

# 倾斜离轴高斯 - 谢尔模型光束在大气湍流中通过猫眼光学镜头反射光的光强特性\*

马媛 季小玲†

(四川师范大学物理学院, 成都 610068)

(2012年11月5日收到; 2012年11月29日收到修改稿)

本文研究了大气湍流和探测光空间相干性对倾斜离轴激光束通过猫眼光学镜头反射光光强特性的影响. 研究表明: 由于光阑效应以及光束倾斜或离轴, 反射光光强出现振荡和非对称分布现象. 大气湍流不会改变其非对称性, 但湍流中其光强不再振荡. 当猫眼光学镜头存在微弱正离焦  $\delta_{\max}$  情况下, 轴上光强可达到最大值. 猫眼光学镜头焦距越大, 所需  $\delta_{\max}$  越大. 但是, 大气湍流和探测光相干性好坏都不会改变所需  $\delta_{\max}$  值. 在大气湍流中传输距离足够远时, 反射光强会成为离轴类高斯分布. 随着传输距离的增大, 相干性越差的探测光的反射光束扩展可以更小, 这与部分相干光自由空间传输规律完全不同. 探测光相干性越好, 其反射光强受湍流的影响越大, 但差异不大. 本文所得结果对激光主动探测的应用具有意义.

**关键词:** 猫眼光学镜头, 大气湍流, 部分相干光, 光强

**PACS:** 42.68.Bz, 42.25.Bs, 42.25.Dd

**DOI:** 10.7498/aps.62.094214

## 1 引言

光学系统在受到激光束辐照时能够产生按原路返回的准直光, 这种现象称为“猫眼效应”. 有两类光学系统具有这种效应: 一类是猫眼逆反射器, 另一类是猫眼光学镜头. 因为实际应用中猫眼逆反射器为合作目标, 它具有诸多优越性, 例如, 可达到衍射极限<sup>[1]</sup>, 以及具有好的反射特性和大的接收角<sup>[2]</sup>. 猫眼逆反射器被广泛应用于激光跟踪干涉系统<sup>[3]</sup>、激光器谐振腔<sup>[2,4]</sup>、微位移测量<sup>[5]</sup>和自由空间光通讯<sup>[6-8]</sup>.

大多数成像探测或非成像探测所用光学镜头的焦平面处都安装有反射或半反射元件, 此类镜头称为猫眼光学镜头. 相对于被动探测技术, 利用被探测目标携带光学镜头的猫眼效应原理来进行激光主动探测, 可以获得更远的探测距和更高的定位精度<sup>[9,10]</sup>. 由于技术发展和应用需求的牵引, 在维和以及现代战争中, 激光主动探测技术和理论研究受到越来越多的重视<sup>[11]</sup>. 在国内, 孙华燕课题组

对猫眼光学镜头的反射特性做了较深入的理论研究<sup>[12-15]</sup>. 当主动探测激光远距离传输时, 光束尺寸与猫眼光学镜头尺寸可以相比拟, 猫眼光学镜头的光阑效应不可忽略. 2008年, 赵延仲等研究了高斯光束辐照受光阑限制的猫眼光学镜头时的反射特性机理<sup>[12]</sup>. 由于猫眼光学镜头为非合作目标, 因此主动探测激光相对于猫眼光学镜头可能是倾斜和离轴的. 赵延仲等对倾斜离轴高斯光束通过猫眼光学镜头的传输特性进行了研究<sup>[13,14]</sup>. 光电设备中的光学镜头上常有中心遮光阑. 2010年, Zhao等研究了高斯光束通过有中心遮光阑的猫眼光学镜头的传输特性<sup>[15]</sup>.

实际应用中, 主动探测激光在进入猫眼目标系统之前以及回程中都会受到大气湍流的影响. 大气湍流会改变光束的传输特性和降低光束的质量, 近年来对此已进行了许多研究<sup>[15-27]</sup>. 然而, 大气湍流对猫眼光学镜头反射光特性影响的研究涉及甚少<sup>[28]</sup>. 文献<sup>[28]</sup>仅在忽略探测器尺寸限制和猫眼透镜离焦量情况下, 研究了完全相干高斯光束通过猫眼光学镜头在大气湍流中的传输. 文献<sup>[28]</sup>研究

\* 国家自然科学基金(批准号: 61178070)和四川高校科研创新团队建设计划(批准号: 12TD008)资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: jixl100@163.com

中也未涉及大气湍流、探测光空间相干性、猫眼透镜焦距和离焦量等对反射光轴上最大光强的影响. 实际激光束存在部分空间相干的情况. 迄今为止, 还未见部分空间相干光作为主动探测激光的研究报道. 本文以高斯 - 谢尔模型 (GSM) 光束作为部分相干光的典型例, 研究大气湍流和光束空间相干性对倾斜离轴探测激光束经猫眼光学镜头反射光强特性的影响, 得到了一些有意义的新结果.

## 2 理论模型及公式

为了简化分析, 本文仅考虑二维情况. 图 1 为倾斜离轴 GSM 光束通过猫眼光学镜头的传输过程示意图, 显然猫眼光学镜头系统关于探测器对称.  $\theta$  为 GSM 光束与  $z$  轴的夹角,  $\Delta x'$  和  $\Delta x$  分别为 GSM 光束在入射面处和透镜 1 前表面处沿  $x$  方向的位移,  $\Delta x'$  和  $\Delta x$  称为离轴参数, 且  $\Delta x' = \Delta x - DL$ ,  $D = \tan \theta$  为倾斜系数. 透镜 1 和透镜 2 的有效直径均为  $h_1$  (即光阑 1 和光阑 3 的全宽均为  $h_1$ ), 焦距均为  $f$ . 探测器即等效光阑 2 的全宽为  $h_2$ .  $L$  为入射面到透镜 1 前镜面以及透镜 2 后镜面到接收面的距离,  $\delta$  为离焦量 (探测器位于透镜 1 的焦平面之后为正离焦, 反之为负离焦). 光束经过猫眼光学镜头传输可分解为四个区间: 入射面到透镜 1 前镜面、

透镜 1 前镜面到探测器所在平面、探测器所在平面到透镜 2 后镜面、透镜 2 后镜面到接收面, 后三个区间均带有硬边光阑. 这四个区间对应的传输矩阵分别为

$$\begin{cases} \begin{bmatrix} a_1 & b_1 \\ c_1 & d_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & L \\ 0 & 1 \end{bmatrix}, \\ \begin{bmatrix} a_2 & b_2 \\ c_2 & d_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -\delta/f & f+\delta \\ -1/f & 1 \end{bmatrix}, \\ \begin{bmatrix} a_3 & b_3 \\ c_3 & d_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & f+\delta \\ -1/f & -\delta/f \end{bmatrix}, \\ \begin{bmatrix} a_4 & b_4 \\ c_4 & d_4 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & L \\ 0 & 1 \end{bmatrix}. \end{cases} \quad (1)$$

设在入射面处 GSM 光束的交叉谱密度函数为

$$\begin{aligned} W_0(x'_1, x'_2, 0) = & \exp[-ikD(x'_1 - x'_2)] \\ & \times \exp\left[-\frac{(x'_1 - \Delta x')^2 + (x'_2 - \Delta x')^2}{w_0^2}\right. \\ & \left. - \frac{(x'_1 - x'_2)^2}{2\sigma_0^2}\right], \end{aligned} \quad (3)$$

其中  $k = 2\pi/\lambda$  是光波数 ( $\lambda$  是光波波长),  $w_0$  和  $\sigma_0$  分别为入射面处的束宽和相干长度.

