

李亚清, 吴振森, 张元元. 湍流大气中部分相干波束的偏振特性研究[J]. 电波科学学报, 2014, 29(2): 221-226. doi: 10.13443/j.cjors.2013051101.

LI Yaqing, WU Zhensen, ZHANG Yuanyuan. Polarization characteristics for a partially coherent beam in atmospheric turbulence[J]. Chinese Journal of Radio Science, 2014, 29(2): 221-226. (in Chinese). doi: 10.13443/j.cjors.2013051101.

湍流大气中部分相干波束的偏振特性研究

李亚清 吴振森 张元元

(西安电子科技大学物理与光电工程学院, 陕西 西安 710071)

摘 要 基于广义惠更斯-菲涅尔原理, 计算了部分相干高斯-谢尔模型 (Gaussian-Schell Model, GSM) 光束在湍流大气中传输的交叉谱密度矩阵 (Cross-Spectral Density Matrix, CSDM). 假设发射机发出的波束为椭圆偏振光, 由 CSDM 中的各元素来表示的斯托克斯参数得到了湍流中光束的偏振度 (Degree of Polarization, DoP), 并给出了椭圆率的表达式. 通过 Mueller 矩阵研究了退偏理论, 给出了描述波束退偏状态的退偏指数 (Depolarization Index, DI) 表达式. 数值分析结果表明: 波束波长, 源相干长度, 初始光斑尺寸, 传输距离及湍流强度都会对波束偏振度, 椭圆率及退偏指数造成影响. 此研究可在大气光通信领域中应用.

关键词 湍流大气; 偏振度; 椭圆率; 退偏指数

中图分类号 TN011 **文献标志码** A **文章编号** 1005-0388(2014)02-0221-06

Polarization characteristics for a partially coherent beam in atmospheric turbulence

LI Yaqing WU Zhensen ZHANG Yuanyuan

(School of Physics and Optoelectronic Engineering, Xidian University, Xi'an Shaanxi 710071, China)

Abstract On the basis of the extended Huygens-Fresnel principle, the cross-spectral density matrix (CSDM) of partially coherent Gaussian-Schell model (GSM) beams propagating in atmospheric turbulence is derived. Given that the light emitted from a transmitter is elliptically polarized light, the degree of polarization (DoP) of beams is represented by Stokes parameters expressed by the elements of the CSDM. The expression of the degree of ellipticity is derived. Depolarization theory is studied using a Mueller matrix and the depolarization index (DI) is obtained to describe the depolarized state of beams propagating in the slant atmospheric turbulence. Numerical results show that the factors of the wavelength of beam, source coherence length, light spot size, propagation distance and turbulence level will have impact on the DoP, degree of ellipticity and DI. This study may provide theoretical basis for future applications in the atmospheric optical communication field.

Key words atmospheric turbulence; degree of polarization; degree of ellipticity; depolarization index

收稿日期: 2013-05-11

资助项目: 国家自然科学基金(编号: 61172031, 61271110)

联系人: 吴振森 E-mail: wuzhs@mail.xidian.edu.cn; 李亚清 E-mail: liyaqing0401@163.com

引言

湍流大气中激光波束的传输研究在遥感、跟踪和大气光通信等领域中有重要的应用。许多学者除了研究湍流大气中完全相干高斯波束的传输问题^[1-4],近些年来也广泛研究了部分相干高斯-谢尔模型(Gaussian-Schell Model, GSM)波束在湍流大气中传输的统计特性^[5-8]。

许多关于部分相干光的理论研究,主要是电磁高斯-谢尔模型(Electromagnetic Gaussian-Schell Model, EGSM)波束,是因为使用交叉谱密度函数可使推导过程简化。Wolf^[9]提出了相干和偏振的统一理论,可用于衡量光束统计特性的变化,包括谱密度、谱相干度和偏振状态(比如椭圆偏振波束的形状、尺寸和方向)。Wolf等人^[10]研究了湍流大气中EGSM波束的偏振变化。他们也研究了湍流大气对部分相干EGSM波束偏振度的影响与在不同的波束相干性和大气湍流空间区域的偏振变化^[11]。Gil and Bernabeu^[12]研究了波束在光学系统中的退偏理论。

