

文章编号: 1000-5013(2008)02-0198-05

部分相干光束在湍流大气中传输时的偏振变化

王 涛, 蒲继雄, 陈子阳, 石丽芬

(华侨大学 信息科学与工程学院, 福建 泉州 362021)

摘要: 根据电磁高斯-谢尔模型(EGSM)光束在湍流大气中传输时偏振特性的理论模型,研究 EGSM 光束在湍流介质中传输时整个光场的偏振特性.考察光源的偏振度、光源平面 x, y 两个方向的相干长度,以及光斑大小对光束偏振特性的影响.研究表明,部分相干光在湍流介质中传输时,偏振特性不仅会随着传输距离的增加而变化,而且在同一观察面内(z 固定),偏振度也随位置的不同而不同.

关键词: 部分相干光; 偏振; 衍射积分; 湍流大气

中图分类号: O 436

文献标识码: A

传统的观点认为,光在传输过程中偏振度不会发生变化.1994 年,James^[1]首次提出部分相干光在自由空间传输时,其偏振度会发生变化.此后,研究人员对光束在自由空间中传输时的偏振特性进行了大量的研究^[2-5].近几年,部分相干光在湍流介质中的传输引起了人们广泛的兴趣^[6-8].与在自由空间中的情况不同,光在湍流介质中传输时,其偏振度有独特的变化规律.目前,大部分研究都局限于讨论轴上点光场的偏振特性,而对整个空间区域偏振度的变化情况却很少涉及.在实际应用中,了解光束在湍流大气中传输时整个空间偏振度的变化情况却是非常重要的.本文根据部分相干光束在湍流介质中传输变化规律的理论模型,以电磁高斯-谢尔模型(EGSM)光束为例,研究了部分相干光束在湍流介质中传输时偏振度的变化规律.

1 理论分析

假定电磁高斯-谢尔模型(EGSM)光源位于 $z = 0$ 平面,光源发出的光在傍轴近似条件下,沿 z 轴正方向在湍流介质中传输.在 $z = 0$ 平面内,光源的交叉谱密度函数可以表示为^[9]

$$W_{ij}^{(0)}(\mathbf{r}'_1, \mathbf{r}'_2, z, \omega) = \sqrt{S_i^{(0)}(\mathbf{r}'_1, \omega)} \cdot \sqrt{S_j^{(0)}(\mathbf{r}'_2, \omega)} \cdot \eta_{ij}^{(0)}(\mathbf{r}'_2 - \mathbf{r}'_1, \omega), \quad i, j = x, y. \quad (1)$$

式(1)中, $\mathbf{r}'_1, \mathbf{r}'_2$ 为光源平面的二维位置矢量, $S_i^{(0)}$ 为光源平面内电场分量 E_i 的光谱密度, $\eta_{ij}^{(0)}$ 为光源平面内电场分量 E_i 和 E_j 的相干度,并且有

$$S_i^{(0)}(\mathbf{r}', \omega) = A_i^2 \exp[-\frac{\mathbf{r}'^2}{2\sigma_i^2}], \quad i = x, y,$$

$$\eta_{ij}^{(0)}(\mathbf{r}'_2 - \mathbf{r}'_1, \omega) = B_{ij} \exp[-(\mathbf{r}'_2 - \mathbf{r}'_1)^2 / 2\delta_{ij}^2], \quad i, j = x, y.$$

上式中, σ_i 为第 i 方向的光斑大小, δ_{ij} 为第 i 方向和第 j 方向的相干度.

为简单起见,假定在光源平面处,交叉谱密度函数矩阵的非对角元为 0,即 $W_{xy}^{(0)}(\mathbf{r}'_1, \mathbf{r}'_2, 0, \omega) = W_{yx}^{(0)}(\mathbf{r}'_1, \mathbf{r}'_2, 0, \omega) = 0$,则光源平面的交叉谱密度矩阵为

$$W_{ij}^{(0)}(\mathbf{r}'_1, \mathbf{r}'_2, \omega) = \begin{bmatrix} W_{xx}^{(0)} & 0 \\ 0 & W_{yy}^{(0)} \end{bmatrix}, \quad (2)$$

在式(2)中, $W_{xx}^{(0)}, W_{yy}^{(0)}$ 分别为

收稿日期: 2007-07-04

作者简介: 王 涛(1984-),男;通讯作者:蒲继雄(1962-),男,教授,主要从事光束传输与非线性光学研究, E-mail: jixiong@hqu.edu.cn.

