

大气湍流中部分相干光束角反射器的回波光强特性

柯熙政 王 姣*

西安理工大学自动化与信息工程学院, 陕西 西安 710048

摘要 根据广义的 Huygens-Fresnel 原理和修正 Von Karmon 谱模型, 推导出了部分相干高斯-谢尔模型(GSM)光束上行传输时的平均光强解析式; 获得了 GSM 光束经角反射器回波后下行传输到接收端的平均光强表达式, 并对其进行归一化处理; 分析了 GSM 光束在上行-下行传输过程中平均光强的变化, 且发射端和接收端在同一高度。数值分析结果表明: 在大气湍流双程斜路径传输中, 准直光束受湍流的影响比聚焦光束小; 接收端在轴归一化光强随角反射器半径的增大先增大, 最终趋于定值; 在轴归一化光强随湍流外尺度增大几乎无变化, 随湍流内尺度的增大而减小。

关键词 光通信; 大气湍流; 斜程传输; 平均光强; 角反射器

中图分类号 TN929.12

文献标识码 A

doi: 10.3788/AOS201535.1001001

Intensity of Reflected Wave from Corner Reflector Illuminated by Partially Coherent Beam in the Atmospheric Turbulence

Ke Xizheng Wang Jiao

College of Automation and Information Engineering, Xi'an University of Technology, Xi'an, Shaanxi 710048, China

Abstract Based on the generalized Huygens-Fresnel principle and the modified Von Karmon spectrum mode, the analytic expression of mean intensity of partially coherent Gaussian-Schell model (GSM) beam, which is propagating in the atmospheric turbulence along an uplink path, is derived. The analytical formula of mean intensity of GSM beam which is echoed through corner reflector and propagated along a downlink path to the receiver is obtained and normalized. The change of mean intensity of GSM beam when it is propagating along an uplink and a downlink path is analyzed, in the case that the transmitter and the receiver are located on the same height. The results of numerical analysis show that the influence of turbulence to collimated beam is smaller than it is to focused beam, when they propagate along a double slant path in the atmospheric turbulence. On the receiver, with the increase of corner reflector radius, the axial normalized intensity first increases, and eventually tends to be constant. The axial normalized intensity decreases with the increase of turbulence inner-scale, but nearly has no change with the increase of turbulence outer-scale.

Key words optical communications; atmospheric turbulence; propagation in the slant path; mean intensity; corner reflector

OCIS codes 010.1330; 010.1350; 010.3310; 270.3430

1 引言

大气湍流中激光波束目标回波特性研究在测距、目标跟踪和激光雷达成像等领域有广泛的应用^[1-3]。近年来许多学者除了研究大气湍流中部分相干高斯波束的传输问题^[4-7], 也广泛研究了部分相干光束在大气湍流中的目标回波特性^[8-16]。

收稿日期: 2015-04-08; 收到修改稿日期: 2015-05-28

基金项目: 国家自然科学基金(61377080, 60977054)、陕西省“13115”科技统筹计划(2011KTCQ01-31)、陕西省教育厅产业化培育基金(2010JC17)、西安市科技成果转化基金(CX12165)、陕西省自然科学基金基础研究计划(2013JQ8011)、陕西省教育厅科研项目(2013JK1104)、江苏省省级前瞻性研究专项资金(第三批)(BE2013088)

作者简介: 柯熙政(1962—), 男, 教授, 博士生导师, 主要从事无线激光通信方面的研究。E-mail: xzke@263.net

*通信联系人。E-mail: jiaolun216@163.com

关于目标回波特性的研究可以追溯到上个世纪七、八十年代。Kravtsov等^[8]在一定条件下对平面镜和漫射面的回波后向增强效应做出了定性分析;冯岳忠等^[9]利用广义的 Huygens-Fresnel原理,推导出了湍流大气中的反射光束扩展表达式,并证实了角反射器反射光束的扩展存在自补偿效应;张逸新^[10-11]讨论了激光束在弱湍流大气中传输时平面镜反射回波的光束扩展增加效应,并推导出了湍流大气中束状反射回波的到达角起伏表达式;Andrews等^[12-13]考虑了大气湍流内、外尺度的影响,分析了高斯波被有限尺寸平面镜及角反射器反射回波的互相关函数和后向放大特性;韦宏艳等^[14-15]对斜程路径上漫射目标回波特性进行了计算,推导出散斑场的互相关函数和强度协方差的表达式;王利国等^[6]利用 Rytov 方法结合 ABCD 传输矩阵理论,计算了湍流中有限尺寸圆形平面镜回波的平均强度及后向增强系数。然而,对于角反射器及角反射器阵列目标的研究相对较少,但因角反射器的定向反射特性,使其在激光通信中应用更加广泛。

本文以部分相干高斯-谢尔模型(GSM)光束为模型,推导了大气湍流斜程传输中光束在发射端、目标处和接收端的平均光强表达式,并从归一化光强的角度系统分析了光束相干长度、角反射器半径以及湍流强度等各项参数对平均光强的影响。

2 GSM 光束双斜程传输公式

部分相干 GSM 光束作为源场的表达式为^[17]

$$u_0(\mathbf{r}) = \exp\left[-\frac{r^2}{\omega_0^2} - \frac{ik \cdot r^2}{2F}\right] \exp[i\varphi_d(\mathbf{r})], \quad (1)$$

