NA=0.95$ 。

图 3 展示了当光束阶数为 $M=7$, 幂指数为 $n=2$ 时,具有不同相干宽度和拓扑荷数的部分相干径向偏振 RPEPV 光束紧聚焦后的强度分布。可以看出,随着相干宽度的减小,光束强度点逐渐向中心移动,逐渐演变成高斯强度分布和类平顶强度分布。此类变化与特殊相关函数,即多高斯-谢尔模型相关函数有关,调

整多高斯-谢尔模光束的相干度后可以在远场或焦平面处形成具有平顶轮廓的光束^[30]。此外,当相干宽度为 $\delta=5.0\text{ mm}$ 时,光强分布具有 l 边形形状分布,并且随着拓扑荷数的增大,中心光强逐渐减弱。当 $\delta=0.5\text{ mm}$ 时,随着拓扑荷数的增大,光强从类平顶光强分布逐渐演变成高斯状强度分布。部分相干径向偏振 RPEPV 光束聚焦后独特的强度变化和强度分布在激光制造方面有潜在的应用,如手性结构的制造等。

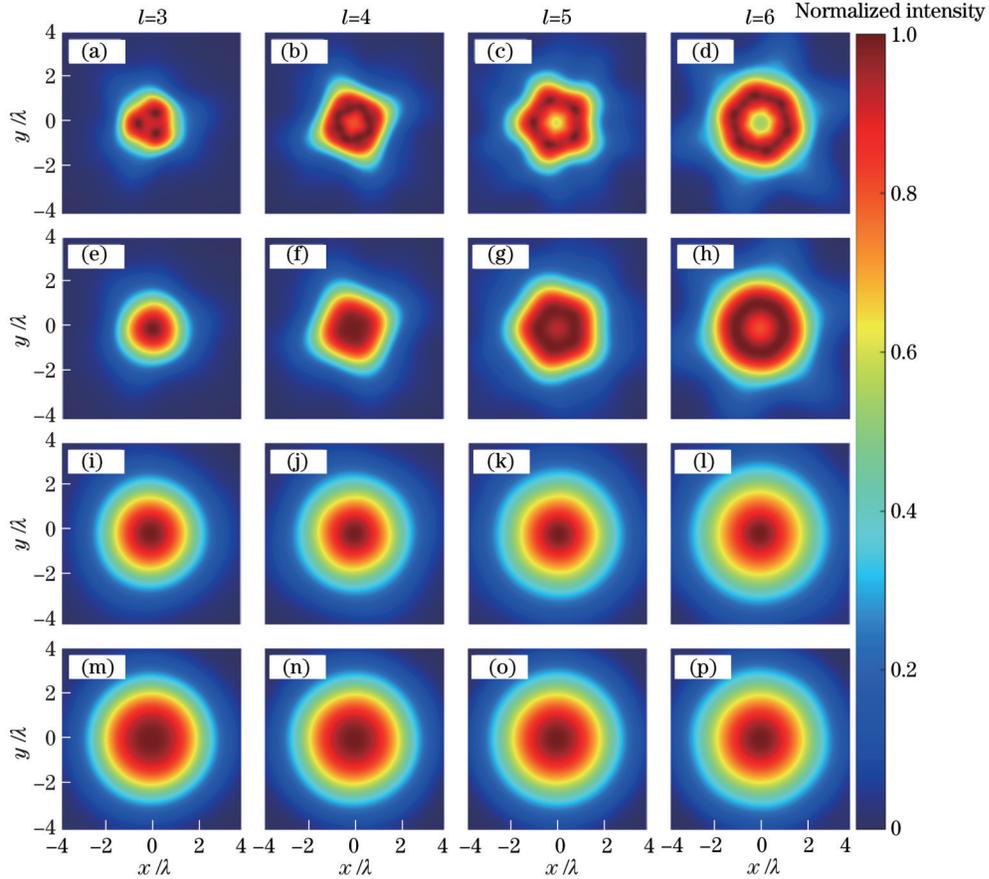


图 3 当 $M=7, n=2$ 时,不同相干宽度 δ 下部分相干径向偏振 RPEPV 光束紧聚焦的强度分布。(a)~(d) $\delta=5.0\text{ mm}$; (e)~(h) $\delta=2.0\text{ mm}$; (i)~(l) $\delta=0.8\text{ mm}$; (m)~(p) $\delta=0.5\text{ mm}$

