

# 激光通过非Kolmogorov大气湍流传束 扩展区间的研究

杨 婷 季小玲

四川师范大学物理学院, 四川 成都 610068

**摘要** 激光通过大气湍流传束, 光束扩展主要由空间衍射和大气湍流两个物理机制确定, 而大气湍流对光束扩展的影响又与光束空间衍射特性相关。研究了部分相干厄米-高斯(H-G)光束通过非Kolmogorov大气湍流传束光束扩展区间问题, 把光束扩展按传输距离划分为三个区间, 造成这三个区间的光束扩展的主要物理机制依次是: 空间衍射、空间衍射和大气湍流、大气湍流。详细研究了部分相干H-G光束参数和大气湍流参数对这三个区间范围大小的影响, 以及第一个光束扩展区间与光束瑞利区间的关系, 并对主要结果给出了合理的物理解释。

**关键词** 大气光学; 光束扩展区间; 部分相干厄米-高斯光束; 非Kolmogorov大气湍流; 湍流距离; 瑞利距离

中图分类号 O436

文献标识码 A

doi: 10.3788/AOS201535.0501001

## Regions of Spreading of Laser Beams Propagating through Non-Kolmogorov Atmospheric Turbulence

Yang Ting Ji Xiaoling

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

**Abstract** When laser beams propagate through atmospheric turbulence, the beam spreading depends on two mechanisms, i.e., free-space diffraction and atmospheric turbulence. The influence of turbulence on the beam spreading relates with diffraction. The regions spreading of partially coherent Hermite-Gaussian (H-G) beams propagating through non-Kolmogorov atmospheric turbulence are studied in detail. The propagation distance is divided into three regions, in which the beam spreading is dominated by free-space diffraction, free-space diffraction and atmospheric turbulence, and atmospheric turbulence, respectively. The influence of beam parameters and turbulence parameters on the three regions is studied, and the relation between the first region and the Rayleigh region is also examined. In addition, the physical explanations of the main results obtained are given.

**Key words** atmospheric optics; regions of beam spreading; partially coherent Hermite-Gaussian beam; non-Kolmogorov atmospheric turbulence; turbulence distance; Rayleigh region

**OCIS codes** 010.1290; 010.1300; 010.1330; 140.3295

## 1 引 言

大气湍流会导致激光束扩展, 这使其在许多领域中的应用受到限制。近年来, 关于大气湍流对激光束扩展的影响开展了大量研究<sup>[1-10]</sup>。已有研究表明: 部分相干光较完全相干光受湍流的影响要小, 高阶模激光束的扩展比基模高斯光束的扩展受大气湍流的影响要小。另外, 由于实际大气呈现出不均匀性或各向异性等特征, 大气湍流与通常的Kolmogorov功率谱描述的湍流有偏差<sup>[11-13]</sup>。Toselli等<sup>[14]</sup>通过引入广义指数和广义振幅因子来描述非Kolmogorov湍流的功率谱。最近, 国内外学者对激光束通过非Kolmogorov湍流的传输特性进行了研究<sup>[15-21]</sup>。

收稿日期: 2014-10-29; 收到修改稿日期: 2014-11-28

基金项目: 国家自然科学基金(61178070, 61475105)、四川省属高校科研创新团队建设计划(12TD008)

作者简介: 杨 婷(1988—), 女, 硕士研究生, 主要从事激光传输特性方面的研究。E-mail: yt11xy@163.com

导师简介: 季小玲(1963—), 女, 博士, 教授, 主要从事激光传输与控制方面的研究。E-mail: jiXL100@163.com(通信联系人)

激光通过大气湍流传输,光束扩展主要由两个物理机制确定:空间衍射和大气湍流。弄清楚激光传输过程中这两个物理机制的主导区间具有重要的理论和实际应用意义,但对此研究甚少<sup>[22]</sup>。由于实际激光不同的特性(如不同空间相干性、不同横模特性)使得激光的空间衍射特性不同,而光束空间衍射特性的不同又会导致大气湍流对光束扩展的影响不同,因此,研究部分相干厄米-高斯(H-G)光束通过非Kolmogorov大气湍流传输光束扩展区间问题是十分重要的。本文采用两个湍流距离把光束扩展按传输距离划分为三个区域,造成这三个区域的光束扩展的主要物理机制依次是:空间衍射、空间衍射和大气湍流、大气湍流。推导出了两个湍流距离和瑞利距离的解析表达式,通过数值计算详细研究了激光参量和大气湍流参量对三个光束扩展区间范围大小的影响,以及光束瑞利距离与湍流距离的关系,并对主要结果给出了合理的物理解释。