式中 $\mathbf{r} = (x, y)$, 为在发射端垂直于光束传播方向平面上的二维矢量, ω_0 、 F 分别代表束腰半径和波前曲率半径, $k = 2\pi/\lambda$, 是自由空间波数, $\exp[i\varphi_d(\mathbf{r})]$ 代表相位散射引起的小随机起伏。当 $F \rightarrow \infty$ 时, 源场光束为准直光束; 当 $F < 0$ 时, 源场光束为发散光束; 当 $F > 0$ 时, 源场光束为聚焦光束。GSM 光束在 $L=0$ 处的交叉谱密度函数(CSDF)可以表示为^[17]

$$W_0(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2; 0) = \langle u_0(\mathbf{r}_1)u_0^*(\mathbf{r}_2) \rangle = \exp\left[-\frac{r_1^2 + r_2^2}{\omega_0^2} - \frac{ik \cdot (r_1^2 - r_2^2)}{2F}\right] \exp\left[-\frac{|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|^2}{2\sigma_g^2}\right], \quad (2)$$

式中 σ_g 是源场的相干长度, σ_g 增大光束的相干程度增大, 反之相干性变差, 当 $\sigma_g \rightarrow \infty$ 时, 则源场为完全相干高斯-谢尔光束, $\langle \cdot \rangle$ 表示系综平均值。

部分相干 GSM 光束在大气湍流中双斜程传输过程如图 1 所示。图 1 中 L 是传输距离, H 为目标的垂直距离, 本文主要研究角反射器目标。激光波束从发射端发出, 经大气湍流斜程入射到目标处, 回波又沿相同路径回到接收端。

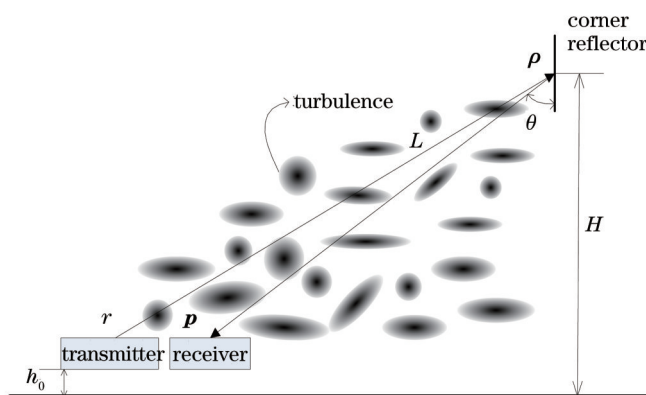


图 1 大气湍流中双斜程传输路径示意图

Fig.1 Double passage of propagation in the slant path atmospheric turbulence

假设发射源和目标相对于传输路径比较小, 由广义 Huygens-Fresnel 原理^[6,17]可知, 光束经大气湍流传输后, 在目标上任意一点的场可以表示为

$$u_i(\boldsymbol{\rho}; L) = \frac{k}{2i\pi L} \exp(ikL) \int d\mathbf{r} u_0(\mathbf{r}) \exp\left[\frac{ik|\boldsymbol{\rho} - \mathbf{r}|^2}{2L} + \psi_i(\boldsymbol{\rho}, \mathbf{r})\right], \quad (3)$$

式中 $\boldsymbol{\rho}$ 是在目标平面上的二维矢量, $\psi_i(\boldsymbol{\rho}, \mathbf{r})$ 是湍流介质中从发射孔径 $(\mathbf{r}; 0)$ 传播到目标上点 $(\boldsymbol{\rho}; L)$ 时球面波复随机扰动。GSM 光束上行传输到目标处场的 CSDF 可以表示为

$$W_i(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2; L) = \langle u_i(\boldsymbol{\rho}_1) u_i^*(\boldsymbol{\rho}_2) \rangle = \left(\frac{k}{2\pi L}\right)^2 \int d\mathbf{r}_1 \int d\mathbf{r}_2 \left\langle u_0(\mathbf{r}_1) u_0^*(\mathbf{r}_2) \right\rangle \exp\left[\frac{ik}{2L}(|\boldsymbol{\rho}_1 - \mathbf{r}_1|^2 - |\boldsymbol{\rho}_2 - \mathbf{r}_2|^2)\right] \times \langle \exp[\psi_i(\boldsymbol{\rho}_1, \mathbf{r}_1) + \psi_i^*(\boldsymbol{\rho}_2, \mathbf{r}_2)] \rangle. \quad (4)$$

经目标角反射器反射后的场满足^[9]

$$u_r(\boldsymbol{\rho}; L) = r(\boldsymbol{\rho}) u_i(-\boldsymbol{\rho}; L), \quad (5)$$

式中 $r(\boldsymbol{\rho})$ 为角反射器有效振幅反射系数, 假设 $r(\boldsymbol{\rho})$ 服从高斯分布, 表达式为 $r(\boldsymbol{\rho}) = \exp(-2|\boldsymbol{\rho} - \boldsymbol{\rho}_0|^2/r_0^2)$ ^[9,18]。将反射场看作初始场, 由广义 Huygens-Fresnel 原理可得接收端场为^[6,17]

$$u_{rc}(\mathbf{p}) = \left(\frac{k}{2\pi L}\right)^2 \int d\mathbf{r} \int d\boldsymbol{\rho} \left\{ \exp\left(-\frac{2|\boldsymbol{\rho} - \boldsymbol{\rho}_0|^2}{r_0^2}\right) u_0(\mathbf{r}) \exp\left[\frac{ik}{2L}(|\mathbf{p} - \boldsymbol{\rho}|^2 + |\boldsymbol{\rho} + \mathbf{r}|^2)\right] \exp[\psi_r(\mathbf{p}, \boldsymbol{\rho}) + \psi_i(-\boldsymbol{\rho}, \mathbf{r})] \right\}, \quad (6)$$