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(60477041);福建省科技计划重点项目(2007H0027)

$$\begin{aligned} W_{xx}^{(0)} &= A_x^2 \exp[-\frac{\mathbf{r}_1'^2 + \mathbf{r}_2'^2}{2\sigma_x^2}] \cdot \exp[-\frac{(\mathbf{r}_2' - \mathbf{r}_1')^2}{2\sigma_{xx}^2}], \\ W_{yy}^{(0)} &= A_y^2 \exp[-\frac{\mathbf{r}_1'^2 + \mathbf{r}_2'^2}{2\sigma_y^2}] \cdot \exp[-\frac{(\mathbf{r}_2' - \mathbf{r}_1')^2}{2\sigma_{yy}^2}]. \end{aligned}$$

应用广义的惠更斯-菲涅耳原理可以得到, 在 $z > 0$ 处, 电磁高斯-谢尔模型光束的交叉谱密度矩阵 (取 $\mathbf{r}_1 = \mathbf{r}_2 = \mathbf{r}$) 为^[10]

$$W_{ij}(\mathbf{r}, \mathbf{r}, z, \omega) = \begin{bmatrix} W_{xx} & 0 \\ 0 & W_{yy} \end{bmatrix}. \tag{3}$$

同样的, 在式(3)中有

$$\begin{aligned} W_{xx} &= \frac{A_x^2}{\Delta_{xx}^2(z)} \exp[-\frac{\mathbf{r}^2}{2\sigma_x^2 \Delta_{xx}^2(z)}], \\ W_{yy} &= \frac{A_y^2}{\Delta_{yy}^2(z)} \exp[-\frac{\mathbf{r}^2}{2\sigma_y^2 \Delta_{yy}^2(z)}], \\ \Delta_{xx}^2(z) &= 1 + [\frac{1}{(k\sigma_x)^2}(\frac{1}{4\alpha_x^2} + \xi_x^2)]z^2 + 1.093C_n^2 l_0^{-1/3} \alpha_x^2 z^3, \\ \Delta_{yy}^2(z) &= 1 + [\frac{1}{(k\sigma_y)^2}(\frac{1}{4\alpha_y^2} + \xi_y^2)]z^2 + 1.093C_n^2 l_0^{-1/3} \alpha_y^2 z^3. \end{aligned}$$

其中, $\Delta_{xx}^2(z)$, $\Delta_{yy}^2(z)$ 为光束扩散系数, C_n^2 为折射率结构常数, l_0 为大气湍流介质内尺度. 在 $z > 0$ 平面, 由式(3)可得 EGSM 光束的偏振度为^[11]

$$P(\mathbf{r}, z, \omega) = \sqrt{1 - \frac{4\text{Det}[W(\mathbf{r}, \mathbf{r}, z, \omega)]}{[\text{Tr}[W(\mathbf{r}, \mathbf{r}, z, \omega)]]^2}}, \tag{4}$$

上式中, Det 表示求矩阵的特征值, Tr 为求矩阵的迹. 将式(3)代入式(4), 可以得到此时的偏振度随空间位置的变化关系为

$$P(\mathbf{r}, z, \omega) = \frac{|W_{xx} - W_{yy}|}{W_{xx} + W_{yy}}. \tag{5}$$

