

大气湍流中部分相干径向偏振光束的光斑及偏振度研究

陈顺意 丁攀峰* 蒲继雄

华侨大学信息科学与工程学院&福建省光传输与变换重点实验室, 福建 厦门 361021

摘要 基于广义惠更斯理论及相干偏振统一理论,研究部分相干径向偏振光束在大气湍流中传输时,光源波长对光强分布,相干性、湍流强度、光斑尺寸及光源波长对偏振度(DOP)分布的影响。理论推导与数值模拟发现:部分相干径向偏振光束在大气湍流中传输时,光强分布受光源波长的影响明显,随着传输距离的增大,光强逐渐由空心分布演化为实心分布。光强完成这一演化所需的传输距离与光源波长有关,光源波长的减小,会造成光强由空心分布演化为实心分布所需的传输距离增大。另一方面,光束DOP分布也与相干性、大气湍流强度、光斑尺寸及光源波长相关,在确定的传输距离处,光源相干性越高、大气湍流越弱、光斑尺寸越大及光源波长越短,DOP随半径变化的曲线斜率也越大。随着光束传输距离的增加,这种趋势会逐渐突现。

关键词 大气光学; 偏振度特性; 广义惠更斯理论; 部分相干径向偏振光束

中图分类号 O436.1

文献标识码 A

doi: 10.3788/LOP52.090101

Research on Beam and Degree of Polarization of Partially Coherent Radially Polarized Beam in Turbulent Atmosphere

Chen ShunYi Ding Panfeng Pu Jixiong

College of Information Science and Engineering, Huaqiao University, Xiamen, Fujian 361021, China

Abstract Based on the theory of generalized Huygens theory and the unified theory of coherence and polarization, distribution of the intensity of partially coherent radially polarized beams influenced by source wavelength, and degree of polarization (DOP) influenced by coherence, atmosphere turbulence intensity, spot size and source wavelength, are investigated while propagating in turbulent atmosphere. It is shown that while the partially coherent radially polarized beams propagate in turbulent atmosphere, the distribution of intensity is affected by source wavelength obviously. With the increase of propagation distance, the doughnut beam spot of the partially coherent radially polarized beam becomes a solid beam, which is related to source wavelength. The shorter the source wavelength is, the longer distance the partially coherent radially polarized beam propagates to form a solid beam shape. In addition, distribution of DOP is also affected by coherence, atmosphere turbulence intensity, spot size and source wavelength. At a certain propagation distance, the rate of DOP with radius increases with the larger original coherence, the weaker atmosphere turbulence intensity, the bigger spot size and the shorter source wavelength. Such tendency becomes more obvious with longer propagation distance.

Key words atmospheric optics; properties of degree of polarization; generalized Huygens theory; partially coherent radially polarized beam

OCIS codes 010.1300; 010.1320; 030.1640; 260.1960

1 引言

由于激光技术在光通信领域的重要应用,近年来,激光光束在大气湍流中的传输也受到较多研究者的关注。高斯-谢尔模光束在大气湍流中传输时光谱会发生改变,产生发散特性^[1],同时大气湍流的折射率、接

收稿日期: 2015-03-25; 收到修改稿日期: 2015-04-05; 网络出版日期: 2015-08-12

基金项目: 国家自然科学基金(61307001, 61178015)、福建省自然科学基金(2013J05094, 2014J05007)

作者简介: 陈顺意(1990—),女,硕士研究生,主要从事矢量光束的传输方面的研究。E-mail: 423877680@qq.com

导师简介: 丁攀峰(1980—),男,博士,副教授,主要从事光束传输方面的研究。E-mail: dingpanfeng@163.com(通信联系人)

收位置以及高斯-谢尔模光束的空间相干长度都会对光束造成影响^[2]。不同对称形式的平顶光束及空心光束在大气湍流中传输时,其传输特性也会受到影响^[3-4];此外,各向异性高斯-谢尔模光束在大气湍流中传输时谱偏振度会发生变化^[5]。现实生活中,部分相干光束的存在具有普遍性,理论和实验都证明了在相同条件的大气湍流下,部分相干光束在传播过程中比完全相干光束更具优势^[6-7]。部分相干特性与双曲正弦-高斯光束结合的研究表明,当光束的相干长度较小、阶数较高时,大气湍流对光束的发散特性影响不大^[8]。而部分相干特性与厄米-双曲余弦-高斯光束结合的研究表明,当部分相干厄米-双曲余弦-高斯光束具有小的相干长度和光束参数、以及较大的阶数时,大气湍流对光束的传输特性影响较小^[9]。部分相干特性与平顶光束结合,具有相干的部分相干平顶光束在大气湍流中传输时,偏振度具有一定变化规律^[10]。径向偏振光束是一种偏振具有轴对称性质的光束,自1972年日本学者 Mushiake 等^[11]在实验中得到径向偏振光束以来,后人又发现径向偏振光所具有独特的聚焦特性,在光存储、粒子加速、金属切割及提高光显微分辨率上具有巨大的潜在应用价值^[12-15]。本文将部分相干特性与径向偏振光束结合,研究部分相干径向偏振光束在大气湍流中的传输,分析相干度高低对于光强分布及偏振度(POD)的影响。

2 理论分析

假设空间中 z 为光传输方向,部分相干径向偏振光束在 $z=0$ 平面入射,随后沿近 z 轴方向传输至 $z>0$ 平面即大气湍流空间,定义 $z=0$ 平面为源平面, \mathbf{r} 为源平面上的横向位置矢量, ρ 为传输距离 z 后观测平面上的横向位置矢量,具体如图 1 所示。

