

风控热晕对双模涡旋光束大气传输的轨道角动量和相位奇异性的影响*

徐梦敏 李晓庆[†] 唐荣 季小玲

(四川师范大学物理与电子工程学院, 成都 610068)

(2023 年 4 月 27 日收到; 2023 年 5 月 21 日收到修改稿)

本文研究了不同风向和风速下大气非线性热晕效应对双模涡旋光束轨道角动量 (orbital angular momentum, OAM) 和相位奇异性的影响. 由于不同模式叠加的双模涡旋光束具有不同的对称性, 热晕效应对其的影响不仅与风速有关, 还与风向密切相关. 研究发现: 在一定风向角度下, 风速越小, 热晕效应越强, OAM 值越大, 即热晕效应促进了双模涡旋光束的 OAM 增大. 因此, 在一定风向以及风速下双模涡旋光束可以获得大于自由空间的 OAM, 并且大于单模涡旋光束的 OAM. 模式越高的光束需要更小的风速才能使得 OAM 值大于自由空间中的 OAM 值. 此外, 构成双模涡旋光束的两束子光束的拓扑荷数相差越大, 不同风向下其 OAM 值越稳定. 另一方面, 还研究了风控热晕效应对线刃型位错奇点演化的影响, 研究表明: 线刃型位错线和风向垂直时, 位错线消失; 线刃型位错线和风向平行时, 位错线始终存在; 线刃型位错线和风向为钝角或锐角时, 位错线演化为光学涡旋对. 上述研究结果对激光大气传输和光通信领域具有理论指导意义.

关键词: 双模涡旋光束, 风控热晕效应, 轨道角动量, 线刃型位错奇点

PACS: 42.60.Jf, 42.65.-k, 42.68.Ay, 42.68.-w

DOI: 10.7498/aps.72.20230684

1 引言

激光束大气传输在雷达、成像、通信等领域具有重要意义^[1-5]. 双模涡旋光束作为轨道角动量 (orbital angular momentum, OAM) 的叠加态^[6], 携带多个 OAM 并且具有多样化的相位分布, 可应用于微粒操纵、光通信复用系统等方面^[7,8]. 在实验上可以利用干涉仪法、合束法、相位光栅法^[9-11]等方法将不同模式的涡旋光束同轴相干叠加实现. 叠加态涡旋光束在自由空间和大气湍流中的传输已被广泛研究^[12-16]. 由不同模式的子光束合成的叠加态涡旋光束虽然光束形状以及光涡旋数量会发生变化, 但是总 OAM 依然保持守恒^[12]. 黄素娟等^[13]通过共轴叠加两束拉盖尔高斯涡旋光束形成多环

分布, 各环携带不同的 OAM, 且在空间分布上相互独立. Ke 等^[14]指出双模涡旋光束的光强及相位奇点分布关于子光束拓扑荷数公差成规律性变化. Liu 等^[15]研究发现, 在大气湍流中, 双涡旋光束的轴上闪烁指数比单涡旋光束更小. 2022 年, 有研究发现双通道 OAM 模式可以缓解大气湍流中信号衰落, 减弱传输中误码率和信号中断概率^[16].

实际上, 激光束在大气中传输时, 大气分子和气溶胶粒子会吸收部分能量加热空气, 使其折射率发生改变, 进而使激光束发生畸变, 这种非线性效应称为热晕效应^[17]. 热晕效应严重影响了激光大气传输的光束质量. 近些年来, 以涡旋光束、艾里光束为代表的空间结构光束在大气传输中的热晕效应已经被研究者重视. 文献^[18]研究了热晕效应对 Airy 光束在大气中传输时的影响, 发现旁瓣受

* 国家自然科学基金 (批准号: 61775152, 61505130) 和四川省科技厅项目 (批准号: 2022NSFSC1836) 资助的课题.

