

偏振部分相干激光斜程湍流大气传输的漂移扩展

刘 钧 吴鹏利* 高 明

(西安工业大学光电工程学院, 陕西 西安 710032)

摘要 采用光场的一阶矩和二阶矩作为评价参数,研究了偏振部分相干激光波束在斜程湍流大气传输中的漂移效应和扩展效应。根据推广的惠更斯-菲涅耳原理,以椭圆偏振部分相干激光波束为研究对象,推导了斜程传输情况下波束的重心坐标、扩展半径和扩展角的表达式,数值分析了偏振波束两正交分量的相位差、方向角、波长、初始束腰半径和接收机高度对波束漂移及扩展的影响。结果表明,在确定的斜程传输距离和接收机高度下,随着偏振波束两正交分量相位差的增大,漂移效应先增大后减小,在确定的斜程传输距离下,接收机高度越高,波束的漂移效应和扩展效应越小。

关键词 大气光学;湍流效应;推广的惠更斯-菲涅耳原理;偏振部分相干激光;斜程传输

中图分类号 O436 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/CJL201239.1013001

Wander and Spreading of Polarized and Partially Coherent Laser Propagation on Slant Path in Turbulence Atmospheric

Liu Jun Wu Pengli Gao Ming

(School of Optoelectronic Engineering, Xi'an Technological University, Xi'an, Shaanxi 710032, China)

Abstract Wander and spreading of polarized and partially coherent laser propagation on slant path in turbulence atmospheric are studied by using the first and second moment of optical field as evaluation parameters. According to extended Huygens-Fresnel principle, the elliptically polarized and partially coherent laser beam is taken as a study object. The analytical expressions for barycentric coordinate, spreading radius and spreading angle of beam on the slant path are derived, and the effects of the phase difference between two orthogonal components of polarization beam, direction angle, wavelength, initial waist radius and receiver height on wander and spreading of laser beam are analyzed. Results show that the wander effect increases at first, and then decreases with the phase difference between two orthogonal components of polarization beam increasing under the certain slant path transmission distance and receiver height. The effect of wander and spreading of beam decreases with the increase of receiver height under the certain slant path transmission distance.

Key words atmospheric optics; turbulence effects; extended Huygens-Fresnel principle; polarized and partially coherent laser; slant path

OCIS codes 010.1290; 010.1300; 010.1330; 010.3310

1 引 言

激光波束在大气中传输时,由于大气湍流的影响,波束的振幅和相位均发生起伏,破坏了波束的时-空相干性,波束将产生漂移和扩展现象^[1,2]。这些现象严重地影响了激光通信、探测、跟踪和成像等系统的性能。随着人们对大气光学研究的不断深

入,光波的相干性和偏振性凭其显著特点得到了广泛关注,早期对波束相干性和偏振性的研究是相互独立的。2003年,Wolf^[3]提出了相干性和偏振性统一理论,该理论使统一研究波束的光谱特性、相干性和偏振性的变化成为可能。Roychowdhury等^[4]采用相干性和偏振性统一理论研究了电磁高斯-谢尔

收稿日期: 2012-05-23; **收到修改稿日期**: 2012-07-06

基金项目: 陕西省自然科学基金基础研究计划(2012JM8008)资助项目。

作者简介: 刘 钧(1964—),女,硕士,教授,主要从事光学设计理论与激光大气传输理论等方面的研究。

E-mail: junliu1990@163.com

* **通信联系人**。E-mail: xyzwpl2008@163.com

模型(EGSM)波束通过湍流大气传输偏振度的变化。蒲继雄^[5]基于相干性和偏振性统一理论研究了EGSM光束通过自由空间传输光谱和偏振的不变性。陈晓文等^[6,7]对部分相干厄米-高斯波束和部分相干电磁厄米-高斯波束通过湍流大气传输的相干特性以及偏振特性进行了研究。迄今为止,大多数研究是关于大气湍流对激光波束相干性和偏振性的影响,而对于传输特性,主要是使用部分相干光源来研究斜程湍流大气中波束的漂移和扩展效应,较少使用偏振部分相干光源。

