

引用格式: DING Zhoulin, YU Yongji, LI Xiaoqing. Mode Crosstalk of Composite Bessel-Gaussian Beams under Wind-dominated Thermal Blooming[J]. Acta Photonica Sinica, 2024, 53(2):0201001

丁洲林, 于永吉, 李晓庆. 风控热晕下复合贝塞尔高斯光束的模式串扰[J]. 光子学报, 2024, 53(2):0201001

# 风控热晕下复合贝塞尔高斯光束的模式串扰

丁洲林<sup>1</sup>, 于永吉<sup>1</sup>, 李晓庆<sup>2</sup>

(1 长春理工大学 物理学院 吉林省固体激光技术与应用重点实验室, 长春 130022)

(2 四川师范大学 物理与工程学院, 成都 610068)

**摘要:**采用多层相屏法和快速傅里叶变换法数值求解热晕方程,研究了复合贝塞尔高斯(cBG)光束大气传输过程中受热晕效应的影响。研究发现:由于热晕效应造成的光强和相位畸变,cBG光束会发生相位奇点移动和轨道角动量谱展宽,并产生模式串扰。当风速较小时,大气介质吸收激光产生的热效应较强,导致光束的模式串扰也较强。对于初始角量子数差值较大的cBG光束,其相对串扰能量较小,受热晕效应影响导致的模式串扰较弱。此外,还研究了旋转cBG光束的热晕效应,该光束的旋转特性使其在传输过程中四周都能得到均匀的扩展。因此,相较于非旋转cBG光束,旋转cBG光束的光强分布比更均匀,模式串扰更小。并且,随着旋转cBG光束的径向波数差值的增大,模式串扰减弱。综上,增大初始角量子数差值以及径向波数差值可以有效降低cBG光束的模式串扰。

**关键词:**复合贝塞尔高斯光束;热晕效应;大气传输;模式串扰

中图分类号:O436

文献标识码:A

doi:10.3788/gzxb20245302.0201001

## 0 引言

贝塞尔高斯(Bessel-Gaussian, BG)光束在定向能、自由空间光通信、光学操纵、激光加工等方面的应用具有重要价值<sup>[1-4]</sup>。BG光束在一定距离内具有无衍射特性和自重建特性<sup>[5]</sup>。目前,已经有多种产生BG光束的实验方法,如环缝-透镜法、轴棱锥法、全息法、光栅阵列法等<sup>[6-9]</sup>。不同角量子数的BG光束彼此正交,通过多路复用可以拓展光束传输信息的信道<sup>[10-11]</sup>。复合贝塞尔高斯(composite Bessel-Gaussian, cBG)光束是由多个不同角量子数的BG子光束同轴相干复用而成。大量学者研究了单模BG光束和cBG光束在大气中的传输特性<sup>[12-13]</sup>。单模BG光束在大气湍流中会发生轨道角动量谱展宽现象,主模式的能量权重降低,同时产生其他模式分量<sup>[14]</sup>。cBG光束在增加信息传输通道的同时,还具有自重建特性,使得其受到激光大气工程应用的青睐<sup>[2]</sup>。当cBG光束只含有两个BG子束时,其平均光强分布具有对称性,角频率等于两个BG子束的角量子数之差<sup>[15]</sup>。此外,如果cBG光束的各个子束具有不同的径向波数,此时波包会随传输距离变化而旋转<sup>[16]</sup>。涡旋类光束在大气传输过程中会发生串扰<sup>[17]</sup>。对于复合的涡旋类光束而言,除了各个初始模式自身的串扰外,初始模式彼此间还会相互串扰<sup>[18-19]</sup>。

在定向能和深空光通信等激光大气工程应用中往往需要高功率激光<sup>[20-22]</sup>。当激光束的功率较高或者传输较远时,激光会与大气相互作用产生一种非线性效应,即热晕效应<sup>[23]</sup>。具体物理过程为:大气中的分子和气溶胶粒子会吸收激光而被加热膨胀,导致局部折射率减小,进而使激光束发生畸变和扩展,严重地降低了光束质量<sup>[24-26]</sup>。基于多层相位屏的数值计算方法是定量分析热晕效应的有效手段,该方法同时考虑了光束的衍射和热晕效应的时间尺度<sup>[27]</sup>。最新研究表明:热晕效应会使得涡旋光束发生严重畸变;通过对光束结构的优化设计能有效地减小热晕效应的影响<sup>[28-29]</sup>。我们同时考虑光场的衍射和时间尺度,分析了风控热晕

基金项目:吉林省自然科学基金(No. 20210101154JC),吉林省教育科学“十四五”规划2022年度重点课题(No. ZD22002)

第一作者:丁洲林,dingzhoulin@163.com

通讯作者:于永吉,yyjcust@163.com

收稿日期:2023-08-18;录用日期:2023-10-01

<http://www.photon.ac.cn>

下风速、传输距离、初始角量子数差值、径向波数差值等参数对cBG光束大气传输的影响。由于热晕效应导致的光强和相位畸变,cBG光束会发生模式串扰。提供了一种降低cBG光束模式串扰的方法,即增大初始角量子数差值以及径向波数差值。所得结论对定向能和深空光通信等激光大气工程应用有重要意义。

## 1 理论模型

复合贝塞尔高斯(cBG)光束是由多个不同角量子数的BG子光束同轴相干复用形成的光束。源平面( $z=0$ )处的cBG光束在直角坐标系下第 $m$ 个BG子束的光场定义为<sup>[15]</sup>

$$E_m(x, y, 0) = AJ_{l_m} \left( k_{r(m)} \sqrt{x^2 + y^2} \right) \exp \left( -\frac{x^2 + y^2}{a^2} \right) \exp(i l_m \varphi) \quad (1)$$

式中, $\varphi = \arctan(y/x)$ , $a$ 为高斯轮廓的宽度, $l_m$ 为初始角量子数。 $J_{l_m}(\cdot)$ 是第一类贝塞尔函数, $k_{r(m)}$ 是径向波数。振幅因子 $A$ 的表达式为

$$A = \sqrt{\frac{2P}{\pi I_{l_m} \left( \frac{k_{r(m)}^2 a^2}{4} \right) a^2} \exp \left( \frac{k_{r(m)}^2 a^2}{4} \right)} \quad (2)$$

