

# 在大气湍流斜程传输中拉盖高斯光束的 轨道角动量的研究\*

柯熙政 谌娟<sup>†</sup> 杨一明

(西安理工大学自动化与信息工程学院, 西安 710048)

(2014年2月27日收到; 2014年4月16日收到修改稿)

大气湍流引起大气折射率随机变化, 导致空间不均匀性. 拉盖高斯光束在大气湍流中传输时, 空间不均匀性会使光子波函数改变, 引起轨道角动量的变化. 本文讨论了拉盖高斯光束在大气斜程传输时, 湍流介质改变光子轨道角动量而形成不同的光子态. 计算了螺旋谐波各分量所占光束总能量的权重, 分析了拉盖高斯光束的轨道角动量的变化规律.

**关键词:** 拉盖高斯光束, 大气湍流, 天顶角, 轨道角动量**PACS:** 03.67.Hk, 05.30.-d, 05.30.Ch**DOI:** 10.7498/aps.63.150301

## 1 引言

拉盖高斯(LG)光束<sup>[1]</sup>是一种携带轨道角动量(OAM)的涡旋光束. OAM可用于生物医学、粒子操纵、自由空间光通信<sup>[2-4]</sup>等方面. Terriza等提出携带OAM的LG光束不仅可以对自旋角动量编码, 而且可以进行OAM编码, 用于量子通信<sup>[5]</sup>, 即光束的OAM可以被看作信息的载体<sup>[6-8]</sup>. 在理论上OAM能构成无穷维希尔伯特空间, OAM编码可以实现更高容量的通信<sup>[9]</sup>, 这为近年来的OAM编码研究<sup>[10-14]</sup>打下了基础.

大气湍流引起大气折射率随机变化, 导致空间不均匀性, 使光子波函数改变. 2004年, Pateroso提出大气折射率波动影响大气扰动的传播光束的复振幅, 在大气信道传播后光子的OAM的本征态, 不能保证在原来的本征态<sup>[15]</sup>. Anguita等提出LG光束的OAM的多信道的光通信模型, 大气湍流将引起新的OAM, 而且随着湍流强度的增大, 串音将

增强<sup>[16,17]</sup>. 大气湍流还会引起通信系统误码率的增加与信道容量的降低<sup>[18]</sup>.

大气斜程传输中LG光束的OAM变化规律是一项新的研究内容, 本文根据2001年国际电信联盟提出的随高度变化的ITU-R大气结构常数模型, 讨论了大气斜程传输中LG光束受湍流介质干扰导致OAM变化而形成不同的光子态, 由螺旋谱定义计算了螺旋谐波各分量所占光束总能量的权重, 分析了LG光束在湍流介质中OAM的变化规律和影响因素. 携带OAM的LG光束在大气湍流的传输过程中, OAM的变化会影响通信质量, 分析在大气传输中OAM的变化规律及其影响因素, 对以OAM为信息载体的编码与通信的研究具有指导意义.

## 2 理论分析

LG光束的复振幅为

$$u_p^m(r, \theta, z) = \frac{A}{w(z)} \left( \frac{\sqrt{2}r}{w(z)} \right)^{|m|} L_p^{|m|} \left( \frac{2r^2}{w(z)^2} \right)$$

\* 国家自然科学基金(批准号: 61377080, 60977054)、陕西省“13115”科技统筹计划(批准号:2011KTCQ01-31)、陕西省教育厅产业化培育基金(批准号: 2010JC17)、西安市科技成果转化基金(批准号: CX12165)、陕西省自然科学基金基础研究计划(批准号: 2013JQ8011)、陕西省教育厅科研计划项目(批准号: 2013JK1104)和陕西省工业攻关科技计划项目(批准号: 2013K06-08)资助的课题.

<sup>†</sup> 通讯作者. E-mail: [juan0110@126.com](mailto:juan0110@126.com)

$$\times \exp\left(\frac{-r^2}{w(z)^2}\right) \exp(im\theta), \quad (1)$$

式中归一化因子  $A = \sqrt{2p!/\pi(|m|+p)!}$ ,  $m$  为 LG 光束的 OAM 指数,  $p$  为径向指数,  $w(z)$  为 LG 光束传输至  $z$  处的光斑大小,  $r$  为径向距离,  $L_p^{l|m|}(\cdot)$  为缔合拉盖尔多项式. LG 光束在大气湍流中传输, 在 Rytov 近似下, 光束复振幅可描述为

$$u(r, \theta, z) = u_p^m(r, \theta, z) \exp[\psi(r, \theta, z)], \quad (2)$$

式中  $\psi(r, \theta, z)$  为大气湍流引入的复相位. 在大气湍流中传输时, 光子 OAM 态为  $|l\rangle$  的探测概率<sup>[19]</sup>

$$T(l) = \iiint \langle u^*(r, \theta_2, z) u(r, \theta_1, z) \rangle \times \frac{\exp(il(\theta_1 - \theta_2))}{\sqrt{2\pi}} r dr d\theta_1 d\theta_2. \quad (3)$$

光子态的探测概率是在微观量子学的角度对光子态的概率分布进行研究, 由 (3) 式可以分析出光子 OAM 态  $|l \neq m\rangle$  的探测概率是非零的 (图 2(d) 中做了定量计算), 说明了大气湍流引起的空间不均匀性可能 (指在概率意义上) 导致光子 OAM 的变化.