## 2 理论模型

部分相干H-G光束在源平面  $z=0$  处的交叉谱密度函数可表示为

$$W^{(0)}(x'_1, x'_2, z=0) = B_m^2 H_m \left( \frac{\sqrt{2} x'_1}{w_0} \right) H_m \left( \frac{\sqrt{2} x'_2}{w_0} \right) \exp \left( -\frac{x_1'^2 + x_2'^2}{w_0^2} \right) \exp \left[ -\frac{(x'_1 - x'_2)^2}{2\sigma_0^2} \right], \quad (1)$$

式中  $w_0$  和  $\sigma_0$  是在源  $z=0$  处的束腰宽度和相关长度,  $H_m(\cdot)$  代表  $m$  阶厄米多项式,并且有  $B_m^2 = \sqrt{2} / (\sqrt{\pi} 2^m w_0 m!)$ 。

基于广义惠更斯-菲涅耳原理,部分相干H-G光束通过大气湍流传输的交叉谱密度函数可表示为<sup>[1]</sup>

$$W(x_1, x_2, z) = \frac{k}{2\pi z} \iint dx'_1 dx'_2 W^{(0)}(x'_1, x'_2, z=0) \times \exp \left\{ \left( \frac{ik}{2z} \right) \left[ (x_1'^2 - x_2'^2) - 2(x_1 x'_1 - x_2 x'_2) + (x_1^2 - x_2^2) \right] \right\} \times \left\langle \exp \left[ \psi(x'_1, x_1) + \psi^*(x'_2, x_2) \right] \right\rangle_m, \quad (2)$$

式中  $k=2\pi/\lambda$ , 是与波长  $\lambda$  有关的波数,  $\psi(x', x)$  是依赖于湍流介质的复相位结构函数,  $\langle \cdot \rangle_m$  表示系综平均,且有

$$\left\langle \exp \left[ \psi(x'_1, x_1) + \psi^*(x'_2, x_2) \right] \right\rangle_m = \exp \left\{ -4\pi^2 k^2 z \int_0^1 \int_0^\infty \kappa \Phi_n(\kappa, \alpha) \left[ 1 - J_0(\kappa \xi |x'_1 - x'_2|) \right] d\kappa d\xi \right\}, \quad (3)$$

式中  $J_0$  为第一类零阶贝塞尔函数,  $\Phi_n(\kappa, \alpha)$  为湍流大气介质的折射率起伏空间功率谱函数,  $\kappa$  为空间波数,  $\xi$  为归一化传输距离变量,  $\alpha$  为湍流广义参量。假设湍流是由非Kolmogorov描述,具有 von-Karman 形式,即<sup>[14]</sup>

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

式中  $\tilde{C}_n^2$  是广义折射率结构参量,单位为  $m^{3-\alpha}$ ,  $\kappa_0 = 2\pi/L_0$ ,  $L_0$  是湍流外尺度,  $\kappa_m = c(\alpha)/l_0$ ,  $l_0$  是湍流内尺度,且有<sup>[14]</sup>

$$A(\alpha) = \frac{1}{4\pi^2} \Gamma(\alpha - 1) \cos\left(\frac{\alpha\pi}{2}\right), \quad c(\alpha) = \left[ \Gamma\left(\frac{5-\alpha}{2}\right) A(\alpha) \frac{2}{3} \pi \right]^{1/(\alpha-5)}, \quad (5)$$

其中,  $\Gamma$  是伽马函数。当  $\alpha=11/3$  时,  $A(11/3)=0.033$ ,  $\tilde{C}_n^2 = C_n^2$ , 即简化为通常的Kolmogorov谱。

为便于积分运算,引入新的变量  $u=(x'_2+x'_1)/2$  和  $v=x'_2-x'_1$ , 将(1)式和(3)式代入(2)式,并取  $x_1=x_2=x$ , 则部分相干H-G光束通过大气湍流传输的平均光强可表示为

$$\begin{aligned} \langle I(x, z) \rangle = W(x, x, z) &= \frac{k}{2\pi z} B_m^2 \iint du dv H_m \left[ \frac{\sqrt{2}}{w_0} \left( u + \frac{1}{2}v \right) \right] H_m \left[ \frac{\sqrt{2}}{w_0} \left( u - \frac{1}{2}v \right) \right] \times \\ &\exp \left( -\frac{2u^2}{w_0^2} \right) \exp \left( -\frac{v^2}{2w_0^2} \right) \exp \left( -\frac{v^2}{2\sigma_0^2} \right) \exp \left( -i\frac{k}{z} uv \right) \exp \left( i\frac{k}{z} xv \right) \times \\ &\exp \left\{ -4\pi^2 k^2 z \int_0^1 \int_0^\infty \kappa \Phi_n(\kappa) \left[ 1 - J_0(\kappa \xi |v|) \right] d\kappa d\xi \right\}. \end{aligned} \quad (6)$$

二阶矩束宽定义为

$$w^2(z) = \frac{4 \int x^2 \langle I(x,z) \rangle dx}{\int \langle I(x,z) \rangle dx} \quad (7)$$