目前,波束的退偏状态研究不是很广泛,文中主要讨论了湍流大气对湍流大气中水平传输时的部分相干GSM波束的偏振统计特性,通过Mueller矩阵研究了椭圆偏振GSM波束的退偏理论。

1 基本理论

假设波场在湍流大气中从源平面 $z=0$ 到 $z>0$ 处传输,使用一个 2×2 的交叉谱密度矩阵(Cross-Spectral Density Matrix, CSDM)来描述部分相干GSM波束的二阶相干特性^[11]为

$$\begin{aligned} W(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2; L) &= W_{ij}(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2; L) \\ &= \langle E_i(\boldsymbol{\rho}_1; L) E_j^*(\boldsymbol{\rho}_2, L) \rangle, \\ i &= x, y; j = x, y. \end{aligned} \quad (1)$$

式中: $\langle \cdot \rangle$ 表示介质整体统计平均; $*$ 表示复共轭; $\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2$ 表示垂直于波束传输方向的二维平面坐标矢量; E_i, E_j 是垂直于波束传输方向上的两个相互正交场。湍流大气中这两个相互正交的横向场可用广义惠更斯-菲涅尔原理来表示

$$\begin{aligned} E(\boldsymbol{\rho}, L) &= \frac{-ik}{2\pi L} \exp(ikL) \int d\mathbf{r} E_0(\mathbf{r}, 0) \times \\ &\exp\left[\frac{ik}{2L} |\boldsymbol{\rho} - \mathbf{r}|^2 + \psi(\mathbf{r}, \boldsymbol{\rho})\right]. \end{aligned} \quad (2)$$

式中: $E(\boldsymbol{\rho}, L)$ 和 $E_0(\mathbf{r}, 0)$ 分别是接收机 $(\boldsymbol{\rho}, L)$ 处和源平面 $(\mathbf{r}, 0)$ 处的场分布; $\psi(\mathbf{r}, \boldsymbol{\rho})$ 表示取决于介质

特性的相位扰动; i 表示虚数。

由式(1)和(2),湍流大气中部分相干GSM波束的CSDM表示为

$$\begin{aligned} W_{ij}(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2; L) &= \frac{1}{(\lambda L)^2} \iint d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2 W_{ij}^{(0)}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) \times \\ &\langle \exp[\psi(\mathbf{r}_1, \boldsymbol{\rho}_1) + \psi^*(\mathbf{r}_2, \boldsymbol{\rho}_2)] \rangle_m \times \\ &\exp\left\{\frac{ik}{2L} [(\boldsymbol{\rho}_1 - \mathbf{r}_1)^2 - (\boldsymbol{\rho}_2 - \mathbf{r}_2)^2]\right\}. \end{aligned} \quad (3)$$

式中, $k = 2\pi/\lambda$ 是自由空间中的光波数; $W_{ij}^{(0)}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$ 是源平面 $z=0$ 处CSDM; $\langle \cdot \rangle_m$ 代表湍流介质的整体平均^[13],且有

$$\begin{aligned} &\langle \exp[\psi(\mathbf{r}_1, \boldsymbol{\rho}_1) + \psi^*(\mathbf{r}_2, \boldsymbol{\rho}_2)] \rangle_m \\ &\cong \exp[-(r_d^2 + \mathbf{r}_d \cdot \boldsymbol{\rho}_d + \boldsymbol{\rho}_d^2)/\rho_0^2], \end{aligned} \quad (4)$$

$\mathbf{r}_d = \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2, \boldsymbol{\rho}_d = \boldsymbol{\rho}_1 - \boldsymbol{\rho}_2, \rho_0 = [0.545 C_n^2 k^2 L]^{-\frac{3}{5}}$ 是湍流大气中球面波的相干长度, C_n^2 是大气折射率结构常数。