本文从经典光学的角度分析 LG 光束经过大气湍流时光束中 OAM 的成分, 由螺旋谱定义可计算螺旋谐波各分量所占光束总能量的权重, 进而分析 LG 光束在湍流介质中 OAM 的变化规律和影响因素. 湍流介质中 LG 光束的复振幅  $u(r, \theta, z)$  用螺旋谐波函数  $\exp(il\theta)$  展开, 得到

$$u(r, \theta, z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \sum_{l=-\infty}^{+\infty} a_l(r, z) \exp(il\theta),$$

式中

$$a_l(r, z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^{2\pi} u(r, \theta, z) \exp(-il\theta) d\theta, \quad (4)$$

$l$  表示螺旋谐波的 OAM 指数. 光束的能量为

$$U = 2\varepsilon_0 \sum_{-\infty}^{\infty} C_l,$$

式中

$$C_l = \int_0^{\infty} |a_l(r, z)|^2 r dr,$$

$\varepsilon_0$  为真空介电常数. 采用 Kolmogorov 功率谱描述大气湍流对 LG 光束的 OAM 的影响, Kolmogorov 功率谱假定内尺度  $l_0 = 0$  和外尺度  $L_0 = \infty$ , 忽略了内外尺度的效应. 利用 Rytov 相位结构函数的二次近似, 有关系式:

$$\langle \exp[\psi(\mathbf{r}_1, z) + \psi^*(\mathbf{r}_2, z)] \rangle = \exp\left[-\frac{1}{2} D_\psi(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)\right]$$

$$= \exp\left[-\frac{\mathbf{r}_1^2 + \mathbf{r}_2^2 - 2|\mathbf{r}_1||\mathbf{r}_2|\cos(\theta_1 - \theta_2)}{r_0^2}\right], \quad (5)$$

式中  $D_\psi$  为相位结构函数,

$$r_0 = \left(1.46k^2 \int_0^L C_n^2(z) \left(1 - \frac{z}{L}\right)^{5/3} dz\right)^{-3/5}$$

是斜程路径上湍流介质中球面波的相干长度,  $C_n^2(z)$  为大气斜程路径上的折射率结构常数, 本文采用 2001 年国际电信联盟提出的随高度变化的 ITU-R 大气结构常数模型<sup>[20]</sup>, 即

$$\begin{aligned} C_n^2(z \cos \alpha) &= 8.148 \times 10^{-56} v^2 (z \cos \alpha)^{10} \exp(-z \cos \alpha / 1000) \\ &+ 2.7 \times 10^{-16} \exp(-z \cos \alpha / 1500) \\ &+ C_n^2(0) \exp(-z \cos \alpha / 100), \end{aligned} \quad (6)$$

式中  $v = 2.1$  m/s 是根均方风速,  $C_n^2(0)$  是近地面折射率结构常数,  $\alpha$  是天顶角. 积分公式

$$\begin{aligned} &\int_0^{2\pi} \exp[-in\theta_1 + \eta \cos(\theta_1 - \theta_2)] d\theta_1 \\ &= 2\pi \exp(-in\theta_2) I_n(\eta), \end{aligned} \quad (7)$$

式中  $I_n(\eta)$  为修正的  $n$  阶贝塞尔函数.

由 (1), (2), (4), (5), (7) 式可得在大气湍流中, OAM 指数为  $l$  的螺旋谐波的  $C_l$  为

$$\begin{aligned} C_l &= \int_0^R |a_l(r, z)|^2 r dr \\ &= \frac{2\pi A^2}{w^2(z)} \int_0^R \left(\frac{\sqrt{2}r}{w(z)}\right)^{2|m|} \left[L_p^{l|m|}\left(\frac{2r^2}{w(z)^2}\right)\right]^2 \\ &\times \exp\left(\frac{-2r^2}{w(z)^2} - \frac{2r^2}{r_0^2}\right) \\ &\times I_{l-m}\left(\frac{2r^2}{r_0^2}\right) r dr, \end{aligned} \quad (8)$$

式中,  $R$  为光束的接收孔径. 螺旋谱为  $P = C_l / \sum C_l$ , 它表示光束展为不同 OAM 的各螺旋谐波的能量占光束总能量的权重.