式中, $P$ 是总功率, $I_{l_m}(\cdot)$ 是第一类修正贝塞尔函数。相干复用后,cBG光束总的光场为 $E = \sum_m E_m$ 。

连续激光束在有横向风的大气中传输时,可用式(3)描述光束在大气中的衍射和热晕特性<sup>[27]</sup>。

$$2ik \frac{\partial E_m}{\partial z} = \nabla_{\perp}^2 E_m + k^2 \left( \frac{n^2}{n_0^2} - 1 \right) E_m \quad (3)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + v \cdot \nabla \rho = -\frac{(\gamma - 1)\alpha}{c_s^2} I \quad (4)$$

$$n - 1 = \kappa \rho \quad (5)$$

式(3)是标量波方程,用以描述光束在具有非均匀折射率的吸收介质中的传播, $\nabla_{\perp}^2 = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2$ , $n_0$ 和 $n$ 是未扰动和扰动后的折射率, $k = 2\pi/\lambda$ 是波数, $\lambda$ 是波长;式(4)是流体力学方程,用以描述介质吸收激光能量时,其密度的变化规律以及能量传输过程, $\rho$ 、 $c_s$ 、 $\gamma$ 、 $\alpha$ 分别是扰动后的密度、声速、比热容比、大气吸收系数,

总光强 $I$ 定义为 $I = \left| \sum_m E_m \right|^2 \exp(-\alpha z)$ ;式(5)描述了等压近似下折射率与密度的关系,其中 $\kappa$ 为 Gladstone Dale 常数。

为了得到精确的仿真结果,必须考虑光场的衍射和热晕效应的时间尺度。因此,对标量波方程式(3)采用多层相屏法处理,相位屏之间的衍射通过快速傅里叶变换(Fast Fourier Transform, FFT)处理。设 $E_m^n$ 为 $z = z^n$ 处的解,则 $z^{n+1} = z^n + \Delta z$ 处的解可写作

$$E_m^{n+1} = \exp \left( -\frac{i}{4k} \Delta z \nabla_{\perp}^2 \right) \exp \left[ -\frac{ik}{2} \int_{z^n}^{z^n + \Delta z} \left( \frac{n^2}{n_0^2} - 1 \right) dz \right] \exp \left( -\frac{i}{4k} \Delta z \nabla_{\perp}^2 \right) E_m^n \quad (6)$$

可以看出,光束从 $z^n$ 到 $z^{n+1}$ 的传输可以分为三个步骤:首先,各个子光场通过快速傅里叶变换实现 $\Delta z/2$ 的真空传输;然后,计算出总光强导致的折射率波动以及相位变化;最后,各个子光场再次通过快速傅里叶变换实现 $\Delta z/2$ 的真空传输。

假设风速 $v_x$ 沿 $x$ 轴正方向,对流体力学方程式(4)使用差分法进行处理,得到

$$\rho(x, y, z, t + \Delta t) = \rho(x - v_x \Delta t, y, z, t) - \frac{(\gamma - 1)\alpha}{c_s^2} \left[ 2I(x, y, z, t) - I(x, y, z, t - \Delta t) + I(x - v_x \Delta t, y, z, t) \right] \quad (7)$$

将式(7)和式(5)结合,可以得到扰动后的折射率。最终,将光束的大气传输转换为光束通过多层相位屏的传输,而大气热晕效应对激光的扰动由相位屏来体现。基于以上方法,编制了cBG光束大气传输的4维模拟仿真程序。值得注意的是,为了计算cBG光束中每个子束的轨道角动量谱,方程数值求解过程中需要考虑每个子束光场的详细信息,而不能只考虑总光场。因此,本文采用的方法是:相位屏之间的真空传输阶

段保留各个子光束的光场;当光强作用于相位屏时,采用总光强  $I = \left| \sum_m E_m \right|^2 \exp(-\alpha z)$ 。由于热晕是非线性效应,就整个传输过程而言,各个子光束并非独立传输,而是相互作用的。

本文考虑具有两个BG子束( $m=1,2$ )的cBG光束,无特殊说明情况下计算参数为: $\lambda = 1.064 \mu\text{m}$ ,  $a = 0.05 \text{ m}$ ,  $P = 1 \text{ kW}$ ,  $\gamma = 1.4$ ,  $n_0 = 1.000313$ 。波长为  $\lambda = 1.064 \mu\text{m}$  的激光主要受气溶胶粒子的吸收影响,本文设置其大气吸收系数为  $\alpha = 6.5 \times 10^{-5} \text{ m}^{-1}$ [32-33]。除了图5(b),其它数值仿真结果都是光束到达稳态热晕时得到的。本文选取了200个相位屏,相位屏之间的间隔为30 m,网格的计算精度为  $512 \times 512$ 。

## 2 cBG光束的模式串扰

本节研究了热晕效应对cBG光束大气传输的影响,考虑两个BG子束—— $l_1$ 子束和 $l_2$ 子束具有相同的径向波数,  $k_{r(1)} = k_{r(2)} = 150 \text{ m}^{-1}$ 。cBG光束的光强分布如图1所示,  $z = 6 \text{ km}$ 。在自由空间中,和单束的BG光束具有圆对称的光强分布不同,cBG光束的光强分布具有分瓣的结构,并且光斑的瓣数等于两个子束的角量子数之差(见图1第1列)。在横向风主导的热晕下,cBG光束会发生光强畸变,并往来风方向偏移(见图1第2、3列)。介质的流速决定其能量运输的快慢,这使得风速较小时,传输过程中介质吸收激光的热量运输缓慢,热效应明显,光束受热晕效应影响较强。因此  $v_x = 2 \text{ m/s}$  时的光强畸变大于  $v_x = 5 \text{ m/s}$  时的光强畸变(见图1第2、3列)。