采用积分变换技巧,并经过复杂的积分运算后得到

$$w^2(z) = A + Bz^2 + Tz^3, \quad (8)$$

式中  $A = (1 + 2m)w_0^2$ ,  $B = \frac{4}{k^2} \left( \frac{1 + 2m}{w_0^2} + \frac{1}{\sigma_0^2} \right) = \frac{4}{k^2 w_0^2} \left( 1 + 2m + \frac{1}{\beta^2} \right)$ ,  $T = \frac{8}{3} \pi^2 \int_0^\infty \kappa^3 \Phi_n(\kappa, \alpha) d\kappa$ , 且相干参数  $\beta = \sigma_0/w_0$ 。

(8)式的前两项表示部分相干 H-G 光束在自由空间中传输的扩展,它与光束参量  $m$ 、 $w_0$ 、 $\beta$  和  $k$  有关,与湍流参量无关,第三项是非 Kolmogorov 湍流引起的光束扩展,它与湍流参量  $\alpha$ 、 $L_0$  和  $l_0$  有关,与光束参量无关。

### 3 湍流距离 $z_T$ 、 $z_{TT}$ 和瑞利距离 $z_R$

由(8)式可得部分相干 H-G 光束在自由空间中的二阶矩束宽为

$$w_{\text{free}}^2(z) = A + Bz^2. \quad (9)$$

湍流距离  $z_T$  和  $z_{TT}$  是定量描述湍流对光束扩展影响的物理量,它们分别定义为湍流导致的光束横截面积扩展达 10%和 90%时的光束传输距离,即<sup>[3]</sup>

$$\frac{w^2(z_T) - w_{\text{free}}^2(z_T)}{w^2(z_T)} = 10\%, \quad (10)$$

$$\frac{w^2(z_{TT}) - w_{\text{free}}^2(z_{TT})}{w^2(z_{TT})} = 90\%, \quad (11)$$

式中  $w_{\text{free}}(z_T)$  和  $w_{\text{free}}(z_{TT})$  分别代表自由空间中  $z = z_T$  和  $z = z_{TT}$  处光束的二阶矩束宽。

值得指出的是,  $z_T$  和  $z_{TT}$  把激光通过大气湍流的传输分成了三个区域,即:1) 当  $z < z_T$  时,大气湍流对光束扩展的影响较小(仅占 10%),光束扩展主要由空间衍射造成(占 90%);2) 当  $z_T < z < z_{TT}$  时,空间衍射和大气湍流都是造成光束扩展的主要原因;3) 当  $z > z_{TT}$  时,空间衍射对光束扩展的影响较小(仅占 10%),光束扩展主要由大气湍流造成(占 90%)。显然,  $z_T$  和  $z_{TT}$  越大表明光束扩展受湍流影响越小。

由(8)、(9)、(10)式可以得到关于  $z_T$  的三次方程,求解之得到部分相干 H-G 光束在非 Kolmogorov 湍流中传输的湍流距离  $z_T$  为

$$z_T = \frac{G + \eta^2 B^2 / G + \eta B}{3(1 - \eta)T}, \quad (12)$$

式中  $G = \{27\eta(1 - \eta)^2 AT^2 / 2 + \eta^3 B^3 + 3(1 - \eta)T[81\eta^2(1 - \eta)^2 A^2 T^2 + 12\eta^4 AB^3]^{1/2} / 2\}^{1/3}$ , 且  $\eta = 10\%$ 。当(11)式中  $\eta = 90\%$ ,可以得到  $z_{TT}$  的表达形式。

光束的瑞利距离  $z_R$  定义为光束横截面积扩展到源场处的两倍时光束所传输的距离<sup>[23]</sup>,它表征光束的准直区间。由该定义和(8)式可以得到关于  $z_R$  的三次方程,求解之得到部分相干 H-G 光束在非 Kolmogorov 湍流中传输的瑞利距离  $z_R$  为

$$z_R = \frac{D + B^2/D - B}{3T}, \quad (13)$$

式中  $D = [27AT^2/2 - B^3 + 3T(81A^2T^2 - 12AB^3)^{1/2}/2]^{1/3}$ 。

### 4 数值计算结果和分析

以下数值计算中,除了特别给出计算参量,其他计算参量  $\tilde{C}_n^2 = 5 \times 10^{-14} \text{m}^{3-\alpha}$ ,  $L_0 = 10 \text{m}$ ,  $l_0 = 10 \text{mm}$ ,  $\lambda = 1.47 \mu\text{m}$ ,  $\beta = 0.7$ ,  $w_0 = 3 \text{cm}$ ,  $\alpha = 11/3$ 。

图1和图2分别给出了  $z_T$ 、 $z_R$  和  $z_{TT}$  随  $\alpha$  的变化曲线。可以看到:  $z_T$ 、 $z_R$  和  $z_{TT}$  随着  $\alpha$  的变化呈非单调变化。当  $\alpha = 3.11$  时,  $z_T$ 、 $z_R$  和  $z_{TT}$  都达到极小值(与  $m$  无关),其物理原因是:当  $\alpha = 3.11$  时,表征湍流对光束扩展影响