式中 \mathbf{p} 是在接收平面上的二维矢量, $\psi_r(\mathbf{p}, \boldsymbol{\rho})$ 是湍流介质中从目标上点 $(\boldsymbol{\rho}; L)$ 的球面波传播到接收孔径 $(\mathbf{p}; 0)$ 上由湍流引起的复随机扰动。此时接收平面 $L=0$ 上光束的 CSDF 可以表示为

$$W_{rc}(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2; 0) = \langle u_{rc}(\mathbf{p}_1) u_{rc}^*(\mathbf{p}_2) \rangle = \left(\frac{k}{2\pi L}\right)^4 \iiint d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2 d\boldsymbol{\rho}_1 d\boldsymbol{\rho}_2 \left\langle u_0(\mathbf{r}_1) u_0^*(\mathbf{r}_2) \right\rangle \exp\left(-\frac{2|\boldsymbol{\rho}_1 - \boldsymbol{\rho}_0|^2 - 2|\boldsymbol{\rho}_2 - \boldsymbol{\rho}_0|^2}{r_0^2}\right) \times \exp\left[\frac{ik}{2L}(|\mathbf{p}_1 - \boldsymbol{\rho}_1|^2 + |\boldsymbol{\rho}_1 + \mathbf{r}_1|^2 - |\mathbf{p}_2 - \boldsymbol{\rho}_2|^2 - |\boldsymbol{\rho}_2 + \mathbf{r}_2|^2)\right] \left\langle \exp[\psi_r(\mathbf{p}_1, \boldsymbol{\rho}_1) + \psi_i(-\boldsymbol{\rho}_1, \mathbf{r}_1) + \psi_r^*(\mathbf{p}_2, \boldsymbol{\rho}_2) + \psi_i^*(-\boldsymbol{\rho}_2, \mathbf{r}_2)] \right\rangle. \quad (7)$$

令

$$M_L = \left\langle \exp[\psi_r(\mathbf{p}_1, \boldsymbol{\rho}_1) + \psi_i(-\boldsymbol{\rho}_1, \mathbf{r}_1) + \psi_r^*(\mathbf{p}_2, \boldsymbol{\rho}_2) + \psi_i^*(-\boldsymbol{\rho}_2, \mathbf{r}_2)] \right\rangle, \quad (8)$$

M_L 被称为双源球面波相干函数^[9]。假设光传播过程可应用“马尔柯夫近似^[6]”且考虑前、后向路径上湍流的相关性, 则(8)式可以转化为

$$M_L = \exp\left[-\frac{1}{2} D_s(\mathbf{P}, \mathbf{Q}) - \frac{1}{2} D_s(\mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_2, \boldsymbol{\rho}_1 - \boldsymbol{\rho}_2) + 4C_{\chi_u}(\boldsymbol{\rho}; \mathbf{p})\right], \quad (9)$$

式中 $D_s(\mathbf{P}, \mathbf{Q})$ 表示波结构函数, $C_{\chi_u}(\boldsymbol{\rho}; \mathbf{p})$ 是后向路径与前向路径上对数振幅互协方差函数。斜程传输时, $D_s(\mathbf{P}, \mathbf{Q})$ 可表示为^[17]

$$D_s(\mathbf{P}, \mathbf{Q}) = 8\pi^2 k^2 \sec \theta \int_{h_0}^H \int_0^\infty \kappa \phi_n(\kappa, h) \left\{ 1 - J_0\left[(1 - \xi)\mathbf{P} + \xi\mathbf{Q}\right] \right\} d\kappa dh, \quad (10)$$

式中 J_0 是第一类零阶贝塞尔函数, $\phi_n(\kappa, h)$ 代表湍流介质的折射率谱密度函数。 $C_{\chi_u}(\boldsymbol{\rho}; \mathbf{p})$ 函数形式为

$$C_{\chi_u}(\boldsymbol{\rho}; \mathbf{p}) = 0.132\pi^2 k^2 L \int_0^1 dt C_n^2(Ht) \int_0^\infty \left\{ du \cdot u^{-\frac{8}{3}} \cdot \sin^2\left[\frac{u^2 t(1-t)L}{2k}\right] J_0\left[u|\mathbf{p}t - \boldsymbol{\rho}(1-t)\right] \right\}. \quad (11)$$

在强湍流下, (10)式中的贝塞尔函数可利用前两项来近似^[3-4], 并化简可得

$$D_s(\mathbf{P}, \mathbf{Q}, z) = M_1 \mathbf{P}^2 + M_2 \mathbf{P} \cdot \mathbf{Q} + M_3 \mathbf{Q}^2, \quad (12)$$

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

上行传输和下行传输主要由参数 ξ 决定: $\xi = 1 - (h - h_0)/(H - h_0)$ 表示上行传输; $\xi = (h - h_0)/(H - h_0)$ 表示下行传输, 其中 H 为目标的垂直高度, h_0 为发射和接收的垂直高度。当水平传输时, 有 $M_1 = M_2 = 0$,

$M_3 = \frac{1}{3} \pi^2 k^2 z \int_0^\infty \kappa^3 \phi_n(\kappa) d\kappa$ 。当在自由空间中传输时, $M_1 = M_2 = M_3 = 0$ 。对于 $\phi_n(\kappa, h)$, 文中采用将内、外尺度均考虑在内的修正 Von Karmon 谱^[8,17], 其表达式为

$$\phi_n(\kappa, h) = 0.033 C_n^2(h) \exp(-\kappa^2 / \kappa_m^2) (\kappa^2 + \kappa_0^2)^{-11/6}, \quad (14)$$