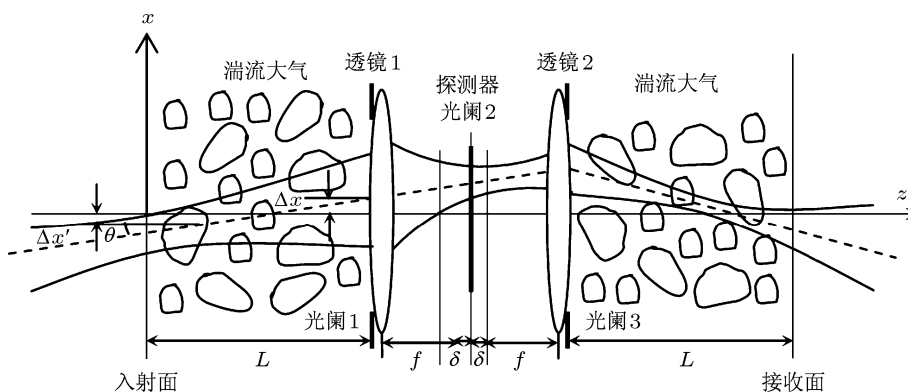


图 1 倾斜离轴 GSM 光束在湍流大气中通过猫眼光学镜头的传输过程示意图

根据广义惠更斯 - 菲涅耳原理, 倾斜离轴 GSM 光束经过猫眼光学镜头第一区间传输后其交叉谱密度函数可表示为 [16]

$$\begin{aligned} W_1(x_{11}, x_{21}, z) \\ = \frac{1}{\lambda b_1} \iint W_0(x'_1, x'_2, 0) \exp\left\{-\frac{i\pi}{\lambda b_1} [a_1(x_1'^2 - x_2'^2) \right. \end{aligned}$$

$$\left. - 2(x_{11}x'_1 - x_{21}x'_2) + d_1(x_{11}^2 - x_{21}^2)\right\} \times \langle \exp[\psi^*(x_{11}, x'_1, z) + \psi(x_{21}, x'_2, z)] \rangle_m dx'_1 dx'_2, \quad (4)$$

其中,  $\psi(x, x', z)$  为大气湍流对球面波影响的随机相位因子,  $\langle \rangle_m$  表示系综平均, 采用 Rytov 相位结构函数的二次近似可以表示为 [29]

$$\langle \exp[\psi^*(x_{11}, x'_1, z) + \psi(x_{21}, x'_2, z)] \rangle_m \cong \exp \left[ -\frac{(x'_1 - x'_2)^2 + (x'_1 - x'_2)(x_{11} - x_{21}) + (x_{11} - x_{21})^2}{\rho_0^2} \right], \quad (5)$$

其中,  $\rho_0 = (0.545C_n^2 k^2 z)^{-3/5}$ ,  $\rho_0$  为球面波通过大气湍流的相干长度,  $C_n^2$  是折射率结构常数, 它表征湍流的强弱.

根据 Collins 公式, (4) 式所表示光束通过猫眼光学镜头第二区间传输后其交叉谱密度函数为

$$W_2(x_{12}, x_{22}, z) = \frac{1}{\lambda b_2} \exp \left[ -\frac{i\pi d_2}{\lambda b_2} (x_{12}^2 - x_{22}^2) \right] \times \int_{-0.5h_1}^{0.5h_1} \int_{-0.5h_1}^{0.5h_1} W_1(x_{11}, x_{21}, z) \times \exp \left\{ -\frac{i\pi}{\lambda b_2} [a_2(x_{11}^2 - x_{21}^2) - 2(x_{11}x_{12} - x_{21}x_{22})] \right\} \times dx_{11} dx_{21}. \quad (6)$$

全宽为  $h$  的硬边光阑窗口函数  $f(x)$  可用有限项复高斯函数的叠加表示为<sup>[30]</sup>

$$f(x) = \sum_{i=1}^M F_i \exp[-4G_i x^2/h^2], \quad (7)$$

其中  $F_i$  和  $G_i$  分别为展开系数和复高斯函数系数, 它们可由计算机优化得到. 当  $M = 10$  时, 其值见文献 [30] 中表 1. 因此, (6) 式可表示为

$$W_2(x_{12}, x_{22}, z) = \frac{1}{\lambda b_2} \exp \left[ -\frac{i\pi d_2}{\lambda b_2} (x_{12}^2 - x_{22}^2) \right] \times \int \int f_{i_{11}}(x_{11}) f_{i_{21}}^*(x_{21}) W_1(x_{11}, x_{21}, z) \times \exp \left\{ -\frac{i\pi}{\lambda b_2} [a_2(x_{11}^2 - x_{21}^2) - 2(x_{11}x_{12} - x_{21}x_{22})] \right\} dx_{11} dx_{21}. \quad (8)$$

同理, (8) 式所表示光束通过猫眼光学镜头第三区间传输后其交叉谱密度函数可写为

$$W_3(x_{12}, x_{22}, z) = \frac{1}{\lambda b_3} \exp \left[ -\frac{i\pi d_3}{\lambda b_3} (x_{13}^2 - x_{23}^2) \right] \times \int \int f_{i_{12}}(x_{12}) f_{i_{22}}^*(x_{22}) W_2(x_{12}, x_{22}, z) \times \exp \left\{ -\frac{i\pi}{\lambda b_3} [a_3(x_{12}^2 - x_{22}^2) - 2(x_{12}x_{13} - x_{22}x_{23})] \right\} dx_{12} dx_{22}. \quad (9)$$

根据广义惠更斯 - 菲涅耳原理, 并考虑到窗口函数的复高斯展开式 (7), (9) 式所表示光束通过猫眼光学镜头第四区间传输后在接收面上的平均光强为<sup>[16]</sup>

$$\langle I(x, z) \rangle = \frac{1}{\lambda b_4} \int \int f(x_{13}) f^*(x_{23}) W(x_{13}, x_{23}, z) \times \exp \left\{ -\frac{i\pi}{\lambda b_4} [a_4(x_{13}^2 - x_{23}^2) - 2x(x_{13} - x_{23})] \right\} \times \langle \exp[\psi^*(x, x_{13}, z) + \psi(x, x_{23}, z)] \rangle_m dx_{13} dx_{23}. \quad (10)$$

将 (3), (4), (5), (7), (8) 和 (9) 式代入 (10) 式, 经过繁琐的积分运算后得到倾斜离轴 GSM 光束在湍流大气中通过猫眼光学镜头传输在接收面上的平均光强为

$$\langle I(x, L) \rangle = \left( \frac{\pi}{\lambda} \right)^4 \frac{1}{b_1 b_2 b_3 b_4} \frac{1}{p_1 p_2} \times \sum_{i_{11}=1}^{10} \sum_{i_{21}=1}^{10} \frac{F_{i_{11}} F_{i_{21}}^*}{p_3 p_4} \sum_{i_{12}=1}^{10} \sum_{i_{22}=1}^{10} \frac{F_{i_{12}} F_{i_{22}}^*}{p_5 p_6} \times \sum_{i_{13}=1}^{10} \sum_{i_{23}=1}^{10} \frac{F_{i_{13}} F_{i_{23}}^*}{p_7 p_8} \times \exp(g_1 + g_2 + g_3 + g_4) \times \exp \left[ \left( \frac{u_4^2}{4p_8^2} - \frac{\pi^2}{b_4^2 p_7^2 \lambda^2} \right) x^2 + \left( t_4 + \frac{u_4 v_4}{2p_8^2} \right) x + \frac{v_4^2}{4p_8^2} \right], \quad (11)$$