[†] 通信作者. E-mail: lixiaoqing912@sicnu.edu.cn

热晕的影响比主瓣小, 旁瓣的最大强度有可能大于主瓣. Zhao 等^[19]发现热晕效应会破坏单模涡旋光束初始螺旋相位分布, 大气传输后光强出现不对称分布. Maxim 等^[20]研究表明具有分数阶拓扑电荷叠加的矢量光束在热晕效应中具有更明显的稳定性. 最近, 有研究者发现用涡旋光束相干叠加形成的旋转光束可减小热晕效应对光束质量的影响^[21,22]. 因此研究抵抗热晕效应的新型结构光束是大气传输领域的热点之一.

热晕效应对激光束大气传输的影响与光束形态以及风密切相关. 风向不会影响圆对称光束的热晕效应. 但是, 不同模式叠加的双模涡旋光束具有不同的对称性, 并且 OAM 密度分布也不同, 因此不同风向和风速下大气热晕效应对双模涡旋光束 OAM 和相位奇异性的影响是一个值得研究的问题. 本文讨论了热晕效应中风向和风速对双模涡旋光束 OAM 以及线刃型位错奇点演化的影响, 得到了一些有意义的结果, 并给出了合理的物理解释. 本文所得结论对激光大气传输及光通信等实际应用有理论指导意义.

2 理论模型

双模涡旋光束可以由两束不同拓扑荷的高斯涡旋光束等比例同轴相干叠加形成, 其初始光场表达式为^[23]

$$E(x, y, z=0) = \sqrt{\frac{P}{2\pi w_0^2}} \exp\left(-\frac{x^2+y^2}{w_0^2}\right) \times \left[\frac{\sqrt{2}^{|l_1|+1}}{\sqrt{|l_1|!}} \left(\frac{x}{w_0} + i\frac{y}{w_0} \text{sgnl}_1\right)^{|l_1|} + \frac{\sqrt{2}^{|l_2|+1}}{\sqrt{|l_2|!}} \left(\frac{x}{w_0} + i\frac{y}{w_0} \text{sgnl}_2\right)^{|l_2|} \right], \quad (1)$$

其中 P 是初始功率, w_0 是子光束的束宽, sgn 是符号函数. l_1 和 l_2 分别表示两束子光束的拓扑荷数, 图 1 为单模子光束 ($l_1 = 1$ 和 $l_2 = 3$) 以及双模涡旋光束光强和相位分布, 可见叠加后的双模涡旋光束光强不再是环状分布, 而呈现花瓣状分布, 并且相位也出现全新分布, $|l_2 - l_1|$ 决定了双模涡旋光束在源平面的光斑的花瓣数.

近轴近似下的光波在大气中的传输方程可以表示为

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

其中 $\nabla_{\perp}^2 = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2$ 是拉普拉斯算符, n_0 和 n 是扰动前后的折射率, $k = 2\pi/\lambda$ 是波数 (λ 是波长). 利用差分法, 在二阶近似下, 根据对称分裂算子^[24], 得到方程 (2) 的解:

$$E^{n+1} = \exp\left(-\frac{i}{4k} \Delta z \nabla_{\perp}^2\right) \times \exp\left[-\frac{ik}{2} \int_{z_n}^{z_{n+1}} \left(\frac{n^2}{n_0^2} - 1\right) dz\right] \times \exp\left(-\frac{i}{4k} \Delta z \nabla_{\perp}^2\right) E^n, \quad (3)$$

从 (3) 式知, 激光大气传输时可以将传输路径分为若干段, 每一段长度为 Δz , 大气引起的畸变相位置于每一段中间, 即从 $z_n \rightarrow z_{n+1}$ 的求解, 可分为 3 步. 第 1 步是在自由空间中传播 $\Delta z/2$, 通过离散傅里叶变换实现; 第 2 步是大气的折射率改变造成的光场相位变化作为薄相位屏置于中间; 第 3 步再在自由空间中传输 $\Delta z/2$, 最后计算得到靶面光场分布. 这就是相位屏法^[25].