式中 $\kappa_m = 5.92/l_0$, $\kappa_0 \approx 2\pi/L_0$, l_0 和 L_0 分别代表湍流的内、外尺度, $C_n^2(h)$ 代表大气结构常数模型, 这里采用 ITU-R 在 2001 年所提出的随高度变化的模型, 即

$$C_n^2(h) = 8.148 \times 10^{-56} v_{\text{RMS}}^2 h^{10} \exp(-h/1000) + 2.7 \times 10^{-16} \exp(-h/1500) + C_0 \exp(-h/100), \quad (15)$$

式中 $v_{\text{RMS}} = \sqrt{v_g^2 + 30.69v_g + 348.91}$, 是垂直路径风速, v_g 代表近地面风速, C_0 代表近地面大气折射率结构常数, 即 $C_0 = 1.7 \times 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$ 。

利用(9)式、(12)式对(7)式进行化简, 并将(2)式代入到(7)式中, 可得

$$\begin{aligned} W_{re}(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2; 0) = & \left(\frac{k}{2\pi L} \right)^4 \int d\mathbf{r}_1 \int d\mathbf{r}_2 \int d\mathbf{\rho}_1 \int d\mathbf{\rho}_2 \left\{ \exp \left[-\frac{\mathbf{r}_1^2 + \mathbf{r}_2^2}{\omega_0^2} - \frac{i\mathbf{k} \cdot (\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2)}{2F} \right] \times \right. \\ & \exp \left(-\frac{|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|^2}{\sigma_g^2} \right) \exp \left(-\frac{2|\mathbf{\rho}_1 - \mathbf{\rho}_0|^2}{r_0^2} - \frac{2|\mathbf{\rho}_2 - \mathbf{\rho}_0|^2}{r_0^2} \right) \times \exp \left[\frac{ik}{2L} (|\mathbf{p}_1 - \mathbf{\rho}_1|^2 + |\mathbf{\rho}_1 + \mathbf{r}_1|^2 - |\mathbf{p}_2 - \mathbf{\rho}_2|^2 - |\mathbf{\rho}_2 + \mathbf{r}_2|^2) \right] \times \\ & \exp \left\{ -\frac{1}{2} [M_{1,\text{down}}(\mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_2)^2 + M_{2,\text{down}}(\mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_2) \cdot (\mathbf{\rho}_1 - \mathbf{\rho}_2) + M_{3,\text{down}}(\mathbf{\rho}_1 - \mathbf{\rho}_2)^2] \right\} \times \\ & \left. \exp \left\{ -\frac{1}{2} [M_{1,\text{up}}(\mathbf{\rho}_1 - \mathbf{\rho}_2)^2 + M_{2,\text{up}}(\mathbf{\rho}_1 - \mathbf{\rho}_2) \cdot (\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) + M_{3,\text{up}}(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)^2] + 4C_{\chi_w} \right\} \right\}, \quad (16) \end{aligned}$$

式中 $M_{i,\text{down}}$ 表示下行传输 ($i=1,2,3$), $M_{i,\text{up}}$ 表示上行传输 ($i=1,2,3$)。

3 光强分布特性

令 $\mathbf{r}_1 = \mathbf{r}_2 = \mathbf{r}$, 则(2)式可得发射端的平均强度为

$$\langle I(\mathbf{r}) \rangle = W_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}; 0) = \exp \left(-\frac{2\mathbf{r}^2}{\omega_0^2} \right). \quad (17)$$

同理, 令 $\mathbf{\rho}_1 = \mathbf{\rho}_2 = \mathbf{\rho}$, 则由(4)式可以得到入射目标处平均光强分布为

$$\langle I(\mathbf{\rho}; L) \rangle = \frac{k^2}{4\pi^2 L^2} \int d\mathbf{r}_c \int d\mathbf{r}_d \exp \left(-\frac{4\mathbf{r}_c^2 + \mathbf{r}_d^2}{2\omega_0^2} - \frac{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}_c \mathbf{r}_d}{F} \right) \exp \left(-\frac{\mathbf{r}_d^2}{2\sigma_g^2} \right) \exp \left[\frac{ik}{L} (\mathbf{r}_c \mathbf{r}_d - \mathbf{\rho} \mathbf{r}_d) \right] \times \exp \left(-\frac{1}{2} M_{3,\text{up}} \mathbf{r}_d^2 \right), \quad (18)$$

式中参数 $\mathbf{r}_c = 1/2(\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2)$, $\mathbf{r}_d = \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2$ ^[18]。

因为二维高斯函数 $g(\mathbf{\rho}) = \exp(-a\mathbf{\rho}^2)$ 的二维傅里叶变换为

$$\mathcal{F}\{g(\mathbf{\rho})\} = \int_{-\infty}^{+\infty} \exp(-ax^2) \exp(-i2\pi w_x x) dx \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} [\exp(-ay^2)] \exp(-i2\pi w_y y) dy = \frac{\pi}{a} \cdot \exp \left(-\frac{\pi^2 w^2}{a} \right). \quad (19)$$

利用(19)式可以对(18)式中关于变量 \mathbf{r}_c 和 \mathbf{r}_d 的积分依次进行求解, 即得到入射目标处平均光强分布表达式为

$$\langle I(\mathbf{\rho}; L) \rangle = \frac{k^2 \omega_0^2}{8L^2 A} \exp \left(-\frac{k^2 \mathbf{\rho}^2}{4L^2 A} \right), \quad (20)$$

式中

$$A = \frac{1}{2\omega_0^2} + \frac{1}{2\sigma_g^2} + \frac{M_{3,\text{up}}}{2} + \frac{\omega_0^2 k^2 T^2}{8}. \quad (21)$$