在大气湍流近地面折射率结构常数  $C_n^2(0) = 8.1 \times 10^{-15} \text{ m}^{-2/3}$ , 光波波长  $\lambda = 632 \text{ nm}$ , 入射光束腰光斑大小  $w_0 = 1 \text{ cm}$ , 接收孔径  $R = 3 \text{ cm}$ , 天顶角  $\alpha = \pi/3$ , 传输距离  $z = 4000 \text{ m}$ , 入射光的 OAM 指数  $m = 4$  和径向指数  $p = 0$  的条件下, 图 1 横坐标表示光束经过大气湍流后每份螺旋谐波的 OAM 指数  $l$ , 纵坐标表示螺旋谐波分量所占能量的权重  $P$ , 入射光的 OAM 指数  $m = 4$ , 弥散后光束的 OAM 成分主要分布在 OAM 指数为  $l = 2, 3$ ,

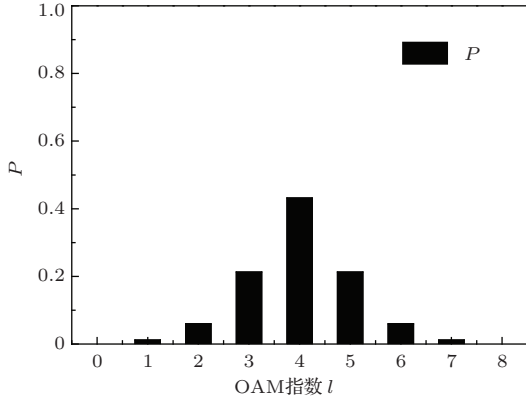


图1 LG光束经大气斜程传输时螺旋谱分布

4, 5, 6的螺旋谐波分量. 入射光经过大气湍流, OAM发生了弥散, 并且以光束原来OAM为中心向两侧扩散的分量相等, 可以通过螺旋谱定义公式来推导这个结论:

$$C_{m+n\Delta l} = \frac{2\pi A^2}{w^2(z)} \int_0^R \left( \frac{\sqrt{2}r}{w(z)} \right)^{2|m|} \left[ L_p^{|m|} \left( \frac{2r^2}{w(z)^2} \right) \right]^2 \times \exp \left( \frac{-2r^2}{w(z)^2} - \frac{2r^2}{r_0^2} \right) I_{n\Delta l} \left( \frac{2r^2}{r_0^2} \right) r dr, \quad (9)$$

$$C_{m-n\Delta l} = \frac{2\pi A^2}{w^2(z)} \int_0^R \left( \frac{\sqrt{2}r}{w(z)} \right)^{2|m|} \left[ L_p^{|m|} \left( \frac{2r^2}{w(z)^2} \right) \right]^2 \times \exp \left( \frac{-2r^2}{w(z)^2} - \frac{2r^2}{r_0^2} \right) I_{n\Delta l} \left( \frac{2r^2}{r_0^2} \right) r dr, \quad (10)$$

$n$ 取正整数,  $\Delta l = 1$ ,  $m + n\Delta l$ 与 $m - n\Delta l$ 表示分布在OAM指数为 $l = m$ 的螺旋谐波分量的两侧的螺旋谐波分量的OAM指数. 对比 $C_{m+n\Delta l}$ 和 $C_{m-n\Delta l}$ 发现只有 $I_{n\Delta l} \left( \frac{2r^2}{r_0^2} \right)$ 和 $I_{-n\Delta l} \left( \frac{2r^2}{r_0^2} \right)$ 不同,  $I_{n\Delta l} \left( \frac{2r^2}{r_0^2} \right)$ 和 $I_{-n\Delta l} \left( \frac{2r^2}{r_0^2} \right)$ 分别是 $n\Delta l$ 阶第一类修正贝塞尔函数和 $-n\Delta l$ 阶第一类修正贝塞尔函数.

$$\begin{aligned} I_\alpha(x) &= i^{-\alpha} J_\alpha(ix), \\ J_{-\alpha}(x) &= (-1)^\alpha J_\alpha(x), \end{aligned} \quad (11)$$

式中 $J_\alpha(x)$ 是第一类贝塞尔函数. 由(8), (11)式可得

$$\begin{aligned} I_{-\alpha}(x) &= i^\alpha J_{-\alpha}(ix) \\ &= (-1)^\alpha i^\alpha J_{-\alpha}(ix) \\ &= (-1)^\alpha i^{2\alpha} I_\alpha(x) = I_\alpha(x). \end{aligned} \quad (12)$$

推出 $I_{n\Delta l} \left( \frac{2r^2}{r_0^2} \right) = I_{-n\Delta l} \left( \frac{2r^2}{r_0^2} \right)$ , 所以

$$C_{m+n\Delta l} = C_{m-n\Delta l}. \quad (13)$$

### 3 数值分析

由(6)式得: 近地面折射率结构常数 $C_n^2(0)$ 的增大会导致大气斜程路径上的折射率结构常数 $C_n^2(z)$ 增大, 意味着大气湍流的强度增加, LG光束OAM发散增强.

假定将光束传输的斜程路径分为距离相等的 $N$ 段, 每个小段上的折射率结构常数 $C_n^2(z)$ 不同, 但均有 $C_n^2(z) > 0$ , 在每个小段上光束均受大气湍流的影响造成光束OAM的发散. 传输距离 $z$ 的增加, 则小段路径的数量 $N$ 会增大, 造成光束OAM的发散效果累积增大. 下面通过具体的数值分析.