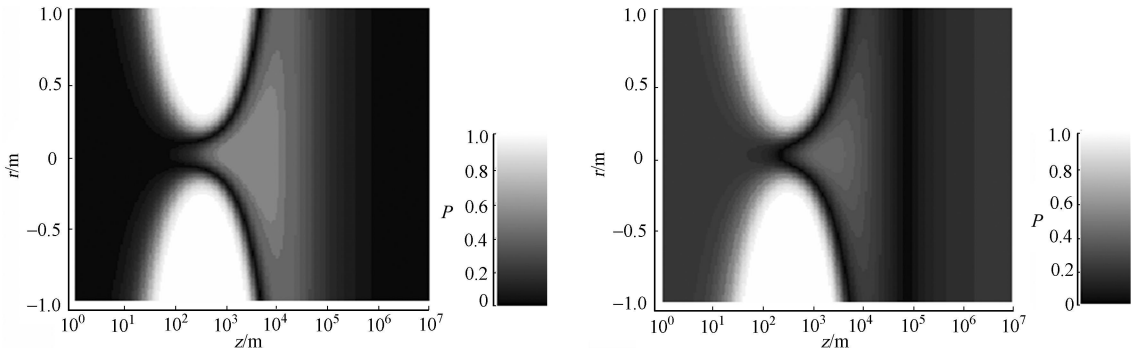
2 EGSM 光束在传输中的偏振特性

下面将应用偏振度随空间分布的表达式(5), 分析 EGSM 光束在湍流大气中传输时的偏振特性. 取光源和湍流介质的参数, 在 $\alpha_x = \alpha_y$ 的情况下, 光源初始偏振度可表示为^[10]

$$P_0 = \frac{|A_x^2 - A_y^2|}{A_x^2 + A_y^2}.$$

2.1 初始偏振度的影响

当 $\alpha_x = \alpha_y = 5 \text{ cm}$, $\xi_x = 0.5 \text{ mm}$, $\xi_y = 1.0 \text{ mm}$, $C_n^2 = 1.0 \times 10^{-13} \text{ m}^{-2/3}$, $k = 2\pi/\lambda = 10^7$, $l_0 = 5 \text{ mm}$ 时, 在不同初始偏振度 (P_0) 情况下, EGSM 光束在大气中传输时的偏振度变化规律, 如图 1 所示. 分析轴上点 ($r = 0$) 光束的偏振特性, 可以得出, 不同的初始偏振度经过足够长距离传输后, 光束轴上点的偏振度都会回到初始值, 只是变化过程不同. (1) 当 $P_0 = 0$ 时, 随着传输距离的增加, 光束轴上点的偏振度先从



(a) $P_0 = 0$ (b) $P_0 = 0.2$

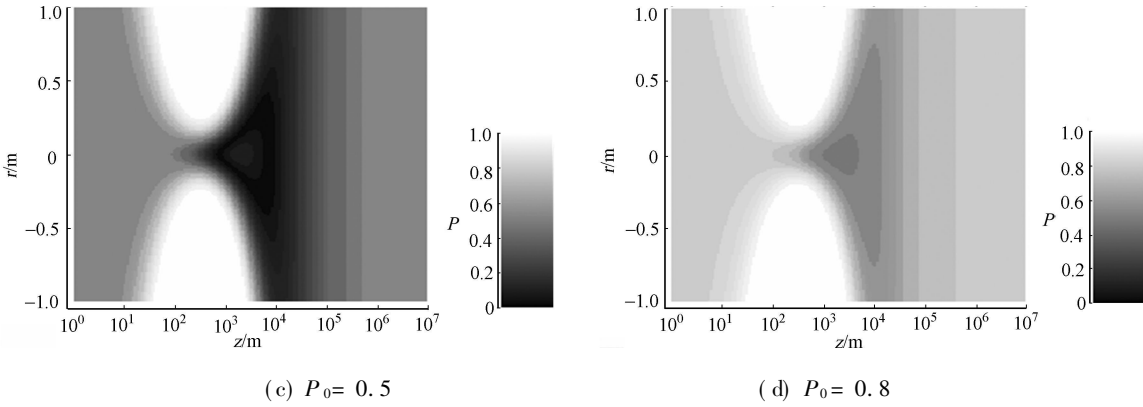


图 1 不同初始偏振度的偏振度变化规律

Fig. 1 The change of polarization with different initial polarization state

0 开始增大到一个峰值后,再下降到 0,如图 1(a)所示.(2) 当初始偏振度较小时,随着传输距离的增加,光束的轴向偏振度先下降(趋近于 0),然后增加到一定值后再下降(趋近于 0),最后再回到初始值,如图 1(b), (c)所示.(3) 当初始偏振度的值较大时,随着传输距离的增加,轴上点的偏振度先下降到一定值后(不为 0),再增加回到初始值,如图 1(d)所示.为了更加直观分析轴上点偏振度的变化规律,将图 1 中轴向偏振度的变化规律转换成图 2 曲线图.