令 $\mathbf{p}_1 = \mathbf{p}_2 = \mathbf{p}$, 对(16)式化简计算可以得出接收端的平均光强分布表达式为

$$\langle I(\mathbf{p}) \rangle = \frac{k^4 \omega_0^2}{32L^4 A_1 A_2 A_3} \exp \left\{ \left(\frac{4}{r_0^2} + \frac{16}{r_0^4 A_2} \right) \mathbf{\rho}_0^2 - \frac{k^2}{4A_3} \left[\frac{2(Q - A_1)}{r_0^2 L A_1 A_2} \mathbf{\rho}_0 + \frac{\mathbf{p}}{L} \right]^2 + 4C_{\chi_w} \right\}, \quad (22)$$

$$\begin{cases} T = \frac{1}{F} - \frac{1}{L} \\ Q = \frac{\omega_0^2 k^2 T}{4L} + \frac{M_{2,\text{up}}}{2}, \\ \frac{1}{\delta^2} = \frac{1}{\omega_0^2} + \frac{1}{\sigma_g^2} \end{cases} \quad (23)$$

$$A_1 = \frac{1}{2\delta^2} + \frac{M_{3,\text{up}}}{2} + \frac{\omega_0^2 k^2 T^2}{8}, \quad (24)$$

$$A_2 = \frac{4}{r_0^2} + \frac{k^2}{4L^2 A_1}, \quad (25)$$

$$A_3 = \frac{1}{r_0^2} + \frac{M_{3,\text{down}}}{2} + \frac{M_{1,\text{up}}}{2} + \frac{\omega_0^2 k^2}{8L^2} - \frac{Q^2}{4A_1} + \frac{k^2(Q - A_1)^2}{16L^2 A_1^2 A_2}. \quad (26)$$

为了分析大气湍流对光束平均光强分布的影响,定义光束的归一化光强^[19]为

$$I^N(\rho) = \frac{\langle I(\rho) \rangle}{\langle I_{\text{is}}(\rho=0) \rangle \Big|_{\sigma_g \rightarrow \infty, M=0}}, \quad (27)$$

式中 $\langle I(\rho) \rangle$ 为光束在接收平面上的平均光强, $\langle I_{\text{is}}(\rho=0) \rangle \Big|_{\sigma_g \rightarrow \infty, M=0}$ 为完全相干光束在自由空间中斜程双程传输时在接收平面轴向上的光强值。在接收端平均光强受湍流的影响时,都是参照自由空间的平均光强分布,所以此归一化可以更好地判断湍流对平均光强分布的影响。

4 数值分析

4.1 上行链路光强分布特性

根据(17)、(20)式,理论分析各项参数对发射端、入射到目标处平均光强的影响。当 $\lambda = 650 \text{ nm}$, $\sigma_g = 0.02 \text{ m}$, $L = 5 \text{ km}$, $l_0 = 0.01 \text{ m}$, $L_0 = 10 \text{ m}$ 时,对于不同波束半径,发射端和上行传输到目标上的平均光强分布情况如图2所示。

在理论上,当光束半径等于1 m时近似认为是平面波,平面波的扩展效应是很小的。而将图2(a)和(b)进行对比可发现,当光束半径越大时,目标处轴上光强衰减的越大,光束扩展越小,则此结论是合理的。从图2(b)中看出,随着光束半径的减小,聚焦光束的平均光强衰减迅速,而准直光束正好相反。总体上聚焦光束受湍流的影响要大于准直光束。此结果与文献[7]中图2所得结果一致。

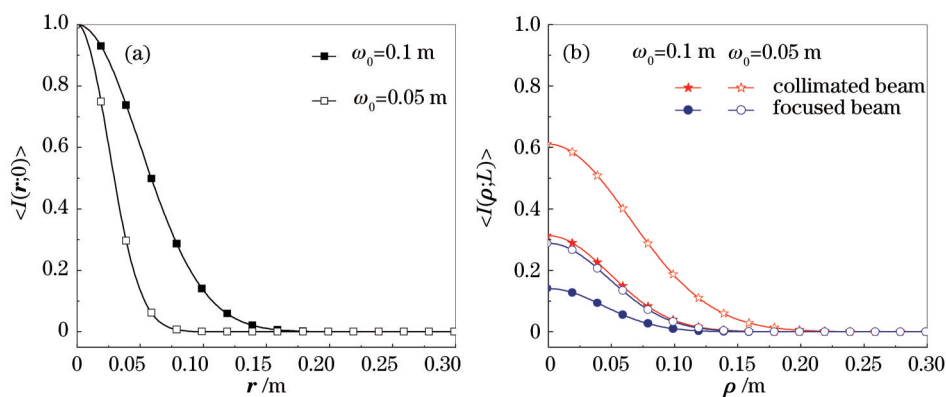


图2 不同波束半径下发射端和目标上的平均光强分布。(a) 发射端; (b) 上行传输到目标处

Fig.2 Mean intensity distribution on emission and target in different beam waist radius.