对于GSM波束,源平面 $z=0$ 处的CSDM表示为^[14]

$$\begin{aligned} W_{ij}^{(0)}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) &= A_i A_j B_{ij} \exp\left[-\left(\frac{r_1^2}{4\sigma_i^2} + \frac{r_2^2}{4\sigma_j^2}\right)\right] \times \\ &\exp\left[-\frac{(\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1)^2}{2\delta_{ij}}\right]. \end{aligned} \quad (5)$$

式中: A_i, A_j, B_{ij} 是系数; σ_i^2, σ_j^2 分别是 x 和 y 方向上的波束半径尺寸; δ_{ij} 是源平面 $z=0$ 处的相干长度。参数 $A_i, B_{ij}, \sigma_i, \delta_{ij}$ 满足以下关系^[14]

$$\begin{aligned} B_{ij} &= 1 (i=j); |B_{ij}| \leq 1 (i \neq j); \\ B_{ij} &= B_{ji}^*; \delta_{ij} = \delta_{ji}. \end{aligned} \quad (6)$$

式中, $B_{xy} = B_{yx}^* = a \exp(i\varphi)$, a 是振幅, φ 是 y 方向相对于 x 方向的电矢量相位延迟。

将式(5)代入式(3),并令 $\boldsymbol{\rho}_1 = \boldsymbol{\rho}_2 = \boldsymbol{\rho}$,通过积分得

$$W_{ij}(\boldsymbol{\rho}, \boldsymbol{\rho}; L) = \frac{A_i A_j B_{ij}}{(\lambda L)^2} \cdot \frac{\pi}{\sqrt{\alpha_{ij} \chi_{ij}}} \exp\left[-\frac{\boldsymbol{\rho}^2}{\Delta_{ij}^2}\right]. \quad (7)$$

式中:

$$\begin{aligned} \alpha_{ij} &= \frac{1}{16\sigma_i^2} + \frac{1}{16\sigma_j^2} + \frac{1}{2\delta_{ij}} + \frac{1}{\rho_0^2}; \\ \beta_{ij} &= \frac{1}{8} \left(\frac{1}{\sigma_i^2} - \frac{1}{\sigma_j^2} \right); \\ \chi_{ij} &= \left(\frac{1}{4\sigma_i^2} + \frac{1}{4\sigma_j^2} - \frac{\beta_{ij}^2}{\alpha_{ij}} + \frac{k^2}{4\alpha_{ij} L^2} \right) + i \frac{\beta_{ij} k}{\alpha_{ij} L}; \\ \Delta_{ij} &= \frac{2}{k} \sqrt{\left(L^2 - \frac{k^2}{4\alpha_{ij} \chi_{ij}} + \frac{L^2}{\alpha_{ij} \chi_{ij}} \right) - i \frac{kL}{\alpha_{ij} \chi_{ij}}}. \end{aligned}$$

部分相干 GSM 波束在湍流大气中的偏振矩阵可表示为如下形式

$$\mathbf{W} = \begin{bmatrix} W_{xx} & W_{xy} \\ W_{yx} & W_{yy} \end{bmatrix}. \quad (8)$$

式中,矩阵 $\mathbf{W}$ 中的元素 $W_{xx}, W_{yy}, W_{xy}, W_{yx}$ 由式(7)给出. 对于椭圆偏振光,对角元素 W_{xx}, W_{yy} 是实数,两个非对角元素 W_{xy}, W_{yx} 是复数,且互为共轭. 如果两个非对角元素 W_{xy}, W_{yx} 也是实数(即 $W_{xy} = W_{yx}$),波束就退化为线偏振光.