另外, 由于大气介质吸收沿传输路径的激光能量而被加热, 进而使密度发生改变, 大气折射率与密度的变化关系可以由 Gladstone-Dale 公式得到^[26]:

$$\frac{n^2}{n_0^2} - 1 \approx 2(n_0 - 1) \frac{\rho_1}{\rho_0}, \quad (4)$$

其中 ρ_0 为大气扰动前密度, ρ_1 为密度的改变量. 考虑等压近似下并且忽略热传导的流体力学方程^[27]:

$$\frac{\partial \rho_1}{\partial t} + v \cdot \nabla \rho_1 = -\frac{(\gamma - 1)\alpha}{c_s^2} I, \quad (5)$$

其中 γ , c_s , v , α 分别是定压比热容、声速、大气风速和衰减系数. 光强强度 $I = |E|^2 \exp(-\alpha z)$. 基于 (5) 式, 利用多层相位屏法, 快速傅里叶变换法以及差分法编制了双模涡旋光束在大气中传输的四维仿真模拟程序. 本文选取了 100 个相位屏, 每个相位屏之间的距离是 30 m, 其他计算参数为: $\lambda = 1.064 \mu\text{m}$, $\alpha = 6.5 \times 10^{-5} \text{m}^{-1}$, $P = 3 \text{kW}$, $\gamma = 1.4$, $z = 3 \text{km}$. 计算精度为 512×512 . 当大气介质吸收的激光能量与横向风带走的能量传输达到平衡时, 激光传输特性以及大气介质不再随时间变化, 这时激光与大气之间的非线性相互作用达到平衡状态, 即热晕效应达到稳态. 本文所得结论均是稳态热晕下的计算结果.

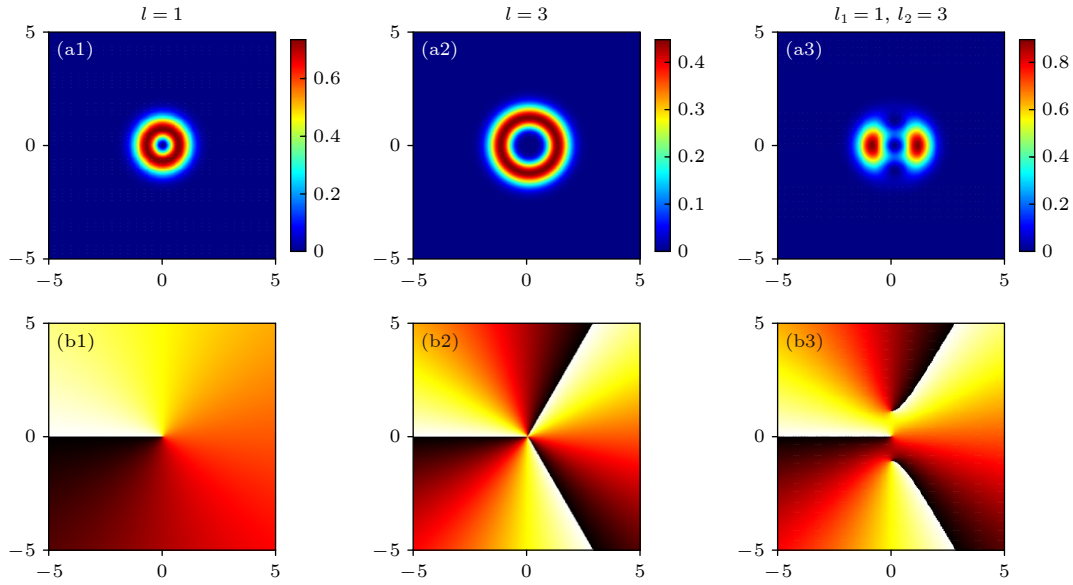


图 1 单模子光束及双模涡旋光束的光强 (a1—a3) 和相位 (b1—b3) 分布

Fig. 1. Intensity (a1—a3) and phase (b1—b3) of single-mode subbeams and a dual-mode vortex beams.