Fig. 3 Intensity distribution of tightly focused partially coherent radially polarized RPEPV beams with different coherence widths δ at $M=7$ and $n=2$. (a)~(d) $\delta=5.0\text{ mm}$; (e)~(h) $\delta=2.0\text{ mm}$; (i)~(l) $\delta=0.8\text{ mm}$; (m)~(p) $\delta=0.5\text{ mm}$

图 4 为当光束阶数为 $M=7$, 相干宽度为 $\delta=5.0\text{ mm}$ 时,具有不同拓扑荷数 l 和幂指数 n 的部分相干径向偏振 RPEPV 光束紧聚焦后的强度分布。可以看出:每一列中随着拓扑荷数 l 的增加,聚焦光斑面积逐渐增大,并且强度点也在增加,同时光斑具有 l 边形形状分布;每一行中随着幂指数 n 的增加,强度点逐渐向中心移动,光斑面积逐渐变小,光斑形状发生改变。当 n 足够大时,光斑将呈现高斯状分布,此变化的原因可以从式(4)加以解释:当幂指数 n 逐渐增大且接近一个极大值时,式(4)中的相位函数几乎为一个常数,此时光束轮廓变为高斯形式。

图 5 给出了当拓扑荷数为 $l=3$, 幂指数为 $n=2$ 时,部分相干径向偏振 RPEPV 光束在不同光束阶数 M 和

相干宽度 δ 下紧聚焦后的强度分布。可以看出,随着相干宽度 δ 的减小,光斑面积逐渐变大,并且光斑形状发生改变。当 $\delta=0.5\text{ mm}$ 时,随着光束阶数 M 的增大,光束逐渐从高斯状分布演变成类平顶状强度分布。当 $\delta=5.0\text{ mm}$ 时,随着光束阶数 M 的增大,光束轮廓变得更加光滑和规则,并且三个强度点逐渐向一起靠拢。

4.2 偏振度和相干度分布

接着,运用式(14)和式(15)研究了当拓扑荷数为 $l=5$, 幂指数为 $n=2$ 时,部分相干径向偏振 RPEPV 光束聚焦面上的偏振度和相干度,研究结果如图 6~9 所示。图 6 给出了当相干宽度为 $\delta=0.5\text{ mm}$ 时,不同光束阶数 M 下部分相干径向偏振 RPEPV 光束聚焦面上

