

非Kolmogorov大气湍流下部分相干光偏振状态对相干探测灵敏度的影响研究

吴加丽¹, 惠玉泽¹, 丁德强², 柯熙政¹

(1. 西安理工大学自动化与信息工程学院, 陕西西安 710048; 2. 中国人民解放军国防科技大学信息通信学院, 湖北武汉 430019)

摘要: 本文讨论了在非Kolmogorov湍流下部分相干电磁高斯-谢尔模型(Electromagnetic Gaussian-Schell Model, EGSM)光束用于相干探测时系统的性能。基于相干探测理论推导了EGSM光束在非Kolmogorov湍流下斜程传输时系统灵敏度的表达式。研究了在误码率为 10^{-9} 下行和上行传输时光束在不同偏振状态、功率谱幂律、湍流尺度、传输距离、天顶角、探测器参数、接收端高度或光源高度对相干探测系统灵敏度的影响。结果表明:在非Kolmogorov湍流谱下,系统灵敏度会随着功率谱幂律的增大而增大;在相同条件下,上行传输时的系统探测灵敏度大于下行传输;在链路条件相同的情况下,完全偏振的EGSM光束用于相干探测时的灵敏度均比非偏振光束的灵敏度高3 dBm。最后,建立了EGSM光束相干探测系统,通过实验验证了部分偏振EGSM光束用于相干探测的系统灵敏度介于完全偏振和非偏振之间。

关键词: 相干探测灵敏度; EGSM光束; 偏振状态; 非Kolmogorov湍流; 斜程传输

基金项目: 陕西省科研项目(No.18JK0341); 陕西省重点产业创新项目(No.2017ZDCXL-GY-06-01); 西安市科技计划项目(No.2020KJRC0083); 国防科技大学自主创新科学基金项目(No.22-ZZCX-051)

中图分类号: TN919.21

文献标识码: A

文章编号: 0372-2112(2023)05-1370-11

电子学报URL: <http://www.ejournal.org.cn>

DOI: 10.12263/DZXB.20221286

The Influence of Polarization State of Partially Coherent Beam on Coherent Detection Sensitivity in Non-Kolmogorov Atmospheric Turbulence

WU Jia-li¹, HUI Yu-ze¹, DING De-qiang², KE Xi-zheng¹

(1. Faculty of Automation & Information Engineering, Xi'an University of Technology of China, Xi'an, Shaanxi 710048, China;

2. School of Information and Communication, National University of Defense Technology, Wuhan, Hubei 430019, China)

Abstract: This paper mainly discusses the performance of partially coherent electromagnetic Gaussian-Schell model (EGSM) beam for coherent detection under non-Kolmogorov turbulence. Based on the coherent detection theory, the expression of the sensitivity of the EGSM beam is derived when it propagates in the slant path under non-Kolmogorov turbulence. Under the condition of bit error rate of 10^{-9} , the effects of coherent beam in different polarization states, power spectrum power law, turbulence scale, propagation distance, zenith angle, detector parameters, receiver height and beam source height on the sensitivity of the coherent detection system are studied in the uplink and downlink atmospheric turbulence. The results show that, under the non-Kolmogorov turbulence spectrum, the system sensitivity increases with the rise of power spectrum power law. Under the same conditions, the detection sensitivity of uplink propagation is greater than that of downlink propagation. Under the same link conditions, the sensitivity of completely polarized EGSM beam for coherent detection is 3 dBm greater than that of the unpolarized beam. The EGSM beam coherent detection system is established, and the experiments verify that the sensitivity of partially polarized EGSM beams is between that of completely polarized and unpolarized ones.

Key words: coherent detection sensitivity; EGSM beam; polarization state; non-Kolmogorov turbulence; slant path propagation

Foundation Item(s): Scientific Research Program of Shaanxi Province (No.18JK0341); Key Industry Innovation Project

of Shaanxi Province (No.2017ZDCXL-GY-06-01); Xi'an Science and Technology Plan Project (No.2020KJRC0083); Independent Innovation Science Fund Project of National University of Defense Technology (No.22-ZZCX-051)

1 引言

空间相干光通信系统的接收灵敏度比传统的非相干光通信高 20~23 dB,且在相同的发射功率下光束传输距离更远^[1].当光束在大气信道中传输时,随机起伏的大气折射率会降低无线光通信链路性能,影响相干探测系统灵敏度^[2].

在空间相干光系统灵敏度研究中,Abbas 等^[3,4]研究了相干探测系统中,本振光散粒噪声对系统灵敏度的影响.何宁等^[5]利用平衡探测有效提高了相干探测系统的灵敏度.南航等^[6]研究了大气湍流下本振光和信号光之间的失配角对系统灵敏度的影响.梁赫西等^[7]研究了本振光功率对相干探测灵敏度的影响.由于激光器谐振腔中的不均匀性和原子的自发辐射,大多数物理上可实现的光源是随机辐射的.因此研究部分相干光对相干探测系统灵敏度的影响具有重要意义.

Tanaka T 等^[8]研究了当信号光与本振光均为部分相干光束时相干探测系统的性能.濮莉莉等^[9]研究了激光雷达部分相干光束用于相干探测时的系统性能.Salem 和 Rolland 等^[10]研究了部分相干光束的信号光和本振光之间的角误差对相干探测系统的影响.Li 等^[11]根据部分相干光束的理论讨论了湍流对相干探测系统的影响.以上这些工作是基于部分相干光场的标量理论.此外,电磁场的偏振现象是不可忽视的,光束的偏振通常会随着光束的传播而变化.Salem M 等^[12]研究了相干和极化变化对自由空间中传播的随机电磁束的相干探测影响.Wang^[13]等利用高斯谢尔电磁波束相干极化矩阵,推导了相干探测系统的解析表达式.

相比于 Kolmogorov 湍流谱,非 Kolmogorov 湍流谱更接近真实大气湍流.因此本文推导了部分相干光在非 Kolmogorov 湍流谱下斜程传输时相干探测系统灵敏度的表达式,在此基础上分析了部分相干电磁高斯-谢尔模型(Electromagnetic Gaussian-Schell Model, EGSM)光束不同偏振状态下系统灵敏度的变化.

2 理论分析

假设信号光和本振光均为部分相干 EGSM 光束,并垂直于探测器表面入射,在 $z=0$ 处进行混频,探测器表面本振光 $U_o(\rho, t)$ 和信号光 $U_s(\rho, t)$ 的瞬时光场表示为^[14]

$$U_o(\rho, t) = [U_{ox}(\rho)e_x + U_{oy}(\rho)e_y] \exp(j\omega_o t) \quad (1)$$

$$U_s(\rho, t) = [U_{sx}(\rho)e_x + U_{sy}(\rho)e_y] \exp(j\omega_s t) \quad (2)$$

其中, e_x, e_y 是单位矢量, ω_o, ω_s 分别表示本振光和信号光

的中心角频率.

部分相干光束的偏振特性、空间相干属性可以用光束相干偏振(Beam Coherence Polarization, BCP)矩阵 J 表示.在 z 方向传播的信号光和本振光光束的 BCP 矩阵 $J_s(\rho_1, \rho_2)$ 和 $J_o(\rho_1, \rho_2)$ 可分别表示为^[14]

$$J_s(\rho_1, \rho_2) = \begin{bmatrix} \langle U_{sx}^*(\rho_1)U_{sx}(\rho_2) \rangle & \langle U_{sx}^*(\rho_1)U_{sy}(\rho_2) \rangle \\ \langle U_{sy}^*(\rho_1)U_{sx}(\rho_2) \rangle & \langle U_{sy}^*(\rho_1)U_{sy}(\rho_2) \rangle \end{bmatrix} \quad (3)$$

$$J_o(\rho_1, \rho_2) = \begin{bmatrix} \langle U_{ox}^*(\rho_1)U_{ox}(\rho_2) \rangle & \langle U_{ox}^*(\rho_1)U_{oy}(\rho_2) \rangle \\ \langle U_{oy}^*(\rho_1)U_{ox}(\rho_2) \rangle & \langle U_{oy}^*(\rho_1)U_{oy}(\rho_2) \rangle \end{bmatrix} \quad (4)$$

其中, * 表示复共轭, $\langle \cdot \rangle$ 表示统计平均值.