3 光强和能流图

由风主导的热晕效应会使上风区域的大气介质冷却, 致使激光束向来风方向发生偏折, 因此光束畸变与风的方向密切相关. 本节通过玻印亭矢量来分析大气传输中双模涡旋光束形态变化. 玻印亭矢量是表示能量流动的物理量^[28]:

$$\langle S \rangle = -\frac{\varepsilon_0 \omega c_0^2}{4} [\mathbf{i}(E \nabla_{\perp} E^* - E^* \nabla_{\perp} E) + 2k|E|^2 \mathbf{e}_z], \quad (6)$$

其中, $\nabla_{\perp} = \partial/\partial x \mathbf{e}_x + \partial/\partial y \mathbf{e}_y$, \mathbf{e}_x , \mathbf{e}_y , \mathbf{e}_z 分别是 x , y , z 方向上的单位矢量; c_0 是真空中光速, ω 为角频率, ε_0 是真空中介电常数.

图 2 是 $l_1 = 1$ 和 $l_2 = 3$ 叠加的双模涡旋光束在不同风向下的光强分布和横向平均玻印亭矢量分布. 在源平面 (图 2(a)), 叠加后的双模涡旋光束具有‘哑铃’状分布, 且绕中心点旋转 180° 能够与原光束重合, 即旋转周期为 180° . 以穿过光强最大处的轴 (黑色虚线) 为光束对称轴, 蓝色箭头为横向风的方向, 并且定义 θ 为风向和光束对称轴 (假设向右为正轴) 的夹角. 图 2(b)—(e) 为靶面光斑以及能流分布情况. 在自由空间中, 双模涡旋光束传输时因具有 OAM 会发生旋转; 又由于衍射效应, 光束传输后的能流向向外扩展 (图 2(b)). 在大气中, 热晕效应会使光束在风方向被压缩, 破坏了光束的哑铃状的光强分布. $\theta = 0^\circ$ 时, 光束右侧花瓣的光

强分布被破坏 (图 2(c)); $\theta = 45^\circ$ 时, 光束能量集中在光斑右上侧 (图 2(d)); $\theta = 90^\circ$ 时, 在光束中心呈现两个小亮斑 (图 2(e)). 由于风控热晕效应光束具有向左偏折的趋势, 致使能流向右的分量明显减少, 整体能流方向向左且向外发散. 因此, 风向不同导致双模涡旋光束的形态和能流结构不同, OAM 密度分布也将不同.

4 轨道角动量

在非线性介质中的 OAM 密度定义为

$$j_z = \text{Im} \left[E^* \left(x \frac{\partial E}{\partial y} - y \frac{\partial E}{\partial x} \right) \right], \quad (7)$$

其中, $\text{Im}[\cdot]$ 表示求虚部, 当 j_z 值为正或负时, OAM 方向分别为 z 或 $-z$ 方向. 特别地, 需要在质心坐标系下计算 (7) 式. 光束 OAM 的定义为^[29]

$$M_z = \iint j_z dx dy. \quad (8)$$

图 3 为双模涡旋光束的 OAM 随风向的变化. 由图 3(a) 可知, 在自由空间中, OAM 值不随 θ 变化, 并且传输时 OAM 守恒. 在大气中, OAM 值随对称轴与风的夹角 θ 变化呈现波浪变化, 在一个旋转周期内出现两个峰值, 两次低谷. 特别地, 存在一个最佳角度 ($\theta \approx 20^\circ$), 使 OAM 达到最大值, 且大于自由空间中的 OAM 值. $\theta = 150^\circ$ 时, OAM 最小. 另外, 在 $\theta \approx 50^\circ$ 时, 风速大小对 OAM 值的影