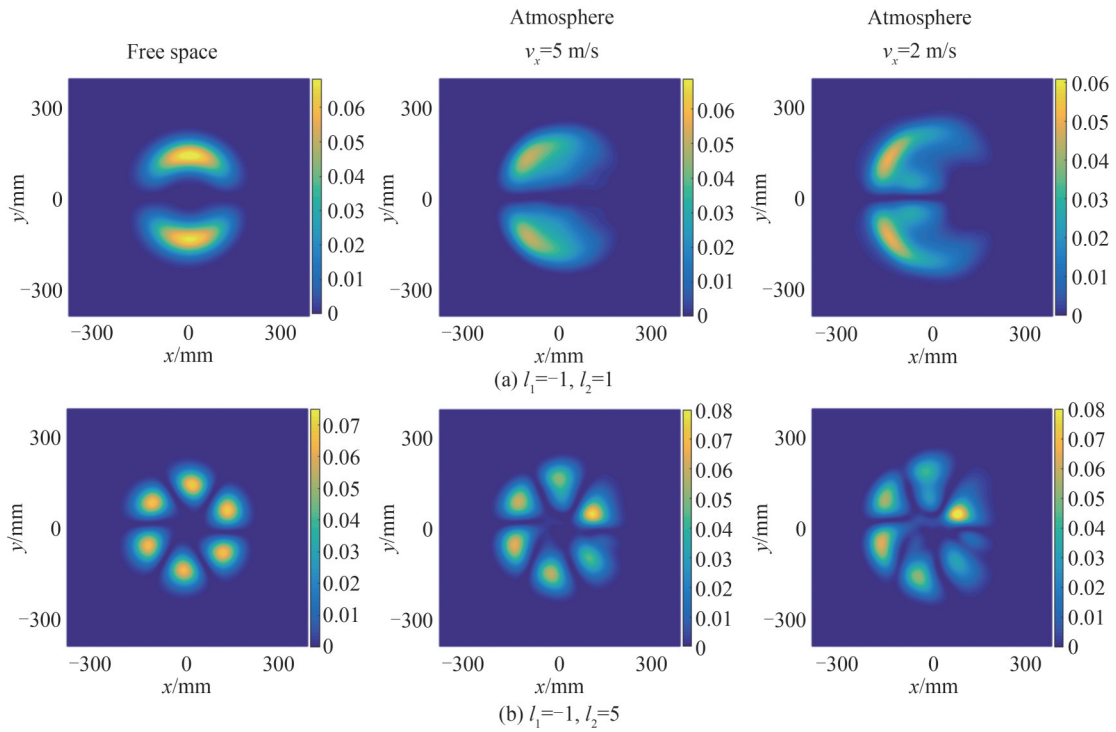


图1 cBG光束的光强分布  
Fig. 1 Intensity distributions of the cBG beams

图2为cBG光束的相位分布图,  $z = 6 \text{ km}$ 。不难发现,与自由空间相比,大气中光束的相位发生了畸变。此外,cBG光束具有相位奇点,满足完全相干光的相位奇点方程<sup>[30]</sup>

$$\begin{cases} \text{Re} [ E(x, y, z) ] = 0 \\ \text{Im} [ E(x, y, z) ] = 0 \end{cases} \quad (8)$$

式中,  $E = \sum_m E_m$  为总光场,  $\text{Re} [\cdot]$  为光场的实部,  $\text{Im} [\cdot]$  为光场的虚部,即光场实部和虚部均为零的位置定义为奇点。利用式(8),找到了光束的相位奇点(不考虑远离光斑位置的相位奇点),在图2中用红点标注。在自由空间中,单束的BG光束的相位奇点位于光束中心,而cBG光束有多个相位奇点,并且呈中心对称分



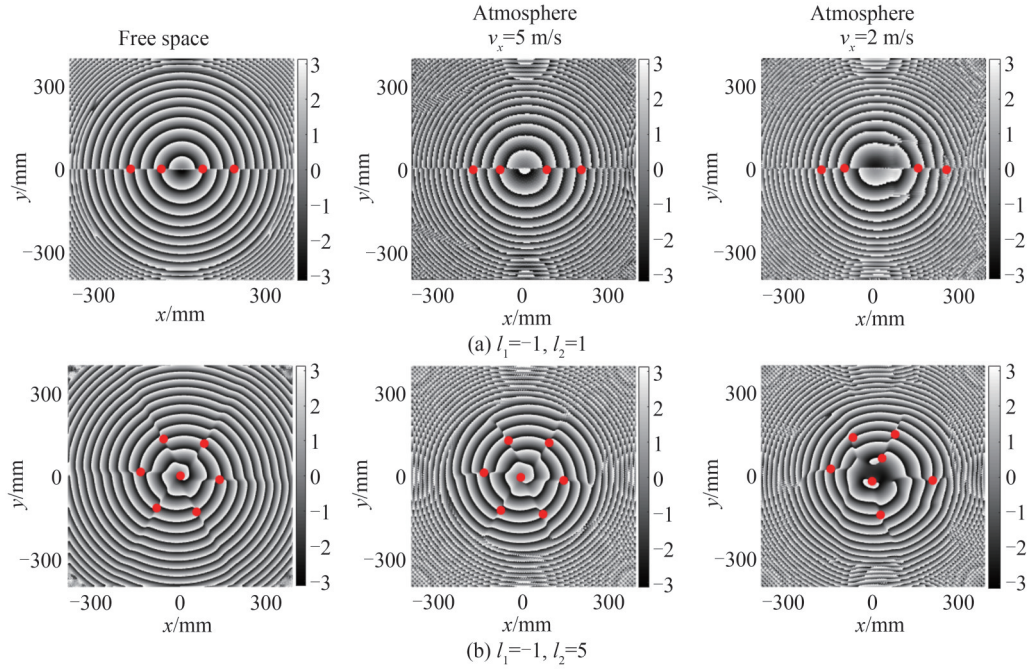


图2 cBG光束的相位分布  
Fig. 2 Phase distributions of the cBG beams

布(见图2第1列)。在大气中,由于热晕效应会导致介质的横截面上折射率分布不再具有圆对称性,使得cBG光束的相位奇点位置不再呈中心对称分布,并且有向右(顺风方向)移动的趋势(见图2第2、3列)。

由于热晕效应,cBG光束的光强和相位都发生了畸变,这将使得轨道角动量谱发生展宽现象。为了分析cBG光束在热晕效应下的轨道角动量谱展宽,将cBG光束的两个子束按螺旋谐波展开为<sup>[14]</sup>

$$E_m(r, \theta, z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \sum_{l=-\infty}^{+\infty} U_l(r, z) \exp(il\theta) \quad (9)$$

式中, $l$ 为不同模式的角量子数, $U_l(r, z)$ 采用积分方法表示为

$$U_l(r, z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^{2\pi} E_m(r, \theta, z) \exp(-il\theta) d\theta \quad (10)$$

角量子数为 $l$ 的模式的能量 $e_l$ 表述为

$$e_l = \int_0^{\infty} |U_l(r, z)|^2 r dr \quad (11)$$

光束的轨道角动量谱为 $p_l = e_l / \sum_{l=-\infty}^{\infty} e_l$ ,它表示子光束在热晕效应下展宽为不同模式的能量权重。

cBG光束在大气中传输的轨道角动量谱如图3所示, $z=6$  km。从图3(a)可以看到,在自由空间中,cBG光束只存在初始的两个模式。从图3(b)(c)可以看出:由于热晕效应,cBG光束在大气中会发生轨道角动量谱展宽,其初始模式的能量权重降低了,轨道角动量分散在了其它模式上,即发生了初始模式自身的串扰。除此之外,由于cBG光束具有多个初始模式,初始模式彼此间还会相互串扰。光束在接收处的解复用过程中,可以引入与初始模式相反的涡旋相位,再利用小孔光阑滤掉除初始模式外的其它模式,但最终仍存在初始模式间的相互干扰<sup>[31]</sup>。基于此,本文所指的模式串扰为初始模式间的相互串扰。如图3(c)中,两个初始模式 $(-1, 1)$ 之间的能量会相互转移,产生模式串扰。对于 $-1$ 模式而言,其自身能量占84%,串扰能量占16%。 $1$ 模式的自身能量占84%,串扰能量占16%,可见 $-1$ 模式和 $1$ 模式的轨道角动量谱分布具有对称性。对比图3(c)和图3(d)可知:当初始角量子数差值较小时(见图3(c)),cBG光束两个初始模式间相互转移的能量较多,模式串扰明显;当初始角量子数差值较大时(见图3(d)),cBG光束初始模式间相互转移的能量很少,模式串扰程度非常小。对比图3(b)和图3(c),发现: $v_x=5$  m/s时的模式串扰程度要小于 $v_x=2$  m/s时的模式串扰程度。这是由于在风速较大的情况下,传输过程中的热效应较弱,光束受热晕影响导致的模式串