强弱的参量  $T$  达到极大值(见图3)。由图1可知:  $z_T$  和  $z_R$  随  $\alpha$  变化可能会出现一个交点( $z_T = z_R$ )。可以证明: 当  $w_0$  较大时(见图1),  $m$  较大时对应的  $z_T$  和  $z_R$  有交点; 当  $w_0$  较小时,  $m$  较小时对应的  $z_T$  和  $z_R$  有交点。但是, 不论  $w_0$  大或小, 均有  $z_T$  和  $z_R$  交点位置对应的  $\alpha$  值(用  $\alpha_c$  表示)随  $m$  的增大而减小。由于受篇幅限制, 本文只给出了前者数值计算结果。此外, 对比图1和图2可知:  $z_{TT}$  随  $\alpha$  的变化要远快于  $z_T$  和  $z_R$  随  $\alpha$  的变化。对此, 物理上可解释如下: 湍流对光束扩展的影响具有累积效应, 即湍流对光束扩展的影响随传输距离的增加会急剧增大[见(8)式中第三项]。因为  $z_{TT}$  比  $z_T, z_R$  大得多, 所以  $z_{TT}$  要比  $z_T$  和  $z_R$  随着  $\alpha$  的变化快得多。

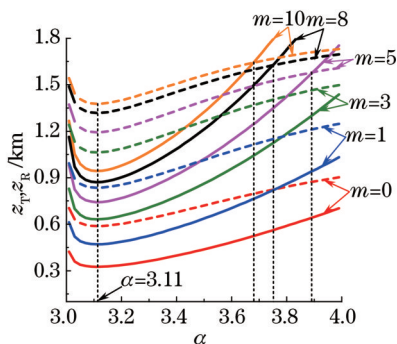


图1  $z_T$  (实线)和  $z_R$  (虚线)随  $\alpha$  的变化

Fig.1  $z_T$  (solid curve) and  $z_R$  (dashed curve) versus  $\alpha$

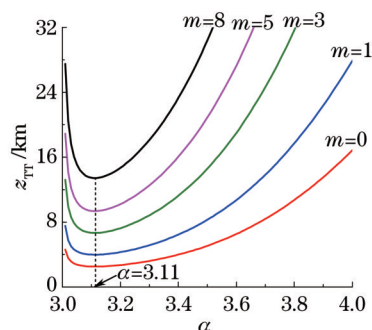


图2  $z_{TT}$  随  $\alpha$  的变化

Fig.2  $z_{TT}$  versus  $\alpha$

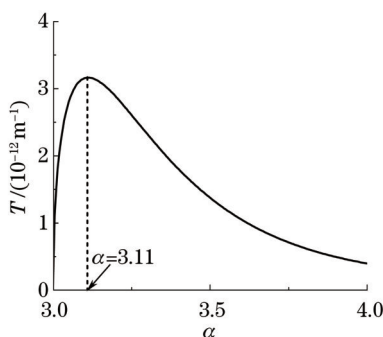


图3  $T$  随  $\alpha$  的变化

Fig.3  $T$  versus  $\alpha$

图4和图5分别给出了  $z_T, z_R$  和  $z_{TT}$  随  $w_0$  的变化曲线。可以看出:  $z_R$  随  $w_0$  的增大而单调增大,  $z_{TT}$  随  $w_0$  的增大单调减小, 但是  $z_T$  随  $w_0$  变化呈非单调变化, 存在一个极小值, 且  $z_T$  极小值位置对应的  $w_0$  值(用  $w_{0min}$  表示)随  $m$  值的增大而增大。此外, 图4还表明:  $z_T$  和  $z_R$  随  $w_0$  变化会出现一个交点( $z_T = z_R$ ), 其交点位置对应的  $w_0$  值(用  $w_{0c}$  表示)也随  $m$  的增大而增大, 并且有  $w_{0c} \approx w_{0min}$ 。值得指出:  $z_T > z_R$  表明在光束瑞利距离内大气湍流对光束扩展的影响可以忽略, 而  $z_T < z_R$  表明在光束瑞利距离内大气湍流就会影响光束扩展。由图4可知: 当  $w_0 < w_{0c}$  时,  $z_T > z_R$ ; 当  $w_0 > w_{0c}$  时,  $z_T < z_R$ 。