图2中取光波波长 $\lambda = 632$  nm, 光斑大小 $w_0 = 1$  cm, 接收孔径 $R = 3$  cm, 天顶角 $\alpha = \pi/3$ , 传输距离 $z$ 为0至4000 m, 入射光的OAM指数 $m = 4$ . 图2(a)中三条曲线分别表示 $l = m$ ,  $l = m + 1$ ,  $l = m + 2$ 的螺旋谱分量,  $m$ 为入射光的OAM指数, 已证明 $C_{m+n\Delta l} = C_{m-n\Delta l}$ , 所以只需表示 $l = m + 1$ ,  $l = m + 2$ 的螺旋谱分量, 即知 $l = m - 1$ ,  $l = m - 2$ 的螺旋谱分量. 随着传输距离 $z$ 的增加,  $l = m$ 的螺旋谱分量减小,  $l = m + 1$ ,  $l = m + 2$ 的螺旋谱分量增加, 可知大气湍流传输中光束的OAM发散随着传输距离的增加而增强. 由图2(a), (b), (c)的对比中可以看出近地面折射率结构常数 $C_n^2(0)$ 越大, OAM发散的越强烈.

图2(d)根据(3)式所得, 可以直观的看出光子OAM态 $|l = m\rangle$ 的探测概率是最大的, 随着 $C_n^2(0)$ 增强, 光子OAM态 $|l = m \pm 1\rangle$ 和 $|l = m \pm 2\rangle$ 的探测概率增加, 定量的说明了LG模式光子受湍流介质干扰, 在一定的概率下会形成不同的光子态.

分析光波波长 $\lambda$ 随传输距离 $z$ 变化对螺旋谱的影响, 图3中 $w_0 = 1$  cm,  $R = 3$  cm,  $C_n^2(0) = 8.1 \times 10^{-15} \text{ m}^{-2/3}$ ,  $\alpha = \pi/3$ , 传输距离 $z$ 为0至4000 m,  $m = 3$ . 由图3看出光波波长对螺旋谱的影响很明显, 光波波长越短, OAM发散的越强烈, 光波波长越长, 在大气湍流中携带的OAM信息越稳定. 利用光束的OAM信息进行大气通信时, 为了减小OAM弥散的程度, 应当选取波长较长的入射光.

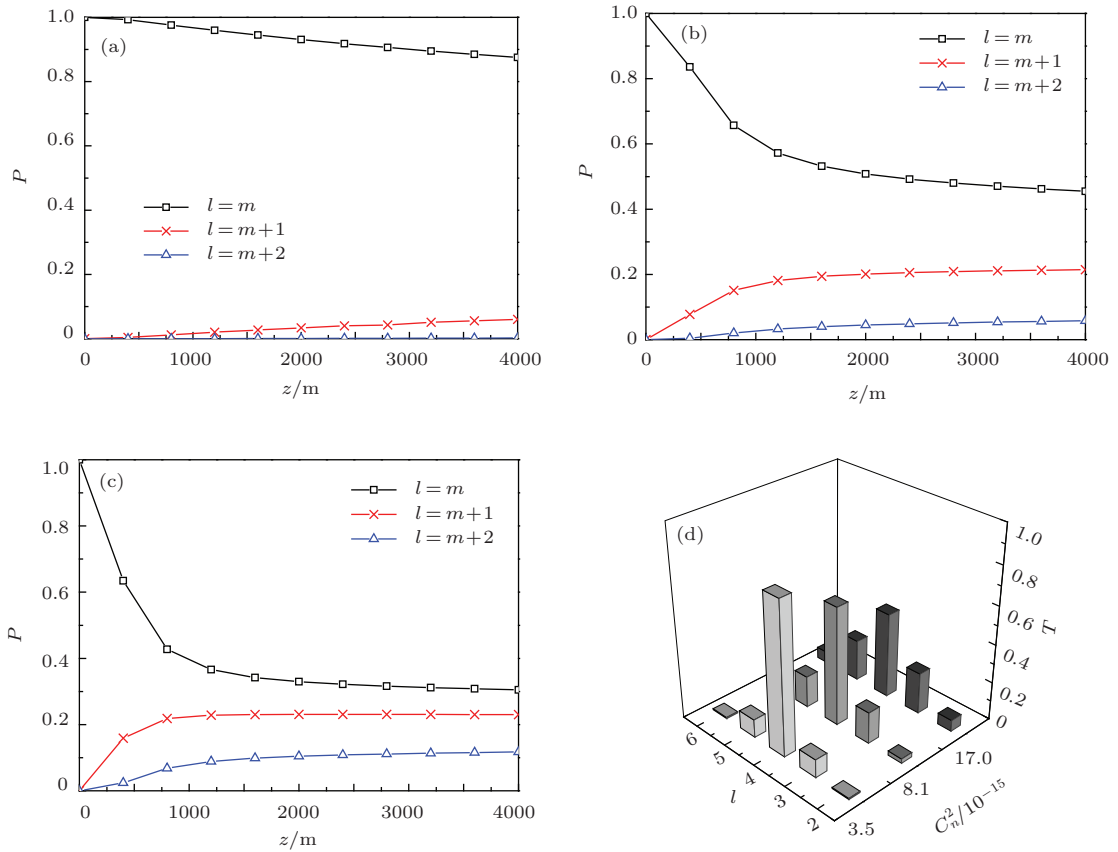


图2 (a), (b), (c) 在不同近地面折射率结构常数下螺旋谱分量随传输距离的分布 (a)  $C_n^2(0) = 6.0 \times 10^{-17} \text{ m}^{-2/3}$ ; (b)  $C_n^2(0) = 8.1 \times 10^{-15} \text{ m}^{-2/3}$ ; (c)  $C_n^2(0) = 1.7 \times 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$ ; (d) 在传输距离  $z = 4000$  m 时, 光子 OAM 态的探测概率