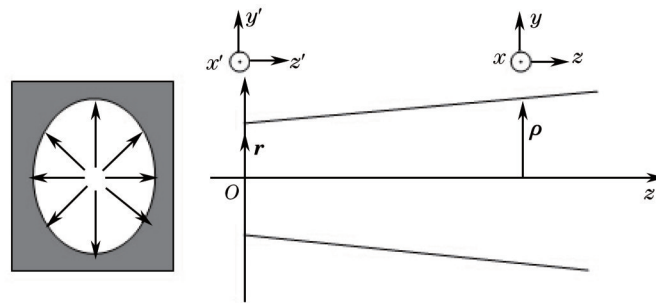


图 1 部分相干径向偏振光束在大气湍流中传输示意图

Fig.1 Propagation illustration of partially coherent radially polarized beam in turbulent atmosphere

一般用 2×2 交叉谱密度矩阵来表征部分相干径向偏振光束在 z 为常数(常数大于 0)平面上的两点 (ρ_1, z) 、 (ρ_2, z) 间的相关特性,具体表示为^[16]:

$$W^{(0)}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \omega) = \begin{bmatrix} W_{xx}^{(0)}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \omega) & W_{xy}^{(0)}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \omega) \\ W_{yx}^{(0)}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \omega) & W_{yy}^{(0)}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \omega) \end{bmatrix}, \quad (1)$$

其中矩阵元表示为:

$$W_{ij}^{(0)}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \omega) = \langle E_i^*(\mathbf{r}_1, \omega) E_j(\mathbf{r}_2, \omega) \rangle, \quad i, j = x, y, \quad (2)$$

式中 $E_i(\mathbf{r}, \omega)$ 代表源场 \mathbf{r} 处,角频率为 ω 的 i 方向的平均场分量,角括号 $\langle \rangle$ 代表系综平均。

不失一般性,设源平面上部分相干径向偏振光束为高斯-谢尔模型光束,其统计平均振幅表示为:

$$E(\mathbf{r}) = \frac{r}{w} \exp\left(-\frac{r^2}{w}\right), \quad (3)$$

式中 w 为光束的光斑尺寸。其横向相干度为^[17]

$$\mu_{ij}^{(0)}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \exp\left[-\frac{(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)^2}{\delta^2}\right], \quad i, j = x, y, \quad (4)$$

其中 δ 为相干长度,由于部分相干径向偏振光束电场的 x, y 分量互易,因此 $\delta_{xx} = \delta_{yy} = \delta_{xy} = \delta_{yx} = \delta$ 。

理论分析中,将相关方程建立在直角坐标系下,用 x', y' 表征源平面上横向位置矢量 \mathbf{r} , x, y 表征观测平面上的横向位置矢量 ρ 。那么在源场处 x, y 方向分量的统计振幅表示为:

$$\begin{cases} E_x(x', y') = \frac{x'}{w} \exp\left(-\frac{x'^2 + y'^2}{w^2}\right) \\ E_y(x', y') = \frac{y'}{w} \exp\left(-\frac{x'^2 + y'^2}{w^2}\right) \end{cases}, \quad (5)$$

将(4)、(5)式代入(2)式可得源平面处的交叉谱密度矩阵元:

$$\begin{cases} W_{xx}^{(0)}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \frac{x'_1 x'_2}{w^2} \exp\left(-\frac{\mathbf{r}_1^2 + \mathbf{r}_2^2}{w^2}\right) \exp\left(-\frac{x_1'^2 + y_1'^2 + x_2'^2 + y_2'^2 - 2x_1'x_2' - 2y_1'y_2'}{\delta^2}\right) \\ W_{xy}^{(0)}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \frac{x'_1 y'_2}{w^2} \exp\left(-\frac{\mathbf{r}_1^2 + \mathbf{r}_2^2}{w^2}\right) \exp\left(-\frac{x_1'^2 + y_1'^2 + x_2'^2 + y_2'^2 - 2x_1'x_2' - 2y_1'y_2'}{\delta^2}\right) \\ W_{yx}^{(0)}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \frac{y'_1 x'_2}{w^2} \exp\left(-\frac{\mathbf{r}_1^2 + \mathbf{r}_2^2}{w^2}\right) \exp\left(-\frac{x_1'^2 + y_1'^2 + x_2'^2 + y_2'^2 - 2x_1'x_2' - 2y_1'y_2'}{\delta^2}\right) \\ W_{yy}^{(0)}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \frac{y'_1 y'_2}{w^2} \exp\left(-\frac{\mathbf{r}_1^2 + \mathbf{r}_2^2}{w^2}\right) \exp\left(-\frac{x_1'^2 + y_1'^2 + x_2'^2 + y_2'^2 - 2x_1'x_2' - 2y_1'y_2'}{\delta^2}\right) \end{cases}, \quad (6)$$

其中 $\mathbf{r}_1^2 = x_1'^2 + y_1'^2, \mathbf{r}_2^2 = x_2'^2 + y_2'^2$, 根据广义惠更斯-菲涅耳原理, 可得到部分相干径向偏振光束在大气湍流中传输一段距离后接收平面上的交叉谱密度矩阵元^[18]:

$$\begin{aligned} W_{ij}(x_1, y_1, x_2, y_2, z) &= \left(\frac{k}{2\pi z}\right)^2 \iint \iint dx'_1 dy'_1 dx'_2 dy'_2 W_{ij}^{(0)}(x'_1, y'_1, x'_2, y'_2, z=0) \times \\ &\quad \exp\left\{-\frac{ik}{2z}\left[(x_1 - x'_1)^2 + (y_1 - y'_1)^2\right]\right\} \exp\left\{-\frac{ik}{2z}\left[(x_2 - x'_2)^2 + (y_2 - y'_2)^2\right]\right\} \times, \\ &\quad \left\langle \exp\left[\psi^*(x_1, y_1, x'_1, y'_1, z) + \psi^*(x_2, y_2, x'_2, y'_2, z)\right] \right\rangle_{\text{at}}, \quad i, j = x, y \end{aligned} \quad (7)$$