根据相干探测原理和双平衡探测原理得到中频信号的功率为^[14]

$$P_{IF} = 2R^2 \iint \text{Re} \{ \text{Tr} [J_o(\rho_1, \rho_2) J_s(\rho_1, \rho_2)] \} d^2 \rho_1 d^2 \rho_2 \quad (5)$$

其中, Tr 表示矩阵的迹, Re 表示取复数的实部, $R = e\eta/(h\nu)$ 为探测器的响应, e 为电子电荷, η 为量子效率, h 为普朗克常数, ν 为载波频率.此处为分析方便,假设探测器的响应 R 不随探测器上的位置而变化.由于本振光产生的散粒噪声为系统的主要噪声,因此噪声功率可以表示为^[14]

$$P_n = eBR \iint \text{Tr} [J_o(\rho, \rho)] d^2 \rho \quad (6)$$

其中, B 为探测器的带宽.根据信噪比定义,部分相干 EGSM 光束相干探测系统的信噪比为^[14]

$$\text{SNR}_{\text{EGSM}} = \frac{2R \iint \text{Re} \{ \text{Tr} [J_o(\rho_1, \rho_2) J_s(\rho_1, \rho_2)] \} d^2 \rho_1 d^2 \rho_2}{eB \iint \text{Tr} [J_o(\rho, \rho)] d^2 \rho} \quad (7)$$

根据外差效率的定义,部分相干 EGSM 光束用于相干探测的外差效率表达式为^[14]

$$\eta_{\text{EGSM}} = \frac{\iint \text{Re} \{ \text{Tr} [J_o(\rho_1, \rho_2) J_s(\rho_1, \rho_2)] \} d^2 \rho_1 d^2 \rho_2}{\iint \text{Tr} [J_o(\rho_1, \rho_2)] d^2 \rho_1 \iint \text{Tr} [J_s(\rho_1, \rho_2)] d^2 \rho_2} \quad (8)$$

部分相干 EGSM 光束的 BCP 矩阵各元素表达式为^[15]

$$J_{\beta ij}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = I_{\beta ij} \exp \left[- \frac{r_1^2 + r_2^2}{4w_\beta^2} - \frac{(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)^2}{2\delta_{\beta ij}^2} \right] \quad (9)$$

其中, $I_{\beta ij}$ 为光强, w_β 为光束的束腰半径, $\delta_{\beta ij}$ 为空间相干长度, $i, j = x, y$. 当 β 为 s 时,为信号光束;当 β 为 o 时,为本振光束.

假设大气湍流中 EGSM 沿 z 轴正向传播后,由广义

惠更斯-菲涅尔原理可知,在接收端光束的BCP矩阵各元素的表达式为^[16]

$$\begin{aligned} J_{\beta ij}(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2, z_\beta) = & I_{\beta ij} \left(\frac{k}{2\pi z_\beta} \right)^2 \iint d^2 \mathbf{r}_1 \iint d^2 \mathbf{r}_2 \\ & \times \exp \left[-ik \frac{(\boldsymbol{\rho}_1 - \mathbf{r}_1)^2 - (\boldsymbol{\rho}_2 - \mathbf{r}_2)^2}{2z_\beta} \right] \\ & \times \exp \left[-\frac{\mathbf{r}_1^2 + \mathbf{r}_2^2}{4w_\beta^2} - \frac{(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)^2}{2\delta_{\beta ij}^2} \right] \\ & \times \left\langle \exp \left[\psi^*(\boldsymbol{\rho}_1, \mathbf{r}_1, z_\beta) + \psi(\boldsymbol{\rho}_2, \mathbf{r}_2, z_\beta) \right] \right\rangle \end{aligned} \quad (10)$$

其中, z_β 为传输距离; $k=2\pi/\lambda$ 为波数, λ 为波长; $\psi(\boldsymbol{\rho}, \mathbf{r}, z_\beta)$ 是湍流介质的复随机扰动.

式(10)中描述湍流影响的

$$\left\langle \exp \left[\psi^*(\boldsymbol{\rho}_1, \mathbf{r}_1, z_\beta) + \psi(\boldsymbol{\rho}_2, \mathbf{r}_2, z_\beta) \right] \right\rangle \text{ 可以表示为}^{[17]}$$

$$\left\langle \exp \left[\psi^*(\boldsymbol{\rho}_1, \mathbf{r}_1, z_\beta) + \psi(\boldsymbol{\rho}_2, \mathbf{r}_2, z_\beta) \right] \right\rangle = \exp \left[-\frac{1}{2} D_\phi(\boldsymbol{\rho}_1 - \boldsymbol{\rho}_2, \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) \right] \quad (11)$$

其中, $D_\phi(\boldsymbol{\rho}_1 - \boldsymbol{\rho}_2, \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)$ 是波结构函数, 当光束斜程传输至接收端时, 式(11)可表示为^[17]

$$\left\langle \exp \left[\psi^*(\boldsymbol{\rho}_1, \mathbf{r}_1, z_\beta) + \psi(\boldsymbol{\rho}_2, \mathbf{r}_2, z_\beta) \right] \right\rangle \cong \exp \left[-\frac{1}{2} (M_1 \mathbf{r}_d^2 + M_2 \mathbf{r}_d \boldsymbol{\rho}_d + M_3 \boldsymbol{\rho}_d^2) \right] \quad (12)$$

其中, $\boldsymbol{\rho}_d = \boldsymbol{\rho}_1 - \boldsymbol{\rho}_2$; $\mathbf{r}_d = \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2$; M_1, M_2, M_3 分别为

$$\begin{cases} M_1 = 2\pi^2 k^2 \sec \theta \int_{h_0}^H \int_0^\infty \Phi_n(\kappa, h) (1 - \zeta)^2 \kappa^3 d\kappa dh \\ M_2 = 4\pi^2 k^2 \sec \theta \int_{h_0}^H \int_0^\infty \Phi_n(\kappa, h) (1 - \zeta) \zeta \kappa^3 d\kappa dh \\ M_3 = 2\pi^2 k^2 \sec \theta \int_{h_0}^H \int_0^\infty \Phi_n(\kappa, h) \zeta^2 \kappa^3 d\kappa dh \end{cases} \quad (13)$$

其中, 上行链路中, $\zeta = 1 - (h - h_0)/(H - h_0)$, H 为接收端高度, h_0 为光源高度; 下行链路中, $\zeta = (h - h_0)/(H - h_0)$, H 为光源高度, h_0 为接收端高度. θ 为天顶角. 当大气湍流折射率谱密度函数 $\Phi_n(\kappa, h)$ 为非 Kolmogorov 谱时, 其表达式为^[18]

$$\Phi_n(\kappa, h, \alpha) = A(\alpha) \tilde{C}_n^2 \frac{\exp[-\kappa^2/\kappa_m^2]}{(\kappa^2 + \kappa_0^2)^{\alpha/2}}, \quad 0 \leq \kappa < \infty, \quad 3 < \alpha < 4 \quad (14)$$

其中, κ 为空间波数, $\kappa_m = c(\alpha)/l_0$, $\kappa_0 = 2\pi/L_0$, l_0 和 L_0 分别为大气湍流的内尺度和外尺度; \tilde{C}_n^2 为非 Kolmogorov 湍流大气折射率结构常数; α 是功率谱幂律, $A(\alpha)$ 为广义振幅. $A(\alpha)$ 和 $c(\alpha)$ 的表达式分别为^[18]

$$A(\alpha) = \frac{\Gamma(\alpha - 1) \cos(\alpha\pi/2)}{4\pi^2} \quad (15)$$

$$c(\alpha) = \left[\Gamma \left(5 - \frac{\alpha}{2} \right) A(\alpha) \frac{2}{3} \pi \right]^{1/(\alpha-5)} \quad (16)$$

其中, $\Gamma(x)$ 是伽玛函数.