光源的偏振度较小时,横向(z 值固定, r 改变) 光场偏振度的变化主要受 z 值(观察点离光源平面的距离)的影响.当 z 较小时,偏振度随 r 的增大而增大,最后趋近于 1;而当 z 较大时,偏振度随 r 的增大先减小到 0,然后再增大并趋近于 1;而当 z 很大时,在傍轴范围内,光束的偏振度几乎不随 r 的增大而变化.光源的偏振度较大时,横向光场的偏振度总是从轴上点的偏振度开始增加并趋近于 1, z 值越大,变化越缓慢.为了直观地表示光束传输过程中横向偏振度的变化规律,将图 1 中各个图形的横向偏振特性分别转换为图 3.

2.2 相干长度的影响

当 $\alpha_x = \alpha_y = 5\text{ cm}$, $\delta_{xx} = 0.5\text{ mm}$, $A_x = A_y = 1_y$, $C_n^2 = 1.0 \times 10^{-13}\text{ m}^{-2/3}$, $k = 2\pi/\lambda = 10^7$, $l_0 = 5\text{ mm}$, 在 δ_{yy} 取不同值的情况下,EGSM 光束在大气中传输时偏振特性的变化规律,如图 4 所示.因为初始偏振度均为 0,故随着传输距离的增加,轴上点的偏振度先增大,然后减小到初始值.对比图 4 中的 3 个图形,可以得出, x , y 两个方向的相干长度相差越大,轴向($r = 0$, z 变化)光场偏振度所能达到的最大值越大;横向(z 固定, r 变化)光场偏振度变化规律与图 1(a)中的变化规律类似.

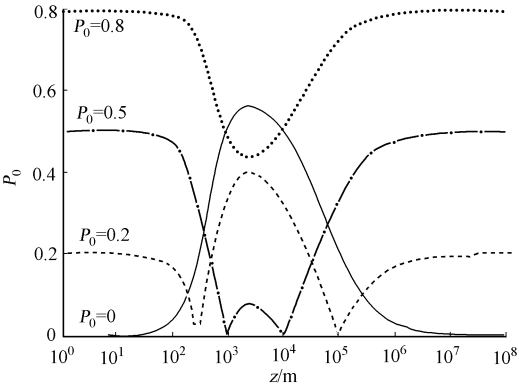
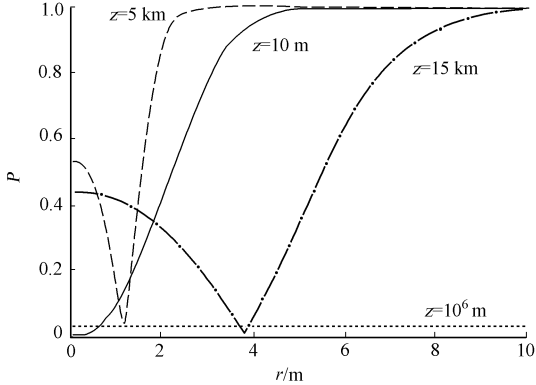
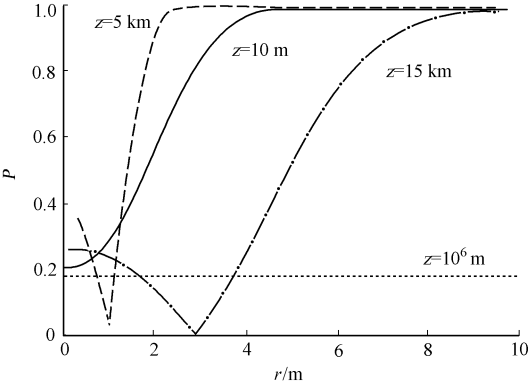