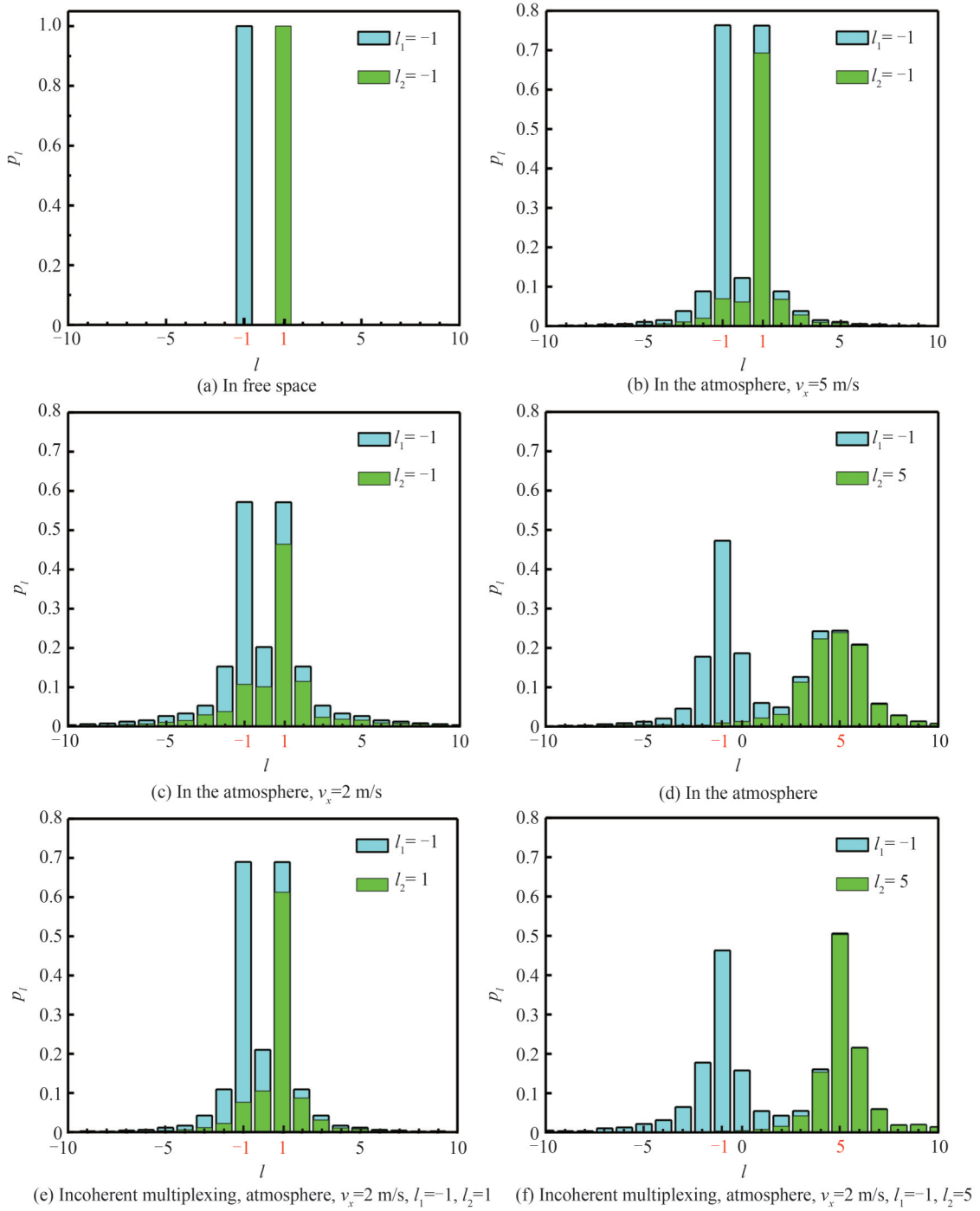


图3 轨道角动量谱

Fig. 3 Orbital angular momentum spectrum

扰也就较小。我们还考虑了两个子束非相干复用的情况(图3(e)和图3(f)),此时模拟过程中的总光强为  $I = \sum_m |E_m|^2 \exp(-\alpha z)$ 。图3(e)中,1模式的自身能量占89%,串扰能量占11%;-1模式的自身能量占89%,串扰能量占11%。当初始角量子数差值较大时(见图3(f)),非相干子束间的模式串扰程度非常小。对比图3(c)和图3(e),发现非相干复用的模式串扰程度比相干复用的的小。其原因是非相干合束比相干合束受热晕效应更小<sup>[34]</sup>。此外,与湍流作用下的轨道角动量谱<sup>[14]</sup>不同的是,光束在风控热晕下的轨道角动量谱不再是关于初始模式的对称分布。

为了更好地分析cBG光束的模式串扰,采用相对串扰能量  $c_{l_m}$  来描述串扰的强弱<sup>[35]</sup>

$$c_{l_m} = 1 - \frac{e_{l_m}}{\sum_m e_{l_m}} \quad (12)$$

$c_{l_m}$  越大, 串扰能量所占的比重越大, 光束的模式串扰越强。图 4 为大气中  $l_1$  子束的相对串扰能量  $c_{l_1}$  随  $l_2$  子束的初始角量子数的变化,  $l_1 = -1$ 。由图 4 可知: 当  $l_2 = -2$  和  $l_2 = 0$  的时候, 即初始角量子数差值  $|l_2 - l_1|$  最小时,  $c_{l_1}$  最大, 此时的模式串扰最强; 随着  $|l_2 - l_1|$  的增大,  $c_{l_1}$  减小, 模式串扰减弱。因此, 增大初始角量子数差值可以降低初始模式间的串扰。