在非 Kolmogorov 湍流下, $\int_0^\infty \Phi_n(\kappa, h, \alpha) \kappa^3 d\kappa$ 经积分可得

$$\begin{aligned} \int_0^\infty \Phi_n(\kappa, h, \alpha) \kappa^3 d\kappa = & \frac{A(\alpha)}{2(\alpha-2)} \tilde{C}_n^2 \left[\kappa_m^{2-\alpha} \chi \exp \left(\frac{\kappa_0^2}{\kappa_m^2} \right) \right. \\ & \left. \cdot \Gamma \left(2 - \frac{\alpha}{2}, \frac{\kappa_0^2}{\kappa_m^2} \right) - 2\kappa_0^{4-\alpha} \right] \end{aligned} \quad (17)$$

其中, $\chi = 2\kappa_0^2 - 2\kappa_m^2 + \alpha\kappa_m^2$.

当光束斜程传输时, 此处采用 ITU-R 提出的大气折射率结构常数模型, 表达式为^[19]

$$\begin{aligned} C_n^2(h) = & 8.148 \times 10^{-56} v_{\text{RMS}}^2 h^{10} \exp \left(-\frac{h}{1000} \right) \\ & + 2.7 \times 10^{-16} \exp \left(-\frac{h}{1500} \right) + C_0 \exp \left(-\frac{h}{100} \right) \\ v_{\text{RMS}} = & \sqrt{v_g^2 + 30.69 v_g + 348.91}, \quad \tilde{C}_n^2 = \gamma C_n^2 \end{aligned} \quad (18)$$

其中, γ 为常数 1, v_{RMS} 是垂直路径风速, v_g 是近地面风速, C_0 表示的是近地面的大气结构常数.

将式(11)代入式(10)中并通过积分运算可得

$$\begin{aligned} J_{\beta ij}(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2, z_\beta) = & \frac{I_{\beta ij}}{Q_{\beta ij}} \exp[-H_{\beta ij}(\boldsymbol{\rho}_1 - \boldsymbol{\rho}_2)^2] \\ & \times \exp \left[-\frac{1}{8w_\beta^2 Q_{\beta ij}} (\boldsymbol{\rho}_1 + \boldsymbol{\rho}_2)^2 \right] \\ & \times \exp[-ikT_{\beta ij}(\boldsymbol{\rho}_1^2 - \boldsymbol{\rho}_2^2)] \end{aligned} \quad (19)$$

其中,

$$\begin{aligned} Q_{\beta ij} = & 1 + \left(\frac{z_\beta}{kw_\beta \theta_{\beta ij}} \right)^2 + \frac{z_\beta^2 M_3}{k^2 w_\beta^2} \\ H_{\beta ij} = & \frac{1}{2\theta_{\beta ij}^2 Q_{\beta ij}} + \frac{1}{2Q_{\beta ij}} (M_3 + M_2) + \frac{M_1}{2} - \frac{M_2^2 z_\beta^2}{8w_\beta^2 k^2 Q_{\beta ij}} \end{aligned} \quad (20)$$

$$\frac{1}{\theta_{\beta ij}^2} = \frac{1}{4w_\beta^2} + \frac{1}{\delta_{\beta ij}^2}, \quad T_{\beta ij} = \frac{2k^2 w_\beta^2 Q_{\beta ij} + M_2 z_\beta^2 - 2k^2 w_\beta^2}{4k^2 z_\beta w_\beta^2 Q_{\beta ij}}$$

对于随机电磁光束, 偏振度的定义为^[16]

$$P(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2, z_\beta) = \sqrt{1 - \frac{4\text{Det}\mathbf{J}(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2, z_\beta)}{[\text{Tr}\mathbf{J}(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2, z_\beta)]^2}} \quad (21)$$

其中, Det 代表矩阵的行列式.

将式(19)代入式(21)中, 令 $\boldsymbol{\rho}_1 = \boldsymbol{\rho}_2 = 0$, 得到接收平面上光束轴上点的偏振度表达式:

$$P(\boldsymbol{\rho} = 0, z_\beta) = \sqrt{1 - \frac{4 \left(\frac{I_{\beta xx} I_{\beta yy}}{Q_{\beta xx} Q_{\beta yy}} - \frac{I_{\beta xy} I_{\beta yx}}{Q_{\beta xy} Q_{\beta yx}} \right)}{\left(\frac{I_{\beta xx}}{Q_{\beta xx}} + \frac{I_{\beta yy}}{Q_{\beta yy}} \right)^2}} \quad (22)$$

将式(19)带入到式(5)中,通过极坐标运算,得到中频信号的功率为

$$P_{IFij} = 2R^2 \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^{D/2} \int_0^{D/2} \text{Re}[\mathbf{J}_{oij}(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2, z_\beta) \times \mathbf{J}_{sij}^*(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2, z_\beta)] \rho_1 \rho_2 d\rho_1 d\rho_2 d\varphi_1 d\varphi_2 \quad (23)$$

其中, D 为探测器的有效直径, φ 为位置矢量 $\boldsymbol{\rho}$ 和 x 轴的夹角. 为了计算简便, 此处使用软孔径近似, 考虑将硬孔径 D 近似为半径为 W 的高斯孔径或软孔径, 其两者关系为 $W^2 = D^2/8^{[14]}$, 式(23)可以整理为

$$P_{IFij} = 2R^2 \frac{I_{oij} I_{sij}}{Q_{oij} Q_{sij}} \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^\infty \int_0^\infty \text{Re} \left\{ \frac{I_{oij}}{Q_{oij}} \exp[-H_{oij}(\boldsymbol{\rho}_1 - \boldsymbol{\rho}_2)^2] \right. \\ \times \exp\left[-\frac{1}{8w_o^2 Q_{oij}}(\boldsymbol{\rho}_1 + \boldsymbol{\rho}_2)^2\right] \times \exp[-ikT_{oij}(\boldsymbol{\rho}_1^2 - \boldsymbol{\rho}_2^2)] \\ \times \frac{I_{sij}}{Q_{sij}} \exp[-H_{sij}(\boldsymbol{\rho}_1 - \boldsymbol{\rho}_2)^2] \exp\left[-\frac{1}{8w_s^2 Q_{sij}}(\boldsymbol{\rho}_1 + \boldsymbol{\rho}_2)^2\right] \\ \left. \times \exp[ikT_{sij}(\boldsymbol{\rho}_1^2 - \boldsymbol{\rho}_2^2)] \exp\left[-\frac{\boldsymbol{\rho}_1^2 + \boldsymbol{\rho}_2^2}{W^2}\right] \right\} \rho_1 \rho_2 d\rho_1 d\rho_2 d\varphi_1 d\varphi_2 \quad (24)$$

再由关系式 $\boldsymbol{\rho}_1 \boldsymbol{\rho}_2 = \rho_1 \rho_2 \cos(\varphi_1 - \varphi_2)$, 式(24)可以整理为

$$P_{IFij} = 2R^2 \frac{I_{oij} I_{sij}}{Q_{oij} Q_{sij}} \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^\infty \int_0^\infty \text{Re} \left\{ \exp[-g_{ij}(\rho_1^2 + \rho_2^2)] \right. \\ \times \exp[ip_{ij}(\rho_1^2 - \rho_2^2)] \\ \left. \times \exp[2q_{ij}\rho_1 \rho_2 \cos(\varphi_1 - \varphi_2)] \right\} \rho_1 \rho_2 d\rho_1 d\rho_2 d\varphi_1 d\varphi_2 \quad (25)$$