(a) Transmitter; (b) propagation along an uplink path to the target

当 $\lambda = 650 \text{ nm}$, $\sigma_g = 0.02 \text{ m}$, $w_0 = 0.1 \text{ m}$, $L = 5 \text{ km}$, $l_0 = 0.01 \text{ m}$, $L_0 = 10 \text{ m}$ 时,在不同传输距离下,聚焦光束和准直光束上行传输到目标处的平均光强如图3所示。

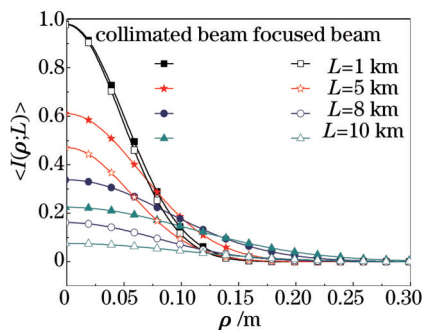


图3 不同传输距离下目标上的平均光强分布

Fig.3 Intensity distribution on target with different propagation distances

从图3中可以看出,随着传输距离的增加,聚焦光束和准直光束入射到目标轴上的平均光强随之下降,聚焦光束比准直光束下降的要快。在(1)式中,当 $F>0$ 时,光束为聚焦光束,当 $F \rightarrow \infty$ 时,光束为准直光束。通过(20)式和(21)式可发现, $F>0$ 时目标上的在轴平均光强相对要大。则仿真结果与理论计算相一致。

4.2 接收端光强分布特性

由(22)式和(27)式可以理论计算分析各项参数对接收端归一化光强分布的影响。当 $\lambda = 650 \text{ nm}$, $\sigma_g = 0.02 \text{ m}$, $w_0 = 0.1 \text{ m}$, $L = 5 \text{ km}$, $l_0 = 0.01 \text{ m}$, $L_0 = 10 \text{ m}$, 时,接收端轴向上归一化光强 $I^N(\rho, 0)$ 随角反射器半径 r 的变化如图4所示。

从图4中可知,角反射器半径大小对在轴光强有很大的影响。当 r_0 增大时,在轴光强先是不变,之后在角反射器半径 $r_0 = 5 \text{ cm}$ 附近开始迅速增大,最终趋于稳定。当 $r_0 < 0.5 \text{ cm}$ 时,在轴归一化光强基本上不发生变化,此时可以把角反射器看作是一个点目标。此无论无论是聚焦光束还是准直光束,在轴归一化光强都趋于同一个值。当 $r_0 > 500 \text{ cm}$ 时,在轴归一化光强也趋于稳定,角反射器可以认为是无穷大,并且与自由空间相比,聚焦光束比准直光束的在轴归一化光强受湍流的影响更大。

考虑当 $\lambda = 650 \text{ nm}$, $w_0 = 0.1 \text{ m}$, $L = 5 \text{ km}$, $l_0 = 0.01 \text{ m}$, $L_0 = 10 \text{ m}$ 时,不同斜程传输距离对接收平面上归一化光强分布的影响如图5所示。

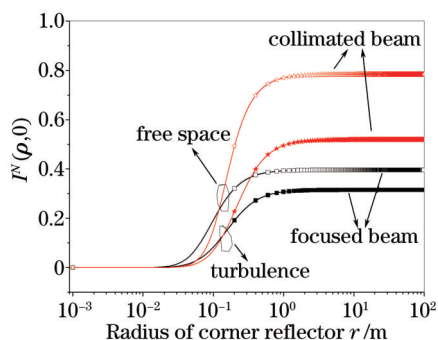


图4 轴向上归一化光强随着角反射器半径的变化

Fig.4 Normalized intensity of axes with the radius of corner reflector

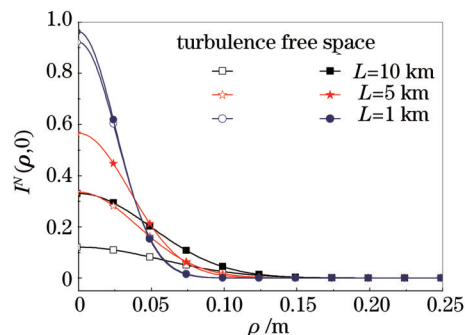


图5 不同传输距离下归一化光强分布

Fig.5 Normalized intensity distribution with different propagation distances

从图5可以看出:在斜程双路径传输时,传输距离越大,接收平面上的归一化光强分布越分散,扩展越严重;传输距离越小,湍流中的传输曲线与自由空间中的更接近,即说明传输距离越小,平均光强受湍流的影响就越小。此结果的物理含义是因为光束在大气湍流中传输时受到大气折射率和自由空间衍射的影响,产生的波前相位畸变会随着传输距离的增加而严重,从而使得光束受到湍流的影响越大。

不同天顶角时,接收端归一化光强分布的不同情况如图6所示。此时的参数设置为 $\lambda = 650 \text{ nm}$, $\sigma_g = 0.05 \text{ m}$, $r_0 = 0.2 \text{ m}$, $L = 10 \text{ km}$, $l_0 = 0.01 \text{ m}$, $L_0 = 10 \text{ m}$ 。

图6中结果表明,随着天顶角的增大,在大气湍流中传输时回波归一化光强分布与自由空间传输时回波归一化光强分布差距变大。同时天顶角越大,轴上光强越小。天顶角 $\theta = 0$ 时,即垂直传输,光强分布最为集中,接收平面轴上光强最强;天顶角 $\theta = \pi/2$ 时,即水平传输,光强分布最分散,接收平面轴上光强最弱。产

生该结果的主要物理原因是大气折射率结构常数 $C_n^2(h)$ 在高度低于 10 km 时,随着高度的增加而减小,在大于 10 km 时, $C_n^2(h)$ 由于高空风速的影响会稍有增加再减小,从而可知光束传输时的大气信道越靠近地面,受到湍流影响越大,即天顶角越大,光强分布更分散。

考虑当 $\lambda = 650 \text{ nm}$, $\sigma_g = 0.05 \text{ m}$, $r_0 = 0.2 \text{ m}$, $l_0 = 0.01 \text{ m}$, $L_0 = 10 \text{ m}$ 时,接收平面上的归一化光强分布因大气折射率结构常数不同的变化如图 7 所示。