本文以椭圆偏振部分相干高斯-谢尔模型(GSM)激光波束为研究对象,分析了斜程湍流大气中波束的漂移和扩展效应。采用推广的惠更斯-菲涅耳原理,通过交叉谱密度函数和偏振光两正交分量的相位差来分别描述波束的相干特性和偏振特性,推导了斜程传输情况下波束的重心坐标、扩展半径和扩展角的表达式,并在特定的参数下进行了数值分析。

2 基本原理

设部分相干激光波束在发射机 $\mathbf{r}(z=0)$ 处光场的初始分布为^[8]

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, 0) = \mathbf{E}_0 \exp\left[-\left(\frac{1}{\omega_0^2} + \frac{ik}{2F_0}\right)r^2\right] \exp[i\varphi_d(\mathbf{r})], \quad (1)$$

式中 \mathbf{E}_0 为光源中心点处的光矢量, \mathbf{r} 表示光源处垂直于光轴平面上任意点的位置矢量, ω_0 和 F_0 分别为光源处光束的束腰半径和波前曲率半径, $\varphi_d(\mathbf{r})$ 表示光源的随机相位, k 为波数。

若光源为椭圆偏振光,有

$$\mathbf{E}_0 = \mathbf{E}_x + \mathbf{E}_y \exp(i\delta), \quad (2)$$

式中 \mathbf{E}_x 和 \mathbf{E}_y 分别表示 x 和 y 分量 (x, y 相互正交, 并且垂直于传播方向) 的光矢量, δ 表示 y 分量振动相对于 x 分量振动的相位差, 且 δ 不等于 π 的整数倍。

设椭圆偏振光的方向角为 θ (长轴与 x 正方向之间的夹角), 可得到光矢量在 θ 方向上的分量为

$$\mathbf{E}_0(\theta) = \mathbf{E}_x \cos \theta + \mathbf{E}_y \sin \theta \exp(i\delta). \quad (3)$$

则偏振的部分相干激光波束在发射机 $\mathbf{r}(z=0)$ 处的光场表达式为

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, 0) = [\mathbf{E}_x \cos \theta + \mathbf{E}_y \sin \theta \exp(i\delta)] \times \exp\left[-\left(\frac{1}{\omega_0^2} + \frac{ik}{2F_0}\right)r^2\right] \exp[i\varphi_d(\mathbf{r})]. \quad (4)$$

此时光源处偏振的部分相干激光波束的交叉谱密度函数可表示为^[9]

$$\begin{aligned} W_0(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, 0) &= \langle \mathbf{E}(\mathbf{r}_1, 0) \mathbf{E}^*(\mathbf{r}_2, 0) \rangle = \\ &= (I_x \cos^2 \theta + I_y \sin^2 \theta) \exp\left(-\frac{\mathbf{r}_1^2 + \mathbf{r}_2^2}{\omega_0^2}\right) \times \\ &= \exp\left[-\frac{ik(\mathbf{r}_1^2 - \mathbf{r}_2^2)}{2F_0}\right] \exp\left[-\frac{(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)^2}{2\sigma_1^2}\right] + \\ &= 2 \cos \theta \sin \theta \sqrt{I_x I_y} \cos \delta \exp\left(-\frac{\mathbf{r}_1^2 + \mathbf{r}_2^2}{\omega_0^2}\right) \times \\ &= \exp\left[-\frac{ik(\mathbf{r}_1^2 - \mathbf{r}_2^2)}{2F_0}\right] \exp\left[-\frac{(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)^2}{2\sigma_2^2}\right], \quad (5) \end{aligned}$$

式中 I_x 和 I_y 分别表示 x 和 y 分量的光强, σ_1 和 σ_2 分别表示光束的空间自相关和互相关长度。 $\langle \rangle$ 表示系综平均。