其中,

$$g_{ij} = H_{oij} + \frac{1}{8w_o^2 Q_{oij}} + H_{sij} + \frac{1}{8w_s^2 Q_{sij}} + \frac{1}{W^2} \\ q_{ij} = H_{oij} - \frac{1}{8w_o^2 Q_{oij}} + H_{sij} - \frac{1}{8w_s^2 Q_{sij}} \quad (26)$$

$$p_{ij} = k(T_{sij} - T_{oij})$$

通过化简计算可得

$$P_{IFij} = \frac{2\pi^2 R^2 I_{oij} I_{sij}}{Q_{oij} Q_{sij} (g_{ij}^2 + p_{ij}^2 - q_{ij}^2)}, \quad i, j = x, y \quad (27)$$

本振光功率为

$$P_{oii} = R \iint \mathbf{J}_{oii}(\boldsymbol{\rho}, \boldsymbol{\rho}) d^2 \boldsymbol{\rho} = R \int_0^{2\pi} \int_0^\infty \mathbf{J}_{oii}(\boldsymbol{\rho}, \boldsymbol{\rho}) \exp\left(-\frac{\rho^2}{W^2}\right) \rho d\rho d\varphi \\ = \frac{2R\pi I_{oii} W^2 w_o^2}{W^2 + 2w_o^2 Q_{oii}}, \quad i = x, y \quad (28)$$

根据上面的结果可得

$$\text{SNR}_{\text{EGSM}} = \frac{\sum_{i,j=x,y} P_{IFij}}{eB \sum_{i=x,y} P_{oii}} \quad (29)$$

同样的, 信号光功率为

$$P_{sii} = R \iint \mathbf{J}_{sii}(\boldsymbol{\rho}, \boldsymbol{\rho}) d^2 \boldsymbol{\rho} = R \int_0^{2\pi} \int_0^\infty \mathbf{J}_{sii}(\boldsymbol{\rho}, \boldsymbol{\rho}) \exp\left(-\frac{\rho^2}{W^2}\right) \rho d\rho d\varphi \\ = \frac{2R\pi I_{sii} W^2 w_s^2}{W^2 + 2w_s^2 Q_{sii}}, \quad i = x, y \quad (30)$$

相干探测的外差效率表达式为

$$\eta_{\text{EGSM}} = \frac{\sum_{i,j=x,y} P_{IFij}}{2 \sum_{i=x,y} P_{oii} \sum_{i=x,y} P_{sii}} \quad (31)$$

由式(29)和式(31)可得, SNR_{EGSM} 可写为

$$\text{SNR}_{\text{EGSM}} = \frac{\sum_{i=x,y} P_{sii} \sum_{i,j=x,y} P_{IFij}}{eB \sum_{i=x,y} P_{oii} \sum_{i=x,y} P_{sii}} = \frac{2 \sum_{i=x,y} P_{sii}}{eB} \eta_{\text{EGSM}} \quad (32)$$

探测系统灵敏度是指在保证一定误码率下可探测的最小输入信号功率, 由式(32)可得

$$\sum_{i=x,y} P_{sii} = \frac{eB}{2\eta_{\text{EGSM}}} \text{SNR}_{\text{EGSM}} \quad (33)$$

接收机的误码率也是衡量相干光通信系统性能的重要参数, 本文采用二进制相移键控调制方式, 其误码率的表达式为^[20]

$$\text{BER} = \frac{1}{2} \text{erfc}\left(\frac{\text{SNR}_{\text{EGSM}}}{2}\right)^{1/2} \quad (34)$$

3 结果与讨论

3.1 数值仿真

在上述理论分析的基础上, 采用 Monte Carlo 方法和理论计算方法对基于二进制相移键控调制的 EGSM 光束相干探测系统进行仿真并分析其误码性能, 参数取值如表 1 所示, 为了使光束在大气信道中偏振特性保持不变^[21, 22], 信号光和本振光的光束空间长度分别取 $\delta_{oxy} = \delta_{oyx} = 0.2 \text{ mm}$, $\delta_{osx} = \delta_{osy} = 0.2 \text{ mm}$, $\delta_{sxx} = \delta_{syy} = 0.4 \text{ mm}$, $\delta_{sxy} = \delta_{syx} = 0.4 \text{ mm}$. 图 1 为理论推导与 Monte Carlo 仿真时偏振度与系统误码率的曲线. 从图中可以发现, 随着偏振度 P 的增大, 系统误码率逐渐减小, 且 Monte Carlo 仿真曲线与理论误码率曲线吻合度较高, 验证了数值仿真结果的正确性.

下面通过数值分析的方法研究非 Kolmogorov 大气湍流下不同偏振状态的 EGSM 光束斜程传输时相干探测系统灵敏度的变化, 由式(33)可以看出, EGSM 光束用于相干探测时系统的灵敏度由湍流大小、湍流尺度、天顶角、探测器参数、传输距离、接收端高度或光源高度 H 等共同决定. 接下来, 主要分析在给定误码率 $\text{BER} = 10^{-9}$ 时, 各因素如何影响相干探测系统灵敏度. 首先给出仿真参数的数值大小, 如表 2 所示.

图 2 为系统灵敏度与偏振度的关系. 从图中可以看出, 灵敏度随着偏振度 P 的增大而增大. 另外, 当 P

表1 仿真参数

参数名称	参数取值	参数名称	参数取值
波长 λ	1 550 nm	接收端高度 H	2 000 m
湍流内尺度 l_0	0.001 m	光源高度 h_0	0 m
湍流外尺度 L_0	1 m	大气结构常数 C_0	$1.7 \times 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$
功率谱幂律 α	3.6	信号光束腰半径 w_s	3 mm
近地面风速 v_g	2.8 m/s	本振光束腰半径 w_o	3 mm
探测器直径 D	2 mm	载波频率 ν	$1.9 \times 10^{14} \text{ Hz}$
普朗克常数 h	$6.623 \times 10^{-34} \text{ J}\cdot\text{s}$	探测器带宽 B	200 MHz
量子效率 η	0.8	电子电荷 e	$1.6 \times 10^{-19} \text{ C}$
传输 bit 点数	10^7	传输距离 z_s	5 000 m

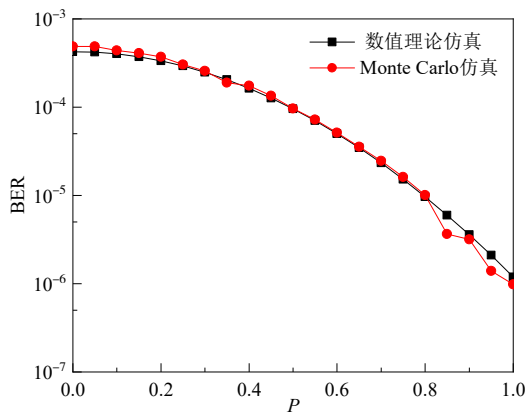


图1 EGSM 光束用于相干探测时上行链路系统误码率随偏振度 P 的变化

表2 数值仿真时参数取值

参数名称	参数取值	参数名称	参数取值
波长 λ	1 550 nm	大气结构常数 C_0	$1.7 \times 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$
湍流内尺度 l_0	0.005 m	信号光束腰半径 w_s	3 mm
湍流外尺度 L_0	1 m	本振光束腰半径 w_o	3 mm
功率谱幂律 α	3.7	探测器直径 D	3 mm
近地面风速 v_g	2.8 m/s	普朗克常数 h	$6.623 \times 10^{-34} \text{ J}\cdot\text{s}$
接收端或光源高度 h_0	0 m	载波频率 ν	$1.9 \times 10^{14} \text{ Hz}$
量子效率 η	0.8	探测器带宽 B	200 MHz
接收端或光源高度 H	800 m		