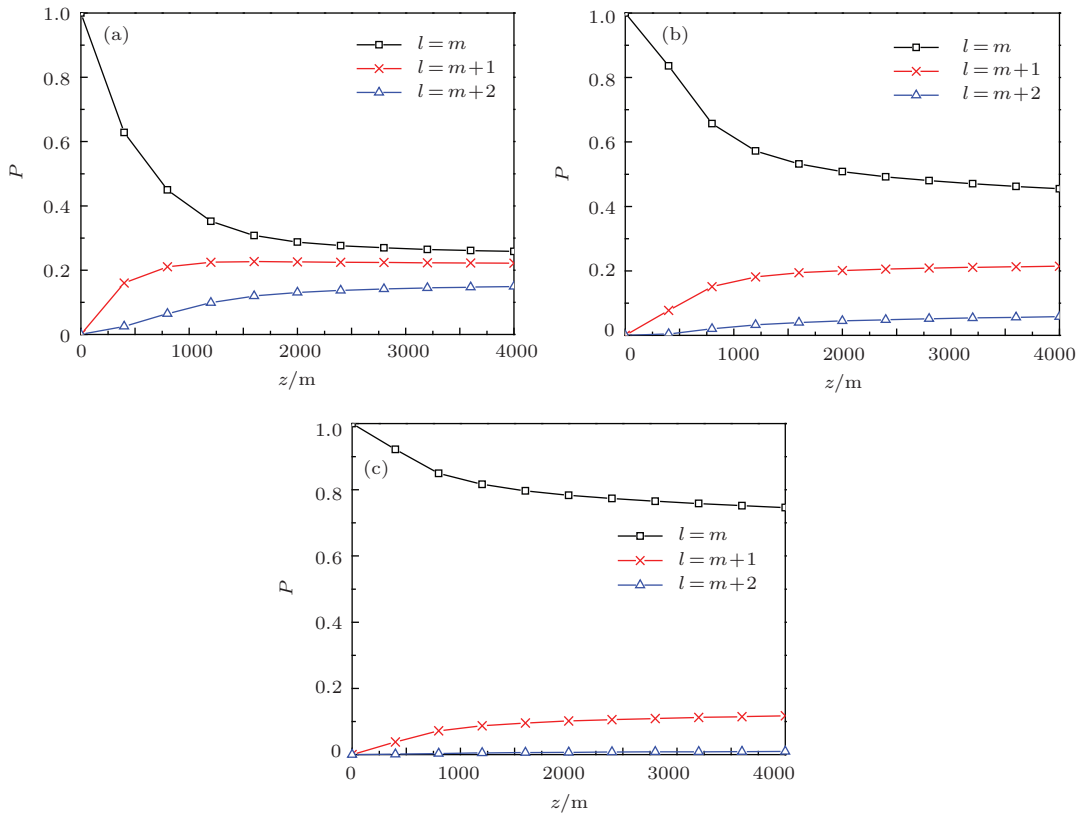


图3 在不同的入射光波长下螺旋谱分量随传输距离的分布 (a)  $\lambda = 351 \text{ nm}$ ; (b)  $\lambda = 632 \text{ nm}$ ; (c)  $\lambda = 1068 \text{ nm}$