当光束由 $\mathbf{r}(z=0)$ 处沿着 z 方向传输到接收机 $\boldsymbol{\rho}(z=L)$ 处时, 根据推广的惠更斯-菲涅耳原理, 可得接收机处偏振部分相干激光波束的交叉谱密度表达式^[10]为

$$\begin{aligned} W(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2, L) &= \left(\frac{1}{\lambda L}\right)^2 \int W_0(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, 0) \times \\ &= \langle \exp[\phi(\mathbf{r}_1, \boldsymbol{\rho}_1) + \phi'(\mathbf{r}_2, \boldsymbol{\rho}_2)] \rangle \times \\ &= \exp\left[ik \frac{(\mathbf{r}_1 - \boldsymbol{\rho}_1)^2 - (\mathbf{r}_2 - \boldsymbol{\rho}_2)^2}{2L}\right] d\mathbf{r}, \quad (6) \end{aligned}$$

式中 $\boldsymbol{\rho}$ 表示接收机处垂直于光轴平面上任意点的位置矢量, λ 为激光波束波长, $\langle \exp[\phi(\mathbf{r}_1, \boldsymbol{\rho}_1) + \phi'(\mathbf{r}_2, \boldsymbol{\rho}_2)] \rangle$ 为湍流引起的复相位扰动。

当 $\boldsymbol{\rho}_1 = \boldsymbol{\rho}_2$ 时, 利用(6)式可得接收机处强度表达式^[11]为

$$\begin{aligned} I(\boldsymbol{\rho}, L) &= \left(\frac{1}{\lambda L}\right)^2 \iint W_0(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, 0) \times \\ &= \langle \exp[\phi(\mathbf{r}_1, \boldsymbol{\rho}) + \phi'(\mathbf{r}_2, \boldsymbol{\rho})] \rangle \\ &= \exp\left[\frac{ik}{2L}(\mathbf{r}_1^2 - \mathbf{r}_2^2) - \frac{ik\boldsymbol{\rho}}{L}(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)\right] d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2, \quad (7) \end{aligned}$$

采用 Rytov 相位结构函数, 并进行二次近似, 可以表示为^[12]

$$\langle \exp[\phi(\mathbf{r}_1, \boldsymbol{\rho}) + \phi'(\mathbf{r}_2, \boldsymbol{\rho})] \rangle \cong \exp\left[-\frac{(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)^2}{\rho_0^2}\right], \quad (8)$$

式中 ρ_0 为球面波通过湍流介质的相干长度, 可表示为

$$\rho_0 = \left[0.545k^2 L \int_0^1 (1 - \xi)^{5/3} C_n^2(\xi L \cos \alpha) d\xi\right]^{-3/5}, \quad (9)$$

式中 $C_n^2(\xi L \cos \alpha) = C_n^2(h)$ 为斜程路径下的大气结构常数, α 为斜程路径天顶角, h 表示斜程传输时的高度。常用的表达式是国际电信联盟提出的 ITU-R 大气湍流结构模型^[10]:

$$C_n^2(h) = 8.148 \times 10^{-56} v_{\text{RMS}}^2 h^{10} \exp(-h/1000) + 2.7 \times 10^{-16} \exp(-h/1500) + C_{n0}^2 \exp(-h/100), \quad (10)$$

式中 $v_{\text{RMS}} = \sqrt{v_g^2 + 30.69v_g + 348.91}$ 为垂直路径风速, v_g 为近地面风速, C_{n0}^2 为地面附近的大气结构常数(其典型值为 $1.7 \times 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$)。

利用积分公式:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \exp(-px^2 \pm 2qx) dx = \sqrt{\frac{\pi}{p}} \exp\left(\frac{q^2}{p}\right). \quad (11)$$