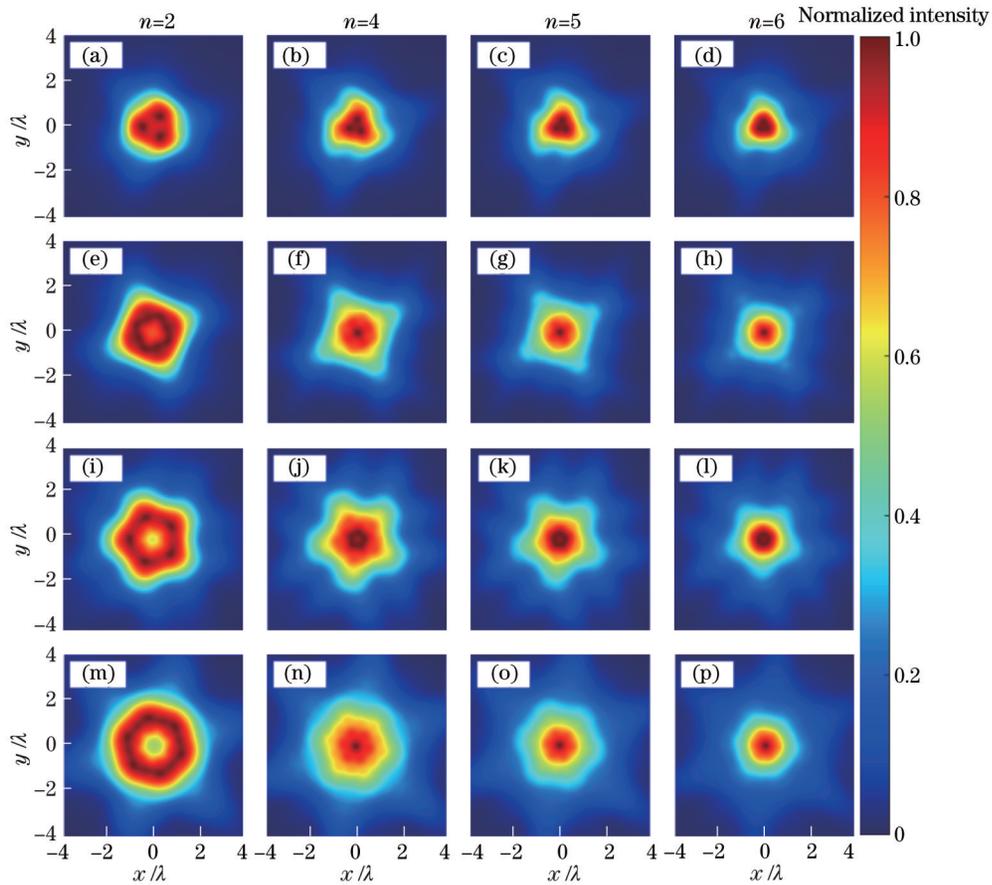


图 4 当 $M=7$, $\delta=5.0$ mm 时, 不同拓扑荷数 l 下部分相干径向偏振 RPEPV 光束紧聚焦的强度分布。(a)~(d) $l=3$; (e)~(h) $l=4$; (i)~(l) $l=5$; (m)~(p) $l=6$

Fig. 4 Intensity distribution of tightly focused partially coherent radially polarized RPEPV beams with different topological charges l at $M=7$ and $\delta=5.0$ mm. (a)~(d) $l=3$; (e)~(h) $l=4$; (i)~(l) $l=5$; (m)~(p) $l=6$

的偏振度 (P) 分布。图 7 给出了当光束阶数为 $M=7$ 时, 不同相干宽度 δ 下部分相干径向偏振 RPEPV 光束聚焦面上的偏振度分布。从式 (14) 可以看出, 部分相干径向偏振 RPEPV 光束在源平面上的偏振度为 1 且均匀分布。然而, 从图 6 和图 7 可以看出, 光束阶数和相干宽度对紧聚焦径向偏振 RPEPV 光束的偏振度都有一定的影响, 偏振度在整个焦平面上呈非均匀分布, 大部分区域偏振度不等于 1。同时, 偏振度分布基本上呈现出两边偏振度高, 中间偏振度低的规律, 这表明紧聚焦的径向偏振多高斯-谢尔模 RPEPV 光束产生了退偏振效应, 并且光斑中间部分的退偏振效应更为明显。因此, 可以通过选择合适的相干宽度和光束阶数值来控制紧聚焦的部分相干径向偏振 RPEPV 光束的偏振特性。

图 8 和图 9 分别给出了不同光束阶数 M 和相干宽度 δ 下部分相干径向偏振 RPEPV 光束各分量在聚焦面上的相干度分布。可以看出: 紧聚焦光束的任意两个分量之间都是部分相干的, 这表明紧聚焦会降低三个正交电场分量中任意两个分量之间的相干性; 当 M 不同时, x 分量和 y 分量间的相干度分布较为复杂, 对其他分量间的相干度分布影响不是很大; 当相干宽度

δ 较小时, 各分量之间的相干度分布较为复杂, 而当相干宽度较大时, 焦区各分量之间的相干度分布较为集中。光束阶数和相干宽度对相干度影响可能是受到入射光束的特殊相关函数的影响, 控制相关函数的结构可以确定紧聚焦径向偏振部分相干光束的横向场分布和纵向场分布。文献 [24] 表明随着多高斯关联的级数 M 的增加, 多高斯关联结构对光束在横向方向上聚焦能力的影响比在纵向方向上更强。图 8 和图 9 表明, 选择合适的初始相干宽度和光束阶数可以控制紧聚焦部分相干径向偏振 RPEPV 光束的相干特性。

5 结 论

运用 Richards-Wolf 矢量衍射积分理论研究了部分相干径向偏振 RPEPV 光束通过高数值孔径物镜后的紧聚焦特性, 建立了径向偏振多高斯-谢尔模 RPEPV 光束的理论模型, 推导了光束在焦平面的交叉谱密度函数, 并通过数值计算分析了聚焦场的光斑强度、相干度和偏振度的分布特点。研究结果表明, 改变拓扑荷数 l 、幂指数 n 、相干宽度 δ 和光束阶数 M 可以获得包括高斯状、平顶状和多边形在内的多种形状的焦斑分布, 相关结果在光学操纵和激光制造领域中有潜