式中 $k = 2\pi/\lambda$ 为入射光束的波数, λ 为入射光束波长。 $\langle \cdot \rangle_{\text{at}}$ 表示大气湍流介质的统计平均值, 大气湍流的模型为 Kolmogorov 模型^[19]:

$$\left\langle \exp\left[\psi^*(x_1, y_1, x'_1, y'_1, z) + \psi^*(x_2, y_2, x'_2, y'_2, z)\right] \right\rangle_{\text{at}} \approx \exp\left[-\frac{(x'_1 - x'_2)^2 + (y'_1 - y'_2)^2}{\rho_0^2(z)}\right], \quad (8)$$

$$\rho_0(z) = (0.545 C_n^2 k^2 z)^{-3/5}, \quad (9)$$

(8)、(9)式中, ρ_0 表示电磁波在大气湍流中传输时的空间相干性半径, C_n^2 是表征大气湍流强弱的折射率结构常数^[20]。

将(8)、(9)式代入(7)式, 通过冗长的积分计算及简化, 可得观测平面上的交叉谱密度矩阵元为:

$$\begin{cases} W_{xx}(x_1, y_1, x_2, y_2, z) = C' \times \frac{2}{\Omega^2} \times \left[\frac{\pi}{2\gamma^4} + \left(\frac{p}{2\gamma^2} + \frac{ik\Omega^2 x_1}{2z} \right) \frac{p}{2\gamma^2} \times \frac{\pi}{\gamma^2} \right] \\ W_{xy}(x_1, y_1, x_2, y_2, z) = C' \times \frac{2}{\Omega^2} \times \left(\frac{p}{2\gamma^2} + \frac{ik\Omega^2 x_1}{2z} \right) \frac{q}{2\gamma^2} \times \frac{\pi}{\gamma^2} \\ W_{yx}(x_1, y_1, x_2, y_2, z) = C' \times \frac{2}{\Omega^2} \times \left(\frac{q}{2\gamma^2} + \frac{ik\Omega^2 y_1}{2z} \right) \frac{p}{2\gamma^2} \times \frac{\pi}{\gamma^2} \\ W_{yy}(x_1, y_1, x_2, y_2, z) = C' \times \frac{2}{\Omega^2} \times \left[\frac{\pi}{2\gamma^4} + \left(\frac{q}{2\gamma^2} + \frac{ik\Omega^2 y_1}{2z} \right) \frac{q}{2\gamma^2} \times \frac{\pi}{\gamma^2} \right] \\ C' = \frac{\pi}{2\alpha^4} C_0 \exp\left[-\frac{k^2(x_1^2 + y_1^2)}{4z^2\alpha^2} + \frac{p^2 + q^2}{4\gamma^2}\right] \end{cases}, \quad (10)$$

其中

$$\begin{cases} \frac{1}{\Omega^2} = \frac{1}{\delta^2} + \frac{1}{\rho_0^2(z)}, C_0 = \frac{1}{w^2} \left(\frac{k}{2\pi z} \right)^2 \exp\left[\frac{-ik}{2z} (x_1^2 + y_1^2 - x_2^2 - y_2^2) \right] \\ \alpha^2 = \frac{1}{w^2} + \frac{1}{\Omega^2} + \frac{ik}{2z}, \beta^2 = \frac{1}{w^2} + \frac{1}{\Omega^2} - \frac{ik}{2z}, \gamma^2 = \beta^2 - \frac{1}{\alpha^2 \Omega^4} \\ p = i \frac{k}{z} \left(\frac{1}{\alpha^2 \Omega^2} x_1 - x_2 \right), q = i \frac{k}{z} \left(\frac{1}{\alpha^2 \Omega^2} y_1 - y_2 \right) \end{cases}. \quad (11)$$

光束传输一段距离后的光强分布及偏振度分布,可用传输相同距离后的交叉谱密度矩阵表示^[21]:

$$\begin{cases} I = \text{Tr } \vec{W}(\mathbf{r}, \mathbf{r}) \\ P(\mathbf{r}) = \sqrt{1 - \frac{4\text{Det } \vec{W}(\mathbf{r}, \mathbf{r})}{[\text{Tr } \vec{W}(\mathbf{r}, \mathbf{r})]^2}} \end{cases}, \quad (12)$$

式中 Tr 表示矩阵的迹, Det 代表矩阵的行列式。令(10)、(11)式中的 $x_1=x_2=x$ 、 $y_1=y_2=y$ 并带入(12)式,可得光强及偏振度关于 r 的分布表达式:

$$I = W_{xx}(x, y, x, y, z) + W_{yy}(x, y, x, y, z) = -\frac{\left\{ k^4 \delta^8 \rho_0^8 \rho^2 [\delta^2 (\alpha^2 \rho_0^2 - 1) - \rho_0^2] [\delta^2 (\beta^2 \rho_0^2 - 1) - \rho_0^2] + \right.}{16w^2 z^4 [2\delta^2 \rho_0^2 + \rho_0^4 + \delta^4 (1 - \alpha^2 \beta^2 \rho_0^4)]^3} \times \left. \left\{ 4k^2 \delta^6 \rho_0^6 z^2 (\delta^2 + \rho_0^2) [\delta^4 (\alpha^2 \beta^2 \rho_0^4 - 1) - 2\delta^2 \rho_0^2 - \rho_0^4] \right\} \right\}}{16w^2 z^4 [2\delta^2 \rho_0^2 + \rho_0^4 + \delta^4 (1 - \alpha^2 \beta^2 \rho_0^4)]^3}, \quad (13)$$