图 2 轴上点光场偏振度变化规律

Fig. 2 The change of polarization for the on-axis observation point



(a) $P_0 = 0$



(b) $P_0 = 0.2$

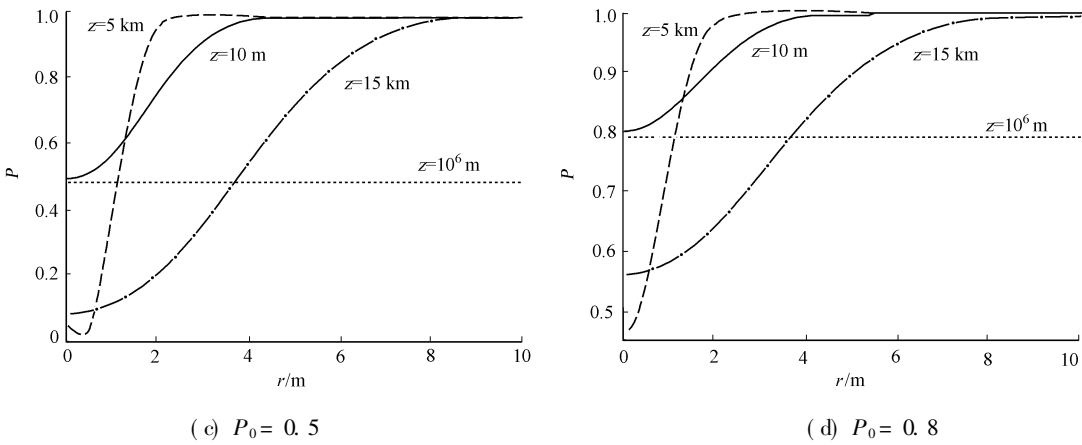


图 3 图 1 对应不同 z 时的横向偏振度变化规律

Fig. 3 The change of polarization in the transverse plane with different z

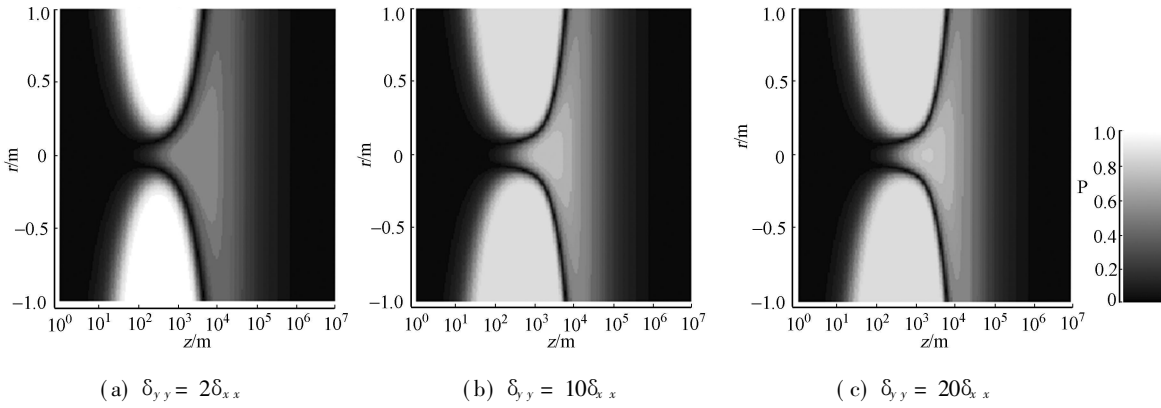


图 4 不同相干长度时偏振度的变化规律

Fig. 4 The change in the polarization with different coherent length

2.3 光斑大小的影响

当 $\alpha_y = 5\text{ cm}$, $\delta_x = \delta_y = 0.5\text{ mm}$, $A_x = A_y = 1$, $C_n^2 = 1.0 \times 10^{-13}\text{ m}^{-2/3}$, $k = 2\pi/\lambda = 10^7$, $l_0 = 5\text{ mm}$ 时, 在 α_x 取不同值情况下, 光束在湍流大气中传输时偏振度的变化规律, 如图 5 所示. 从图 5 可以得到, 轴向($r = 0, z$ 变化)光场的偏振度总是从 0 开始逐渐增大到一个最大值并稳定于该值; α_x 越大, 轴向光场偏振度增大到的最大值就越大. 横向(z 固定, r 变化)光场的偏振度总是从轴上点的偏振度开始逐渐增