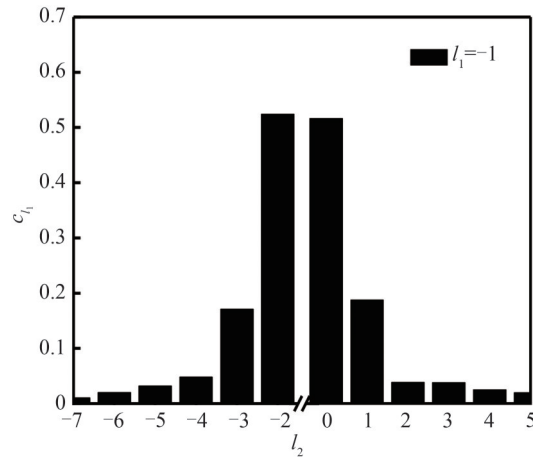


图 4 大气中相对串扰能量  $c_{l_1}$  随初始角量子数  $l_2$  的变化,  $v_x = 2\text{m/s}$

Fig. 4 The relative crosstalk energy  $c_{l_1}$  in the atmosphere varies with the initial angular quantum number  $l_2$ ,  $v_x = 2\text{m/s}$

图 5 给出了大气中 cBG 光束相对串扰能量  $c_{l_m}$  随传输距离  $z$  和时间  $t$  的变化。从图 5(a) 不难看出, 随传输距离的增加,  $c_{l_m}$  不断增大, 模式串扰增强。这是由于光束传输的越远, 热晕效应导致的光束畸变越大, 光束的模式串扰也越强。图 5(b) 中, 随着时间的增加,  $c_{l_m}$  逐渐增大, 并且最终趋近于一个稳定值。这是因为, 随着大气中的分子和气溶胶粒子吸收激光的时间的增加, 光束逐渐发生畸变, 使得  $c_{l_m}$  变大。直到介质对激光能量的吸收与横风向导致的能量传输达到平衡时, 热晕效应到达稳态,  $c_{l_m}$  不再随时间变化。

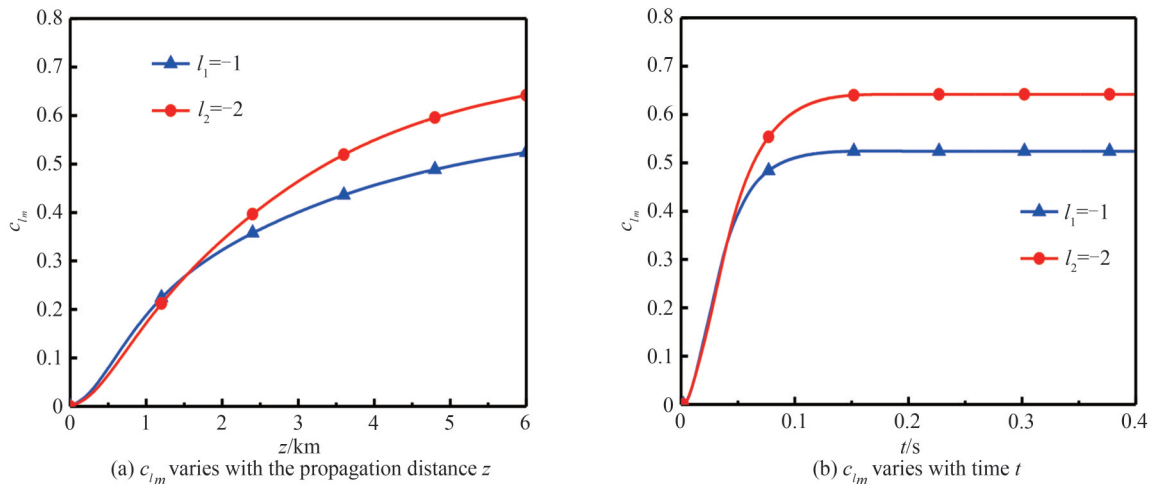


图 5 大气中相对串扰能量  $c_{l_m}$ ,  $v_x = 2\text{m/s}$

Fig. 5 The relative crosstalk energy  $c_{l_m}$ ,  $v_x = 2\text{m/s}$

### 3 旋转 cBG 光束的模式串扰

通常 cBG 光束是由相同径向波数的 BG 子束复用而成, 正如第 2 节所讨论的情况。旋转 cBG 光束是由两束具有不同径向波数和角量子数的 BG 子光束同轴相干复用形成的光束, 该光束的波包会随传输距离变

化而旋转(如图6所示),其旋转周期与径向波数的差值呈反比<sup>[16]</sup>。本节研究了热晕效应对旋转cBG光束的影响, $l_1=-1, l_2=-2$ 。

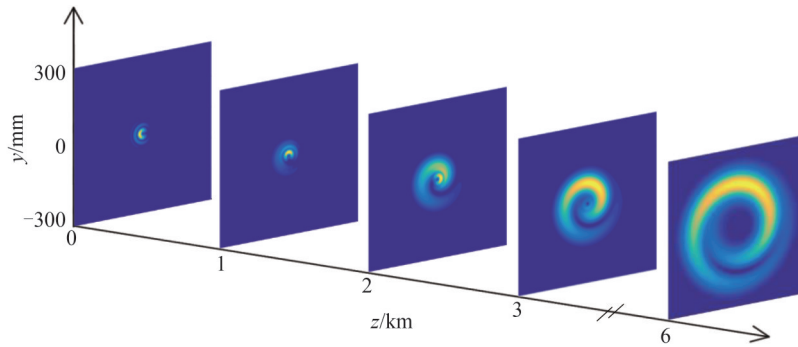


图6 自由空间中旋转cBG光束的光强分布,  $k_{r(1)}=150 \text{ m}^{-1}, k_{r(2)}=200 \text{ m}^{-1}$   
 Fig. 6 Intensity distributions of the rotating cBG beam in free space,  $k_{r(1)}=150 \text{ m}^{-1}, k_{r(2)}=200 \text{ m}^{-1}$

大气中旋转cBG光束和非旋转cBG光束不同位置处的光强分布如图7所示,  $v_x=2 \text{ m/s}$ 。不难看出,旋转cBG光束的光强分布比非旋转cBG光束更均匀。其物理原因是:在风控热晕效应下,横向风会抑制光束在风方向的光斑扩展,而垂直于风方向光斑扩展明显。对于旋转cBG光束而言,光束的旋转特性使其在随传输距离变化的过程中,四周都能得到均匀的扩展,因此光斑会比非旋转cBG光束更均匀。