其中

$$p_1^2 = \frac{1}{w_0^2} + \frac{1}{\rho_0^2} + \frac{1}{2\sigma_0^2} + \frac{i\pi a_1}{\lambda b_1}, \quad (12)$$

$$p_2^2 = \frac{1}{w_0^2} + \frac{1}{\rho_0^2} + \frac{1}{2\sigma_0^2} - \frac{i\pi a_1}{\lambda b_1} - \frac{1}{p_1^2 \rho_0^4} - \frac{1}{4p_1^2 \sigma_0^4} - \frac{1}{p_1^2 \rho_0^2 \sigma_0^2}, \quad (13)$$

$$t_1 = \frac{Dk\pi}{b_1 p_1^2 \lambda} + \frac{2i\Delta x' \pi}{b_1 p_1^2 \lambda w_0^2} - \frac{\Delta x'}{p_1^2 w_0^2 \rho_0^2} + \frac{iDk}{2p_1^2 \rho_0^2},$$

$$r_1 = -\frac{1}{2p_1^2 \rho_0^4} + \frac{2}{\rho_0^2} + \frac{i\pi}{b_1 p_1^2 \lambda \rho_0^2}, \quad (14)$$

$$s_1 = -\frac{2i\pi}{b_1 \lambda} + \frac{1}{p_1^2 \rho_0^4} - \frac{1}{\rho_0^2} + \frac{1}{2p_1^2 \rho_0^2 \alpha^2 w_0^2},$$

$$g_1 = -\frac{D^2 k^2}{4p_1^2} + \frac{\Delta x'^2}{p_1^2 w_0^4} - \frac{i\Delta x' Dk}{p_1^2 w_0^2} - \frac{2\Delta x'^2}{w_0^2}, \quad (15)$$

$$v_1 = iDk + \frac{2\Delta x'}{w_0^2} - \frac{iDk}{p_1^2 \rho_0^2} + \frac{2\Delta x'}{p_1^2 w_0^2 \rho_0^2} - \frac{iDk}{2p_1^2 \sigma_0^2} + \frac{\Delta x'}{p_1^2 w_0^2 \sigma_0^2}, \quad (16)$$

$$u_1 = \frac{2i\pi}{b_1 p_1^2 \lambda \rho_0^2} + \frac{i\pi}{b_1 p_1^2 \lambda \sigma_0^2} - \frac{1}{p_1^2 \rho_0^4} + \frac{1}{\rho_0^2} - \frac{1}{2p_1^2 \sigma_0^2 \rho_0^2}, \quad (17)$$

$$p_3^2 = \frac{4G_{i11}^*}{h_1^2} + \frac{ia_2\pi}{b_2\lambda} + \frac{id_1\pi}{b_1\lambda} - \frac{u_1^2}{4p_2^2} - \frac{1}{4p_1^2 \rho_0^4} + \frac{1}{\rho_0^2} + \frac{\pi^2}{b_1^2 p_1^2 \lambda^2} + \frac{i\pi}{b_1 p_1^2 \lambda \rho_0^2}, \quad (18)$$

$$p_4^2 = \frac{4G_{i21}^*}{h_1^2} - \frac{ia_2\pi}{b_2\lambda} - \frac{id_1\pi}{b_1\lambda} - \frac{s_1^2}{4p_2^2} - \frac{r_1^2}{4p_3^2} - \frac{r_1 s_1 u_1}{4p_2^2 p_3^2} - \frac{s_1^2 u_1^2}{16p_2^4 p_3^2} - \frac{1}{4p_1^2 \rho_0^4} + \frac{1}{\rho_0^2}, \quad (19)$$

$$g_2 = \frac{v_1^2}{4p_2^2} + \frac{t_1^2}{4p_3^2} + \frac{v_1 t_1 u_1}{4p_2^2 p_3^2} + \frac{v_1^2 u_1^2}{16p_2^4 p_3^2}, \quad (20)$$

$$t_2 = \frac{i\pi t_1}{b_2 p_3^2 \lambda} + \frac{iv_1 u_1 \pi}{2b_2 p_2^2 p_3^2 \lambda},$$

$$v_2 = \frac{v_1 s_1}{2p_2^2} + \frac{r_1 t_1}{2p_3^2} + \frac{r_1 v_1 u_1}{4p_2^2 p_3^2} + \frac{s_1 t_1 u_1}{4p_2^2 p_3^2} + \frac{v_1 s_1 u_1^2}{8p_2^4 p_3^2} + \frac{\Delta x'}{p_1^2 w_0^2 \rho_0^2} - \frac{iDk}{2p_1^2 \rho_0^2}, \quad (21)$$

$$u_2 = \frac{i\pi r_1}{b_2 p_3^2 \lambda} + \frac{i\pi s_1 u_1}{2b_2 p_2^2 p_3^2 \lambda}, \quad (22)$$

$$p_5^2 = \frac{4G_{i12}^*}{h_2^2} + \frac{\pi^2}{b_2^2 p_3^2 \lambda^2} + \frac{ia_3\pi}{b_3\lambda} + \frac{id_2\pi}{b_2\lambda} - \frac{u_2^2}{4p_4^2},$$

$$p_6^2 = \frac{4G_{i22}^*}{h_2^2} + \frac{\pi^2}{b_2^2 p_4^2 \lambda^2} - \frac{ia_3\pi}{b_3\lambda} - \frac{id_2\pi}{b_2\lambda} + \frac{\pi^2 u_2^2}{4b_2^2 p_4^2 p_3^2 \lambda^2}, \quad (23)$$

$$g_3 = \frac{v_2^2}{4p_4^2} + \frac{t_2^2}{4p_5^2} + \frac{v_2 t_2 u_2}{4p_4^2 p_5^2} + \frac{v_2^2 u_2^2}{16p_4^4 p_5^2}, \quad (24)$$

$$t_3 = \frac{i\pi t_2}{b_3 p_5^2 \lambda} + \frac{iv_2 u_2 \pi}{2b_3 p_4^2 p_5^2 \lambda},$$

$$u_3 = \frac{\pi^2 u_2}{b_2 b_3 p_4^2 p_5^2 \lambda^2}, \quad (25)$$

$$v_3 = -\frac{iv_2 \pi}{b_2 p_4^2 \lambda} - \frac{i\pi t_2 u_2}{2b_2 p_4^2 p_5^2 \lambda} - \frac{iv_2 u_2^2 \pi}{4b_2 p_4^4 p_5^2 \lambda},$$

$$p_7^2 = \frac{4G_{i13}^*}{h_1^2} + \frac{\pi^2}{b_3^2 p_5^2 \lambda^2} + \frac{ia_4\pi}{b_4\lambda}$$

$$+ \frac{id_3\pi}{b_3\lambda} + \frac{1}{\rho_0^2} - \frac{u_3^2}{4p_6^2}, \quad (26)$$