不变时,上行链路的灵敏度大于下行链路,这是由于上行链路和下行链路湍流项的值不同而造成的。

如图3~5更详细的分析了EGSM 光束分别在完全偏振、非偏振、部分偏振状态下斜程传输时各因素对相干探测灵敏度的影响。

由式(22),取 $I_{oxy}=I_{sxy}=1, I_{oyx}=I_{syx}=1, I_{oxx}=I_{oyy}=1, I_{sxx}=I_{syy}=1$ 时,偏振度 $P=1$,此时信号光和本振光均为完全偏振光束。图3为完全偏振的EGSM 光束用于相干探测时,在不同影响因素下系统灵敏度随传输距离的变化曲线。

如图3所示,系统的探测灵敏度均随着传输距离的

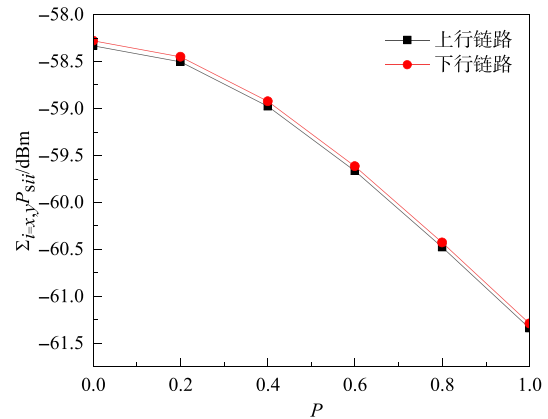


图2 EGSM 光束用于相干探测时上行和下行的系统灵敏度随偏振度 P 的变化

增大而减小,由于光束在大气湍流中传输时受到大气折射率的影响,当传输距离越远时,产生的波前畸变就会越严重,因此灵敏度就会越小。图3(a)可以看出,在一定的传输距离下,系统的探测灵敏度随着功率谱幂律 α 的增加而增大,当 α 为3.1时,湍流对光束的影响较大,灵敏度最小。且下行链路传输时的灵敏度变化大于上行链路。图3(b)可以看出,在一定的传输距离下,系统的探测灵敏度随着探测器直径的增加而减小。由于信号光的空间相干性的限制,当探测器尺寸越小时,信号光和本振光的匹配性越高,因此较小的探测器尺寸可获得更高的灵敏度,此外,在一定的探测器尺寸下,当传输距离逐渐增大时,系统灵敏度随着传输距离的变化较为缓慢。图3(c)和图3(d)可以看出,在一定的传输距离下,系统的探测灵敏度随着湍流外尺度的增大、内尺度的减小而减小,因为在湍流外尺度越大、湍流内尺度越小时,大气湍流的强度也会越大,导致灵敏度减小。图3(e)和图3(f)可以看出,在一定的传输距离下,系统的探测灵敏度随着天顶角的增大、接收端高度或光源高度 H 的降低而减小,因为在传输过程中,当传输高度低于10 km时,大气湍流的折射率结构常数随着高度的减小而增加,在传输距离不变的情况下,天顶角越大、 H 高度越低越接近于水平传输,光束受到大气湍流的影响越大,导致系统灵敏度减小。此外,从图3整体可以看出,上行链路的灵敏度大于下行链路的灵敏度,与图2的结论保持一致。

由式(22),取 $I_{oxy}=I_{sxy}=0, I_{oyx}=I_{syx}=0, I_{oxx}=I_{oyy}=1, I_{sxx}=I_{syy}=1$ 时,偏振度 $P=0$,此时信号光和本振光均为非偏振光束。如图4为非偏振的EGSM 光束用于相干探测时,在不同影响因素下系统灵敏度随传输距离的变化曲线。

可以看出,当传输距离不断增大,功率谱幂律越小、探测器直径越大、湍流外尺度越大、内尺度越小、天顶角越大、接收端高度或光源高度 H 越低时,系统的探测灵敏度越小。通过对比图3和图4可知,在链路条件

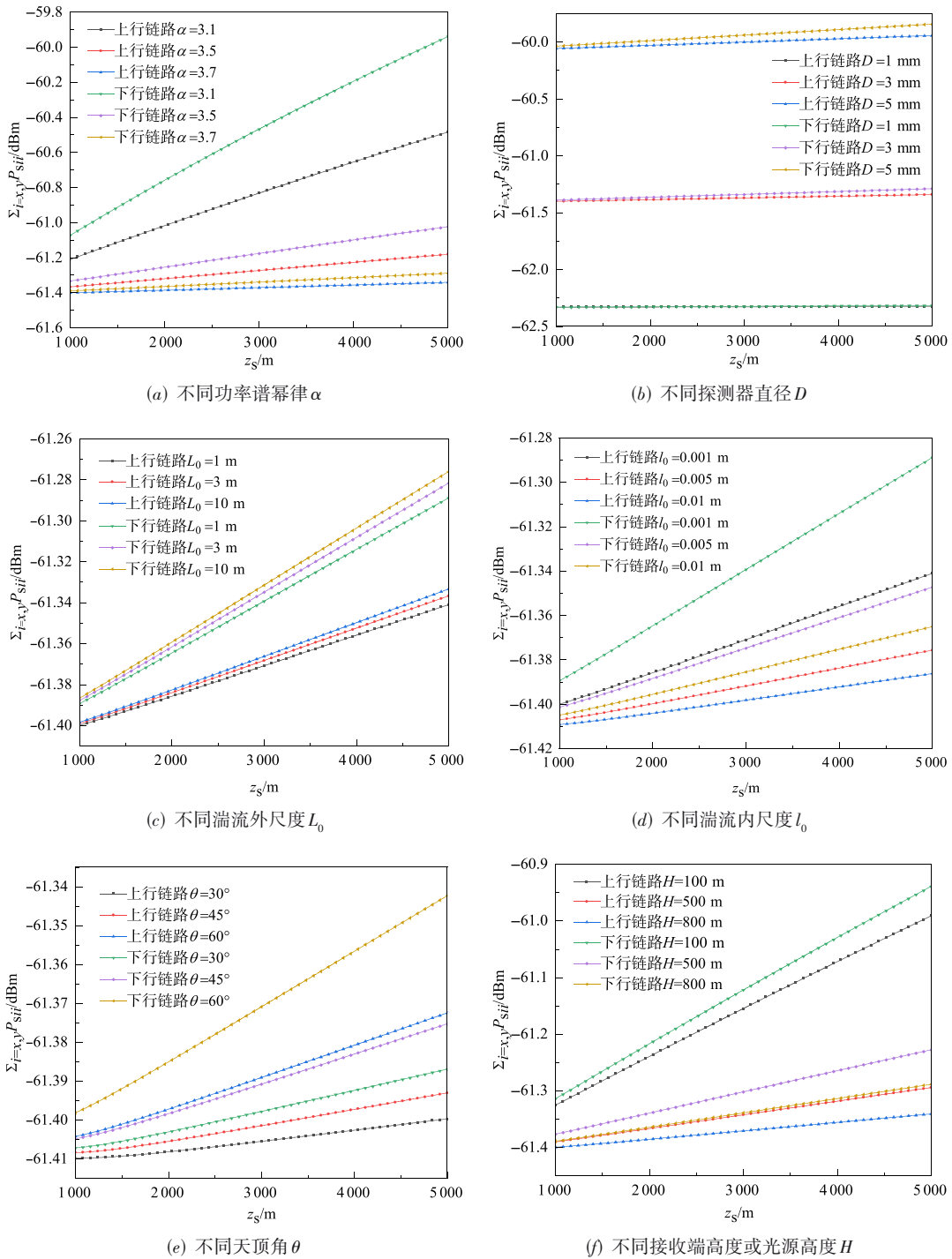


图3 完全偏振的EGSM光束用于相干探测时上行和下行的系统灵敏度随传输距离的变化

相同的情况下,完全偏振的EGSM光束用于相干探测时的灵敏度均比非偏振光束的灵敏度大3 dBm.