1.1 偏振度

含有偏振度(Degree of Polarization, DoP)信息的 Stokes 参数,是用 CSDM 中的元素来表示的^[14],由式(7)和式(9)可得 Stokes 参数和在平面 $z > 0$ 处的 DoP

$$\begin{aligned} s'_0 &= W_{xx}(\boldsymbol{\rho}, \boldsymbol{\rho}, L) + W_{yy}(\boldsymbol{\rho}, \boldsymbol{\rho}, L); \\ s'_1 &= W_{xx}(\boldsymbol{\rho}, \boldsymbol{\rho}, L) - W_{yy}(\boldsymbol{\rho}, \boldsymbol{\rho}, L); \\ s'_2 &= W_{xy}(\boldsymbol{\rho}, \boldsymbol{\rho}, L) + W_{yx}(\boldsymbol{\rho}, \boldsymbol{\rho}, L); \\ s'_3 &= i[W_{yx}(\boldsymbol{\rho}, \boldsymbol{\rho}, L) - W_{xy}(\boldsymbol{\rho}, \boldsymbol{\rho}, L)]; \end{aligned} \quad (9)$$

$$P(\boldsymbol{\rho}, L) = \sqrt{s_1'^2 + s_2'^2 + s_3'^2} / s'_0. \quad (10)$$

由式(5)和式(9)可得平面 $z = 0$ 处的 Stokes 参数和 DoP 为

$$\begin{aligned} s_0 &= W_{xx}^0(\boldsymbol{\rho}, \boldsymbol{\rho}, L) + W_{yy}^0(\boldsymbol{\rho}, \boldsymbol{\rho}, L); \\ s_1 &= W_{xx}^0(\boldsymbol{\rho}, \boldsymbol{\rho}, L) - W_{yy}^0(\boldsymbol{\rho}, \boldsymbol{\rho}, L); \\ s_2 &= W_{xy}^0(\boldsymbol{\rho}, \boldsymbol{\rho}, L) + W_{yx}^0(\boldsymbol{\rho}, \boldsymbol{\rho}, L); \\ s_3 &= i[W_{yx}^0(\boldsymbol{\rho}, \boldsymbol{\rho}, L) - W_{xy}^0(\boldsymbol{\rho}, \boldsymbol{\rho}, L)], \end{aligned} \quad (11)$$

$$P_0(\boldsymbol{\rho}, L) = \sqrt{s_1^2 + s_2^2 + s_3^2} / s_0. \quad (12)$$

1.2 椭圆率

椭圆偏振的长、短半轴的大小平方值表示^[15]为

$$D_{\text{major}}^2(\boldsymbol{\rho}, L) = (\sqrt{(W_{xx} - W_{yy})^2 + 4|W_{xy}|^2} + \sqrt{(W_{xx} - W_{yy})^2 + 4[\text{Re}W_{xy}]^2})/2; \quad (13)$$

$$D_{\text{minor}}^2(\boldsymbol{\rho}, L) = (\sqrt{(W_{xx} - W_{yy})^2 + 4|W_{xy}|^2} - \sqrt{(W_{xx} - W_{yy})^2 + 4[\text{Re}W_{xy}]^2})/2. \quad (14)$$

椭圆的形状由以下比率来描述,称为“椭圆率”

$$\epsilon = D_{\text{minor}}/D_{\text{major}}. \quad (15)$$

2 退偏理论

2.1 Mueller 矩阵

假设一束入射光和湍流大气线性作用,入射光的偏振转变特性由和入射 Stokes 矢量 $\mathbf{S}_{\text{incident}}$ 及出射 Stokes 矢量 $\mathbf{S}_{\text{Exiting}}$ 相关的 Mueller 矩阵 $\mathbf{M}$ 来描

述^[16]

$$\begin{aligned} \mathbf{S}_{\text{Exiting}} &= \mathbf{M} \cdot \mathbf{S}_{\text{incident}} \\ &= \begin{bmatrix} M_{00} & M_{01} & M_{02} & M_{03} \\ M_{10} & M_{11} & M_{12} & M_{13} \\ M_{20} & M_{21} & M_{22} & M_{23} \\ M_{30} & M_{31} & M_{32} & M_{33} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S'_0 \\ S'_1 \\ S'_2 \\ S'_3 \end{bmatrix}. \end{aligned} \quad (16)$$

Mueller 矩阵包含 16 个自由度(Degree of Freedoms, DOFs),其中 7 个 DOFs 是非退偏因子,其它 9 个 DOFs 是描述不同偏振状态是如何退偏的退偏因子.