$$p_8^2 = \frac{4G_{i23}^*}{h_1^2} + \frac{\pi^2}{b_2^2 p_6^2 \lambda^2} - \frac{ia_4\pi}{b_4\lambda} - \frac{id_3\pi}{b_3\lambda} + \frac{1}{\rho_0^2} + \frac{\pi^2 u_3^2}{4b_3^2 p_6^4 p_7^2 \lambda^2} + \frac{i\pi u_3}{b_3 p_6^2 p_7^2 \rho_0^2 \lambda} - \frac{1}{p_7^2 \rho_0^4}, \quad (27)$$

$$g_4 = \frac{v_3^2}{4p_6^2} + \frac{t_3^2}{4p_7^2} + \frac{v_3 t_3 u_3}{4p_6^2 p_7^2} + \frac{v_3^2 u_3^2}{16p_6^4 p_7^2}, \quad (28)$$

$$t_4 = \frac{i\pi t_3}{b_4 p_7^2 \lambda} + \frac{iv_3 u_3 \pi}{2b_4 p_6^2 p_7^2 \lambda}, \quad (29)$$

$$u_4 = \frac{\pi^2 u_3}{b_3 b_4 p_6^2 p_7^2 \lambda^2} + \frac{2i\pi}{b_4 p_7^2 \rho_0^2 \lambda} - \frac{2i\pi}{b_4 \lambda},$$

$$v_4 = -\frac{iv_3 \pi}{b_3 p_6^2 \lambda} - \frac{i\pi t_3 u_3}{2b_3 p_6^2 p_7^2 \lambda} - \frac{iv_3 u_3^2 \pi}{4b_3 p_6^4 p_7^2 \lambda} + \frac{t_3}{p_7^2 \rho_0^2} + \frac{v_3 u_3}{2p_6^2 p_7^2 \rho_0^2}. \quad (30)$$

### 3 数值计算结果及分析

本文利用 (11) 式做了大量数值计算, 研究了倾斜离轴 GSM 光束在湍流大气中通过猫眼光学镜头传输在接收面上平均光强的特性, 数值计算中取参数  $w_0 = 1 \text{ mm}$ ,  $\lambda = 1.06 \text{ }\mu\text{m}$  和  $h_2 = 20 \text{ mm}$ .

图 2 为无湍流情况下, 倾斜 GSM 光束 (图 2(a)—(c)) 和离轴 GSM 光束 (图 2(d)—(f)) 在不同距离接收面处的光强分布. 图 2 表明, 由于光阑效应以及光束倾斜或离轴, 接收面处光强分布出现振荡和非对称分布现象.

众所周知, 相干性越差的光束 (相干参数  $\alpha = \sigma_0/w_0$  越小), 扩展越大. 然而, 这一结论只有当部分相干探测光传输距离  $L$  短时成立 (见图 2(a) 和 (d)). 随着  $L$  的增大, 相干性越差的探测光的反射光束扩展可以更小 (见图 2(c) 和 (f)). 光阑效应以及随着传输距离的增加光束相干性会变好是造成这一结果的物理原因. 此外, 相干性越差的探测光其反射光越弱, 这一结果与部分相干光自由空间传输时相同.

图 3 为无湍流和有湍流两种情况下, 不同倾斜程度的 GSM 光束 (图 3(a)—(c)) 和不同离轴程度的 GSM 光束 (图 3(d)—(f)) 在接收面处的平均光强分布. 图 3 表明, 反射光束的非对称性随  $D$  和  $\Delta x$  的增大而增强. 从图 3(c) 和 (f) 还可以看出,  $\alpha$  越大, 反射光的非对称性越强. 值得指出的是, 湍流并不改变反射光的非对称性, 只是导致其光强不再振荡.