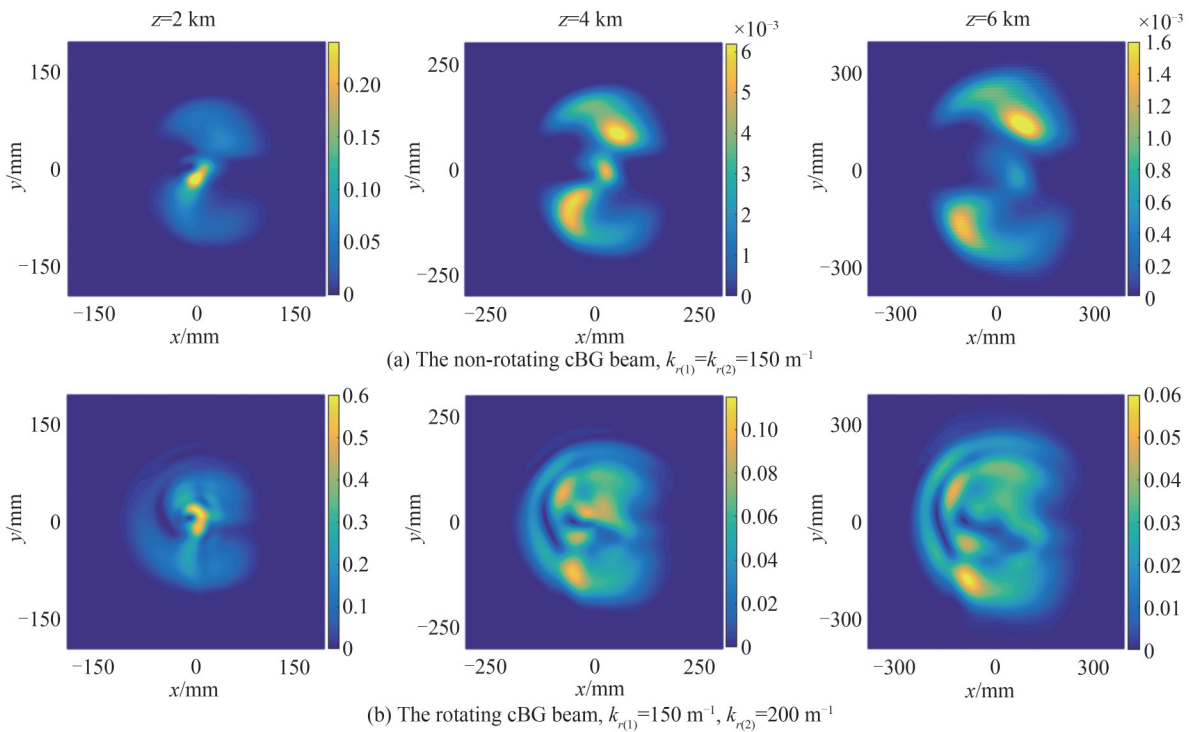


图7 大气中的光强分布  
 Fig. 7 Intensity distributions in the atmosphere

图8为旋转cBG光束和非旋转cBG光束在大气中的轨道角动量谱,  $z=6 \text{ km}$ 。由图8可知:在热晕效应下,非旋转cBG光束和旋转cBG光束都有明显的轨道角动量谱展宽;对于非旋转cBG光束, -1模式的串扰能量占52%, -2模式的串扰能量占64%,存在较强的模式串扰;对于旋转cBG光束, -1模式的串扰能量占33%, -2模式的串扰能量占32%,光束的模式串扰得到了一定的改善。原因是旋转cBG光束在传输路径上光强分布更均匀,使得介质横截面上因吸收光束能量导致的折射率梯度更小,光束的畸变也就更小。

大气中旋转cBG光束的 $l_1$ 子束的相对串扰能量 $c_l$ 随传输距离 $z$ 的变化如图9所示。可以看出,非旋转



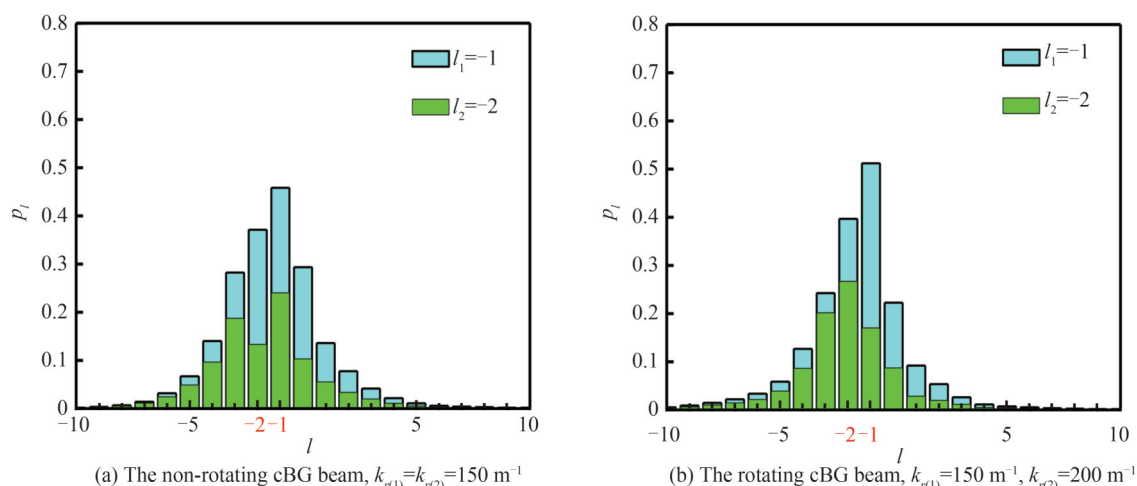
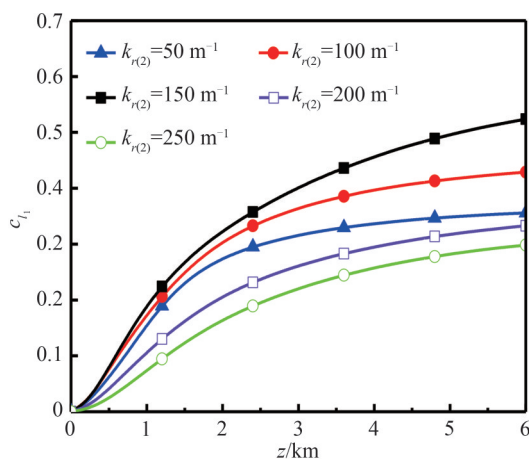


图8 大气中的轨道角动量谱

Fig. 8 Orbital angular momentum spectrum in the atmosphere

cBG 光束(对应图9中  $k_{r(1)}=k_{r(2)}=150 \text{ m}^{-1}$  的情况)的  $c_{l_i}$  最大,模式串扰最强。也就是说,旋转 cBG 光束在热晕效应下的模式串扰比非旋转 cBG 光束小。此外,径向波数差值  $|k_{r(2)} - k_{r(1)}|$  越大,  $c_{l_i}$  越小,光束的模式串扰越弱。因此,增大径向波数差值可以降低模式串扰。此外,对比  $k_{r(2)}=200 \text{ m}^{-1}$  以及  $k_{r(2)}=100 \text{ m}^{-1}$  (或  $k_{r(2)}=250 \text{ m}^{-1}$  以及  $k_{r(2)}=50 \text{ m}^{-1}$ ),尽管径向波数差值  $|k_{r(2)} - k_{r(1)}|$  相同,模式串扰减弱的程度却不相同。原因是:径向波数的增加会使得振幅因子  $A$  增加,峰值光强变大;这将进一步使得热晕效应增强,造成更强的模式串扰。