由式(22),取 $I_{\text{oxx}}=I_{\text{oyy}}=1, I_{\text{sxz}}=I_{\text{syz}}=1, I_{\text{oxy}}=I_{\text{sxy}}=I_{\text{oyx}}=I_{\text{syx}}$ 分别取 0.4、0.6、0.8 时,偏振度 P 分别为 0.4、0.6、0.8,此时信号光和本振光均为部分偏振光束.如图5为不同偏振度的部分偏振EGSM光束用于相干探测时,在不同影

响因素下系统灵敏度随传输距离的变化曲线.

图5选取EGSM光束在斜程传输时受湍流影响较小的上行链路进行详细分析.从图5可以看出,偏振度越大时,系统灵敏度也随之增大,与图2结论保持一致.由图3~5可以看出,在传输条件相同的情况下,不同偏振状态的变化趋势基本相似,不同的是,因为部分偏振

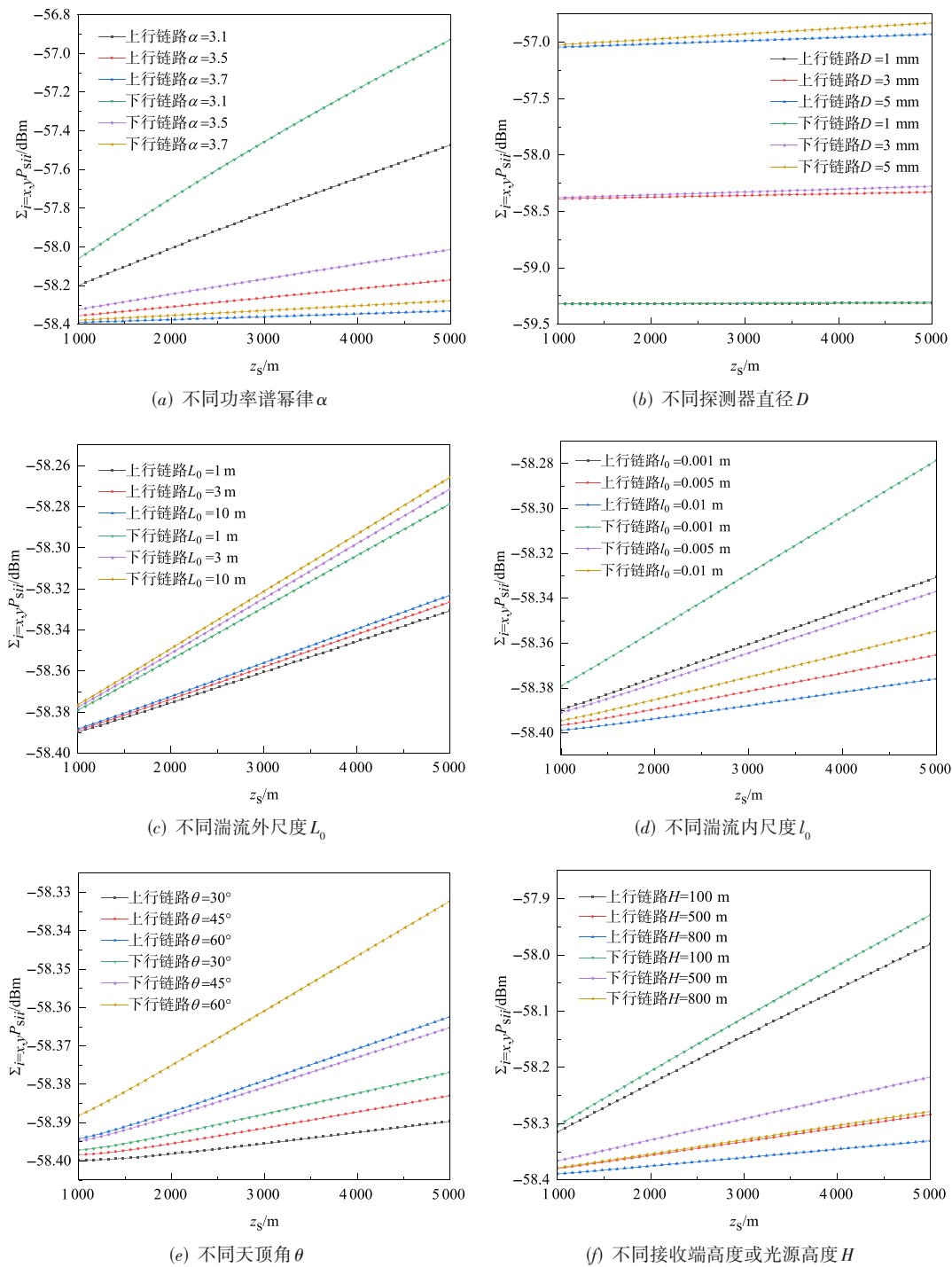


图4 非偏振的EGSM光束用于相干探测时上行和下行的系统灵敏度随传输距离的变化

光属于完全偏振光和非偏振光的组合,所以部分偏振EGSM光束用于相干探测时的探测灵敏度处于非偏振光和完全偏振光之间。

3.2 实验验证

为了验证理论研究结果的正确性,在室内搭建了如图6所示的实验原理图.窄线宽激光器1和2发出

波长为1550 nm的激光束,由于不同的激光器发出的光是不相关的,因此准直后的激光束分别经过偏振方向相互正交的偏振片1和2后形成BCP矩阵满足 $J_{\alpha\beta}(\rho_1, \rho_2) = J_{\alpha\beta}(\rho_1, \rho_2) = 0$ 的光束,输出功率相同的两光束经过合束器进行合束,两束光分别通过透射和反射后在同一光轴上光功率相等,合束后的光束经匀光