将(5)式和(8)式代入(7)式,可得接收机处的光强表达式为

$$I(\boldsymbol{\rho}, L) = I_1 T_1 + I_2 \cos \delta T_2, \quad (12)$$

式中 $T_l = \frac{w_0^2}{w_0^2 M_l} \exp\left(\frac{-2\boldsymbol{\rho}^2}{w_0^2 M_l}\right)$, $l = 1, 2$; $I_1 = I_x \cos^2 \theta + I_y \sin^2 \theta$; $I_2 = 2 \cos \theta \sin \theta \sqrt{I_x I_y}$; $M_l = \mu^2 + \zeta_l \eta^2$; $\zeta_l = \xi_l + \frac{2w_0^2}{\rho_0^2}$; $\xi_l = 1 + \frac{w_0^2}{\sigma_l^2}$; $\mu = 1 - \frac{L}{F_0}$; $\eta = \frac{2L}{k w_0^2}$ 。

根据接收机处的光强分布,结合场的一阶矩^[13]和二阶矩定义^[14],可得波束的重心坐标、有效半径和扩展角的表达式分别为

$$x(L) = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} x I(\boldsymbol{\rho}, L) dx dy}{\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} I(\boldsymbol{\rho}, L) dx dy} = \frac{I_1 \left(\frac{w_0^2 M_1}{2\pi}\right)^{1/2} + I_2 \cos \delta \left(\frac{w_0^2 M_2}{2\pi}\right)^{1/2}}{I_1 + I_2 \cos \delta}, \quad (13)$$

$$w(L) = \frac{\left[2 \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \boldsymbol{\rho}^2 I(\boldsymbol{\rho}, L) d^2 \boldsymbol{\rho} \right]^{1/2}}{\left[\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} I(\boldsymbol{\rho}, L) d^2 \boldsymbol{\rho} \right]^{1/2}} = \left(\frac{2I_1 w_0^2 M_1 + 2I_2 \cos \delta w_0^2 M_2}{I_1 + I_2 \cos \delta} \right)^{1/2}, \quad (14)$$

$$\theta_{\text{SP}}(L) = \frac{w(L)}{L} \Big|_{L \rightarrow \infty} = \left(\frac{I_1 \frac{8\zeta_1}{k^2 w_0^2} + I_2 \cos \delta \frac{8\zeta_2}{k^2 w_0^2}}{I_1 + I_2 \cos \delta} \right)^{1/2}. \quad (15)$$

3 计算及分析

在数值计算中,令椭圆偏振部分相干激光波束波长 $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$, 初始束腰半径 $w_0 = 1 \text{ mm}$, 自相关长度 $\sigma_1 = 1 \text{ mm}$, 互相关长度 $\sigma_2 = 2 \text{ mm}$, 取激光波

束 x 和 y 分量的光强分别为 $I_x = 2$ 和 $I_y = 1$, 通过不同的相位差 δ 得到不同的椭圆偏振光。

3.1 波束漂移

图1是在接收高度 H 为 10 m 的情况下,椭圆偏振部分相干激光波束的重心坐标随斜程传输距离变化的曲线。取椭圆偏振光两正交分量的相位差 δ 分别为 $\pi/8, \pi/4, 3\pi/8, \pi/2, 5\pi/8$ 和 $6\pi/8$ 。从图1可以看出,波束斜程传输时,随着传输距离的增大,波束的重心越远离光斑中心,漂移效应越大。

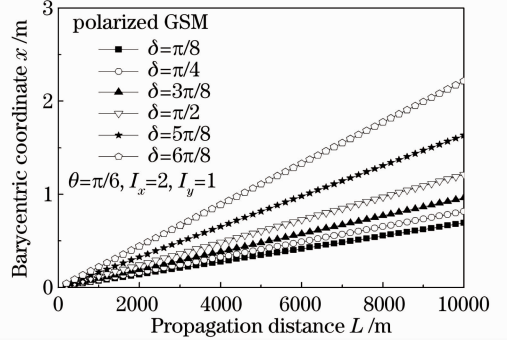


图1 不同相位差 δ 时重心坐标随传输距离的变化
Fig. 1 Barycentric coordinate versus propagation distance with different phase differences δ