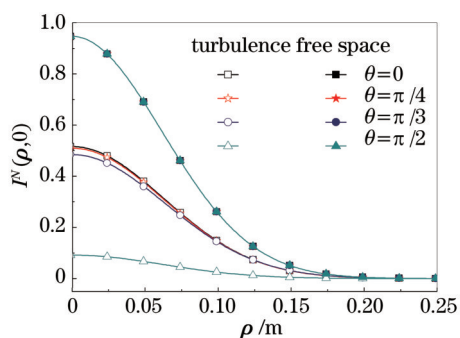


图 6 不同天顶角下归一化光强分布
Fig.6 Normalized intensity distribution with different zenith angles

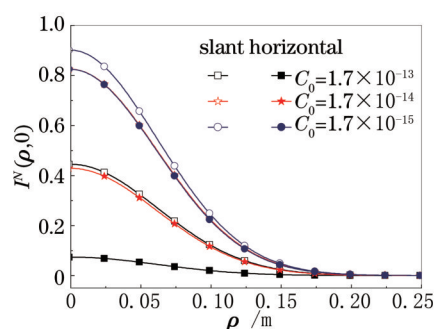


图 7 不同折射率结构常数下归一化光强分布
Fig.7 Normalized intensity distribution with different refractive-index structure parameters

从图 7 可以看出,在相同湍流条件下,斜程传输归一化光强分布要比水平传输时更为集中,轴上光强更大,这是由于大气折射率结构常数 $C_n^2(h)$ 在高度低于 10 km 时,随着高度的增加而减小,从而可知光束传输时的大气信道越靠近地面,受到的湍流影响越大。同时还可看出湍流强度越大,轴上光强更小。这是因为当光束在大气湍流中传输时,大气折射率的随机起伏会导致波束出现相位畸变,使得光束在传输一定距离后产生光束扩展,从而轴上光强变弱。

不同大气湍流内、外尺度条件下,接收端平面上归一化光强分布的情况如图 8 所示。参数设置为 $\lambda = 650 \text{ nm}$, $\omega_0 = 0.1 \text{ m}$, $r_0 = 0.2 \text{ m}$, $L = 10 \text{ km}$ 。

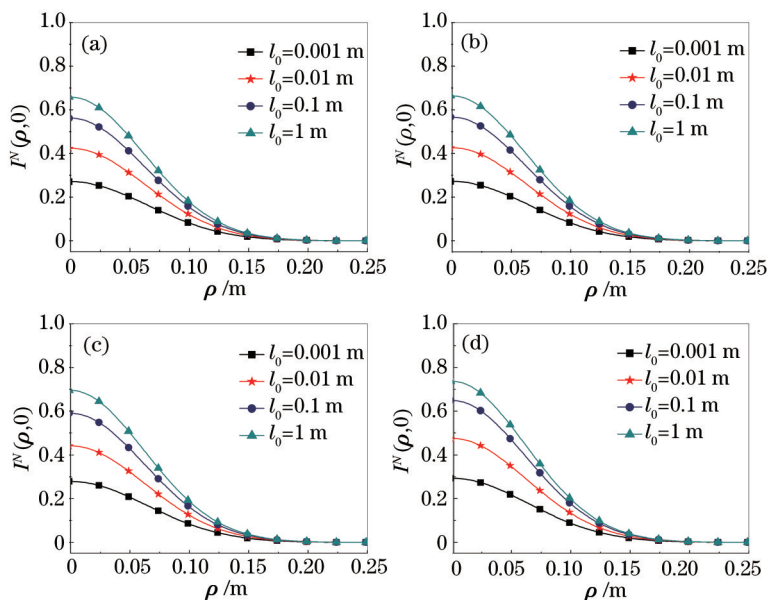


图 8 不同内、外尺度下归一化光强分布。(a) $L_0 = 200 \text{ m}$; (b) $L_0 = 100 \text{ m}$; (c) $L_0 = 10 \text{ m}$; (d) $L_0 = 1 \text{ m}$
Fig.8 Normalized intensity distribution with different sizes of inner and outer scale.

(a) $L_0 = 200 \text{ m}$; (b) $L_0 = 100 \text{ m}$; (c) $L_0 = 10 \text{ m}$; (d) $L_0 = 1 \text{ m}$

图 8 中显示了对于同一外尺度下,内尺度越大,接收平面上的归一化光强分布越集中,轴上光强越大;而在不同外尺度下,其归一化强度分布曲线非常接近,由此可知,外尺度对于分析大气湍流对光束斜程传输回

湍流归一化光强分布特性的影响时,可忽略不计。这与单程传输时的结论相类似。产生该结果的主要物理原因在于湍流内尺度越小,光束截面包含的小湍流漩涡越多,照射在这些漩涡上边的光束会发生更严重的衍射,这样就使得光束的强度在空间和时间上出现随机分布更严重,从而导致光强变得更分散。湍流外尺度越大,会使光束在接收面上的漂移更严重,而对光强分布产生的影响很小。

5 结 论

从理论上分析部分相干 GSM 光束在大气湍流斜程中上行-下行传输过程中平均光强的变化。发射端和接收端在同一高度。数值分析了大气湍流对平均光强的影响,可得出如下结论:

1) 大气湍流斜程传输过程中,准直光束受湍流的影响要小于聚焦光束。

2) 大气湍流斜程双程传输中,接收平面在轴归一化光强随着角反射器的半径的变化有明显的改变。当角反射器看作是点目标时,接收平面上在轴光强趋于同一值;当角反射器看作是无穷大目标时,几乎不改变。