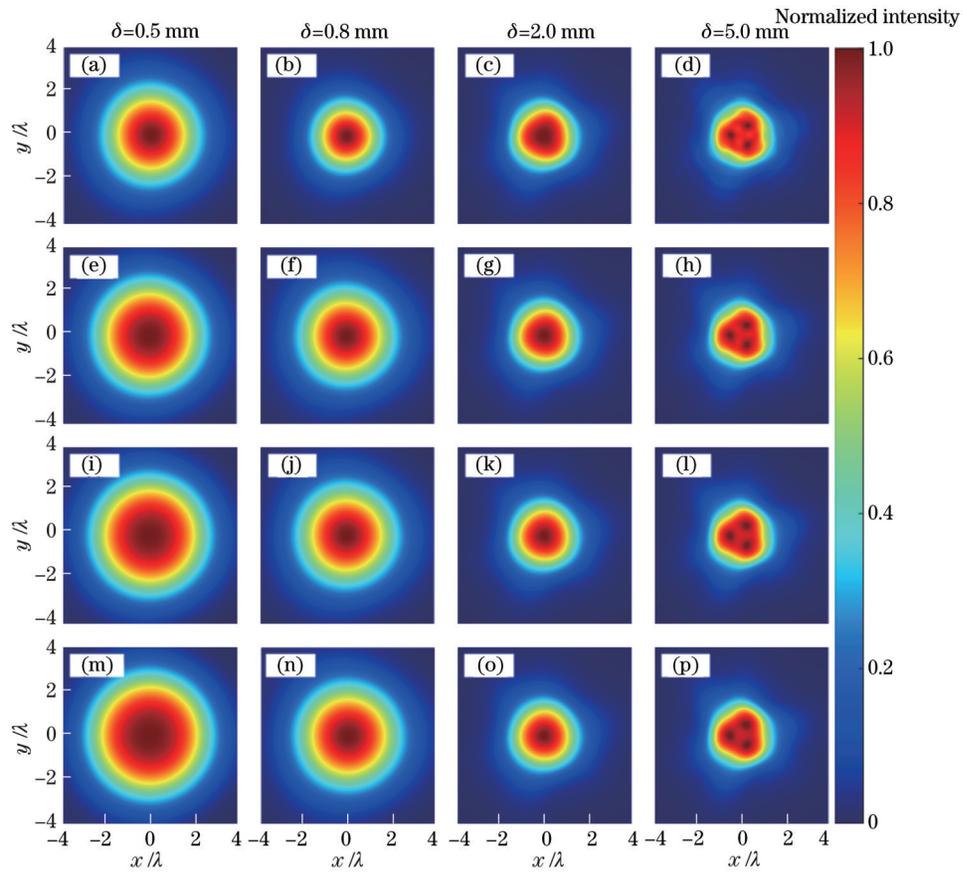


图 5 当 $l=3, n=2$ 时,不同光束阶数 M 下部分相干径向偏振 RPEPV 光束聚焦的强度分布。(a)~(d) $M=2$; (e)~(h) $M=5$; (i)~(l) $M=7$; (m)~(p) $M=10$

Fig. 5 Intensity distribution of tightly focused partially coherent radially polarized RPEPV beams with different beam indexes M at $l=3$ and $n=2$. (a)-(d) $M=2$; (e)-(h) $M=5$; (i)-(l) $M=7$; (m)-(p) $M=10$