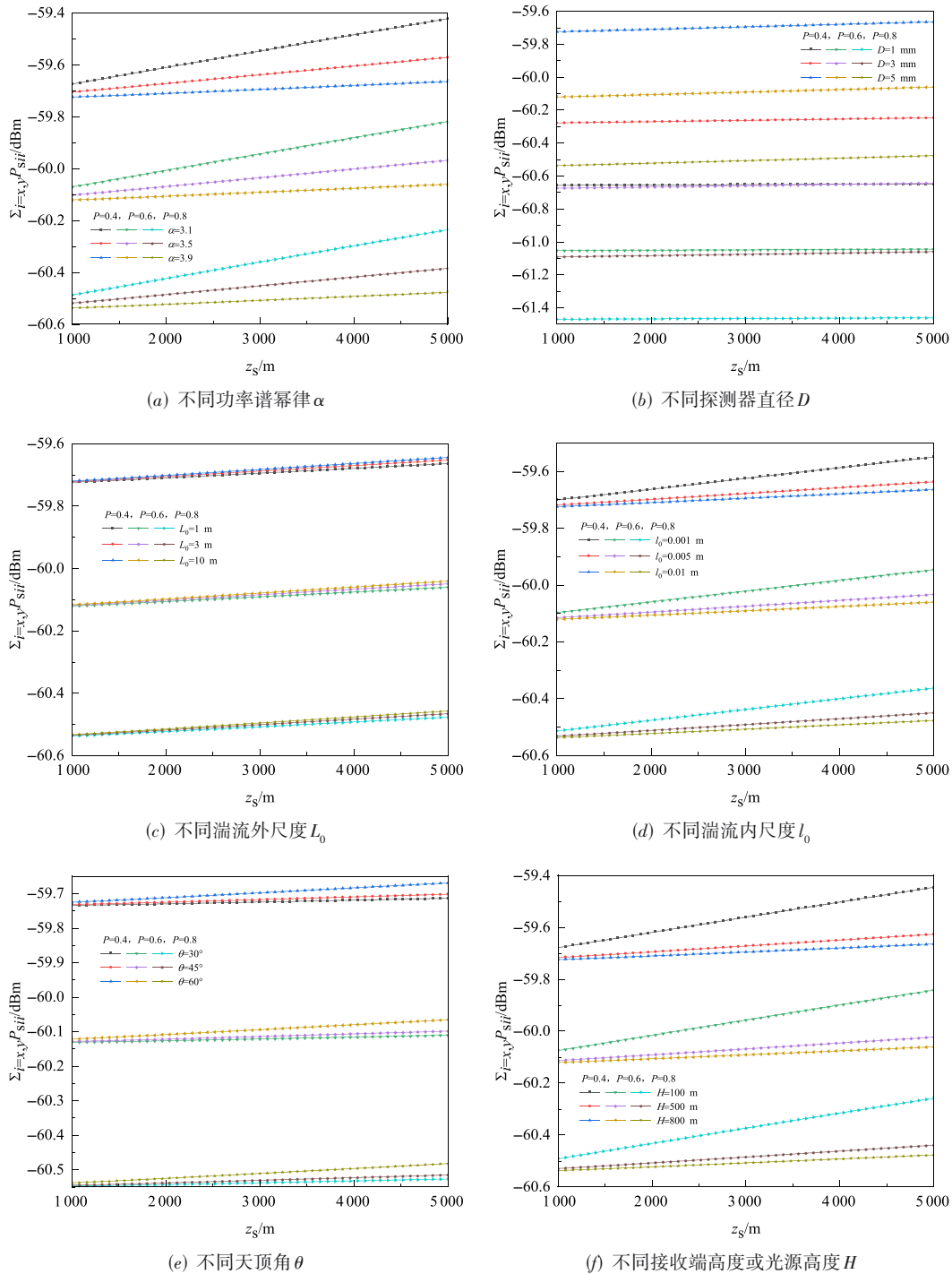


图5 部分偏振的EGSM光束用于相干探测时上行和下行的系统灵敏度随传输距离的变化

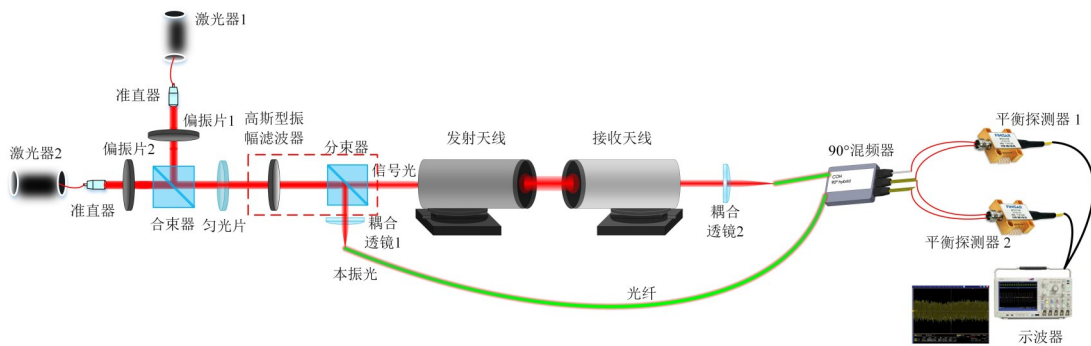
片和高斯型振幅滤波器后即可近似得到非偏振的EGSM光束. EGSM光束经分束器分束后产生两路光, 一路光作为信号光经发射天线发出, 另一路光作为本振光经耦合透镜耦合进光纤后与接收天线接收的信号光通过 90° 混频器进行混频, 混频后的光束经平衡探测器处理后输入到示波器. 当在高斯型振幅滤波器

和分束器中间加入偏振片3可得到完全偏振EGSM光束, 当在高斯型振幅滤波器和分束器中间加入反射镜可得到部分偏振EGSM光束, 实验器材参数如表3所示. 图7是EGSM光束在不同偏振态时示波器采集的中频信号波形, 从图中可以看出, 当光束为非偏振光时, 中频信号峰峰值为544.1 mV; 当光束为部分偏振光

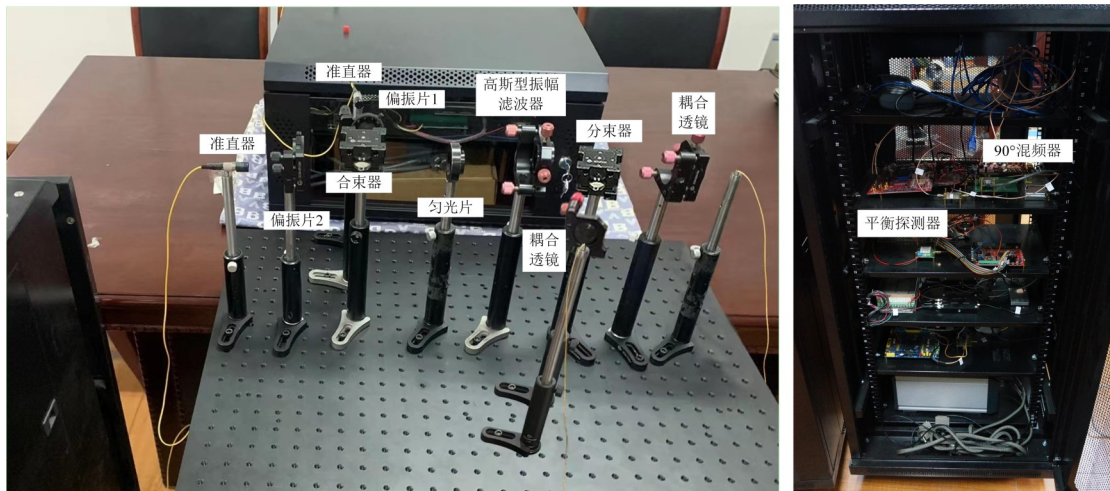
时,中频信号峰峰值为 740.1 mV;当光束为完全偏振光时,中频信号峰峰值为 1.1 V. 验证了部分偏振 EGSM 光束用于相干探测时系统检测灵敏度介于完全偏振和非偏振之间.

表 3 实验设备

实验器材	性能参数
激光器 1	波长 1 550 nm,线宽 0.1 kHz,输出功率 0 ~ 200 mW
激光器 2	波长 1 550 nm,线宽 10 kHz,输出功率 20 mW
发射/接收天线	有效孔径 105 mm,遮拦比 0.2
90°混频器	波长范围 1 520 ~ 1 570 nm,工作温度 0~70 °C
平衡探测器	波长范围 1 260 ~ 1 650 nm,响应带宽 200 MHz,最大响应度 0.9 A/W

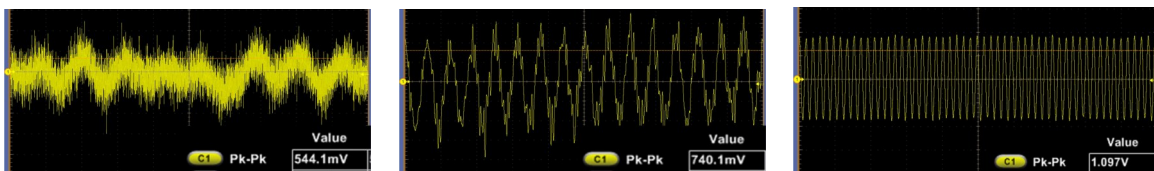


(a) 原理图



(b) 实物图

图 6 实验图



(a) 非偏振 EGSM 光束

(b) 部分偏振 EGSM 光束

(c) 完全偏振 EGSM 光束

图 7 中频信号波形图

4 结论

本文根据非 Kolmogorov 湍流谱,推导了 EGSM 光束斜程传输时相干探测系统灵敏度的表达式,并利用 Monte Carlo 方法验证了数值仿真的正确性.在此基础上,详细研究了不同偏振状态 EGSM 光束上行和下行传输时各种因素对灵敏度的影响.研究表明,相干探测系统的灵敏度,可以通过控制探测器参数、本振光参数、传输距离、湍流尺度、天顶角、接收高度等来调节,对于确定的探测器,可以通过除调节探测器参数以外其他间接因素的参数的最优值来获得较高的探测灵敏度.