$$\exp \left\{ -\frac{k^2 \rho^2}{4z^2} \left[\frac{\delta^4 \rho_0^2 (\beta^2 \rho_0^2 + \alpha^2 \rho_0^2 - 2) - 2\delta^2 \rho_0^4}{\delta^4 (\alpha^2 \beta^2 \rho_0^4 - 1) - \rho_0^4 - 2\delta^2 \rho_0^2} \right] \right\}$$

$$P(x, y, z) = \frac{\sqrt{(W_{xx} - W_{yy})^2 - 4W_{xy}W_{yx}}}{W_{xx} + W_{yy}} = k^2 \rho^2 \delta^2 \rho_0^2 [\delta^2 (1 - \alpha^2 \rho_0^2) + \rho_0^2] [\delta^2 (1 - \beta^2 \rho_0^2) + \rho_0^2] \times \frac{\exp \left\{ \frac{k^2 \rho^2}{4z^2} \left[\frac{\delta^4 \rho_0^2 (\beta^2 \rho_0^2 + \alpha^2 \rho_0^2 - 2) - 2\delta^2 \rho_0^4}{\delta^4 (\alpha^2 \beta^2 \rho_0^4 - 1) - \rho_0^4 - 2\delta^2 \rho_0^2} \right] \right\}}{\left\{ k^2 \delta^2 \rho_0^2 \rho^2 [\delta^2 (\alpha^2 \rho_0^2 - 1) - \rho_0^2] [\delta^2 (\beta^2 \rho_0^2 - 1) - \rho_0^2] + \right.} \times \sqrt{\exp \left\{ -\frac{k^2 \rho^2}{4z^2} \left[\frac{\delta^4 \rho_0^2 (\beta^2 \rho_0^2 + \alpha^2 \rho_0^2 - 2) - 2\delta^2 \rho_0^4}{\delta^4 (\alpha^2 \beta^2 \rho_0^4 - 1) - \rho_0^4 - 2\delta^2 \rho_0^2} \right] \right\}} \left. \left\{ 4z^2 (\delta^2 + \rho_0^2) [\delta^4 (\alpha^2 \beta^2 \rho_0^4 - 1) - 2\delta^2 \rho_0^2 - \rho_0^4] \right\} \right\}}, \quad (14)$$

以上就是部分相干径向偏振光束在大气湍流中传输一段距离后,光强及偏振度分布的解析表达式。

3 光强及其演变

通过数值计算了解部分相干径向偏振光束在大气中传输时,具体的光斑演变规律。有研究者将部分相干特性与径向偏振光束结合,研究了部分相干径向偏振光束在大气湍流中传输时,湍流强度,相干长度及光斑尺寸对光强分布的影响^[22],为丰富研究内容,本文主要探讨光源波长对光强分布的影响。所选参数分别为:相干长度 $\delta = w$,大气湍流强度 $C_n^2 = 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$,光斑尺寸 $w = 20 \text{ mm}$ 。

下文通过计算不同 λ 下,部分相干径向偏振光束在大气湍流中传输时的光强分布,来研究光源波长对光强分布的影响。

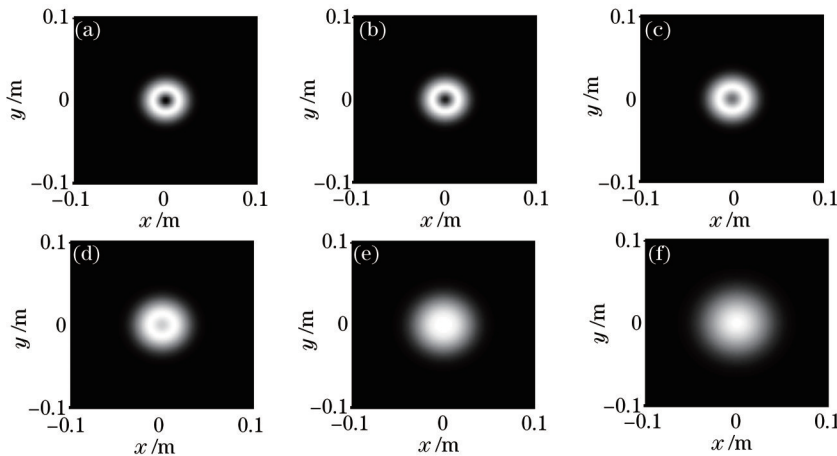


图2 部分相干径向偏振光束在大气湍流中传输不同距离处的光斑图 ($w=20 \text{ mm}$, $\lambda=532 \text{ nm}$)。

(a) $z=100 \text{ m}$; (b) $z=300 \text{ m}$; (c) $z=600 \text{ m}$; (d) $z=900 \text{ m}$; (e) $z=1200 \text{ m}$; (f) $z=1500 \text{ m}$

Fig.2 Plots of intensity distribution of partially coherent radially polarized beam of different propagation lengths ($w=20 \text{ mm}$, $\lambda=532 \text{ nm}$). (a) $z=100 \text{ m}$; (b) $z=300 \text{ m}$; (c) $z=600 \text{ m}$; (d) $z=900 \text{ m}$; (e) $z=1200 \text{ m}$; (f) $z=1500 \text{ m}$