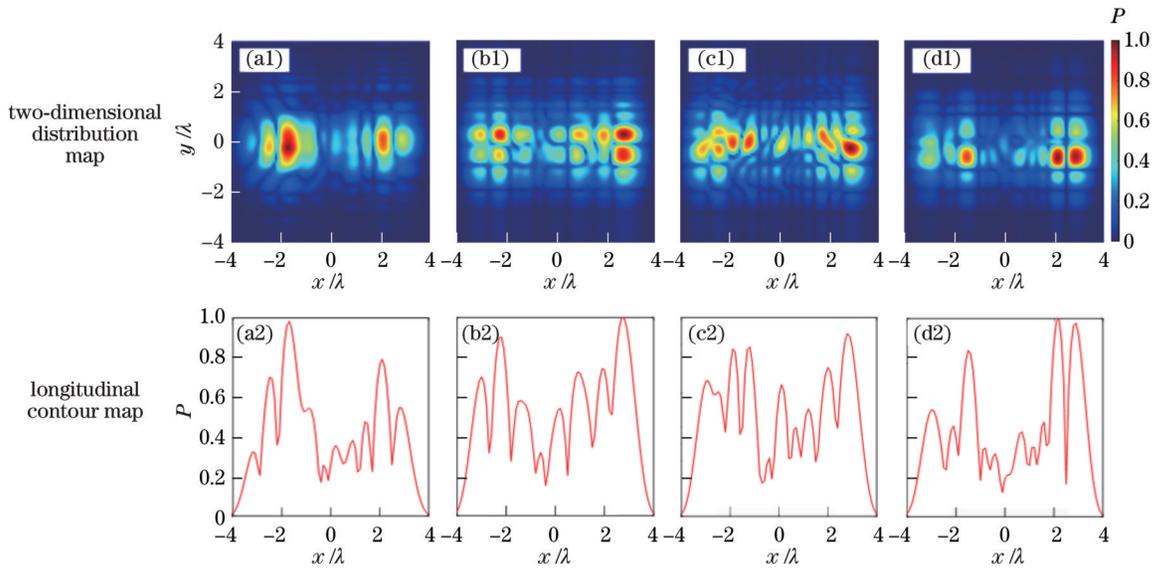


图 6 当 $\delta=0.5 \text{ mm}$ 时,不同光束阶数 M 下部分相干径向偏振 RPEPV 光束聚焦面上的偏振度分布。(a1)(a2) $M=2$; (b1)(b2) $M=5$; (c1)(c2) $M=7$; (d1)(d2) $M=10$

Fig. 6 Polarization degree distribution on focal plane of partially coherent radially polarized RPEPV beams with different beam orders M at $\delta=0.5 \text{ mm}$. (a1)(a2) $M=2$; (b1)(b2) $M=5$; (c1)(c2) $M=7$; (d1)(d2) $M=10$

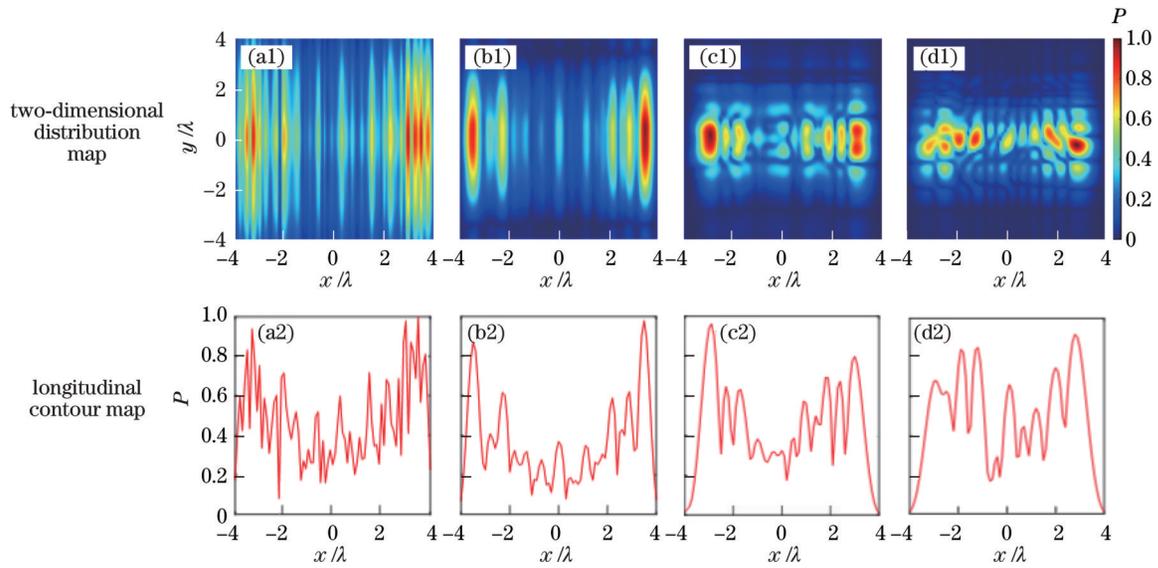


图 7 当 $M=7$ 时,不同相干宽度 δ 下部分相干径向偏振 RPEPV 光束聚焦面上的偏振度分布。(a1)(a2) $\delta=5.0$ mm;(b1)(b2) $\delta=2.0$ mm;(c1)(c2) $\delta=0.8$ mm;(d1)(d2) $\delta=0.5$ mm

Fig. 7 Polarization degree distribution on focal plane of partially coherent radially polarized RPEPV beams with different coherence widths δ at $M=7$. (a1)(a2) $\delta=5.0$ mm; (b1)(b2) $\delta=2.0$ mm; (c1)(c2) $\delta=0.8$ mm; (d1)(d2) $\delta=0.5$ mm