图2是偏振部分相干激光波束斜程传输距离 L 为 10 km , 接收机高度 H 为 10 m 时,波束的重心坐标随偏振波束两正交分量的相位差 δ 变化的曲线。由图2可知,随相位差 δ 的变化,波束的重心坐标呈现以 2π 为周期的变化规律。在一个周期中,相位差为 0 和 2π 时,波束的重心离光斑中心最近,说明波束的漂移效应比较小。相位差为 π 时,波束的重心离光斑中心最远,波束的漂移效应明显。

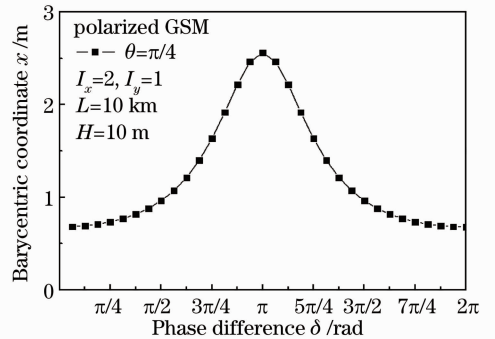


图2 重心坐标随相位差 δ 的变化

Fig. 2 Barycentric coordinate versus phase difference δ

图3是椭圆偏振部分相干激光波束的重心坐标在斜程路径下随方向角 θ 变化的曲线。传输距离 L 为 5 km , 接收机高度 H 为 10 m 。

从图3可以看出,随着方向角的增大,波束的重

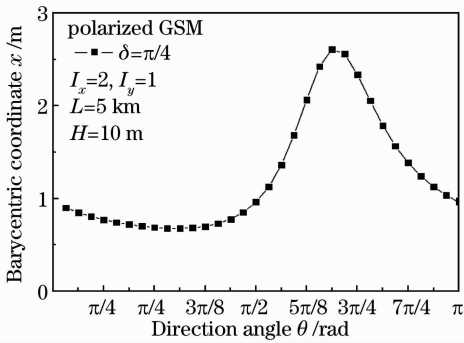


图 3 重心坐标随方向角 θ 的变化

Fig. 3 Barycentric coordinate versus direction angle θ . 重心离光斑中心的距离先减小后增大然后再减小。在 $\theta=5\pi/16$ 时达到最小,说明此时的椭圆偏振波束的漂移效应最小;之后随着 θ 的增大,波束的重心离光斑中心的距离开始增大,在 $\theta=11\pi/16$ 时达到最大,说明此时的椭圆偏振波束的漂移效应明显; θ 再增大时,波束的重心离光斑中心的距离又开始减小。值得注意的是, θ 在 $0\sim\pi/2$ 范围内时,波束的重心离光斑中心的距离变化量只有 0.1 m,说明在这个范围波束比较稳定,受湍流的影响比较小; θ 在 $\pi/2\sim\pi$ 范围内时,波束的重心离光斑中心的距离变化量达到 1 m,说明在这个范围波束受到湍流的影响较大。

图 4 描述了斜程传输情况下接收机高度 H 为 10 m 时,不同初始束腰半径的椭圆偏振部分相干激光波束的重心坐标随传输距离变化的曲线。取初始束腰半径 w_0 分别为 0.500、0.100、0.050、0.010、0.005、0.001 m。

由图 4 可知,接收机高度 H 一定,传输距离在 1.5 km 之内时,初始束腰半径越大,波束的漂移效应越大;之后随着传输距离的增大,初始束腰半径越小,波束的漂移效应越大。而初始束腰半径 w_0 为 0.500 m 时,波束的漂移效应几乎不随传输距离的

增加而改变。

图 5 描述了不同接收机高度下椭圆偏振部分相干激光波束的重心坐标随传输距离变化的曲线。取初始束腰半径 w_0 为 0.1 m。从图 5 可以看出,波束斜程传输相同距离时,接收机高度越高,波束的漂移效应越小,说明波束受到湍流的影响越小。