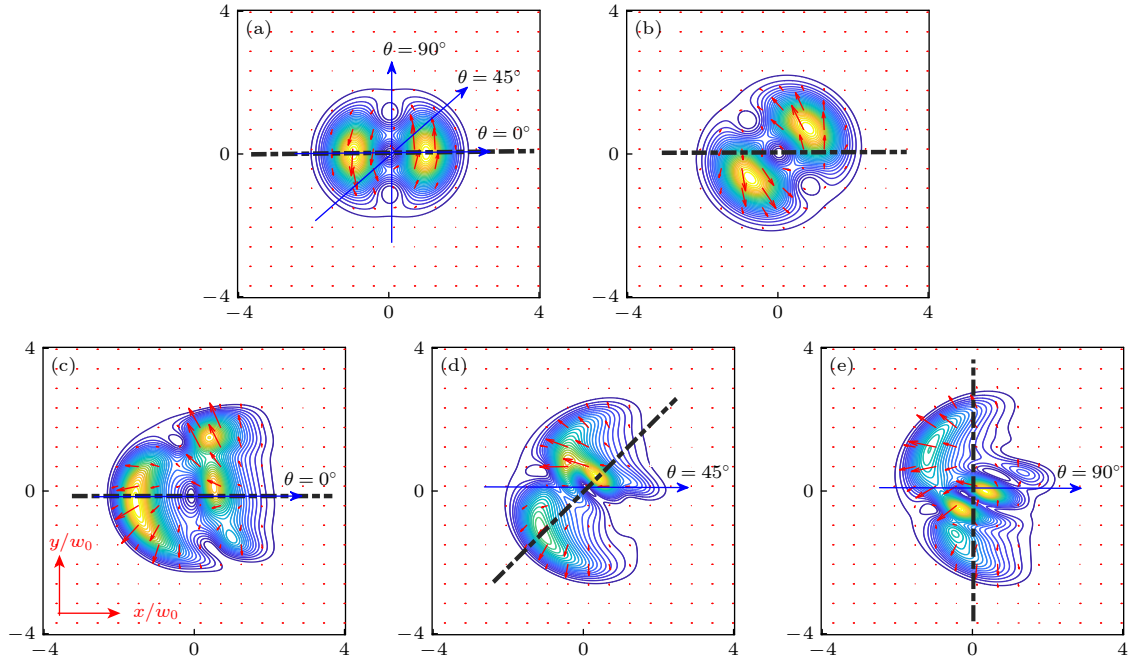

 图 2 $l_1 = 1, l_2 = 3$ 时, 横截面的光强和能流分布 (a) 源平面; (b) 自由空间; (c) 在大气中

Fig. 2. Beam intensity and energy flow distributions at cross section at $l_1 = 1$ and $l_2 = 3$: (a) Source plane; (b) free space; (c) in the atmosphere.