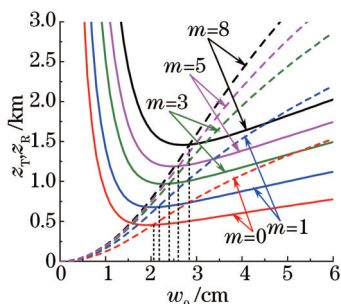


图4  $z_T$  (实线)和  $z_R$  (虚线)随  $w_0$  的变化

Fig.4  $z_T$  (solid curve) and  $z_R$  (dashed curve) versus  $w_0$

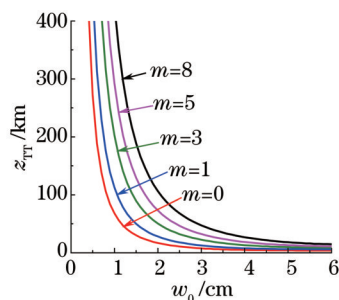


图5  $z_{TT}$  随  $w_0$  的变化

Fig.5  $z_{TT}$  versus  $w_0$

图6和图7分别给出了  $z_T$ 、 $z_R$  和  $z_{TT}$  随  $\beta$  的变化曲线。可以看出:  $z_R$  随  $w_0$  的增大而增大,  $z_T$  和  $z_{TT}$  随  $w_0$  的增大而减小。图6还表明:  $z_T$  和  $z_R$  随  $\beta$  变化会出现一个交点( $z_T = z_R$ ), 并且其交点位置对应的  $\beta$  值(用  $\beta_c$  表示)随  $m$  的变化而呈非单调变化(有一极小值)。例如, 当  $m = 0, 1, 3, 5, 8, 10$  时, 有  $\beta_c = 0.37, 0.33, 0.32, 0.35, 0.44, 0.62$ 。当  $\beta < \beta_c$  时,  $z_T > z_R$ , 即光束瑞利距离内大气湍流对光束扩展的影响可以忽略; 当  $\beta > \beta_c$  时,  $z_T < z_R$ , 即光束瑞利距离内大气湍流的影响不可忽略。

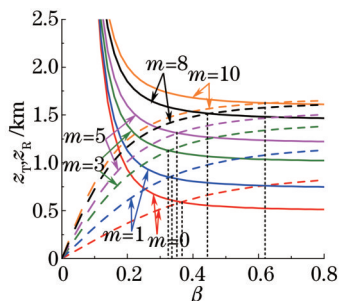


图6  $z_T$  (实线)和  $z_R$  (虚线)随  $\beta$  的变化

Fig.6  $z_T$  (solid curve) and  $z_R$  (dashed curve) versus  $\beta$

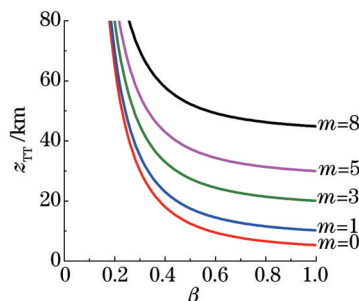


图7  $z_{TT}$  随  $\beta$  的变化

Fig.7  $z_{TT}$  versus  $\beta$

图8和图9分别给出了  $z_T$ 、 $z_R$  和  $z_{TT}$  随  $k$  的变化曲线。可以看出:  $z_R$  随  $k$  的增大而增大,  $z_T$  和  $z_{TT}$  随  $k$  的增大而减小。图8还表明:  $z_T$  和  $z_R$  随  $k$  变化会出现一个交点( $z_T = z_R$ ), 并且其交点位置对应的  $k$  值(用  $k_c$  表示)随  $m$  的增大而增大。当  $k < k_c$  时,  $z_T > z_R$ ; 当  $k > k_c$  时,  $z_T < z_R$ 。