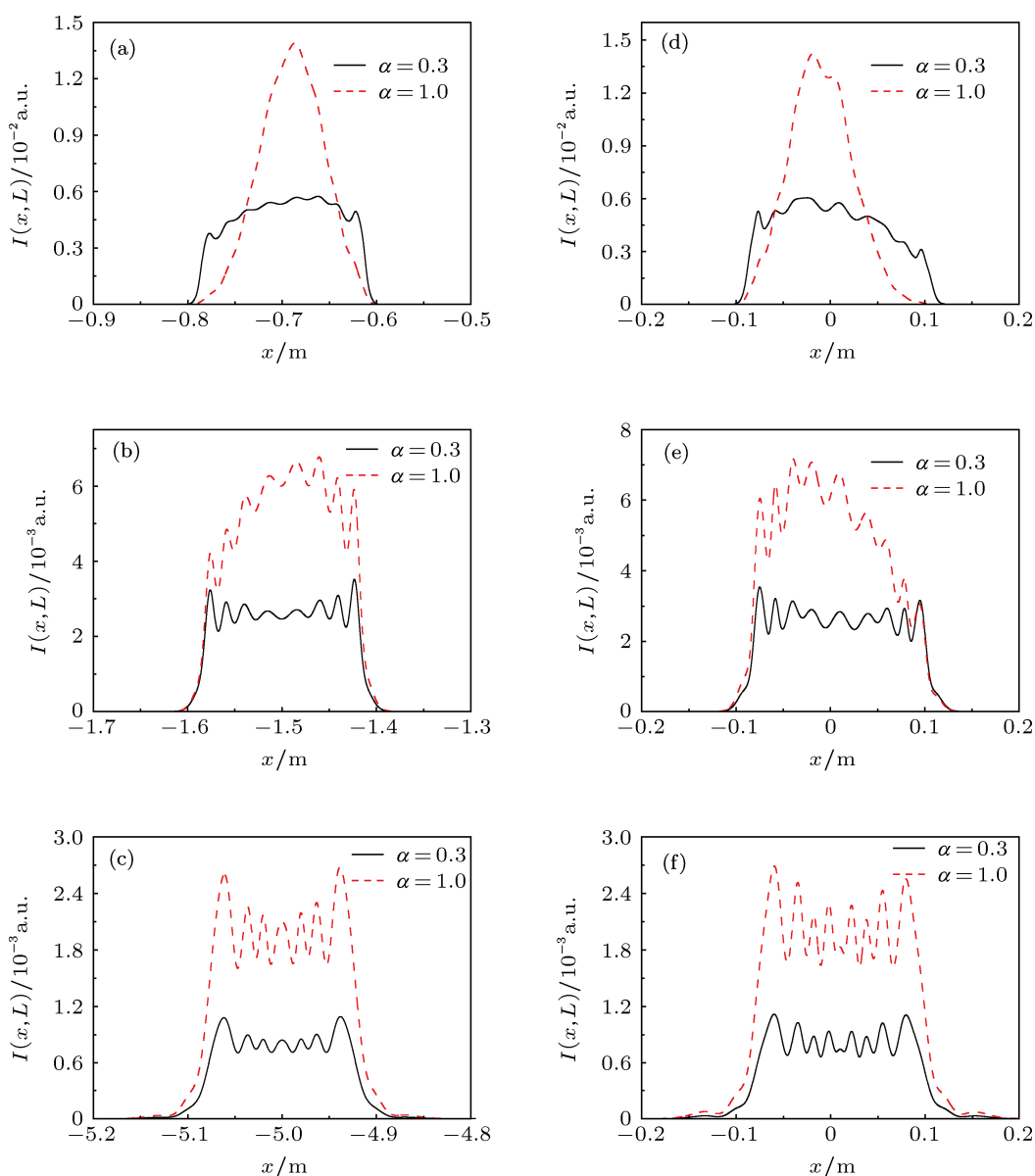


图2 无湍流情况下, (a)—(c) 倾斜 GSM 光束和 (d)—(f) 离轴 GSM 光束在不同距离接收面处的光强分布 ( $f = 500$  mm,  $\delta = 0$ ,  $h_1 = 100$  mm) (a)  $\Delta x = 0$ ,  $D = 0.01$ ,  $L = 0.07$  km; (b)  $\Delta x = 0$ ,  $D = 0.01$ ,  $L = 0.15$  km; (c)  $\Delta x = 0$ ,  $D = 0.01$ ,  $L = 0.5$  km; (d)  $\Delta x = 0.01$  m,  $D = 0$ ,  $L = 0.07$  km; (e)  $\Delta x = 0.01$  m,  $D = 0$ ,  $L = 0.15$  km; (f)  $\Delta x = 0.01$  m,  $D = 0$ ,  $L = 0.5$  km

图4为无湍流和有湍流两种情况下, 倾斜 GSM 光束 (图4(a)和(b)) 和离轴 GSM 光束 (图4(c)和(d)) 在不同距离接收面处的平均光强分布. 与图3相比较, 图4中激光传输距离  $L$  更长. 可以看出, 随着  $L$  的进一步增大, 反射光强振荡越弱, 其非对称性也变得不明显. 在湍流中  $L$  足够长时, 反射光强成为离轴类高斯分布, 且湍流导致明显的光束扩展和光强减弱 (见图4(b)和(d)).

本文采用 Strehl 比 ( $S_R$ ) 描述湍流对反射光峰值光强的影响.  $S_R$  定义为  $S_R = I_{\max}/I_{0\max}$ , 其中  $I_{\max}$  和  $I_{0\max}$  分别是在有湍流和无湍流两种情况下反射

光的峰值光强, 显然  $S_R \leq 1$ , 且  $S_R$  越大, 最大光强受湍流的影响越小. 图4中给出了几种情况下的  $S_R$  值, 可以看出: 传输距离越大, 反射光最大光强受湍流的影响越大. 探测光相干性越好, 反射光最大光强受湍流的影响越大, 但差异不大.

图5(a)和(b)分别为不同焦距情况下, 倾斜 GSM 光束和离轴 GSM 光束在传输轴上平均光强  $\langle I(x_0, L) \rangle$  随离焦量  $\delta$  的变化, 其中  $x_0$  为接收面处光束传输轴的横向坐标. 可以看出, 当猫眼光学镜头存在微弱正离焦情况下, 轴上光强可达到最大值. 焦距  $f$  越大, 轴上反射光强达到最大值所需的

正离焦量  $\delta_{\max}$  越大, 且湍流不会改变  $\delta_{\max}$  值. 比较图 5(a) 和 (b) 可知, 倾斜和离轴对应的  $\delta_{\max}$  值相同, 即  $\delta_{\max}$  值与探测光束倾斜或离轴无关, 该结论也可从图 6 和 7 中得出. 例如, 图 5(a) 和 (b) 中无湍流和有湍流情况下均有: 当  $f = 200$  mm 时,  $\delta_{\max} = 8.2 \mu\text{m}$ ; 当 500 mm 时,  $\delta_{\max} = 51 \mu\text{m}$ . 此外, 图 5(a) 表明: 对于倾斜 GSM 光束, 焦距  $f$  越大, 反射光强最大值越小. 另一方面, 离轴 GSM 光束反射光强最大值几乎不受猫眼光学镜头焦距的影响

(见图 5(b)).

图 6(a) 和 (b) 分别为不同相干系数情况下, 倾斜 GSM 光束和离轴 GSM 光束在传输轴上光强  $\langle I(x_0, L) \rangle$  随离焦量  $\delta$  的变化. 可以看出, 探测光相干性好坏对  $\delta_{\max}$  几乎没有影响. 例如, 当  $\alpha = 0.3$  和 1 时, 轴上反射光达到最大值所需的离焦量均为  $\delta_{\max} = 51 \mu\text{m}$ , 该结果与探测光束倾斜或离轴、以及有或无湍流均无关. 此外, 图 6 表明,  $\alpha$  越大, 反射光强最大值越大.