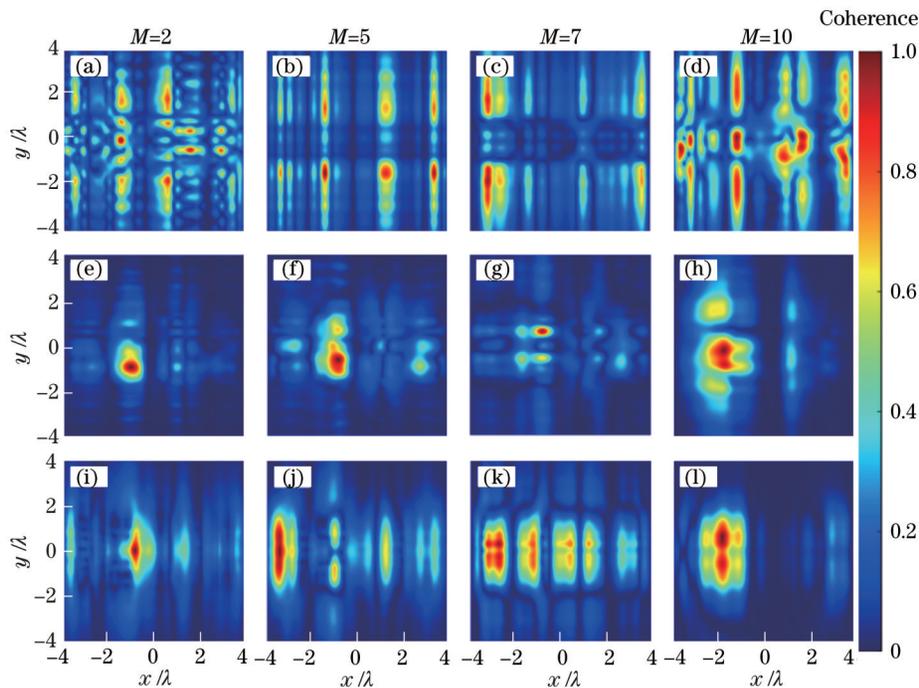


图 8 当 $\delta=5.0$ mm 时,部分相干径向偏振 RPEPV 光束聚焦面上不同分量间相干度的分布。(a)~(d) $|\mu_{xy}|$;(e)~(h) $|\mu_{xz}|$;(i)~(l) $|\mu_{yz}|$

Fig. 8 Distribution of coherence between different components on focal plane of partially polarized radially coherent RPEPV beam at $\delta=5.0$ mm. (a)~(d) $|\mu_{xy}|$;(e)~(h) $|\mu_{xz}|$;(i)~(l) $|\mu_{yz}|$