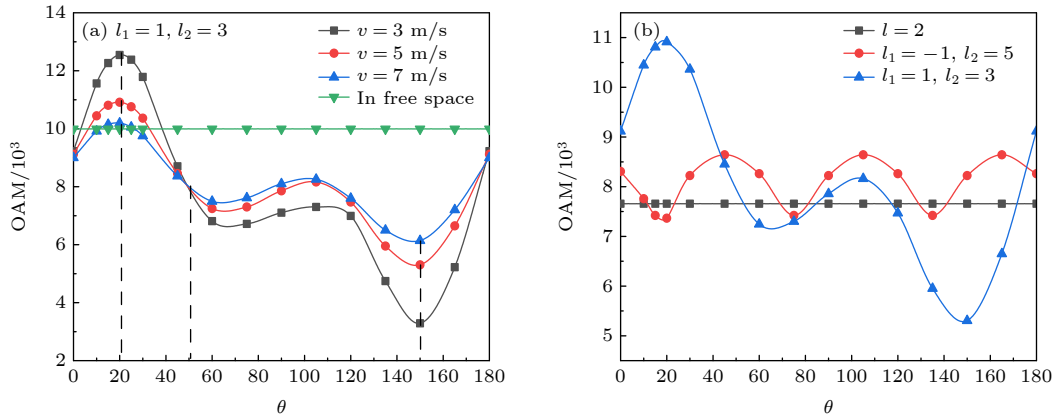

 图 3 双模涡旋光束的 OAM 随 θ 变化 (a) $l_1 = 1, l_2 = 3$ 时, 不同风速; (b) $v = 3$ m/s 时, 不同模式

Fig. 3. OAM of dual-mode vortex beams versus θ : (a) Different wind speeds at $l_1 = 1$ and $l_2 = 3$; (b) different modes at $v = 3$ m/s.

响会发生反转. 即: 在 $0 < \theta < 50^\circ$ 时, 风速越小, 热晕效应越强, OAM 的值越大, 热晕效应促进了 OAM 的增大. 但是, 当 $50^\circ < \theta < 180^\circ$ 时, 风速越小, OAM 的值越小, 热晕效应使得 OAM 衰减. 图 3(b) 在初始 OAM 相同的情况下, 比较了双模涡旋光束和单模涡旋光束的 OAM 随 θ 的变化. 可以看出, 在 θ 取一定值时, 双模涡旋光束 OAM 值可以大于单模光束的, 比如: 由 $l_1 = 1$ 和 $l_2 = 3$ 两束子光束叠加的双模涡旋光束的 OAM 在 $0 < \theta < 50^\circ$ 高于单模的. $l_1 = -1$ 和 $l_2 = 5$ 模式叠加后, 在 60° 的旋转周期里, 双模涡旋光束的 OAM 除了

$10^\circ < \theta < 25^\circ$ 以外都高于单模光束的. 由以上分析可见, 在一定风向角度下, 双模涡旋光束 OAM 衰减量更小, 甚至获得大于源平面处的 OAM 以及单模光束的, 更有利于光通信.

为了深入分析上述 OAM 增大或者减小的原因, 图 4 给出了 $\theta = 20^\circ$ 和 $\theta = 150^\circ$ 的 OAM 密度 (图 4(a)–(d)) 和能流分布 (图 4(e)–(h)). 由图 3(a) 和图 3(b) 可知, 在 $\theta = 20^\circ$ 时大气中的 OAM 密度正区域的最大值是自由空间的 3 倍多, 因此, 总 OAM 增大. 从能流方面分析: 热晕效应会导致光束向来风方向 (向左) 偏折, 即能流有向左流动的