3) 在斜程湍流大气中传输,不管是上行传输到目标还是下行传输到接收端,其光强分布受湍流内尺度的影响大,湍流外尺度几乎无影响。

综上所述,在实际的应用中,需将各参数综合考虑来选择最优的光束和最合适的目标尺寸。然而,有关湍流大气中光束双斜程传输的实验结果比较少,理论研究还有待实验验证。因该研究对激光雷达、目标跟踪等领域有广泛的应用。

参 考 文 献

- 1 Andrews L C, Phillips R L. Monostatic lidar in weak-to-strong turbulence[J]. *Waves Random Media*, 2001, 11(3): 233-245.
- 2 Kou Tian, Wang Haiyan, Wang Fang, *et al.*. Research on pulse echo characteristic of airborne laser detecting[J]. *Acta Optica Sinica*, 2015, 35(4): 0414001.
寇 添,王海晏,王 芳,等. 机载激光探测空中目标脉冲回波特性研究[J]. *光学学报*, 2015, 35(4): 0414001.
- 3 Wu Dongsheng, Bai Tingzhu, Liu Bingqi, *et al.*. Dynamic imaging detection and target recognition for cat-eye effect echo[J]. *Acta Optica Sinica*, 2013, 33(8): 0811003.
武东生,白延柱,刘秉琦,等. 猫眼效应回波的动态成像探测与目标识别[J]. *光学学报*, 2013, 33(8): 0811003.
- 4 Yi Xiuxiong, Guo Lixin, Wu Zhensen. Study on the optical scintillation for Gaussian beam propagation in the slant path through the atmospheric turbulence[J]. *Acta Optica Sinica*, 2005, 25(4): 433-438.
易修雄,郭立新,吴振森. 高斯波束在湍流大气斜程传输中的闪烁问题研究[J]. *光学学报*, 2005, 25(4): 433-438.
- 5 Lu Wei, Liu Liren, Sun Jianfeng, *et al.*. Change in degree of coherence of partially coherent electromagnetic beams propagating through atmospheric turbulence[J]. *Opt Commun*, 2007, 271(1): 1-8.
- 6 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.
- 7 Ke Xizheng, Zhang Yu. Scintillation of partially coherent beam in atmospheric turbulence[J]. *Acta Optica Sinica*, 2015, 35(1): 0106001.
柯熙政,张 宇. 部分相干光在大气湍流中的光强闪烁效应[J]. *光学学报*, 2015, 35(1): 0106001.
- 8 Kravtsov Y A, Saichev A I. Effects of double passage of waves in randomly inhomogeneous media[J]. *Sov Phys Usp*, 1982, 25(7): 494-508.
- 9 Feng Yuezhong, Song Zhengfang. Beam spread induced by atmospheric turbulence in a folded path[J]. *Acta Optica Sinica*, 1987, 7(9): 844-850.
冯岳忠,宋正芳. 湍流大气中反射光束的扩展[J]. *光学学报*, 1987, 7(9): 844-850.
- 10 Zhang Yixin. Beam spreads upon specular reflection of laser beams in a turbulent atmosphere[J]. *Laser Technology*, 1990, 14(6): 14-21.
张逸新. 湍流大气中激光束扩展反射效应[J]. *激光技术*, 1990, 14(6): 14-21.
- 11 Zhang Yixin. Angle-of-arrival fluctuation of reflected laser beam in atmospheric turbulence[J]. *Laser Technology*, 1997, 21(1): 25-29.
张逸新. 湍流大气中激光回波到达角起伏[J]. *激光技术*, 1997, 21(1): 25-29.
- 12 Andrews L C, Miller W B. The mutual coherence function and the backscatter amplification effect for a reflected Gaussian-beam wave in atmospheric turbulence[J]. *Waves in Random Media*, 1996, 5(2): 167-182.

- 13 Andrews L C, Phillips R L, Miller W B. Mutual coherence function for a double-passage retroreflected optical wave in atmospheric turbulence[J]. Appl Opt, 1997, 36(3): 698-708.
- 14 Wei Hongyan, Wu Zhensen, Peng Hui. Scattering from a diffuse target in the slant atmospheric turbulence[J]. Acta Physica Sinica, 2008, 57(10): 6666-6672.
韦宏艳, 吴振森, 彭 辉. 斜程大气湍流中漫射目标的散射特性[J]. 物理学报, 2008, 57(10): 6666-6672.
- 15 Wu Yingli, Wu Zhensen. Study on statistical characteristics of rough surfaces scattering in double transmission[J]. Laser Technology, 2011, 35(2): 234-239.
武颖丽, 吴振森. 双程传输中粗糙面散射场统计特性的研究[J]. 激光技术, 2011, 35(2): 234-239.
- 16 Wang Ligu, Wu Zhensen, Wang Mingjun. Second-order statistics for wave reflected by a plane mirror with a finite aperture[J]. Acta Optica Sinica, 2013, 33(11): 1101002.
王利国, 吴振森, 王明军. 湍流大气中的有限孔径平面镜反射波的二阶统计特性[J]. 光学学报, 2013, 33(11): 1101002.
- 17 Andrews L C, Phillips R L. Laser Beam Propagation Through Random Media[M]. Bellingham: SPIE Press, 2005: 671-680.
- 18 Wang Ligu. Characteristics of Reflected Wave from Targets Illuminated by Laser Beams in Turbulent Atmosphere[D]. Xi'an: Xidian University, 2014: 127-134.
王利国. 湍流大气中激光波束目标回波特性[D]. 西安: 西安电子科技大学, 2014: 127-134.
- 19 Shirai T, Dogariu A, Wolf E. Mode analysis of spreading of partially coherent beams propagating through atmospheric turbulence[J]. J Opt Soc Am A, 2003, 20(6): 1094-1102.

栏目编辑: 史 敏