在湍流大气中,当出射光的 DoP 小于入射光的 DoP 时便发生了退偏. DoP 的减小(退偏现象)范围是从 0% (无退偏) 到 100% (完全退偏).

由式(9)、(11)和(16),可得椭圆偏振的 Mueller 矩阵具有如下形式

$$\mathbf{M} = \begin{bmatrix} 1 & a & 0 & 0 \\ b & c & 0 & 0 \\ 0 & 0 & d & e \\ 0 & 0 & f & g \end{bmatrix}. \quad (17)$$

令 $\rho = 0$,通过计算得到的 Mueller 矩阵中的各元素为

$$\begin{aligned} a &= c = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\sqrt{\alpha_{xx}\chi_{xx}}} - \frac{1}{\sqrt{\alpha_{yy}\chi_{yy}}} \right); \\ b &= \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\sqrt{\alpha_{xx}\chi_{xx}}} + \frac{1}{\sqrt{\alpha_{yy}\chi_{yy}}} \right); \\ d &= g = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\sqrt{\alpha_{xy}\chi_{xy}}} + \frac{1}{\sqrt{\alpha_{yx}\chi_{yx}}} \right); \\ e &= -f = \frac{i}{2} \left(\frac{1}{\sqrt{\alpha_{xy}\chi_{xy}}} - \frac{1}{\sqrt{\alpha_{yx}\chi_{yx}}} \right). \end{aligned} \quad (18)$$

式(18)说明 Mueller 矩阵和入射波长,光斑尺寸,相干长度和传输距离有关. 因此,退偏状态会随着入射偏振状态变化.

2.2 退偏指数

退偏指数(Depolarization Index, DI)作为一个表示 Muller 矩阵退偏特性的单数量于 1985 年在文献[12]中被提出,定义为

$$I_D[\mathbf{M}] = \frac{(\sum_{i,j=0}^3 M_{i,j}^2 - M_{00}^2)^{\frac{1}{2}}}{\sqrt{3}M_{00}}. \quad (19)$$

$I_D = 1$ 表示 Mueller 矩阵的无退偏, $I_D = 0$ 表示理想退偏器. 分子表示理想退偏器与非退偏 Mueller 矩阵之间的欧几里得距离,分母表示非退偏 Muller 矩阵 M_{00} 的超球面表面半径.

由式(17)和(19),得 I_D 的表达式为

$$I_D[\mathbf{M}] = \frac{(2a^2 + b^2 + 2d^2 + 2e^2)^{\frac{1}{2}}}{\sqrt{3}M_{00}}. \quad (20)$$

当 I_D 值大于1或小于0,表示的是一个非物理 Mueller 矩阵. 实际上,非物理 Mueller 矩阵是由偶然的测量失误,校准失误及干扰引起的.

3 数值结果分析

参数取值如下: $B_{xy} = 0.5\exp(i\pi/3)$, $\delta_{xy} = \delta_{yx} = 4$ mm 及 $\delta_{xx} = 1$ mm, $\delta_{yy} = 2$ mm, 源偏振光强比 I_x/I_y 等于 A_x^2/A_y^2 .

如图1所示,随传输距离的变化, $I_x/I_y \leq 1$ 的波束 DoP 和 $I_x/I_y > 1$ 的波束 DoP 的变化趋势不同. 当 $I_x/I_y > 1$ 时,比值越大,DoP 越大;但当 $I_x/I_y \leq 1$ 时,比值越大,DoP 越小. 图1中 $I_x/I_y < 1$ 时 DoP 的变化趋势同文献[11]中图6相似. $I_x/I_y = 1$ (圆偏振光) 和 $I_x/I_y < 1$ 的波束 DoP 的变化趋势相同, DoP 在相位起伏占优的中等湍流区内变化最明显. 当 $L > 2000$ m 时,不同源偏振光强比的波束 DoP 随传输距离的变化变得不明显.