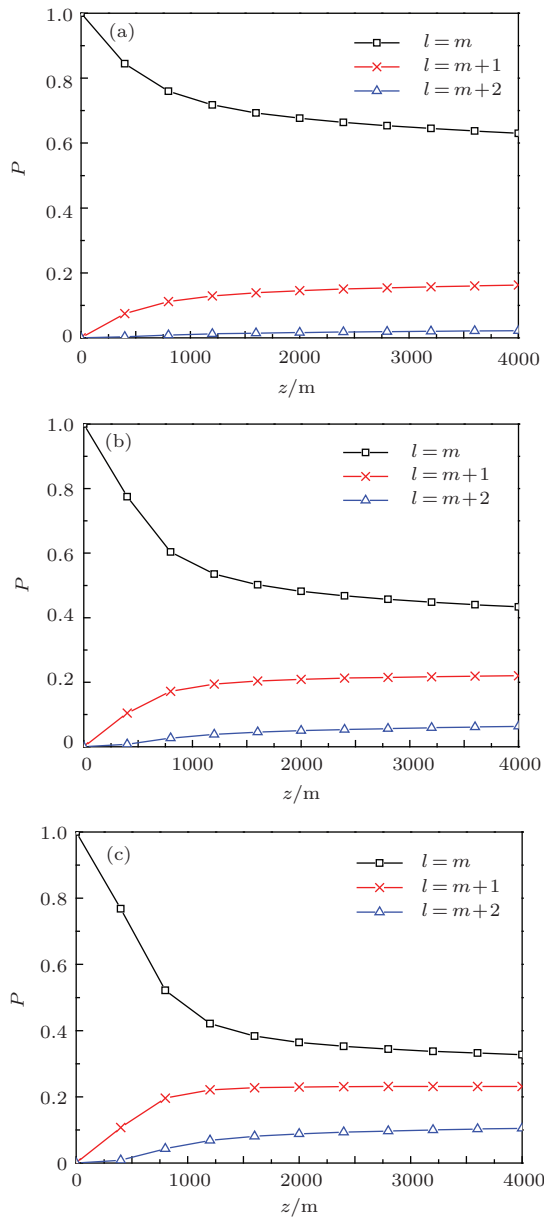


图4 在不同的接收孔径下螺旋谱分量随传输距离的分布 (a)  $R = 2$  cm; (b)  $R = 3$  cm; (c)  $R = 4$  cm

分析接收孔径  $R$  随传输距离  $z$  变化对螺旋谱的影响, 图4中  $\lambda = 632$  nm,  $w_0 = 1$  cm,  $C_n^2(0) = 8.1 \times 10^{-15} \text{ m}^{-2/3}$ ,  $\alpha = \pi/3$ , 传输距离  $z$  为0至4000 m,  $m = 5$ . 由图4看出随着接收孔径  $R$  的增加, OAM发散增强. 相位结构函数理论值为  $D_r(r) = 6.88(r/r_0)^{5/3}$ ,  $r_0$  为Fried参数, 光束的相位受光束半径和Fried参数的比值的影响, 接收孔径  $R$  的增加会导致光束半径和Fried参数的比值增加, 引起相位波动增加, 光束受到湍流干扰增大, OAM发散增强.

分析天顶角  $\alpha$  和传输距离  $z$  对螺旋谱的影响, 图5中  $\lambda = 632$  nm,  $w_0 = 1$  cm,  $R = 3$  cm,  $C_n^2(0) = 8.1 \times 10^{-15} \text{ m}^{-2/3}$ , 传输距离  $z$  为0至4000

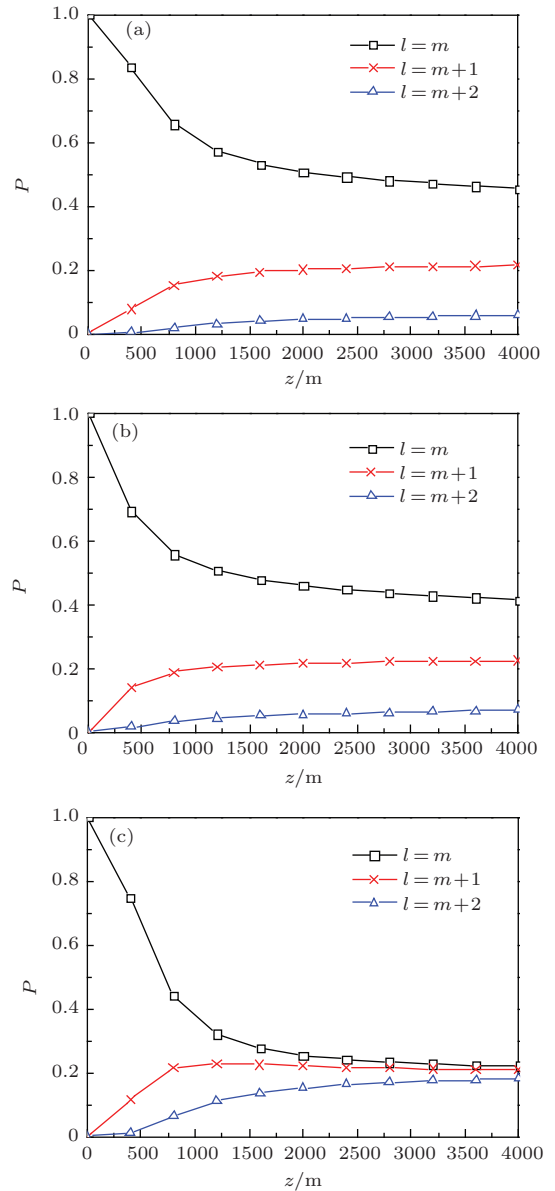


图5 在不同的天顶角下螺旋谱分量随传输距离的分布 (a)  $\alpha = \pi/4$ ; (b)  $\alpha = \pi/3$ ; (c)  $\alpha = \pi/2$

m,  $m = 3$ . 比较图5(a), (b), (c), 天顶角在0到 $\pi/2$ 的范围内取值越大, OAM发散的越强烈. 这是因为天顶角越大, 大气信道越偏向水平地面, 由ITU-R大气结构常数模型可知: 大气折射率结构常数随高度变化, 高度越低大气折射率结构常数越大.