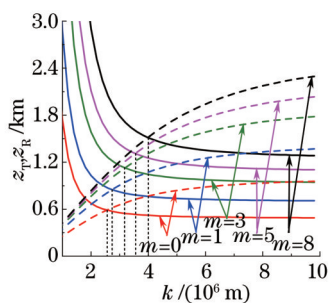


图8  $z_T$  (实线)和  $z_R$  (虚线)随  $k$  的变化

Fig.8  $z_T$  (solid curve) and  $z_R$  (dashed curve) versus  $k$

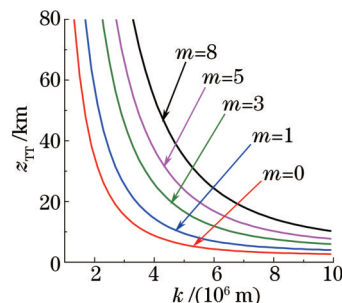


图9  $z_{TT}$  随  $k$  的变化

Fig.9  $z_{TT}$  versus  $k$

图10和图11分别给出了  $z_T$ 、 $z_R$  和  $z_{TT}$  随  $L_0$  和  $l_0$  的变化曲线。由图可知:  $z_T$ 、 $z_R$  和  $z_{TT}$  均随  $L_0$  的增大而减小, 但变化较缓慢;  $z_T$ 、 $z_R$  和  $z_{TT}$  均随  $l_0$  的增大而增大, 且比随  $L_0$  变化要快。从图10和图11还可以清楚看出:  $z_T$ 、 $z_R$  和  $z_{TT}$  均随  $m$  的增大而增大, 基模光束( $m = 0$ )的最小。并且, 当  $m$  较小时,  $z_T$  和  $z_R$  随着  $m$  的增大而增大较快; 当  $m$  较大时,  $z_T$  和  $z_R$  随着  $m$  的增大而增大较慢。但是,  $z_{TT}$  随着  $m$  的变化较均匀。对该结论物理上可解释如下: 大气湍流会导致光束扩展, 但大气湍流对光束扩展的影响要受光束固有展宽的制约, 即光束固有展宽越大, 受湍流影响越小<sup>[3]</sup>。图12给出了不同  $m$  值下,  $w$  随  $z$  的变化曲线。图12表明: 束宽  $w$  随  $m$  的增大而增大, 即光束固有展宽随  $m$  的增大而增大。因此,  $m$  越大, 大气湍流对光束扩展的影响越小, 即  $z_T$ 、 $z_R$  和  $z_{TT}$  均随  $m$  的增大而增大。图12还表明: 当传输距离  $z$  较小时[见图12(a)],  $w$  随  $m$  呈非均匀变化, 即光束固有展宽随  $m$  呈非均匀变化( $m$  较小时变化大, 而  $m$  较大时变化小), 这就导致了  $m$  较小时表征近场湍流影响的量  $z_T$  和  $z_R$  随着  $m$  的增大而增大较快, 当  $m$  较大时  $z_T$  和  $z_R$  随着  $m$  的增大而增大较慢。然而, 随着传输距离  $z$  的增大,  $w$  随  $m$  呈现均匀变化[见图12(c)], 即光束固有展宽随  $m$  均匀变化, 这就导致表征远场湍流影响的量  $z_{TT}$  随着  $m$  变化均匀。

以上用数值计算对  $z_R$ 、 $z_T$  和  $z_{TT}$  的变化规律做了分析, 下面具体给出几种实用激光器激光在典型大气湍流条件下的  $z_T$  和  $z_{TT}$  值。计算参数:  $\tilde{C}_n^2 = 5 \times 10^{-14} \text{ m}^{3-\alpha}$ ,  $L_0 = 10 \text{ m}$ ,  $l_0 = 10 \text{ mm}$ ,  $\alpha = 11/3$ ,  $m = 0$ ,  $\beta = 0.7$ ,  $w_0 = 3 \text{ cm}$ 。具体结果如下: 氦氖激光器激光( $\lambda = 0.6328 \mu\text{m}$ ):  $z_T = 490.115 \text{ m}$ ,  $z_{TT} = 2681.07 \text{ m}$ ; 掺钕的钕铝石榴石激光器激光( $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$ ):  $z_T = 501.012 \text{ m}$ ,  $z_{TT} = 4405.74 \text{ m}$ ;  $\text{CO}_2$  激光器激光( $\lambda = 10.6 \mu\text{m}$ ):



$z_T = 4858.87 \text{ m}$ ,  $z_{TT} = 393179 \text{ m}$ ; 氟化氙化学激光器激光( $\lambda = 3.8 \mu\text{m}$ ):  $z_T = 800.89 \text{ m}$ ,  $z_{TT} = 50533.2 \text{ m}$ ; 氧碘化学激光器激光( $\lambda = 1.315 \mu\text{m}$ ):  $z_T = 510.505 \text{ m}$ ,  $z_{TT} = 6284.01 \text{ m}$ 。