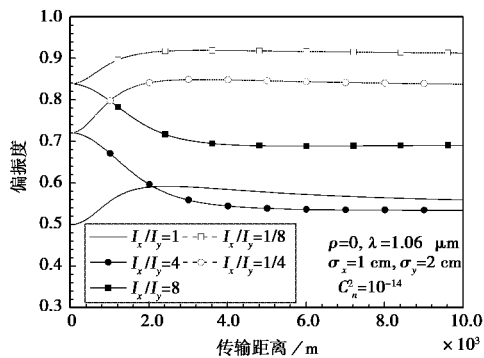


图1 在不同源偏振光强比下, DoP 随传输距离 L 的变化

如图2所示,在一定传输距离内,DoP 达到了最大值. 光斑尺寸相同条件下, $I_x/I_y = 1/2$ 的波束 DoP 值大于 $I_x/I_y = 2$ 的波束 DoP 值. 在弱湍流区 ($L < 2$ km), 光斑尺寸越小, DoP 值越大. 由图2可见,弱湍流区内光斑尺寸对 DoP 的影响较大,且光斑尺寸对 $I_x/I_y < 1$ 的波束 DoP 的影响大于对 $I_x/I_y > 1$ 的波束 DoP 的影响.

如图3所示,DoP 在相位起伏占优的中等湍流区内(1~3 km)变化最显著. 波长越大,波束 DoP 值越大. 图3(a)说明在传输距离 2.5 km 处, $I_x/I_y = 1$ (圆偏振) 的波束 DoP 值达到最大值;图3(b)说明 $I_x/I_y = 2$ 的波束 DoP 的变化趋势不同于 $I_x/I_y =$

1/2 的.

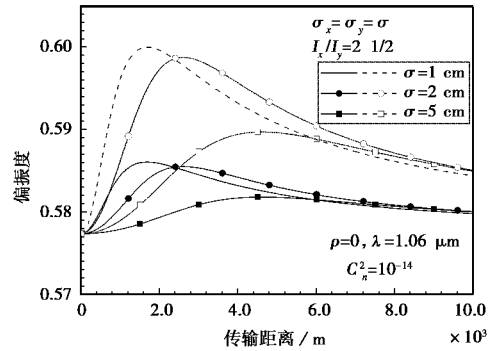
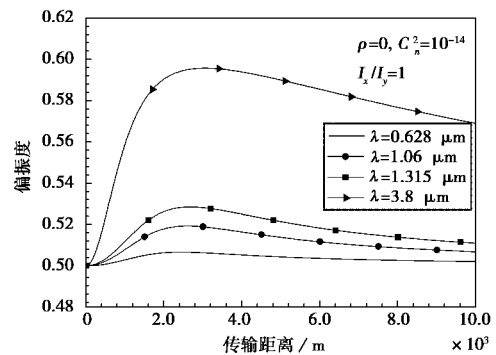
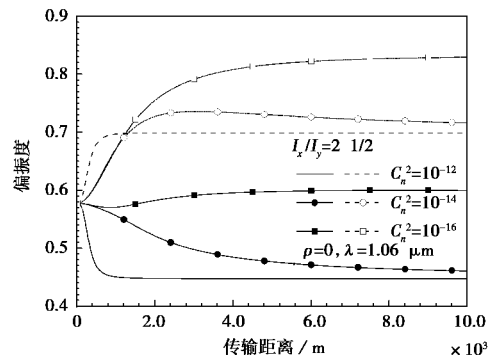


图2 不同光斑尺寸下 DoP 随传输距离 L 的变化



(a) $\sigma_x = \sigma_y = 2$ cm



(b) $\sigma_x = 1$ cm, $\sigma_y = 2$ cm

图3 DoP 随传输距离 L 在不同波长和湍流强度下的变化

如图4所示,椭圆率在相位起伏占优的中等湍流区内(1~3 km)变化最显著. 波束在 x 方向和 y 方向上的光斑尺寸相等 ($\sigma_x = \sigma_y$) 时,椭圆率随传输距离的变化较平缓;在弱湍流区内, $\sigma_x < \sigma_y$ 的波束椭圆率大于 $\sigma_x > \sigma_y$ 的,在中等湍流区及强起伏区内,则相反. x 方向上的光斑尺寸对椭圆率的影响要大于 y 方向上的光斑尺寸的影响. 在中等湍流区及强起伏区内, $\sigma_x \neq \sigma_y$ 的波束椭圆率都小于 $\sigma_x = \sigma_y$ 的波

束椭圆率.