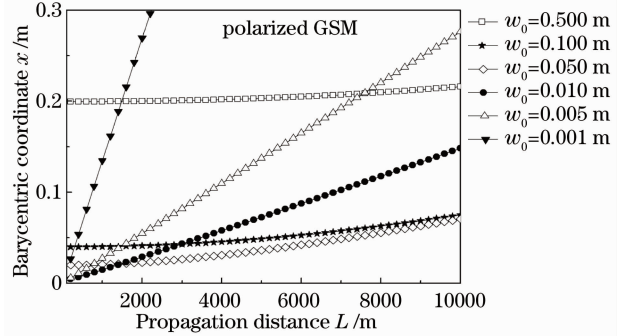


图 4 不同初始束腰半径时重心坐标随传输距离的变化

Fig. 4 Barycentric coordinate versus propagation distance with different initial waist radii

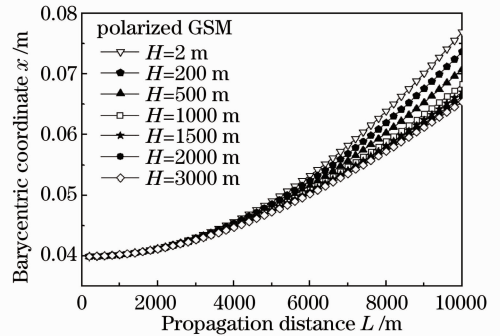


图 5 不同接收机高度时重心坐标随传输距离的变化

Fig. 5 Barycentric coordinate versus propagation distance with different receiver heights

3.2 激光的初始束腰半径和波长对扩展半径的影响

图 6 给出了斜程传输情况下接收机高度 H 为 10 m 时,不同初始束腰半径的椭圆偏振部分相干激光

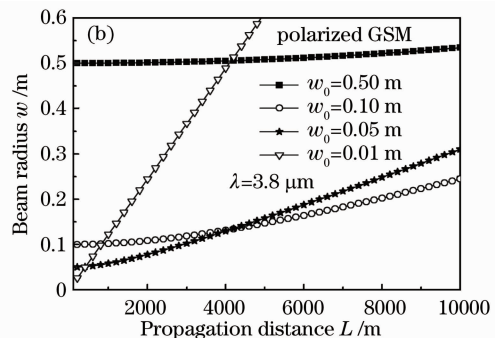
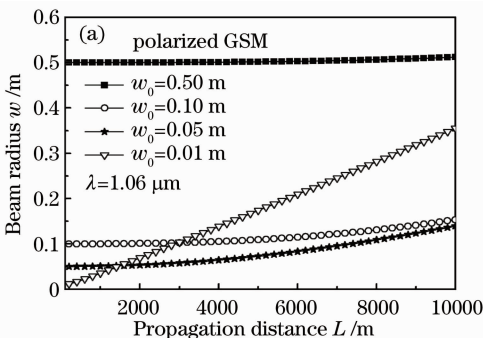


图 6 不同束腰半径时扩展半径随传输距离的变化

Fig. 6 Spreading radius versus propagation distance with different initial waist radii

波束的有效半径随传输距离变化的曲线。图 6(a) 中入射波长为 $1.06 \mu\text{m}$, 图 6(b) 中入射波长为 $3.8 \mu\text{m}$, 波长为 $1.06 \mu\text{m}$ 的激光在大气中传输时其分子吸收效果可视为 0。波束初始束腰半径 w_0 分别为 $0.50, 0.10, 0.05, 0.01 \text{ m}$ 。当初始束腰半径 w_0 为 0.5 m 时可近似为平面波, 理论上平面波的扩展效应很小, 由图 6 可知, 当初始束腰半径 w_0 等于 0.50 m 时, 波束斜程传输到接收机处的有效半径几乎不变, 扩展效应很小。另一方面, 在接收机的高度一定时, 传输距离在 1.5 km 之内, 初始束腰半径越大, 扩展效应越大; 之后随着传输距离的增大, 初始束腰半径越小, 波束的扩展效应越大; 值得注意的是, 斜程传输相同的距离时, 波长为 $3.8 \mu\text{m}$ 的激光波束比波长为 $1.06 \mu\text{m}$ 的激光波束的扩展效应明显。