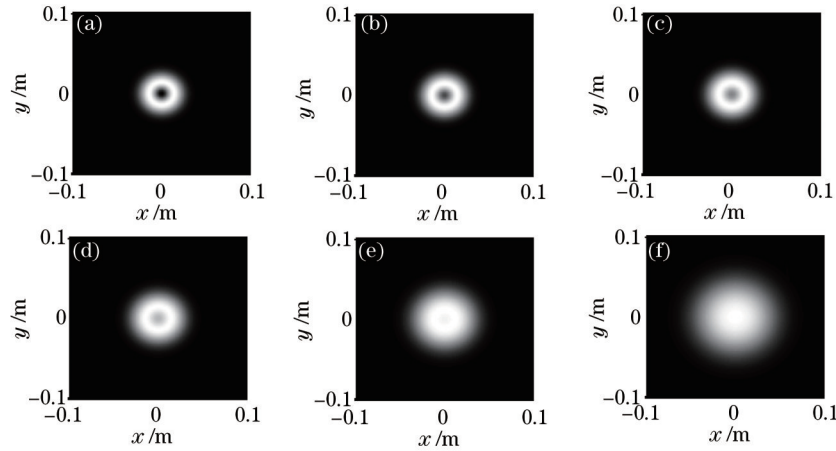


图3 部分相干径向偏振光束在大气湍流中传输不同距离处的光斑图 ($w=20$ mm, $\lambda=1550$ nm)。

(a) $z=10$ m; (b) $z=200$ m; (c) $z=300$ m; (d) $z=400$ m; (e) $z=600$ m; (f) $z=900$ m

Fig.3 Plots of the intensity distribution of partially coherent radially polarized beam of different propagation lengths ($w=20$ mm, $\lambda=1550$ nm). (a) $z=10$ m; (b) $z=200$ m; (c) $z=300$ m; (d) $z=400$ m; (e) $z=600$ m; (f) $z=900$ m

图2、3分别是光源波长分别为532 nm、1550 nm的部分相干径向偏振光束在大气湍流中传输时的光强分布图。对比两图可知,在光源波长较短情况下,如图2所示,部分相干径向偏振光束的传输直至距离为1500 m时才基本完成由空心光束向实心光束的演化;而在光源波长较长的情况下,如图3所示,部分相干径向偏振光束传输至900 m时就已经实现了光束由空心向实心的演变,这一传输距离远小于1500 m。可见,部分相干径向偏振光束在大气湍流中传输时,光源波长的选择也对其传输过程中光斑的演化有重要影响:光源波长越长,部分相干径向偏振光束在其中传输时,由空心光束演化成实心光束所需的传输距离就越短。

4 偏振度的演变

由(14)式可知,部分相干径向偏振光束DOP的分布具有圆对称特性,以下对于部分相干径向偏振光束在大气湍流中传输时DOP演化的研究中,只给出DOP随半径变化的分布曲线。通过对DOP的模拟仿真,研究相干性、大气湍流强度、光斑尺寸及光源波长对于部分相干径向偏振光束在大气湍流中传输时DOP的影响。

4.1 相干性对DOP分布的影响

图4为不同相干长度下、部分相干径向偏振光束在大气湍流中传输不同距离处的DOP分布图。由

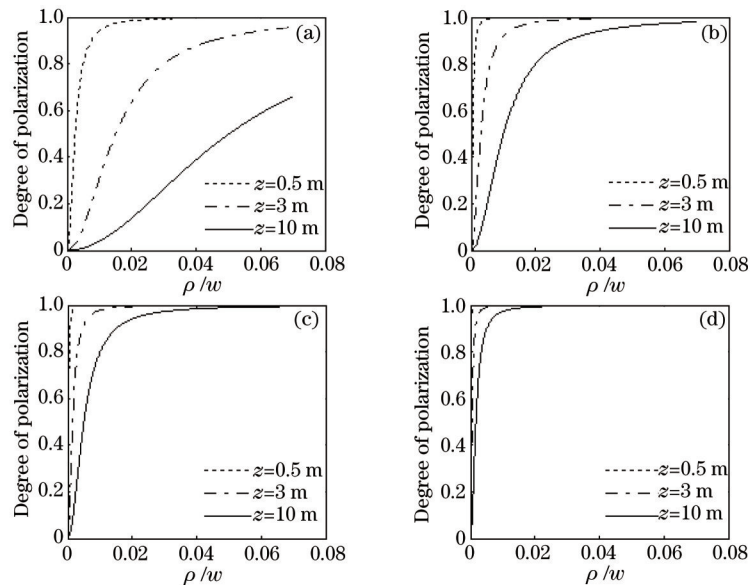


图4 不同相干长度的部分相干径向偏振光束在大气湍流中传输的DOP分布图:其中 $C_n^2=10^{-14}$ m^{-2/3},

$\lambda=632.8$ nm, $w=20$ mm。(a) $\delta=0.1w$; (b) $\delta=0.5w$; (c) $\delta=1w$; (d) $\delta=3w$

Fig.4 Curves of DOP distribution of partially coherent radially polarized beam of different coherent lengths with $C_n^2=10^{-14}$ m^{-2/3}, $\delta=632.8$ nm, $w=20$ mm. (a) $\delta=0.1w$; (b) $\delta=0.5w$; (c) $\delta=1w$; (d) $\delta=3w$