参考文献

- [1] 柯熙政, 邓莉君. 无线光通信[M]. 北京: 科学出版社, 2016.
KE X Z, DENG L J. Wireless Optical Communication[M]. Beijing: Science Press, 2016. (in Chinese)
- [2] 陈纯毅, 杨华民, 姜会林, 等. 大气信道部分相干光通信链路性能分析与优化[J]. 电子学报, 2009, 37(8): 1869-1872.
CHEN C Y, YANG H M, JIANG H L, et al. Performance analysis and optimization of partially coherent optical communication links through atmospheric channel[J]. Acta Electronica Sinica, 2009, 37(8): 1869-1872. (in Chinese)
- [3] ABBAS G, CHAN V, TING Y E. A dual-detector optical heterodyne receiver for local oscillator noise suppression [J]. Journal of Lightwave Technology, 1985, 3(5): 1110-1122.
- [4] SLUSHER R E, HOLLBERG L W, YURKE B, et al. Observation of squeezed states generated by four-wave mixing in an optical cavity[J]. Physical Review Letters, 1985, 55(22): 2409-2412.
- [5] 何宁, 冯太琴, 廖欣. 基于声光效应的相干探测光学降噪方法研究[J]. 光学学报, 2015, 35(7): 78-85.
HE N, FENG T Q, LIAO X. Research on noise cancellation based on acousto-optic effect in coherent detection[J]. Acta Optica Sinica, 2015, 35(7): 78-85. (in Chinese)
- [6] 南航, 张鹏, 佟首峰, 等. 大气湍流下带有跟踪误差的空间相干光通信性能分析[J]. 光子学报, 2015, 44(8): 56-61.
NAN H, ZHANG P, TONG S F, et al. Performance analysis of free space coherent optical communication in atmosphere turbulence with tracking error[J]. Acta Photonica Sinica, 2015, 44(8): 56-61. (in Chinese)
- [7] 梁赫西, 代永红, 艾勇, 等. 本振功率对空间平衡探测器相干探测灵敏度的影响[J]. 光学精密工程, 2017, 25(2): 334-341.
LIANG H X, DAI Y H, AI Y, et al. Influence of local oscillator power on sensitivity of coherent detection of space balance detector[J]. Optics and Precision Engineering, 2017, 25(2): 334-341. (in Chinese)
- [8] TANAKA T, TAGUCHI M, TANAKA K. Heterodyne efficiency for a partially coherent optical signal[J]. Applied Optics, 1992, 31(25): 5391-5394.
- [9] 濮莉莉, 周煜, 孙剑锋, 等. 激光雷达部分相干外差探测接收特性研究[J]. 光学学报, 2011, 31(12): 268-276.
PU L L, ZHOU Y, SUN J F, et al. Receiving characteristics of coherent lidar under partially coherent condition[J]. Acta Optica Sinica, 2011, 31(12): 268-276. (in Chinese)
- [10] SALEM M, ROLLAND J P. Heterodyne efficiency of a detection system for partially coherent beams[J]. Journal of the Optical Society of America A, 2010, 27(5): 1111-1119.
- [11] LI C Q, WANG T F, ZHANG H Y, et al. The performance of heterodyne detection system for partially coherent beams in turbulent atmosphere[J]. Optics Communications, 2015, 356: 620-627.
- [12] SALEM M, ROLLAND J. Effects of coherence and polarization changes on the heterodyne detection of stochastic beams propagating in free space[J]. North-Holland, 2008, 281(20): 5083-5091.
- [13] WANG Y, LI C Q, WANG T F, et al. The effects of polarization changes of stochastic electromagnetic beams on heterodyne detection in turbulence[J]. Laser Physics Letters, 2016, 13(11): 116006.
- [14] SALEM M, DOGARIU A. Optical heterodyne detection of random electromagnetic beams[J]. Journal of Modern Optics, 2004, 51(15): 2305-2313.
- [15] GORI F, SANTARSIERO M, PIQUERO G, et al. Partially polarized Gaussian Schell-model beams[J]. Journal of Optics A: Pure and Applied Optics, 2001, 3(1): 1-9.
- [16] 李成强, 王挺峰, 张合勇, 等. 光源参数及大气湍流对电磁光束传输偏振特性的影响[J]. 物理学报, 2014, 63(10): 118-125.
LI C Q, WANG T F, ZHANG H Y, et al. Effect of source parameters on polarization characteristics of electromagnetic beam propagating in atmospheric turbulence[J]. Acta Physica Sinica, 2014, 63(10): 118-125. (in Chinese)
- [17] DUAN M L, LI J H, WEI J L. Influence of different propagation paths on the propagation of laser in atmospheric turbulence[J]. Optoelectronics Letters, 2013, 9(6): 477-480.
- [18] ZHAI C, TAN L Y, YU S Y, et al. Fiber coupling effi-

ciency for a Gaussian-beam wave propagating through non-Kolmogorov turbulence[J]. Optics Express, 2015, 23 (12): 15242-15255.

- [19] Recommendation ITU-R . Propagation Data and Prediction Methods Required for the Design of Earth-Space Telecommunication Systems: ITU-R P. 618-13 Spanish-2017[S]. Geneva: Electronic Publication, 2017: 1-28.
- [20] LIU C, CHEN S Q, LI X Y, et al. Performance evaluation of adaptive optics for atmospheric coherent laser communications[J]. Optics Express, 2014, 22(13): 15554-15563.
- [21] 江桂英, 陈苗, 肖云. 大气湍流对光偏振度的影响[J]. 舰船电子工程, 2020, 40(6): 180-182, 186.
JIANG G Y, CHEN M, XIAO Y. Effect of the turbulent atmosphere on DOP of light beams[J]. Ship Electronic Engineering, 2020, 40(6): 180-182, 186. (in Chinese)
- [22] 杜新悦, 朱映彬, 赵道木. 完全非偏振光束和完全偏振光束的传输特性研究[J]. 光学学报, 2009, 29: 79-83.
DU X Y, ZHU Y B, ZHAO D M. Propagation properties of completely unpolarized beams and completely polarized beams[J]. Acta Optica Sinica, 2009, 29: 79-83. (in Chinese)



柯熙政 男, 1962年10月出生于陕西省临潼市. 现为西安理工大学通信工程系教授. 主要研究方向为无线光通信、信号处理及导航.
E-mail: xzke@263.net

作者简介



吴加丽 女, 1994年3月出生于陕西省咸阳市. 现为西安理工大学自动化与信息工程学院博士研究生. 主要研究方向为无线光通信.
E-mail: wjl940315@163.com



惠玉泽 女, 1996年11月出生于陕西省渭南市. 现为西安理工大学自动化与信息工程学院硕士研究生. 主要研究方向为无线光通信.
E-mail: 240540656@qq.com



丁德强(通讯作者) 男, 1978年11月出生于山东省青岛市. 现为中国人民解放军国防科技大学信息通信学院教授. 主要研究方向为无线相干光通信.
E-mail: dingdeqiang17@nudt.edu.cn