3.3 接收机高度对扩展角的影响

图 7 给出了不同接收机高度下椭圆偏振部分相干激光波束的扩展角随斜程传输距离变化的曲线, 从图 7 可以看出, 波束斜程传输相同的距离, 接收机高度越高, 波束的扩展角越小, 说明波束受到湍流的影响越小。图 8 给出了不同接收高度下波束的扩展角随初始束腰半径变化的曲线, 从图 8 可以看出, 波束的初始束腰半径一定时, 接收机高度越高, 波束的扩展角越小, 说明波束受到湍流的影响越小。另一方面, 随着初始束腰半径的增大, 扩展角变小, 到达某一初始束腰半径时, 扩展角基本不变, 这是因为随着束腰半径的增大波束近似为平面波。

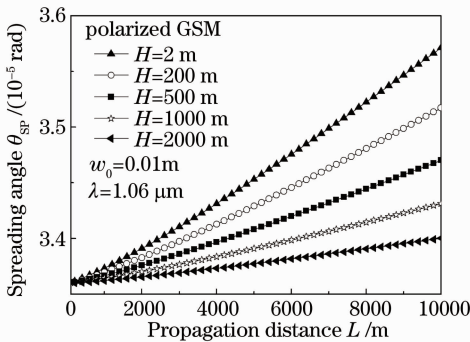


图 7 不同接收机高度时扩展角随传输距离的变化

Fig. 7 Spreading angle versus propagation distance with different receiver heights

4 结 论

根据推广的惠更斯-菲涅耳原理, 推导了椭圆偏振部分相干激光波束在斜程传输情况下的重心坐标、扩展半径和扩展角的表达式, 讨论了波束在斜程

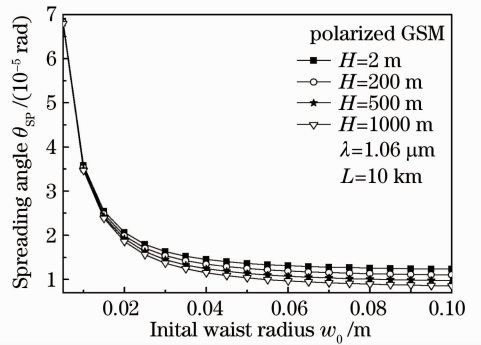


图 8 不同接收机高度时扩展角随初始束腰半径的变化

Fig. 8 Spreading angle versus initial waist radius with different receiver heights

传输情况下的漂移及扩展效应。结果表明, 在确定的传输距离和接收机高度下, 随着相位差 δ 的增大, 波束漂移效应先增大后减小, 随着方向角 θ 的增大, 波束的漂移效应先减小后增大然后再减小, 在 $\theta = 5\pi/16$ 时波束的漂移效应最小, $\theta = 11\pi/16$ 时波束的漂移效应最大; 在确定的接收机高度下, 光源的初始束腰半径越大, 波束的漂移和扩展效应随传输距离的增大变化越小, 光源的波长越大, 波束的漂移和扩展效应随传输距离的增大变化越大; 接收机高度越高, 波束的漂移和扩展效应越小。