图 4(a)~(d)容易看出其共同点:部分相干径向偏振光束在大气湍流中传输时,无论传输距离为多少,光斑中心点处 DOP 恒为 0,随着半径的增大,DOP 最终趋近于 1;且随着传输距离的增大,DOP 随半径变化的曲线斜率逐渐降低,即 DOP 由 0 趋近于 1 的速率减慢。另一方面,当光源相干长度逐渐增大,即相干性逐渐增强时,传输到一定距离处,DOP 随半径变化的曲线斜率明显增大,即随着半径增大 DOP 由 0 趋近于 1 的增速变快。

4.2 大气湍流对 DOP 分布的影响

为了研究折射率结构常数对 DOP 的影响,计算了几组不同 C_n^2 情况下 DOP 的分布结果,如图 5 所示。

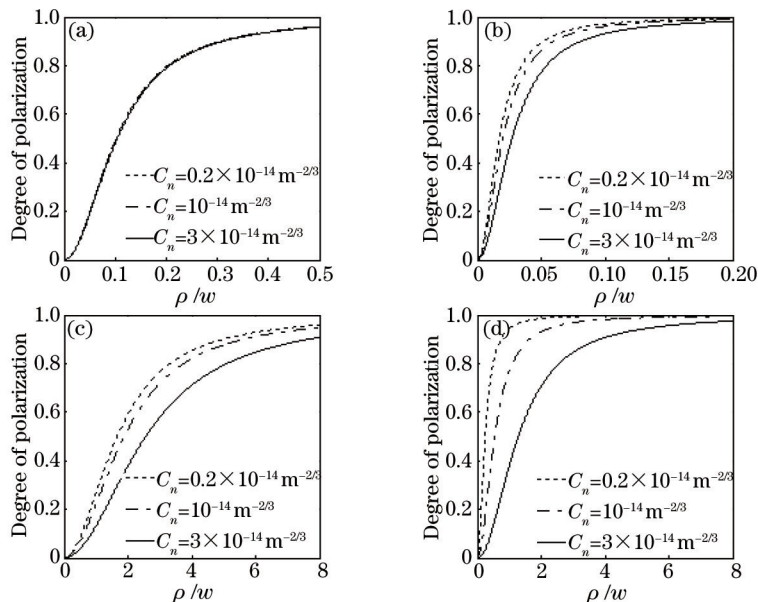


图 5 不同大气湍流强度下部分相干径向偏振光束的 DOP 分布图,其中 $\lambda = 632.8 \text{ nm}$, $w = 20 \text{ mm}$ 。

(a) $\delta = 0.5w$, $z = 100 \text{ m}$; (b) $\delta = 3w$, $z = 100 \text{ m}$; (c) $\delta = 0.5w$, $z = 1000 \text{ m}$; (d) $\delta = 3w$, $z = 1000 \text{ m}$

Fig.5 Curves of DOP distribution of partially coherent radially polarized beam of different coherent lengths with $\lambda = 632.8 \text{ nm}$, $w = 20 \text{ mm}$. (a) $\delta = 0.5w$, $z = 100 \text{ m}$; (b) $\delta = 3w$, $z = 100 \text{ m}$; (c) $\delta = 0.5w$, $z = 1000 \text{ m}$; (d) $\delta = 3w$, $z = 1000 \text{ m}$

由图 5 可知,大气湍流强度改变时,DOP 随半径变化的曲线分布仍遵循中心点 DOP 为 0 值、沿半径方向逐渐趋近于 1 的分布规律。对比图 5(a)与图 5(b)、图 5(c)与图 5(d)可以看出:在相同的传输距离处,当光源相干性较低时,大气湍流的增加,会使得 DOP 随半径分布的曲线斜率有一定程度的降低[图 5(a)中较微弱,不易观察],随着光源相干性的增加,这种影响逐渐加强,当光源相干长度增大到 $\delta = 3w$ 时,大气湍流的增加,已经使得 DOP 随半径分布的曲线斜率的降低非常显著。由此可见,光源相干性越高,大气湍流对 DOP 的影响越明显。另一方面对比图 5(a)与图 5(c)、图 5(b)与图 5(d)可以看出,随着传输距离的增大,大气湍流对 DOP 所产生的这种影响趋势也逐渐被放大。总体来看,光源相干性越高,观测距离越远,大气湍流对 DOP 分布的影响越明显。

4.3 光斑尺寸对 DOP 分布的影响

选取光斑尺寸分别为 $w = 10 \text{ mm}$, $w = 50 \text{ mm}$ 两组参数,计算其在大气湍流中传输时的 DOP 分布曲线,通过对比,分析光斑尺寸对 DOP 分布的影响。

图 6 为不同光斑尺寸下,部分相干径向偏振光束在大气湍流中传输时的 DOP 分布曲线图。对比图 6(a)与图 6(b)、图 6(c)与图 6(d)可以发现,同一大气湍流、传输距离下,图 6(a)中曲线斜率明显小于图 6(b),即光斑尺寸越大,部分相干径向偏振光束 DOP 沿半径由 0 趋近于 1 的速度越快,DOP 的分布均匀性越高。此外,通过对比图 6(a)与图 6(c)、图 6(b)与图 6(d)发现,图 6(a)、(b)中的曲线分布明显比图 6(c)、(d)中的曲线分布集中,这说明随着传输距离的增大,光斑尺寸对 DOP 分布的影响越来越明显。

4.4 光源波长对 DOP 分布的影响

光源波长对于部分相干径向偏振光束在大气湍流中的传输不失为一项重要的影响因素,以下选取波长分别为 532 nm , 1064 nm 进行关于 DOP 的数值计算,对比分析,光源波长对于 DOP 分布的影响。