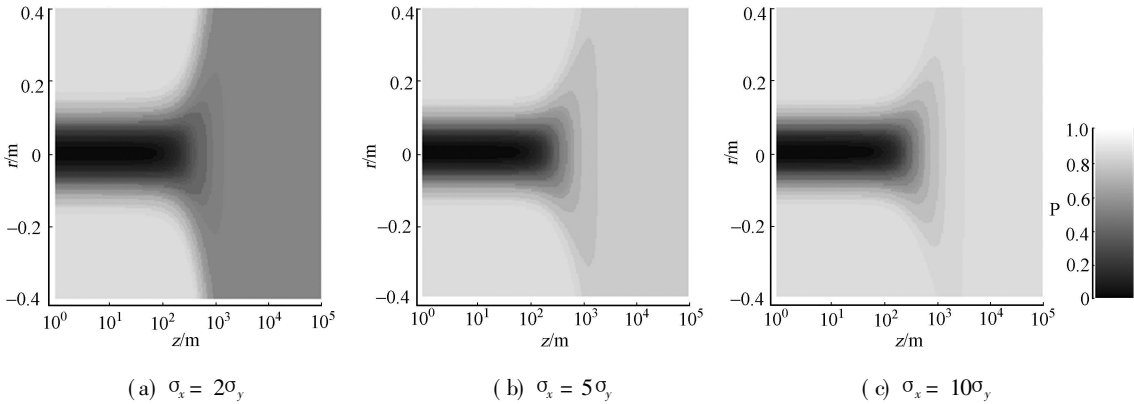


图 5 不同初始光斑大小时偏振度的变化情况

Fig. 5 The change in the polarization with different beam spot size

加, 离光源平面距离越远, 增加的速度越慢.

3 结束语

研究了在湍流介质中, 高斯-谢尔模型光束传输时整个光场的偏振特性. 重点分析了初始偏振度、相

干长度和光斑大小不同时, 光束在大气中传输时的偏振特性, 得到相应的变化规律. 研究表明, 偏振特性的变化规律受到光源偏振度、光源的相干度, 以及光源光斑大小等诸多因素的影响. 这些结论对于研究高功率激光光束在大气中传输及其应用具有重要意义.

参考文献:

- [1] JAMES D F V. Change of polarization of light beams on propagation in free space[J]. J Opt Soc Am A, 1994, 11(5): 1641-1643.
- [2] GORI F. Matrix treatment for partially polarized, partially coherent beams[J]. Opt Lett, 1998, 23(4): 241-243.
- [3] GORI F, SANTARSIERO M. Use of the Citter-Zernike theorem for partially polarized sources[J]. Opt Lett, 2000, 25(17): 1291-1293.
- [4] AGRAWAL G P, WOLF E. Propagation-induced polarization changes in partially coherent optical beams[J]. J Opt Soc Am A, 2000, 17(11): 2019-2023.
- [5] Pu Jì-xiong, Invariance of spectrum and polarization of electromagnetic Gaussian Schell-model beams propagation in free space[J]. Chin Opt Lett, 2006, 4(4): 196-198.
- [6] SHIRAI T, ARISTIDE D, WOLF E. Directionality of Gaussian Schell-model beams propagating in atmospheric turbulence[J]. Opt Lett, 2003, 28(8): 610-612.
- [7] PU Jì-xiong, KORDTKKOVA O, WOLF E, Invariance and non-invariance of the spectra of stochastic electromagnetic beams[J]. Opt Lett, 2006, 31(14): 2097-2099.
- [8] 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.
- [9] KOROTKOVA O, SALEM M, WOLF E. The far-zone behavior of the degree of polarization of electromagnetic beams propagation through atmospheric turbulence[J]. Opt Commun, 2004, 233: 225-230.
- [10] ROYCHOWDHURY H, PONOMARENKO S A, WOLF E. Change in the polarization of partially coherent electromagnetic beams propagation through the turbulent atmosphere[J]. J Mod Opt, 2005, 52(11): 1611-1618.
- [11] WOLF E. Unified theory of coherence and polarization of random electromagnetic beams[J]. Phys Lett A, 2003, 312: 263-267.

Change in Polarization of Partially Coherent Beams Propagating in the Turbulent Atmosphere

WANG Tao, PU Jì-xiong, CHEN Zì-yang, SHI Lì-feng

(College of Information Science and Engineering, Huaqiao University, Quanzhou 362021, China)

Abstract: Based on the theoretical model of partially coherent electromagnetic beams propagating in a turbulent atmosphere, the polarization property for a Gaussian-Schell model beam in the turbulent atmosphere has been investigated. The influence of polarization state, the spatial coherent length and the beam spot size of the source on the polarization properties have been discussed. It is found that the change of polarization not only varies with the propagation distance, but also varies with the radius in a transverse plane.

Keywords: partially coherent beam; polarization; diffraction integration; turbulent atmosphere

(责任编辑: 黄仲一 英文审校: 吴逢铁)