参 考 文 献

- 1 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
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
- 2 Qian Xianmei, Zhu Wenyue, Rao Ruizhong. Research progress on partially coherent beam propagation in turbulent atmosphere[J]. *Journal of Atmospheric and Environmental Optics*, 2008, **3**(2): 81~91
钱仙妹, 朱文越, 饶瑞中. 部分相干光在湍流大气中传输的研究进展[J]. *大气与环境光学学报*, 2008, **3**(2): 81~91
- 3 E. Wolf. Unified theory of coherence and polarization of random electromagnetic beams[J]. *Phys. Lett. A*, 2003, **312**: 263~267
- 4 H. Roychowdhury, S. A. Ponomarenko, E. Wolf. Change of polarization of partially coherent electromagnetic beams propagating through the turbulent atmosphere[J]. *Journal of Modern Optics*, 2005, **52**(11): 1611~1618
- 5 J. X. Pu. Invariance of spectrum and polarization of electromagnetic Gaussian Schell-Model beams propagating in free space[J]. *Chin. Opt. Lett.*, 2006, **4**(4): 196~198
- 6 Chen Xiaowen, Tang Mingyue, Ji Xiaoling. The influence of atmospheric turbulence on the spatial correlation property of partially coherent Hermite-Gaussian beams[J]. *Acta Physica Chinese*, 2008, **57**(4): 2608~2613
陈晓文, 汤明玥, 季小玲. 大气湍流对部分相干厄米-高斯光束空间相干性的影响[J]. *物理学报*, 2008, **57**(4): 2608~2613
- 7 Ji Xiaoling, Chen Senhui, Li Xiaoqing. Polarization properties of partially coherent electromagnetic Hermite-Gaussian beams in atmospheric turbulence[J]. *Chinese J. Lasers*, 2008, **35**(1): 67~72

- 季小玲, 陈森会, 李晓庆. 部分相干电磁厄米-高斯光束通过湍流大气传输的偏振特性[J]. 中国激光, 2008, **35**(1): 67~72
- 8 Zhang Yixin, Tao Chuncan. Angle-of-arrival of Gaussian Schell-model beams propagation in atmospheric turbulence[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2005, **34**(3): 424~427
- 张逸新, 陶纯堪. 湍流大气传输高斯谢尔光束的到达角起伏[J]. 光子学报, 2005, **34**(3): 424~427
- 9 J. C. Ricklin, F. M. Davidson. Atmospheric turbulence effects on a partially coherent Gaussian beams: implications for free-space laser communication[J]. *J. Opt. Soc. Am. A*, 2002, **19**(9): 1794~1801
- 10 Wang Hua, Wang Xiangzhao, Zeng Aijun *et al.*. Effect of atmospheric turbulence on temporal coherence of Gaussian Schell-model beams propagating in slant path[J]. *Acta Optica Sinica*, 2007, **27**(9): 1548~1552
- 王 华, 王向朝, 曾爱军 等. 大气湍流对斜程传输准单色高斯-谢尔光束时间相干性的影响[J]. 光学学报, 2007, **27**(9): 1548~1552
- 11 Ji Xiaoling, Lü Baida. Effect of turbulence on the spectral shift of partially coherent light[J]. *Chinese J. Lasers*, 2005, **32**(4): 506~510
- 季小玲, 吕百达. 湍流对部分相干光光谱移动的影响[J]. 中国激光, 2005, **32**(4): 506~510
- 12 X. L. Ji, E. T. Zhang, B. D. Lü. Changes in the spectrum and polarization of polychromatic partially coherent electromagnetic beams in the turbulent tmosphere[J]. *Opt. Commun.*, 2007, **275**(2): 292~300
- 13 Rao Ruizhong, Wang Shipeng, Liu Xiaochun *et al.*. Experimental study of spot dancing of laser beam in a turbulent atmosphere[J]. *Chinese J. Lasers*, 2000, **A27**(11): 1011~1015
- 饶瑞中, 王世鹏, 刘晓春 等. 湍流大气中激光束漂移的实验研究[J]. 中国激光, 2000, **A27**(11): 1011~1015
- 14 Zhu Lihua, Nie Yiyou, Lü Baida. The concept of the beam width and comparison of its different definitions[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2005, **34**(10): 1476~1479
- 朱莉华, 聂义友, 吕百达. 光束束宽概念和不同定义束宽的比较[J]. 光子学报, 2005, **34**(10): 1476~1479

栏目编辑: 王晓琰