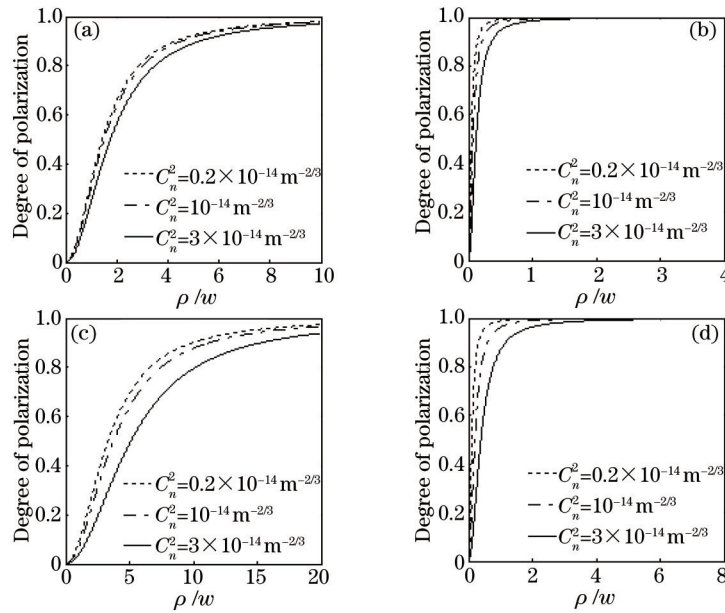


图6 不同光斑尺寸下部分相干径向偏振光束的DOP分布图,其中 $\lambda=632.8\text{ nm}$, $\delta=1w$ 。

(a) $w=10\text{ mm}$, $z=500\text{ m}$; (b) $w=50\text{ mm}$, $z=500\text{ m}$; (c) $w=10\text{ mm}$, $z=1000\text{ m}$; (d) $w=50\text{ mm}$, $z=1000\text{ m}$

Fig.6 Curves of DOP distribution of partially coherent radially polarized beam of different spot sizes with $\lambda=632.8\text{ nm}$,

$\delta=1w$. (a) $w=10\text{ mm}$, $z=500\text{ m}$; (b) $w=50\text{ mm}$, $z=500\text{ m}$; (c) $w=10\text{ mm}$, $z=1000\text{ m}$; (d) $w=50\text{ mm}$, $z=1000\text{ m}$

图7表示不同光源波长下的部分相干径向偏振光束在大气湍流中传输时的DOP分布曲线图,对比图7(a)与图7(b)、图7(c)与图7(d)可知,同一湍流强度和传输距离下,图7(a)曲线斜率大于图7(b)曲线斜率即光源波长越小,DOP沿半径由0趋近于1的速度越快,DOP分布均匀性越高;另一方面比较图7(a)与图7(c)、图7(b)与图7(d)可以发现,图7(a)、(b)中的曲线分布明显比图7(c)、(d)中的曲线分布集中,这说明随着传输距离的增大,光源波长对DOP分布的影响越来越明显。

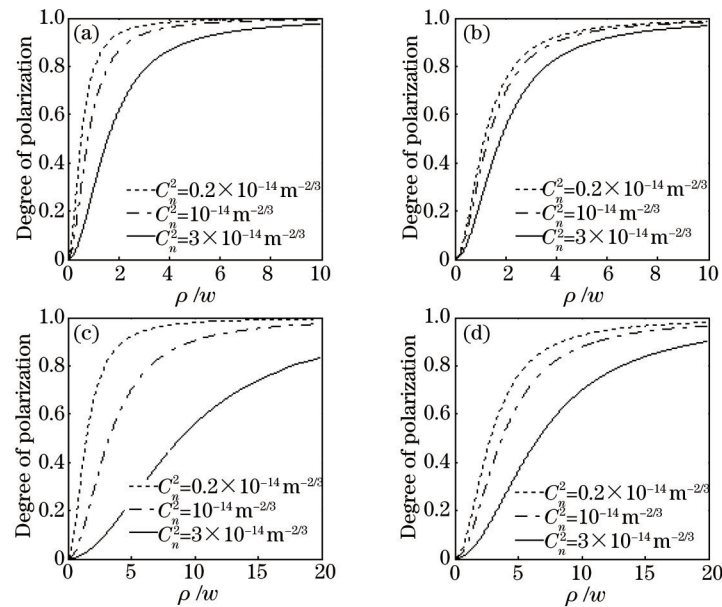


图7 不同光源波长下部分相干径向偏振光束的DOP分布图,其中 $w=20\text{ mm}$, $\delta=1w$ 。

(a) $\lambda=532\text{ nm}$, $z=1000\text{ m}$; (b) $\lambda=1064\text{ nm}$, $z=1000\text{ m}$; (c) $\lambda=532\text{ nm}$, $z=2000\text{ m}$; (d) $\lambda=1064\text{ nm}$, $z=2000\text{ m}$

Fig.7 Curves of DOP distribution of partially coherent radially polarized beam for different source wavelengths with

$w=20\text{ mm}$, $\delta=1w$. (a) $\lambda=532\text{ nm}$, $z=1000\text{ m}$; (b) $\lambda=1064\text{ nm}$, $z=1000\text{ m}$; (c) $\lambda=532\text{ nm}$, $z=2000\text{ m}$; (d) $\lambda=1064\text{ nm}$, $z=2000\text{ m}$