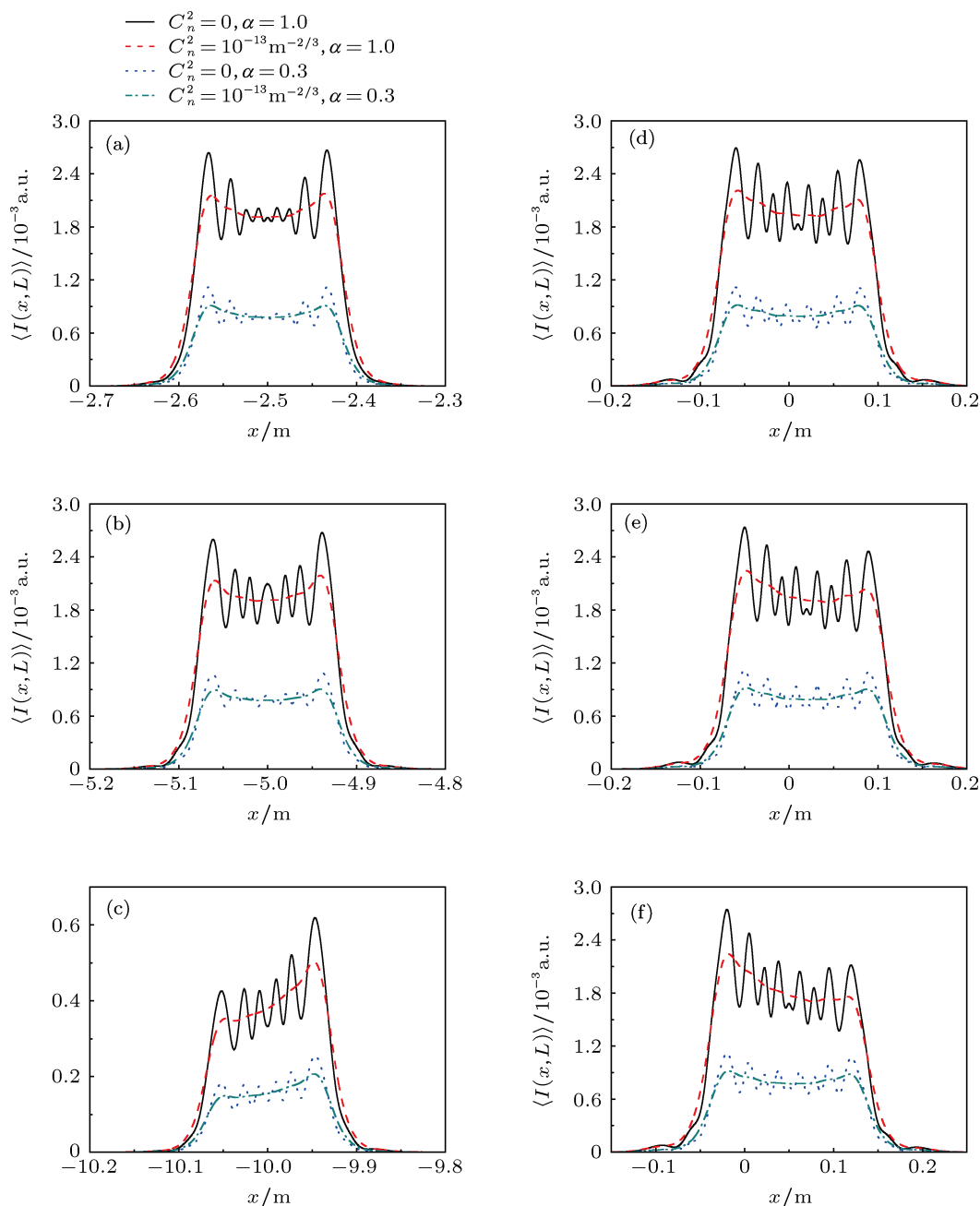


图 3 无、有湍流情况下, (a)—(c) 不同倾斜程度 GSM 光束和 (d)—(f) 不同离轴程度的 GSM 光束在接收面处的平均光强分布 ( $L = 0.5$  km,  $f = 500$  mm,  $\delta = 0$ ,  $h_1 = 100$  mm) (a)  $\Delta x = 0, D = 0.005$ ; (b)  $\Delta x = 0, D = 0.01$ ; (c)  $\Delta x = 0, D = 0.02$ ; (d)  $\Delta x = 0.01$  m,  $D = 0$ ; (e)  $\Delta x = 0.02$  m,  $D = 0$ ; (f)  $\Delta x = 0.05$  m,  $D = 0$

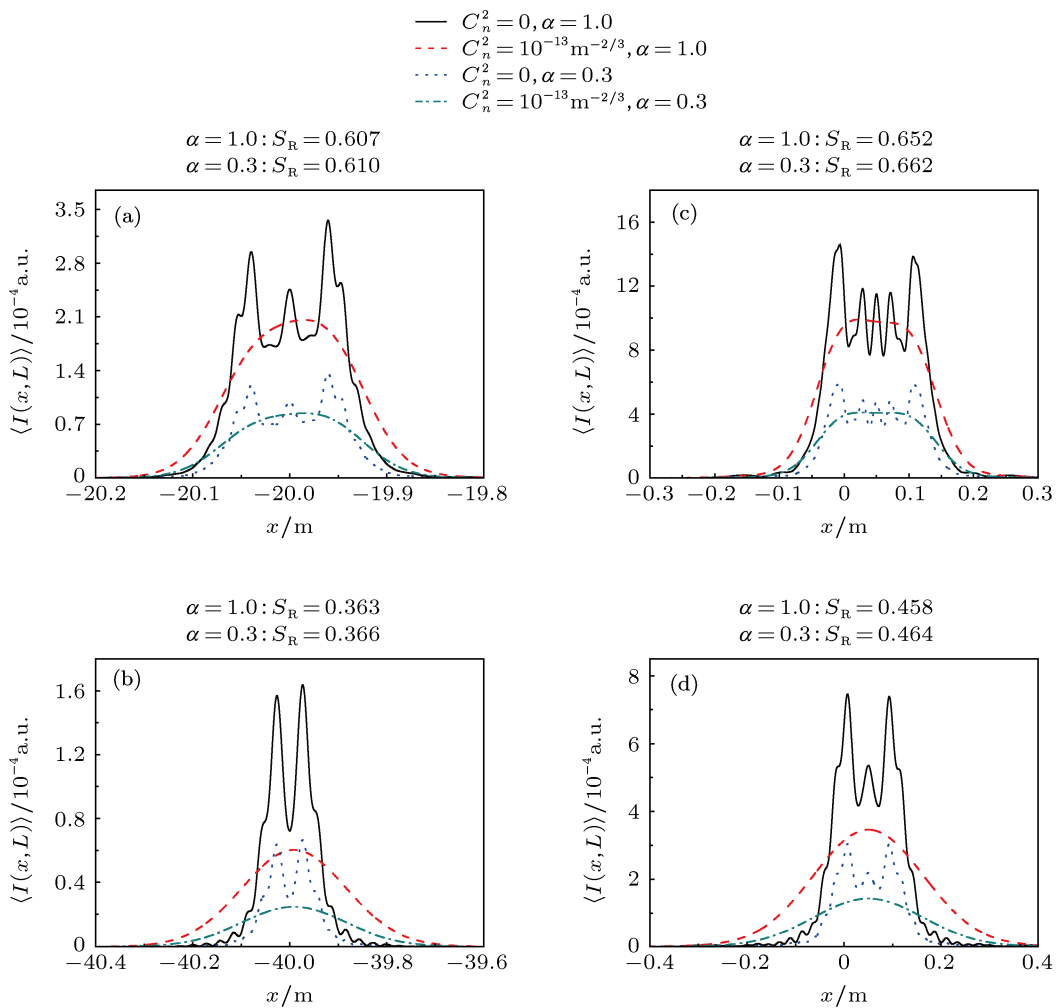


图4 无、有湍流情况下, (a), (b) 倾斜 GSM 光束和 (c), (d) 离轴 GSM 光束在不同距离接收面处的平均光强分布 ( $f = 500 \text{ mm}$ ,  $\delta = 0$ ,  $h_1 = 100 \text{ mm}$ ) (a)  $\Delta x = 0$ ,  $D = 0.02$ ,  $L = 1 \text{ km}$ ; (b)  $\Delta x = 0$ ,  $D = 0.02$ ,  $L = 2 \text{ km}$ ; (c)  $\Delta x = 0.05 \text{ m}$ ,  $D = 0$ ,  $L = 1 \text{ km}$ ; (d)  $\Delta x = 0.05 \text{ m}$ ,  $D = 0$ ,  $L = 2 \text{ km}$