图9 大气中旋转 cBG 光束的相对串扰能量  $c_{l_i}$  随传输距离  $z$  的变化,  $k_{r(1)}=150 \text{ m}^{-1}$ Fig. 9 The relative crosstalk energy  $c_{l_i}$  of the rotating cBG beams in the atmosphere varies with the propagation distance  $z$ ,  $k_{r(1)}=150 \text{ m}^{-1}$ 

## 4 结论

本文同时考虑了光场的衍射和热晕效应的时间尺度,采用多层相屏法和快速傅里叶法数值变换求解热晕方程。对 cBG 光束在风控热晕下的轨道角动量谱进行分析,发现光束初始模式之间的能量会相互转移,产生模式串扰。随着传输距离的增大或者风速的减小,cBG 光束的模式串扰增强。初始角量子数差值较大的 cBG 光束,其相对串扰能量较小,受热晕效应影响导致的模式串扰较弱。此外,cBG 光束的相对串扰能量随时间逐渐增大;直到介质对激光能量的吸收与横向风导致的能量传输达到平衡时,热晕效应到达稳态,相对串扰能量不再随时间变化。还研究了风控热晕效应对旋转 cBG 光束的影响。旋转 cBG 光束比非旋转 cBG 光束光强分布更均匀,模式串扰更小。并且,旋转 cBG 光束的模式串扰程度随着径向波数差值的增大



而减弱。本文所得结论对BG光束在定向能和空间光通信等激光大气工程方面的应用有重要意义。还需指出的是,激光大气传输是一个非常复杂的问题,为了更方便的分析热晕效应对cBG光束模式串扰的影响,我们暂时没有考虑大气的湍流效应。这意味着本文的研究结果更为接近于湍流效应较弱的情况。热晕和湍流的综合效应对cBG光束模式串扰的影响是值得进一步研究的课题,我们将在后续的研究中深入探讨。

#### 参考文献

- [1] SHEPPARD C J. Bessel pulse beams and focus wave modes[J]. Journal of the Optical Society of America A, 2001, 18(10): 2594-2600.
- [2] ZHU Long, WANG Jian. Demonstration of obstruction-free data-carrying N-fold Bessel modes multicasting from a single Gaussian mode[J]. Optics Letters, 2015, 40(23): 5463-5466.
- [3] GARCÉS-CHÁVEZ V, MCGLOIN D, MELVILLE H, et al. Simultaneous micromanipulation in multiple planes using a self-reconstructing light beam[J]. Nature, 2002, 419(6903): 145-147.
- [4] WEI Zhangfan, SUN Chuan, GUO Kai, et al. Study on Bessel lens for picosecond laser cutting[J]. Acta Photonica Sinica, 2020, 49(10):1022001.  
魏张帆,孙川,郭凯.用于皮秒激光切割的贝塞尔镜头研究[J].光子学报,2020,49(10):1022001.
- [5] GORIF, GUATTARI G, PADOVANI C. Bessel-Gauss beams[J]. Optics Communications, 1987, 64(6): 491-495.
- [6] YANG Guiyang, MA Guolu, ZENG Guoying. Influence of the surface deviation axicon on the propagation characteristics of non-diffracting beam[J]. Acta Photonica Sinica, 2019, 48(1):0126002.  
杨贵洋,马国鹭,曾国英.轴棱锥透镜面形偏差对无衍射光束传播特性的影响[J].光子学报,2019,48(1):0126002.
- [7] VETTER C, STEINKOPF R, BERGNER K. Realization of free-space long-distance self-healing Bessel beams[J]. Laser & Photonics Reviews, 2019, 13(10): 1900103.
- [8] ZHI Zihao, NA Quanxin, XIE Qijie, et al. On-chip generation of Bessel - Gaussian beam via concentrically distributed grating arrays for long-range sensing[J]. Light: Science & Applications, 2023,12(1): 92.
- [9] LIU Huilong, HU Zonghua, XIA Jing, et al. Generation of non-diffractive beams and their applications[J]. Acta Physica Sinica, 2018, 67(21): 10-28.  
刘会龙,胡总华,夏菁,等.无衍射光束的产生及其应用[J].物理学报,2018,67(21):10-28.
- [10] GIBSON G, COURTIAL J, PADGETT M J. Free-space information transfer using light beams carrying orbital angular momentum[J]. Optics Express, 2004, 12(22): 5448-5456.
- [11] WILLNER A E. Optical communications using orbital angular momentum beams[J]. Advances in Optics and Photonics, 2015, 7(1): 66-106.
- [12] YUE Xifu, GE Xiaolu, LYU Yudong. Mean intensity of lowest order Bessel-Gaussian beams with phase singularities in turbulent atmosphere[J]. Optik, 2020, 219: 165215.
- [13] EYYUBOĞLU H T, SERMUTLU E, BAYKAL Y. Intensity fluctuations in J-Bessel-Gaussian beams of all orders propagating in turbulent atmosphere[J]. Applied Physics B, 2008, 93(2): 605-611.
- [14] JunOU, JIANG Yuesong, ZHANG Jiahua. Spreading of spiral spectrum of Bessel-Gaussian beam in non-Kolmogorov turbulence[J]. Optics Communications, 2014, 318: 95-99.
- [15] WANG Wanjun, WU Zhensen, SHANG Qingchao, et al. Propagation of Bessel Gaussian beams through non-Kolmogorov turbulence based on Rytov theory[J]. Optics Express, 2018, 26(17): 21712-21724.
- [16] ZHENG Shuiqin, CAI Yi, LI Jingzhen, et al. Rotating wave packet caused by the superposition of two Bessel-Gauss beams[J]. Journal of Optics, 2015, 17(12): 125602.
- [17] LI Siyao, DING Zhoulin, HOU Chunyu, et al. Spiral phase spectrum of perfect vortex beams propagating through atmospheric turbulence[J]. Acta Optica Sinica, 2024, 44(6): 0601002.  
李思瑶,丁洲林,侯春雨,等.完美涡旋光束在大气湍流传输中的螺旋相位谱分析[J].光学学报,2024,44(6):0601002.
- [18] YAN Yan, XIE Guodong, LAVERY MARTIN P J, et al. High-capacity millimetre-wave communications with orbital angular momentum multiplexing[J]. Nature Communications, 2014, 5: 4876.
- [19] FU Shiyao, GAO Chunqing. Influences of atmospheric turbulence effects on the orbital angular momentum spectra of vortex beams[J]. Photonics Research, 2016, 4(5): B1.
- [20] SPRANGLE P, HAFIZI B, TING A, et al. High-power lasers for directed-energy applications[J]. Applied Optics, 2015, 54(31): F201-F209.
- [21] BISWAS A, KOVALIK J M, SRINIVASAN M, et al. Deep space laser communications[C]. Press, 2016, 209-223.
- [22] Reza S BALI, BULDT F, et al. Structured light signal transmission through clouds[J]. Journal of Applied Physics, 2023, 133(4): 043102.
- [23] GEBHARDT F G. High power laser propagation[J]. Applied Optics, 1976, 15(6): 1479-1493.
- [24] LU Lu, WANG Zhiqiang, ZHANG Pengfei, et al. Thermal blooming induced phase change and its compensation of a