5 结 论

基于 2×2 交叉谱密度矩阵的传输规律及部分相干与偏振的统一理论,研究了部分相干径向偏振光束在大

气湍流传输时,光源波长对于光强分布的影响,以及相干性、大气湍流强度、光斑尺寸及光源波长对DOP分布的影响。研究表明,部分相干径向偏振光束在大气湍流中传输时,会逐渐从空心光束演变为实心光束,而完成这一演变所需的传输距离与光源波长有关,光源波长越长,由空心光束演变为实心光束所需的传输距离越短。另外,部分相干径向偏振光束在大气湍流中传输时,DOP分布遵循光斑中心点为0值、沿半径方向逐渐趋近于1的规律,光束的相干长度、湍流强度、光斑尺寸及光源波长对传输中的DOP分布会产生明显影响:相干长度越大,DOP随半径变化的分布曲线斜率越大;而大气湍流的强弱、光斑尺寸的大小以及光源波长的长短对DOP分布的影响受传输距离限制,传输距离大则影响明显,同时,大气湍流强度越强、光斑尺寸越小及光源波长越长,则DOP随半径变化的曲线斜率越小。以上结论对于部分相干径向偏振光束在大气湍流传输的研究具有指导意义,根据大气湍流强度及相干性对光强及偏振度的影响规律,实际操作中,可以通过选择适当的光源波长,来降低大气湍流强度对于传输光束的影响,并控制光强分布的形状,也可通过设置合适的光束相干性,控制光斑尺寸及筛选光源波长,来获得一定的DOP分布。

参考文献

- 1 Cai Y, He S. Propagation of a partially coherent twisted anisotropic Gaussian-Schell model beam in a turbulent atmosphere[J]. Appl Phys Lett, 2006, 89(4): 041117.
- 2 Ji X L, Zhang E T, Lü B D. Changes in the spectrum of Gaussian-Schell model beams propagating through turbulent atmosphere[J]. Opt Commun, 2006, 259(1): 1-6.
- 3 Cai Y. Propagation of various flat-topped beams in a turbulent atmosphere[J]. J Opt A: Pure Appl Opt, 2006, 8(6): 537-545.
- 4 Cai Y, He S. Propagation of various dark hollow beams in a turbulent atmosphere[J]. Opt Express, 2006, 14(4): 1353-1367.
- 5 Du X, Zhao D, Korotkova O. Changes in the statistical properties of stochastic anisotropic electromagnetic beams on propagation in the turbulent atmosphere[J]. Opt express, 2007, 15(25): 16909-16915.
- 6 Tian Bo, Pu Jixiong. Trapping two types of particles using a partially coherent polarized doughnut beam[J]. Chinese J Lasers, 2011, 38(s1): s102006.
田博,蒲继雄.部分相干径向偏振光束对两种粒子的捕获[J].中国激光,2011,38(s1):s102006.
- 7 Guo Lina, Tang Zhilie, Liang Chongqing, *et al.*. Characterization of tightly focused partially coherent radially polarized vortex beams[J]. Chin Opt Lett, 2010, 8(5): 520-523.
- 8 Li J, Yang A, Lü B. Comparative study of the beam-width spreading of partially coherent Hermite-Sinh-Gaussian beams in atmospheric turbulence[J]. J Opt Soc Am A, 2008, 25(11): 2670-2679.
- 9 Yang A, Zhang E, Ji X, *et al.*. Angular spread of partially coherent Hermite-Cosh-Gaussian beams propagating through atmospheric turbulence[J]. Opt express, 2008, 16(12): 8366-8380.
- 10 Kashani F D, Alavinejad M, Ghafary B. Polarization characteristics of aberrated partially coherent flat-topped beam propagating through turbulent atmosphere[J]. Opt Commun, 2009, 282(20): 4029-4034.
- 11 Mushiaki Y, Matsumura K, Nakajima H. Generation of radially polarized optical beam mode by laser oscillation[J]. Proc IEEE, 1972, 60(9): 1107-1109.
- 12 Niziev V G, Nesterov A V. Influence of beam polarization on laser cutting efficiency[J]. Phys D: Appl Phys, 1999, 32(13): 1455-1461.
- 13 Kimura W D, Kim G H, Romea R D, *et al.*. Laser acceleration of relativistic electrons using the inverse Cherenkov effect [J]. Phys Rev Lett, 1995, 74(4): 546-549.
- 14 Novotny L, Beversluis M R, Youngworth K S, *et al.*. Longitudinal field modes probed by single molecules[J]. Phys Rev Lett, 2001, 86(23): 5251-5254.
- 15 Dom R, Quabis S, Leuchs G. Sharper focus for a radially polarized light beam[J]. Phys Rev Lett, 2003, 91(23): 233901.
- 16 Born M, Wolf E. Principles of Optics[M]. 7th ed, UK: Cambridge University Press, 1999: 474-478, 514-525, 583-587.
- 17 Korotkova O, Salem M, Wolf E. Beam conditions for radiation generated by an electromagnetic Gaussian-Schell model source[J]. Opt Lett, 2004, 29(11): 1173-1175.
- 18 Salem M, Korotkova O, Dogariu A. Polarization changes in partially coherent electromagnetic beams propagating through turbulent atmosphere[J]. Waves in Random Media, 2004, 14(4): 513-523.
- 19 Wang S C H, Plonus M A. Optical beam propagation for a partially coherent source in the turbulent atmosphere[J]. J Opt Soc Am, 1979, 69(9): 1297-1304.
- 20 Wu J. Propagation of a Gaussian-Schell beam through turbulent media[J]. J Mod Opt, 1990, 37(4): 671-684.
- 21 Wolf E. Unified theory of coherence and polarization of random electromagnetic beams[J]. Phys Lett A, 2003, 312(5): 263-267.
- 22 Wang He. The Propagation Properties of Radially Polarized Partially Coherent Beams[D]. Harbin: Harbin Institute of Technology, 2012: 30-35.
王贺.径向偏振部分相干光束的传输[D].哈尔滨:哈尔滨工业大学,2012:30-35.