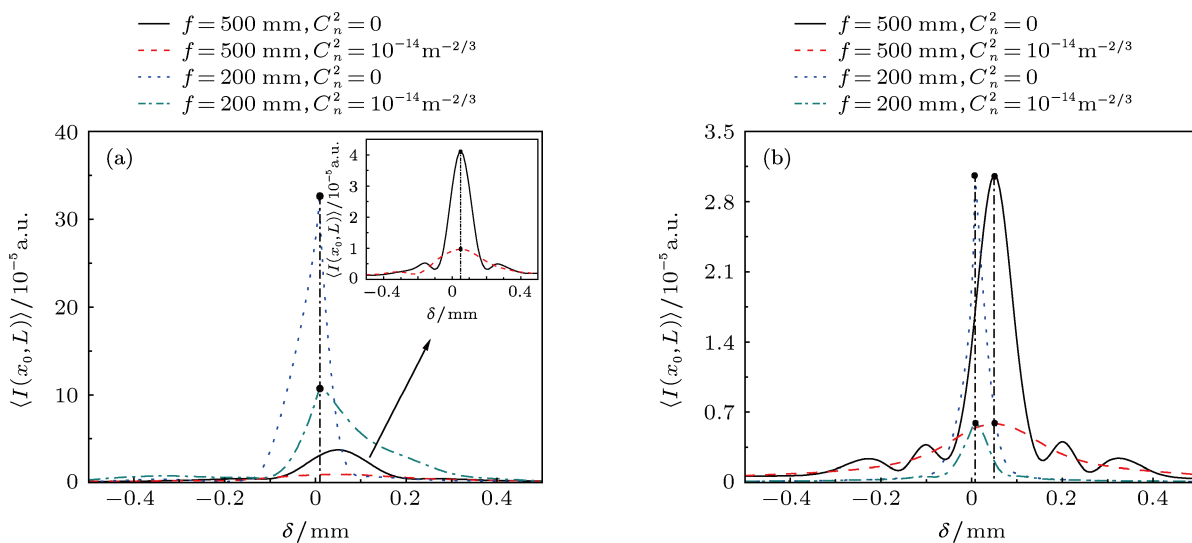


图5 焦距  $f = 200 \text{ mm}$  和  $500 \text{ mm}$  情况下, (a) 倾斜 GSM 光束和 (b) 离轴 GSM 光束在传输轴上的平均光强随离焦量  $\delta$  的变化 ( $L = 5 \text{ km}$ ,  $h_1 = 100 \text{ mm}$ ,  $\alpha = 0.3$ ) (a)  $\Delta x = 0$ ,  $D = 0.02$ ,  $x_0 = -100 \text{ m}$ ; (b)  $\Delta x = 0.05 \text{ m}$ ,  $D = 0$ ,  $x_0 = 0.05 \text{ m}$

图 7(a) 和 (b) 分别为不同透镜口径情况下, 倾斜 GSM 光束和离轴 GSM 光束在传输轴上光强  $\langle I(x_0, L) \rangle$  随离焦量  $\delta$  的变化. 图 7 表明, 不同  $h_1$

对应的  $\delta_{\max}$  几乎相同. 例如, 当  $h_1 = 100 \text{ mm}$  和  $140 \text{ mm}$  时, 均有  $\delta_{\max} = 28 \mu\text{m}$ . 此外, 图 7 表明:  $h_1$  越大, 反射光强最大值越大.

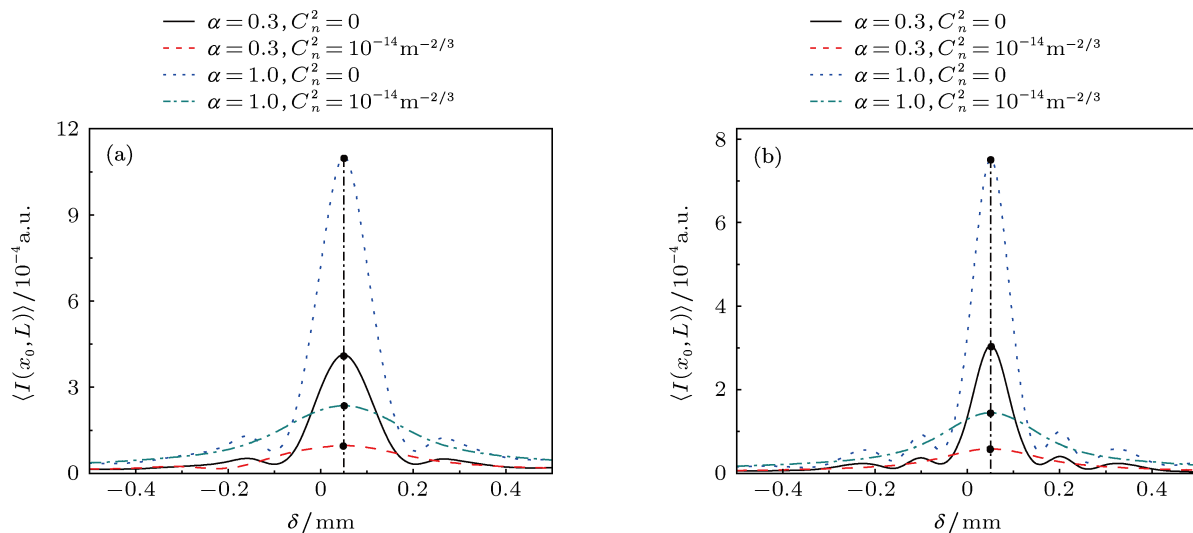


图 6 相干参数  $\alpha = 0.3$  和 1 情况下, (a) 倾斜 GSM 光束和 (b) 离轴 GSM 光束在传输轴上的平均光强随离焦量  $\delta$  的变化 ( $f = 500 \text{ mm}$ ,  $h_1 = 100 \text{ mm}$ ,  $L = 5 \text{ km}$ ) (a)  $\Delta x = 0$ ,  $D = 0.02$ ,  $x_0 = -100 \text{ m}$ ; (b)  $\Delta x = 0.05 \text{ m}$ ,  $D = 0$ ,  $x_0 = 0.05 \text{ m}$

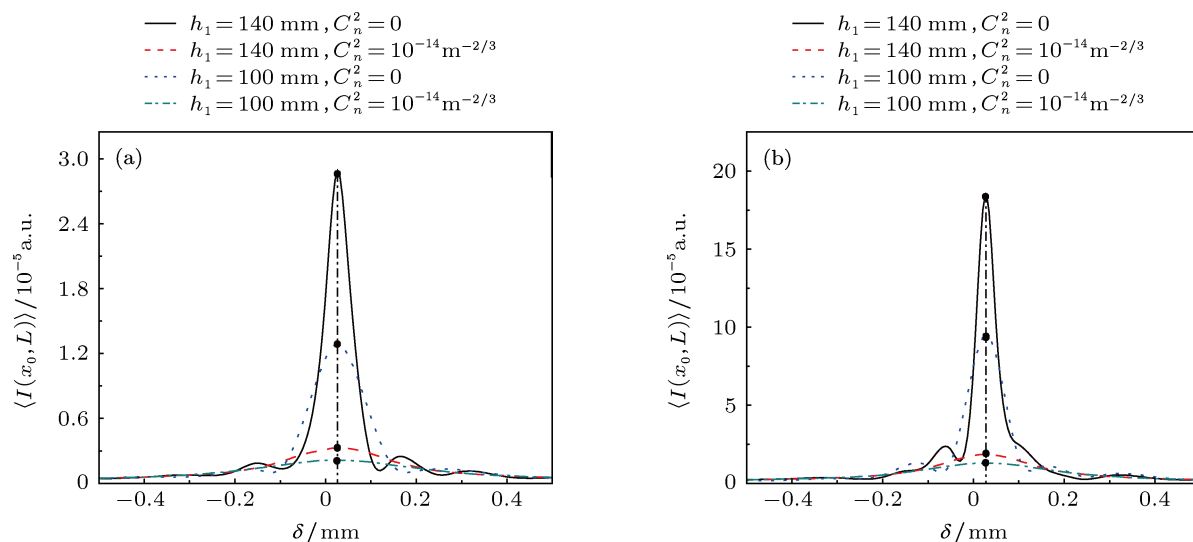


图 7 透镜口径  $h_1 = 100 \text{ mm}$  和  $140 \text{ mm}$  情况下, (a) 倾斜 GSM 光束和; (b) 离轴 GSM 光束在传输轴上的平均光强随离焦量  $\delta$  的变化 ( $f = 500 \text{ mm}$ ,  $\alpha = 0.3$ ,  $L = 9 \text{ km}$ ) (a)  $\Delta x = 0$ ,  $D = 0.02$ ,  $x_0 = -180 \text{ m}$ ; (b)  $\Delta x = 0.05 \text{ m}$ ,  $D = 0$ ,  $x_0 = 0.05 \text{ m}$