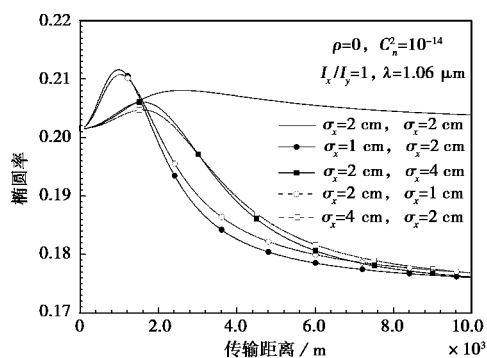


图4 不同光斑尺寸下,椭圆率随传输距离 L 的变化

如图5所示,光斑尺寸越大, I_D 值越大,即波束在湍流大气中传输时的退偏现象越明显. 光斑尺寸越大,波束 I_D 的峰值所对应的传输距离越大. 由图可见,弱湍流区域内, I_D 值较小,即波束的退偏现象不明显;在中等湍流区内, I_D 值可达到最大值,退偏现象最明显;在强湍流区内, I_D 值随传输距离的增大开始减小,表明波束的退偏现象开始减弱.

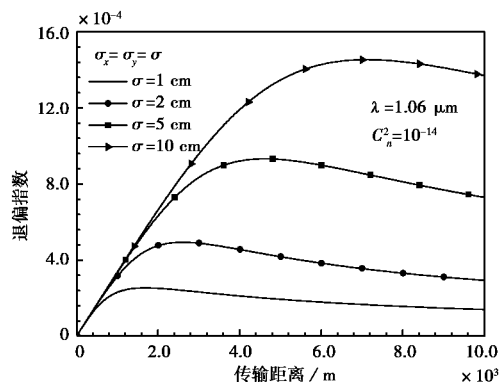


图5 不同波束光斑尺寸下, I_D 随传输距离的变化

4 结 论

通过讨论湍流大气中椭圆偏振部分相干 GSM 波束的偏振度,椭圆率及描述波束退偏状态的退偏理论. 得到的结论如下: 1) DoP,椭圆率及 DI 在相位起伏占优的中等湍流区内变化都是最显著的; 2) 源偏振光强比值大于 1 或小于 1 会影响 DoP 的变化趋势; 3) 波束光斑形状也会影响波束 DoP 的变化趋势; 4) 光斑尺寸越大, DI 值越大,且其峰值所对应的传输距离越大. 弱湍流区内,波束的退偏现象不明显;在中等湍流区内,退偏现象最明显;在强

湍流区内,波束的退偏现象又开始减弱. 以上所有结果可与文献[17]中部分相干 GSM 波束在斜程湍流大气中的偏振特性研究作比较.