- Gaussian beam propagation in an absorbing medium[J]. *Optics Letters*, 2021, 46(17): 4304–4307.
- [25] DING Zhoulin, LI Xiaoqing, CAO Jianyong, et al. Influence of thermal blooming on the beam quality of an array of Hermite-Gaussian beams propagating in the atmosphere[J]. *Applied Optics*, 2020, 59(34): 10944–10952.
- [26] GEBHARDT F G, SMITH D C. Self-induced thermal distortion in the near field for a laser beam in a moving medium [J]. *IEEE Journal of Quantum Electron*, 1971, 7(2): 63–73.
- [27] FLECK J A, MORRIS J R. Time-dependent propagation of high energy laser beams through the atmosphere[J]. *Applied Physics*, 1976, 10(2): 129–160.
- [28] MOLCHAN M A, DOKTOROV E V, VLASOV R A. Propagation of vector fractional charge Laguerre-Gaussian light beams in the thermally nonlinear moving atmosphere[J]. *Optics Letters*, 2010, 35(5): 670–672.
- [29] QIU Die, TIAN Boyu, TING He, et al. Mitigation of thermal blooming by rotating laser beams in the atmosphere [J]. *Applied Optics*, 2021, 60(27): 8458–8465.
- [30] INDEBETOUW G. Optical vortices and their propagation[J]. *Optica Acta International Journal of Optics*, 1993, 40(1): 73–87.
- [31] WANG Jian, YANG Jengyuan, FAZAL IRFAN M, et al. Terabit free-space data transmission employing orbital angular momentum multiplexing[J]. *Nature Photonics*, 2012, 6(7): 488–496.
- [32] 王英俭, 范承玉, 魏合理. 激光在大气和海水中传输及应用[M]. 国防工业出版社, 2015.
- [33] ZHAO Lu, WANG Jing, GUO Miaojun, et al. Steady-state thermal blooming effect of vortex beam propagation through the atmosphere[J]. *Optics and Laser Technology*, 2021, 139: 106982.
- [34] LI Xiaoqing, JI Xiaoling. Theoretical research progress on the influence of atmospheric turbulence and thermal blooming on characteristics and beam quality of laser array beams propagating in the atmosphere[J]. *High Power Laser and Particle Beams*, 2023, 35: 041007.  
李晓庆, 季小玲. 大气湍流和热晕效应对列阵合成激光传输特性和光束质量影响的理论研究进展[J]. *强激光与粒子束*, 2023, 35: 041007.
- [35] ZHU Yun, ZHANG Licheng, HU Zhengda, et al. Effects of non-Kolmogorov turbulence on the spiral spectrum of Hypergeometric-Gaussian laser beams[J]. *Optics Express*, 2015, 23(7): 9137–9146.

## Mode Crosstalk of Composite Bessel-Gaussian Beams under Wind-dominated Thermal Blooming

DING Zhoulin<sup>1</sup>, YU Yongji<sup>1</sup>, LI Xiaoqing<sup>2</sup>

(1 *Jilin Key Laboratory of Solid Laser Technology and Application, School of Physics, Changchun University of Science and Technology, Changchun 130022, China*)

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

**Abstract:** Bessel-Gaussian beams have potential applications in laser atmospheric engineering applications such as directed energy and space optical communication. The influence of the thermal blooming effect on composite Bessel-Gaussian (cBG) beams propagating in the atmosphere is studied using the multi-phase screen method and the fast Fourier transform to solve the thermal blooming equation. The Fast Fourier Transform (FFT) is capable of processing the propagation between the phase screens. Consequently, the propagation process of the cBG beam from  $z_n$  to  $z_{n+1}$  can be divided into three steps: the first step is the vacuum propagation  $\Delta z/2$  via the fast Fourier transform; The second step is the phase change caused by the atmospheric refractive index fluctuations; The last step is the remaining vacuum propagation  $\Delta z/2$  via the fast Fourier transform again. Thus, the atmospheric propagation of the beam is converted into the propagation between the multi-phase screens, and the phase screens represent the disturbance of thermal blooming on the beam. Based on the above method, a 4D computer code is designed to simulate the time-dependent propagation of cBG beams in the atmosphere. To be convenient to analyze the thermal blooming effect of cBG beams, we provide the expression for the amplitude factor. Considering both the diffraction of the optical field and the time scale of the thermal blooming effect, we study the beam distortion, orbital angular momentum spectrum, and mode crosstalk of cBG beams under the thermal blooming effect. Due to the wind-dominated thermal blooming effect, the phase singularity positions cBG beams are irregularly shifted. By analyzing the orbital angular momentum spectrum of the cBG beam under the thermal blooming

effect, we found that the energy between the initial modes of the beam is transferred to each other, producing mode crosstalk.

With the increase of propagation distance or the decrease of crossing wind velocity, the strength of the thermal blooming effect increases, resulting in the enhancement of mode crosstalk. The relative crosstalk energy of the cBG beams gradually increases with time; until the absorption of beam power by the atmosphere is balanced by the heat exchange caused by the crossing wind, the thermal blooming effect reaches a steady state. The relative crosstalk energy no longer changes with time. The flow rate of a medium determines the speed of its energy transport. The thermal effects during beam propagation are stronger for lower wind speeds, resulting in stronger mode crosstalk. The relative crosstalk energy decreases with the difference value of an initial angular quantum number. Therefore, the cBG beam with a larger difference value of an initial angular quantum number has the weaker mode crosstalk affected by thermal blooming. The thermal blooming effect of rotating cBG beams is studied. A rotating cBG beam can spread uniformly in the atmosphere due to the thermal blooming effect controlled by the wind. Moreover, the mode crosstalk of rotating cBG beams is smaller than that of non-rotating cBG beams. The mode crosstalk of rotating cBG beams decreases with the difference value of radial wave number. To sum up, increasing the differences values of the initial angular quantum number and radial wave number can effectively reduce the mode crosstalk of cBG beams. The results obtained in this paper have important implications for the applications of BG beams in laser atmospheric engineering, such as directed energy and space optical communication.

**Key words:** Composite Bessel-Gaussian beams; Thermal blooming; Atmospheric propagation; Mode crosstalk

**OCIS Codes:** 010.1300; 260.1960; 050.1940; 060.4510