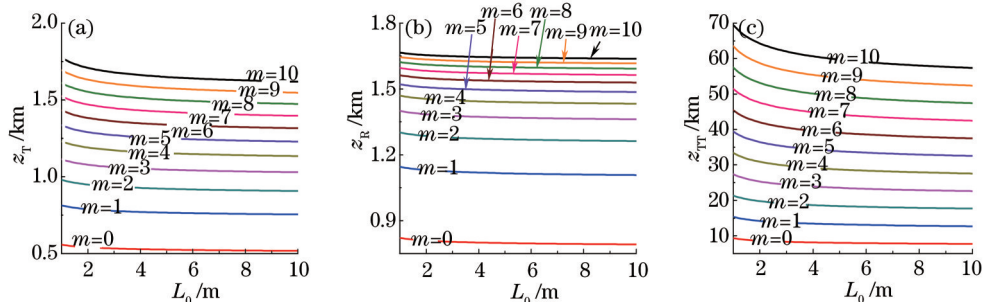


图 10  $z_T$ ,  $z_R$  和  $z_{TT}$  随  $L_0$  的变化

Fig.10  $z_T$ ,  $z_R$  and  $z_{TT}$  versus  $L_0$

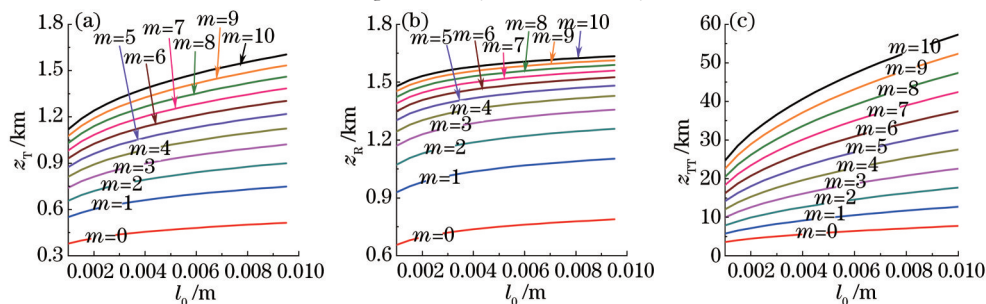


图 11  $z_T$ ,  $z_R$  和  $z_{TT}$  随  $l_0$  的变化

Fig.11  $z_T$ ,  $z_R$  and  $z_{TT}$  versus  $l_0$

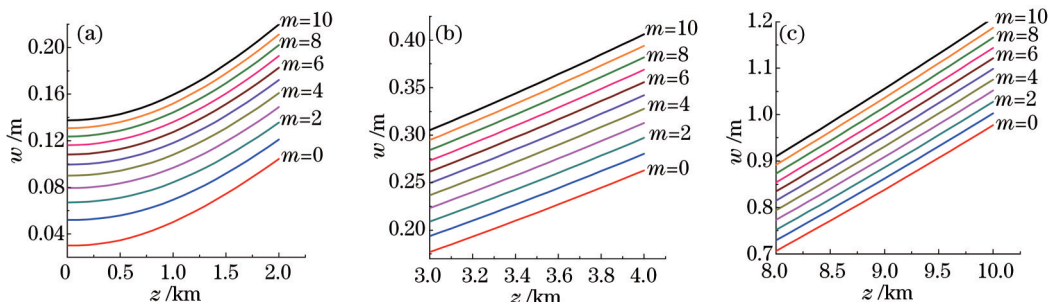


图 12  $w$  随  $z$  的变化

Fig.12  $w$  versus  $z$

## 5 结 论

采用湍流距离  $z_T$  和  $z_{TT}$  把部分相干 H-G 光束通过非 Kolmogorov 大气湍流传输时光束扩展划分为三个区域, 即:  $z < z_T$ 、 $z_T < z < z_{TT}$ 、 $z > z_{TT}$ , 这三个区域中光束的扩展主要分别由空间衍射、空间衍射和大气湍流、大气湍流确定。研究表明:  $z_T$  和  $z_{TT}$  均随着光束阶数  $m$  的增大而增大。当  $m$  较小时  $z_T$  随  $m$  变化较快, 当  $m$  较大时  $z_T$  随  $m$  变化较慢;  $z_{TT}$  随  $m$  均匀变化。研究了瑞利距离  $z_R$  与湍流距离  $z_T$  的关系, 研究发现: 选取适当的湍流广义参量  $\alpha_c$  或束宽  $w_0$  或相干参数  $\beta_c$  或波数  $k_c$  时, 会出现  $z_T = z_R$  的交点。当  $m$  增大时,  $\alpha_c$  减小,  $w_0$  和  $k_c$  增大,  $\beta_c$  呈非单调变化(有一极小值)。当  $\alpha < \alpha_c$  或  $w_0 > w_0$  或  $\beta > \beta_c$  或  $k > k_c$  时, 有  $z_T < z_R$ , 即大气湍流会在瑞利距离内就对光束扩展产生影响。所得结论对部分相干高阶模激光束通过湍流大气中传输的相关应用具有重要意义。

## 参 考 文 献

- 1 L C Andrews, R L Phillips. Laser Beam Propagation through Random Media[M]. Washington: SPIE Press, 2005.
- 2 T Shirai, A Dogariu, E Wolf. Directionality of Gaussian Schell-model beams propagating in atmospheric turbulence[J]. Opt Lett, 2003, 28(8): 610-612.