### 4 结论

本文研究了大气湍流和光束空间相干性对倾斜离轴激光束通过猫眼光学镜头反射光光强特性的影响. 主要结论有: 1) 由于光阑效应以及光束倾斜或离轴, 反射光光强出现振荡和非对称分布现象. 湍流不会改变反射光的非对称性, 但会导致其光强不再振荡. 当传输距离足够远时, 湍流使得反射光

强成为离轴类高斯分布, 且有明显的光束扩展和光强减弱. 2) 当猫眼光学镜头存在微弱正离焦情况下, 轴上反射光强可达到最大值. 猫眼光学镜头焦距越大, 所需正离焦量  $\delta_{\max}$  越大. 大气湍流、探测光相干性好坏、猫眼光学镜头光阑尺寸、以及探测光倾斜或离轴都不会改变  $\delta_{\max}$  值. 3) 部分相干光在自由空间传输时, 相干性越差的光束扩展越大. 然而, 随着传输距离的增大, 相干性越差的探测光



经猫眼光学镜头反射后光束扩展会更小. 4) 探测光空间相干性越好, 反射光越强, 其光强最大光强受

湍流的影响越大, 但受湍流的影响差异不大. 本文所得结果对激光主动探测的应用具有意义.

- [1] Biermann M L, Rabinovich W S, Mahon R, Gilbreath G C 2002 *Optical Engineering* **41** 1655
- [2] Xu Z G, Zhang S L, Li Y, Du W H 2005 *Opt. Express* **13** 5565
- [3] Lin Y B, Zhang G X, Li Z 2003 *Measurement Science and Technology* **14** N36
- [4] Dimakov S A, Klimentev S L, Khloponina L V 2002 *J. of Optical Technology* **69** 536
- [5] Ren D M, Lawton K M, Miller J A 2007 *Precision Engineering* **31** 68
- [6] Rabinovich W S, Mahon R, Goetz P G, Swingen L, Murphy J, Ferraro M, Burris H R, Suite M, Moore C L, Gilbreath G C, Binari S, Klotzkin D 2007 *Optical Engineering* **46** 104001
- [7] Goetz P G, Rabinovich W S, Binari S C, Mittereder J A 2006 *IEEE Photonics Technology Letters* **18** 2278
- [8] Rabinovich W S, Mahon R, Goetz P G, Waluschka E, Katzer D S, Gilbreath G C 2003 *IEEE Photonics Technology Letters* **15** 461
- [9] Lecocq C, Deshors G, Lado-Bordowsky O, Meyzonnette J L 2003 *Proceedings of SPIE* **5086** 280
- [10] Sun H Y, Zhao Y Z, Tang L M 2007 *Proc. 7th International Symposium on Test and Measurement* **4** 3024
- [11] Zhao Y Z, Sun H Y, Song F H, Gu S L 2010 *Laser Optoelectronics Progress* **47** 102802 (in Chinese) [赵延伸, 孙华燕, 宋丰华, 谷锁林 2010 激光与光电子学进展 **47** 102802]
- [12] Zhao Y Z, Sun H Y, Song F H, Tang L M, Wu W W, Zhang X, Guo H C 2008 *Acta Physica Sinica* **57** 2284 (in Chinese) [赵延伸, 孙华燕, 宋丰华, 唐黎明, 吴伟伟, 张曦, 郭惠超 2008 物理学报 **57** 2284]
- [13] Zhao Y Z, Sun H Y, Song F H, Dai D D 2009 *Acta Optica Sinica* **29** 2552 (in Chinese) [赵延伸, 孙华燕, 宋丰华, 戴得德 2009 光学学报 **29** 2552]
- [14] Zhao Y Z, Sun H Y, Yu X Q, Fan M S 2010 *Chin. Phys. Lett.* **27** 034101
- [15] Zhao Y Z, Sun H Y, Song F H, Dai D D 2010 *Optik* **121** 2198
- [16] Andrews L C, Phillips R L 2005 *Laser Beam Propagation through Random Media* 2nd ed. (SPIE, Bellingham)
- [17] Ricklin J C, Davidson F M 2002 *J. Opt. Soc. Am. A* **19** 1794
- [18] Cai Y J, He S L 2006 *Appl. Phys. Lett.* **89** 041117
- [19] Dan Y Q, Zhang B 2009 *Opt. Lett.* **34** 563
- [20] Luo B, Wu G H, Guo H, Yu S 2010 *Opt. Lett.* **35** 715
- [21] Mao H D, Zhao D M 2010 *Opt. Express* **18** 1741
- [22] Zhou G Q, Cai Y J, Chu X X 2012 *Opt. Express* **20** 9897
- [23] Ji X L, Li X Q, Ji G M 2011 *New J. Phys.* **13** 103006
- [24] Tao R M, Si L, Ma Y X, Zhou P, Liu Z J 2012 *Appl. Opt.* **51** 5609
- [25] Shao X L, Ji X L 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 164209 (in Chinese) [邵晓利, 季小玲 2012 物理学报 **61** 164209]
- [26] Chu X X 2011 *Chin. Phys. B* **20** 014207
- [27] Pu J X, Wang T, Lin H C, Li C L 2010 *Chin. Phys. B* **19** 089201
- [28] Zhao Y Z, Sun H Y, Song F H 2011 *Chin. Phys. B* **20** 044201
- [29] Wang S C H, Plonus M A 1979 *J. Opt. Soc. Am.* **69** 1297
- [30] Wen J J, Breazeale M A 1988 *J. Acoust. Soc. Am.* **83** 1752

# Average intensity of tilted and off-axis Gaussian Schell-model beams propagating through a cat-eye optical lens in atmospheric turbulence\*

Ma Yuan Ji Xiao-Ling<sup>†</sup>

(Department of Physics, Sichuan Normal University, Chengdu 610068, China)

(Received 5 November 2012; revised manuscript received 29 November 2012)

## Abstract

The influences of atmospheric turbulence and the beam coherence on the average intensity of tilted and off-axis laser beams propagating through a cat-eye optical lens in the turbulence are studied. It is shown that the oscillatory behavior and the skewness of average intensity may appear because there exist apertures and active detection laser beams are tilted or off-axis. The skewness is independent of turbulence, but the oscillatory behavior disappears due to turbulence. For a small positive defocus of a cat-eye optical lens, the on-axis average intensity reaches its maximum. The a positive defocus value becomes small as the focal length of the cat-eye optical lens decreases, but it is independent of atmospheric turbulence and the coherence of active detection laser beams. And the average intensity becomes an off-Gaussian-like profile when the propagation distance is large enough in turbulence. However, less beam spreading may occur with increasing propagation distance for active detection laser beams with less coherence, which is quite different from the behavior of laser beams propagating in free space. The better the coherence of active detection laser beams is, the more the average intensity is affected by the turbulence, but the difference is small. The results obtained in this paper are very useful for the applications is active laser detection.

**Keywords:** cat-eye optical lens, atmospheric turbulence, partially coherent beam, intensity

**PACS:** 42.68.Bz, 42.25.Bs, 42.25.Dd

**DOI:** 10.7498/aps.62.094214

---

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 61178070), and by the financial support from Construction Plan for Scientific Research Innovation Teams of Universities in Sichuan Province, China (Grant No. 12TD008).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: jixl100@163.com