参考文献

- [1] 吴振森, 骆志敏, 郭立新, 等. 湍流大气中光波闪烁的斜程问题研究[J]. 电波科学学报, 2002, 17(3): 254-258.
WU Zhensen, LUO Zhimin, GUO Lixin, et al. Study on the scintillation of optical wave propagation in the slant path through the atmospheric turbulence [J]. Chinese Journal of Radio Science, 2002, 17(3): 254-258. (in Chinese)
- [2] 杨瑞科, 吴振森, 赵振维. 湍流大气中高斯波束地-空传播闪烁研究[J]. 电波科学学报, 2005, 20(3): 306-311.
YANG Ruike, WU Zhensen, ZHAO Zhenwei. Along earth-space paths in atmospheric turbulence [J]. Chinese Journal of Radio Science, 2005, 20(3): 306-311. (in Chinese)
- [3] 韦宏艳, 吴振森. 大气湍流中激光波束斜程传输的展宽、漂移特性[J]. 电波科学学报, 2008, 23(4): 611-615.
WEI Hongyan, WU Zhensen. Spreading and wander of laser beam propagation on slant path through atmospheric turbulence [J]. Chinese Journal of Radio Science, 2008, 23(4): 611-615. (in Chinese)
- [4] 崔索民, 吴振森. 波束入射时大气湍流中漫射目标的散射[J]. 电波科学学报, 1993, 8(4): 22-29.
CUI Suomin, WU Zhensen. Laser beam scattering from a diffuse target in the atmospheric turbulence [J]. Chinese Journal of Radio Science, 2008, 23(4): 611-615. (in Chinese)
- [5] WANG H, WANG X Z, ZENG A J, et al. Changes in the coherence of quasi-monochromatic electromagnetic Gaussian Schell-model beams propagating through turbulent atmosphere [J]. Opt. Commun, 2007, 276(2): 218-221.
- [6] RICKLIN J C, DAVIDSON F M. Atmospheric turbulence effects on a partially coherent Gaussian beam: implications for free-space laser communication [J]. Opt Soc Am, 2002, 19(9): 1794-1802.
- [7] SHIRAI T. Mode analysis of spreading of partially coherent beams propagating through atmospheric turbulence [J]. Opt Soc Am A, 2003, 20: 1094-1102.
- [8] 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.
- [9] KOROTKOVA O, WOLF E. Changes in the state of polarization of a random electromagnetic beam on propagation [J]. Opt Commun, 2005, 246(1/3): 35-43.
- [10] KOROTKOVA O, SALEM M, WOLF E. The far zone behavior of the degree of polarization of electromagnetic beams propagating through atmospheric turbulence [J]. Opt Commun, 2004, 233(4/6): 225-230.
- [11] SALEM M, KOROTKOVA O, DOGARIU A, et al. Polarization changes in partially coherent electromagnetic beams propagating through turbulent atmosphere [J]. Waves in Random Media, 2004, 14(4): 513-523.
- [12] GIL J J, BERNABEU E. Depolarization and polarization indices of an optical system [J] Opt Acta, 1986, 33: 185-189.
- [13] CLIFFORD S F, YURA H T. Equivalence of two theories of strong optical scintillation [J]. Opt Soc Am, 1974, 64(12): 1641-1644.
- [14] ZHAO X H, YAO Y, SUN Y X, et al. Condition for Gaussian Schell-model beam to maintain the state of polarization on the propagation in free space [J]. Opt Soc Am, 2009, 17(20): 17888-17894.
- [15] GHAFARY B and ALAVINE M. Changes in the state of polarization of partially coherent flat-topped beam in turbulent atmosphere for different source conditions [J]. Appl Phys B, 2011, 102(4): 945-952.
- [16] CHIPMAN R A. Depolarization index and the average degree of polarization [J]. Appl Opt, 2005, 44(13): 2490-2495.
- [17] LI Y Q, WU Z S, WANG L G. Polarization characteristics of a partially coherent Gaussian Schell-model beam in slant atmospheric turbulence [J]. Progress in Electromagnetics Research, 2011, 121: 453-468.

作者简介



李亚清 (1985—), 女, 山西人, 博士生, 主要研究方向为湍流大气中激光束的传播与散射。



吴振森 (1946—), 男, 湖北人, 博士生导师, 中国电子学会会士, 电波传播分会副主任委员, 中国计量测试学会高级会员理事, IEEE 高级成员。主要研究随机介质和复杂结构的电磁波、光波的传播和散射, 目标与环境的光电特性与计算机仿真, 图像与数值信号处理, 粒度分析与测量, 非线性物理。

(上接第 206 页)



王 京 (1958—), 男, 北京人, 清华大学教授, 博士生导师, 中国电子学会高级会员, 中国通信学会无线及移动通信委员会委员。研究方向为无线通信、网络安全、无线信道建模、认知无线电等。