分析入射光 OAM 指数  $m$  和传输距离  $z$  对螺旋谱的影响, 图6中  $\lambda = 632$  nm,  $w_0 = 1$  cm,  $R = 3$  cm,  $C_n^2(0) = 8.1 \times 10^{-15} \text{ m}^{-2/3}$ , 传输距离  $z$  为0至4000 m,  $\alpha = \pi/3$ . 从图6中看出随着入射光 OAM 指数增大, OAM 发散变强烈. 由图中曲线看出在  $m = 3$  至  $m = 10$  这个范围间 OAM 发散的程 度差别比较明显, 在  $m = 10$  至  $m = 20$  这个范围间 OAM 发散的程 度差别很小, 说明入射光 OAM 指

数增大到一定程度, 大气湍流对其 OAM 的影响趋向稳定.

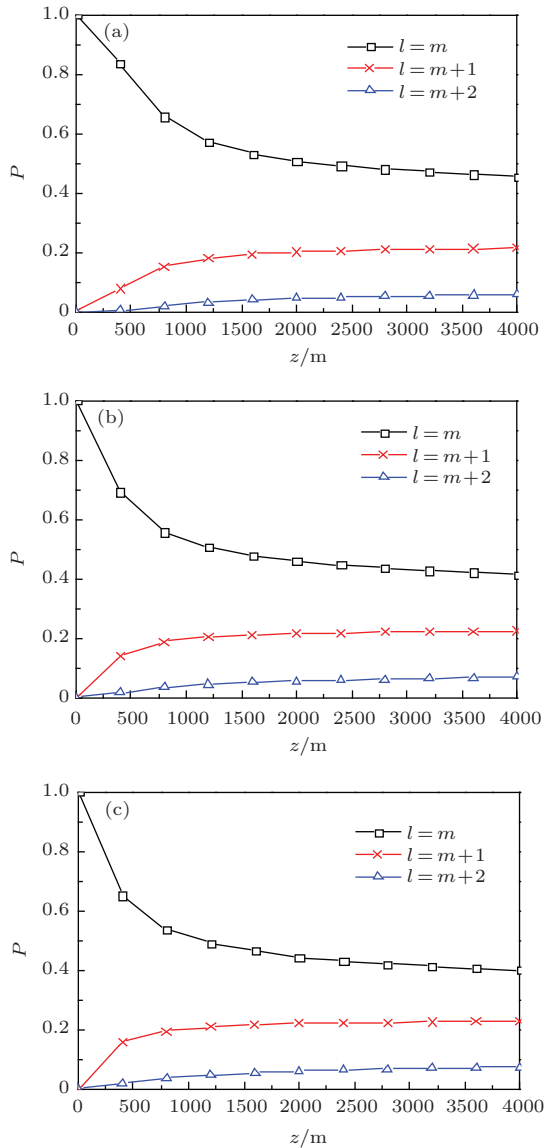


图 6 在不同的入射光 OAM 指数下螺旋谱分量随传输距离的分布 (a)  $m = 3$ ; (b)  $m = 10$ ; (c)  $m = 20$

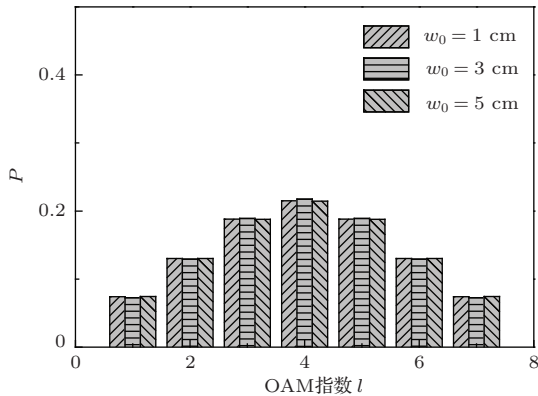


图 7 在不同的光斑大小下螺旋谱分量的分布

分析在大气湍流中入射光束腰光斑大小  $w_0$  对螺旋谱的影响, 图 7 中  $\lambda = 632 \text{ nm}$ ,  $R = 3 \text{ cm}$ ,  $C_n^2(0) = 8.1 \times 10^{-15} \text{ m}^{-2/3}$ , 传输距离  $z = 4000 \text{ m}$ ,  $\alpha = \pi/3$ ,  $m = 4$ . 在入射光的束腰光斑大小为  $w_0 = 1 \text{ cm}$ ,  $w_0 = 3 \text{ cm}$ ,  $w_0 = 5 \text{ cm}$  的三种情况下, 三种螺旋谱分量大小近似, 说明光斑大小  $w_0$  对螺旋谱的影响非常小.

## 4 结 论

研究了 LG 光束经大气斜程传输 (天顶角在 0 到  $\pi/2$  范围内) 的情况, 光束受湍流干扰, OAM 会发生弥散, 而且以入射光的 OAM 为中心向两侧扩散的分量相等. 分析了光束 OAM 在湍流中的影响因素, 得到以下规律: 1) 近地面折射率结构常数越大, OAM 发散的越强烈. 2) 光波波长越短, OAM 发散的越强烈. 3) 接收孔径  $R$  越大, OAM 发散越强. 4) 天顶角在 0 到  $\pi/2$  的范围内取值越大, OAM 发散的越强烈. 5) 随着入射光 OAM 指数增大, OAM 发散变强烈, 但入射光 OAM 指数增大到一定程度, 大气湍流对其 OAM 的影响趋向稳定. 6) 束腰光斑大小  $w_0$  对光束 OAM 影响很小. 7) 传输距离越大, OAM 发散越强.