在应用。后续,将开展进一步的研究工作,采用空间光调制器和径向偏振转换器产生径向偏振 RPEPV 光束,并通过加载随机相位图的方法对相干性进行调控。

然后,测量光束的归一化四阶相关函数,以定量地测量分析部分相干光束的相干性,并实验研究部分相干径向偏振 RPEPV 光束的紧聚焦特性。

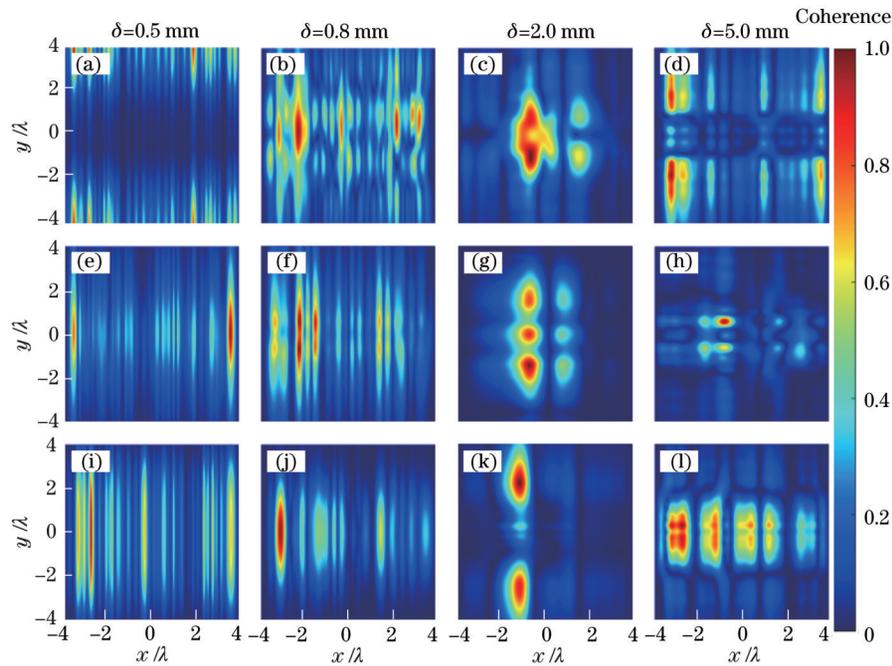


图 9 当 $M=5$ 时,部分相干径向偏振 RPEPV 光束聚焦面上不同分量间相干度的分布。(a)~(d) $|\mu_{xy}|$; (e)~(h) $|\mu_{xz}|$; (i)~(l) $|\mu_{yz}|$
 Fig. 9 Distribution of coherence between different components on focal plane of partially polarized radially coherent RPEPV beam at $M=5$. (a)-(d) $|\mu_{xy}|$; (e)-(h) $|\mu_{xz}|$; (i)-(l) $|\mu_{yz}|$

参 考 文 献

- [1] Li P, Liu S, Peng T, et al. Spiral autofocusing Airy beams carrying power-exponent-phase vortices[J]. Optics Express, 2014, 22(7): 7598-7606.
- [2] Lao G M, Zhang Z H, Zhao D M. Propagation of the power-exponent-phase vortex beam in paraxial ABCD system[J]. Optics Express, 2016, 24(16): 18082-18094.
- [3] Fan C J, Liu Y X, Wang X Y, et al. Trapping two types of particles by using a tightly focused radially polarized power-exponent-phase vortex beam[J]. Journal of the Optical Society of America A, 2018, 35(6): 903-907.
- [4] 党锦超, 樊承锦, 李浩然, 等. 径向偏振高次方指数涡旋光束的紧聚焦特性[J]. 光电子·激光, 2018, 29(4): 453-458.
 Dang J C, Fan C J, Li H R, et al. Tight focusing of radially polarized power-exponent-phase vortex beam[J]. Journal of Optoelectronics·Laser, 2018, 29(4): 453-458.
- [5] 陈康, 马志远, 张明明, 等. 部分相干幂指数相位涡旋光束的传输特性研究[J]. 物理学报, 2022, 71(1): 014203.
 Chen K, Ma Z Y, Zhang M M, et al. Propagation properties of partially coherent power-exponent-phase vortex beam[J]. Acta Physica Sinica, 2022, 71(1): 014203.
- [6] Zhou G Q, Zhou Y M, Ji Z Y, et al. Hollow Gaussian beams with the power-exponent-phase vortex[J]. Journal of Modern Optics, 2018, 65(19): 2186-2194.
- [7] Xu Y Q, Zhou Y M, Chen R P, et al. Circular Lorentz-Gauss beams with the power-exponent-phase vortex[J]. Laser Physics, 2020, 30(2): 025002.
- [8] 马志远, 陈康, 张明明, 等. 拉盖尔-高斯幂指数相位涡旋光束传输特性[J]. 光学学报, 2022, 42(5): 0526001.
 Ma Z Y, Chen K, Zhang M M, et al. Propagation characteristics of Laguerre-Gaussian power-exponent-phase-vortex beams[J]. Acta Optica Sinica, 2022, 42(5): 0526001.
- [9] Pei Z H, Huang S J, Chen Y, et al. Comparison of microparticle manipulating characteristics of canonical vortex beam and power-exponent-phase vortex beam[J]. Journal of Modern Optics, 2021, 68(4): 224-232.
- [10] Shen D H, Wang K, Zhao D M. Generation and propagation of a new kind of power-exponent-phase vortex beam[J]. Optics Express, 2019, 27(17): 24642-24653.
- [11] 赖松陶, 兰燕平, 毛红行, 等. 环形阵列艾里涡旋光束的自聚焦特性[J]. 中国激光, 2019, 46(4): 0405002.
 Lai S T, Lan Y P, Mao H X, et al. Self-focusing characteristics of circular array airy vortex beams[J]. Chinese Journal of Lasers, 2019, 46(4): 0405002.
- [12] Chen K, Ma Z Y, Zhang M M, et al. The tight-focusing properties of radially polarized symmetrical power-exponent-phase vortex beam[J]. Journal of Optics, 2022, 24(5): 055602.
- [13] Zhang H, Lu X Y, Wang Z Y, et al. Generation and propagation of partially coherent power-exponent-phase vortex beam[J]. Frontiers in Physics, 2021, 9: 781688.
- [14] Wolf E. Introduction to the theory of coherence and polarization of light[M]. Cambridge: Cambridge University Press, 2007.
- [15] 朱洁, 唐慧琴, 李晓利. 具有余弦-洛伦兹关联结构函数部分相干高斯光束的聚焦性质[J]. 光学学报, 2017, 37(11): 1126001.
 Zhu J, Tang H Q, Li X L. Focusing properties of