- 3 G Gbur, E Wolf. Spreading of partially coherent beams in random media[J]. J Opt Soc Am A, 2002, 19(8): 1592-1598.
- 4 Ji X, Chen X, Lü B. Spreading and directionality of partially coherent Hermite-Gaussian beams propagating through atmospheric turbulence[J]. J Opt Soc Am A, 2008, 25(1): 21-28.
- 5 Mao H, Zhao D. Second-order intensity-moment characteristics for broadband partially coherent flat-topped beams in atmospheric turbulence[J]. Opt Express, 2010, 18(2): 1741-1755.
- 6 Cai Yangjian, He Sailing. Propagation of a partially coherent twisted anisotropic Gaussian Schell-model beam in a turbulent atmosphere[J]. Appl Phys Lett, 2006, 89(4): 041117.
- 7 Li Xiaoqing, Zhao Qi, Ji Xiaoling. Confirmation of the quadratic approximation of Rytov's phase structure function and the approximation of complex Gaussian-function expansion of hard-edge apertures[J]. Acta Optica Sinica, 2011, 31(12): 1201002.  
李晓庆, 赵琦, 季小玲. Rytov相位结构函数二次近似和硬边光阑复高斯函数展开近似的验证[J]. 光学学报, 2011, 31(12): 1201002.
- 8 Zhang Xiaoxin, Dan Youquan, Zhang Bin. Spreading of partially coherent flat-topped beams propagating along a slant path in turbulence atmosphere[J]. Acta Optica Sinica, 2012, 32(12): 1201001.  
张晓欣, 但有全, 张彬. 湍流大气中斜程传输部分相干光的光束扩展[J]. 光学学报, 2012, 32(12): 1201001.
- 9 Li Xiaoqing, Ji Xiaoling. Beam matrix in terms of second-order moments of truncated beams [J]. Acta Optica Sinica, 2012, 32(7): 0701003.  
李晓庆, 季小玲. 截断光束的二阶矩矩阵[J]. 光学学报, 2012, 32(7): 0701003.
- 10 Ni Yongzhou, Wang Xiaogang, Zhou Guoquan. Propagation of a Hermite-Laguerre-Gaussian beam in a turbulent atmosphere[J]. Appl Phys B, 2013, 111(1): 131-140.
- 11 Rao Changhui, Jiang Wenhan, Ling Ning. Spatial and temporal characterization of phase fluctuations in non-Kolmogorov atmospheric turbulence[J]. J Mod Opt, 2000, 47(6): 1111-1126.
- 12 A Zilberman, E Golbraikh, N S Kopeika. Lidar studies of aerosols and non-Kolmogorov turbulence in the Mediterranean troposphere[C]. SPIE, 2005, 5987: 598702.
- 13 Wu Xiaoqing, Huang Yinbo, Mei Haiping, *et al.*. Measurement of non-Kolmogorov turbulence characteristic parameter in atmospheric surface layer[J]. Acta Optica Sinica, 2014, 34(6): 0601001.  
吴晓庆, 黄印博, 梅海平, 等. 近地面层大气非Kolmogorov湍流特征参数测量[J]. 光学学报, 2014, 34(6): 0601001.
- 14 I Toselli, L C Andrews, R L Phillips, *et al.*. Angle of arrival fluctuations for free space laser beam propagation through non-Kolmogorov turbulence[C]. SPIE, 2007, 6551: 65510E.
- 15 Hamza Gerçekcioğlu, Yahya Baykal. Intensity fluctuations of flat-topped beam in non-Kolmogorov weak turbulence[J]. J Opt Soc Am A, 2012, 29(9): 1841-1842.
- 16 Wu Guohua, Guo Hong, Yu Song, *et al.*. Spreading and direction of Gaussian-Schell model beam through a non-Kolmogorov turbulence[J]. Opt Lett, 2010, 35(5): 715-717.
- 17 Elena Shechepakina, Olga Korotkova. Second-order statistics of stochastic electromagnetic beams propagating through non-Kolmogorov turbulence[J]. Opt Express, 2010, 18(10): 10650-10658.
- 18 Huang Yongping, Duan Zhichun, He Yehuan, *et al.*. Change of turbulence distance for partially coherent flat-topped beams propagating through non-Kolmogorov turbulence[J]. Chinese J Lasers, 2014, 41(9): 0913002.  
黄永平, 段志春, 贺也洹, 等. 部分相干平顶光束在非Kolmogorov大气湍流中湍流距离的变化[J]. 中国激光, 2014, 41(9): 0913002.
- 19 Tang Mingyue, Li Binzhong, Wang Yufeng, *et al.*. Influence of non-Kolmogorov turbulence on the Rayleigh range and turbulence distance of Gaussian-Schell beams[J]. Chinese J Lasers, 2014, 41(10): 1013002.  
汤明玥, 李宾中, 王宇峰, 等. 非Kolmogorov湍流对高斯-谢尔光束的瑞利区间和湍流距离的影响[J]. 中国激光, 2014, 41(10): 1013002.
- 20 Tao R, Si L, Ma Y, *et al.*. Propagation of coherently combined truncated laser beam arrays with beam distortions in non-Kolmogorov turbulence[J]. Appl Opt, 2012, 51(23): 5609-5618.
- 21 Huang Yongping, Zhang Bin. Turbulence distance for laser beams propagating through non-Kolmogorov turbulence[J]. J Opt Soc Am A, 2013, 30(11): 2339-2346.
- 22 Ji Xiaoling, Pu Zhengcai, Ji Guangming, *et al.*. Regions of spreading of partially coherent beams propagating through non-Kolmogorov turbulence[J]. Opt Commun, 2014, 322: 109-113.
- 23 Siegman A E. Lasers[M]. Mill Valley, CA: University Science Books, 1986.