## 参考文献

- [1] Taro Hasegawa, Tadao Shimizu 1999 *Opt. Commun.* **160** 103
- [2] Simpson N B, Allen L, Padgett M J 1997 *Opt. Lett.* **22** 53
- [3] Simpson N B, Allen L, Padgett M J 1996 *Journal of Modern Optics* **43** 2485
- [4] Gibson G, Courtial J, Padgett M J, Vasnetsov M 2004 *Optics Express* **12** 5448
- [5] Terriza G M, Torres J P, Torner L 2002 *Phys. Rev. Lett.* **88** 257901
- [6] Gibson G, Courtial J, Padgett M J 2004 *Opt. Express.* **12** 5448
- [7] Paterson C 2005 *Phys. Rev. Lett.* **94** 153901
- [8] Tiehui Su, Ryan P S 2012 *Optics Express* **20** 9396
- [9] Liu Y D, Gao C Q 2008 *Optics Communications* **281** 3636
- [10] Ke X Z, Lü H, Wu J Z 2008 *Chinese Journal of Quantum Electronics* **25** 385 (in Chinese) [柯熙政, 吕宏, 武汉治 2008 量子电子学报 **25** 385]
- [11] Lü L, Ke X Z 2010 *Chinese Journal of Quantum Electronics* **27** 155 (in Chinese) [吕宏, 柯熙政 2010 量子电子学报 **27** 155]

- [12] Su Z K, Wang F Q, Lu Y Q, Jing R Q, Lang R S, Liu S H 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 3017 (in Chinese) [苏志锟, 王发强, 路轶群, 金锐博, 梁瑞生, 刘颂豪 2008 物理学报 **57** 3017]
- [13] Dong Y M, Xu Y F, Zhang Z, Ling Q 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 5755 (in Chinese) [董一鸣, 徐云飞, 张璋, 林强 2006 物理学报 **55** 5755]
- [14] Gao M W, He X Y, Li J Z, Wei G H 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 413 (in Chinese) [高明伟, 何晓燕, 李家泽, 魏光辉 2004 物理学报 **53** 413]
- [15] Paterson C 2004 *Optics in Atmospheric Propagation and Adaptive Systems VII*, p187
- [16] Anguita J A, Neifeld M A 2007 *OSA FWS* **6** 1
- [17] Anguita J A, Neifeld M A, Bne V V 2008 *Applied. Opt.* **47** 2414
- [18] Rao R Z 2009 *Chin. Phys. B* **18** 581
- [19] Zhang Y X, Zhao G Y, Xu J C, Cuang J 2009 *WRI International Conference on Communications and Mobile Computing*, February, 2009 p477
- [20] ITU-R. Document 3J/31-E, *Radio-communication Study Group Meeting*, Budapest 2001 **206** 277

# Study on orbital angular momentum of Laguerre-Gaussian beam in a slant-path atmospheric turbulence\*

Ke Xi-Zheng Chen Juan<sup>†</sup> Yang Yi-Ming

(The Faculty of Automation & Information Engineering, Xi'an University of Technology, Xi'an 710048, China)

( Received 27 February 2014; revised manuscript received 16 April 2014 )

## Abstract

Atmospheric turbulence can cause random variations of the refractive index, resulting in a spatial inhomogeneity. When a Laguerre-Gaussian beam is propagating through the atmospheric turbulence, spatial inhomogeneity can bring about the change of photon wave function that causes variations in the orbital angular momentum. This article discusses how turbulence media change the orbital angular momentum of photons as to form different photon states, when the Laguerre-Gaussian beam is propagating in a slant-path atmospheric turbulence, by calculating the weight of the spiral harmonic component of the beam energy. Analysis of the variations of orbital angular momentum of Laguerre-Gaussian beam in the turbulent medium has been carried out.

**Keywords:** Laguerre-Gaussian beam, atmospheric turbulence, zenith, orbital angular momentum

**PACS:** 03.67.Hk, 05.30.-d, 05.30.Ch

**DOI:** 10.7498/aps.63.150301

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 61377080, 60977054), the Shaanxi province "13115" Science and Technology Planning (Grant No. 2011KTCQ01-31), the Education Department of Shaanxi province Industrialization Development Fund (Grant No. 2010JC17), the Xi'an Science and Technology Achievement Transformation Fund (Grant No. CX12165), the Natural Science Basic Research Plan in Shaanxi Province of China (Grant No. 2013JQ8011), the Scientific Research Program Funded by Shaanxi Provincial Education Department (Grant No. 2013JK1104), and the Technology Projects of Industrial Research, Shaanxi (Grant No. 2013K06-08).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: [juan0110@126.com](mailto:juan0110@126.com)