- partially coherent Gaussian beam with cosine-Lorentz correlated structural function[J]. *Acta Optica Sinica*, 2017, 37(11): 1126001.
- [16] Shirai T, Dogariu A, Wolf E. Mode analysis of spreading of partially coherent beams propagating through atmospheric turbulence[J]. *Journal of the Optical Society of America A*, 2003, 20(6): 1094-1102.
- [17] 王铭误, 元秀华, 李军, 等. 径向部分相干光束在各向异性非 Kolmogorov 湍流中的传输[J]. *光学学报*, 2018, 38(3): 0306003.
Wang M H, Yuan X H, Li J, et al. Propagation of radial partially coherent beams in anisotropic non-Kolmogorov turbulence[J]. *Acta Optica Sinica*, 2018, 38(3): 0306003.
- [18] Xu H F, Zhang W J, Qu J, et al. Optical trapping Rayleigh dielectric particles with focused partially coherent dark hollow beams[J]. *Journal of Modern Optics*, 2015, 62(21): 1839-1848.
- [19] Zuo W, Han Y S, Zhou Z L, et al. Optical trapping force on two types of particles with a focused partially coherent Lommel-Gaussian beam[J]. *Results in Physics*, 2022, 32: 105076.
- [20] Zhang J F, Wang Z Y, Cheng B, et al. Atom cooling by partially spatially coherent lasers[J]. *Physical Review A*, 2013, 88(2): 023416.
- [21] Cai Y J, Peschel U. Second-harmonic generation by an astigmatic partially coherent beam[J]. *Optics Express*, 2007, 15(23): 15480-15492.
- [22] Chen X Z, Huang L L, Mühlenbernd H, et al. Dual-polarity plasmonic metalens for visible light[J]. *Nature Communications*, 2012, 3: 1198.
- [23] 曾军, 陈亚红, 刘显龙, 等. 部分相干涡旋光束研究进展[J]. *光学学报*, 2019, 39(1): 0126004.
Zeng J, Chen Y H, Liu X L, et al. Research progress on partially coherent vortex beams[J]. *Acta Optica Sinica*, 2019, 39(1): 0126004.
- [24] Ping C C, Liang C H, Wang F, et al. Radially polarized multi-Gaussian Schell-model beam and its tight focusing properties[J]. *Optics Express*, 2017, 25(26): 32475-32490.
- [25] Korotkova O, Sahin S, Shchepakina E. Multi-Gaussian Schell-model beams[J]. *Journal of the Optical Society of America A*, 2012, 29(10): 2159-2164.
- [26] Zeng J, Liang C H, Wang H Y, et al. Partially coherent radially polarized fractional vortex beam[J]. *Optics Express*, 2020, 28(8): 11493-11513.
- [27] 郭沈言, 崔志伟, 王举, 等. 紧聚焦涡旋光束的局域光学手性分析[J]. *光子学报*, 2021, 50(10): 1026002.
Guo S Y, Cui Z W, Wang J, et al. Local optical chirality-analysis of tightly focused vortex beams[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2021, 50(10): 1026002.
- [28] Liang C H, Zhao C C, Zhao C L, et al. Degree of polarization of a tightly focused, partially coherent anomalous hollow beam[J]. *Journal of the Optical Society of America A*, 2014, 31(12): 2753-2758.
- [29] Dong Y, Cai Y J, Zhao C C. Degree of polarization of a tightly focused partially coherent dark hollow beam[J]. *Applied Physics B*, 2011, 105(2): 405-414.
- [30] Wang F, Liang C H, Yuan Y S, et al. Generalized multi-Gaussian correlated Schell-model beam: from theory to experiment[J]. *Optics Express*, 2014, 22(19): 23456-23464.