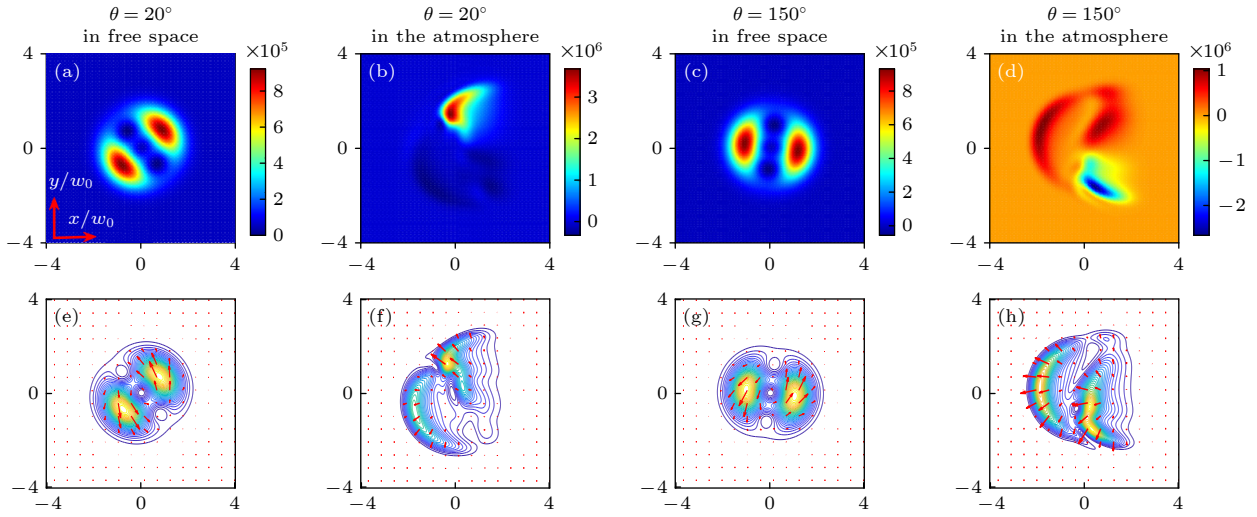


图4 $l_1 = 1, l_2 = 3, v = 3 \text{ m/s}$ 时, OAM 密度 (a)–(d) 和能流分布 (e)–(h)

Fig. 4. OAM density (a)–(d) and energy flow distribution (e)–(h) at $l_1 = 1, l_2 = 3$ and $v = 3 \text{ m/s}$.

趋势,而此时自由空间右上侧光束能流也是向左(图4(e)),热晕效应促进了光束能流旋转,导致了光束右上侧 OAM 密度显著增大.由图4(c)和图4(d)可以看出, $\theta = 150^\circ$ 时的大气中的 OAM 密度出现了部分为负的区域,并且 OAM 密度负区域的最大值几乎达到了正区域最大值的 3 倍,符合 OAM 总值减小的特点.其物理原因是 $\theta = 150^\circ$ 时,自由空间中光束右侧花瓣向右的能流分量占主导(图4(g)),而与热晕效应导致能流向左的趋势相反,即热晕效应抑制了光束能流旋转使得总 OAM 降低(图4(h)).

图5给出了由拓扑荷相差为 2 的子光束叠加的双模涡旋光束的 OAM 随风向 θ 变化.子光束拓扑荷相差为 2 的双模涡旋光束都具有两个花瓣形状的分布.因为光束形态相似,在风控热晕效应影响下,光束的 OAM 随不同 θ 增大或减小的大致规律相同,例如出现两次峰值两次低谷. $l_1 = 1, l_2 = 3$ 模和 $l_1 = 2, l_2 = 4$ 模的光束的最大 OAM 值高于自由空间,但是, $l_1 = 3$ 和 $l_2 = 5$ 模的 OAM 却始终低于自由空间的.这是因为只有在一定风向角度下,热晕效应对 OAM 的增大起促进作用时,双模涡旋光束的 OAM 峰值才有可能超过自由空间中的值.双模涡旋光束模式越高,受热晕效应越弱,而 $l_1 = 3$ 和 $l_2 = 5$ 模的热晕效应较弱不足以使 OAM 的值超过自由空间的值.

图6给出了双模涡旋光束 OAM 随风速的变化.图6(a)可以看出:在 $\theta = 20^\circ$ 时,3 种模式下的 OAM 均随着风速减小而增大,且最终在某个风速

会超过自由空间值.但有趣的是, $l_1 = 1, l_2 = 3$ 模, $l_1 = 2, l_2 = 4$ 模和 $l_1 = 3, l_2 = 5$ 模的光束 OAM 值超过自由空间的临界风速分别为 7.0, 4.0, 2.1 m/s,即模式越高的光束的临界风速反而越小.这是由于模式越高的光束更能抵抗热晕效应.当 $\theta = 20^\circ$ 时,热晕效应促进 OAM 增大,风速越小,热晕效应越强, OAM 越大.所以模式越高的光束需要更小的风速才能使得 OAM 值超过自由空间的值.与之相反,当 $\theta = 150^\circ$ 时,热晕效应抑制 OAM 增大,即风速越小,热晕效应越强, OAM 越小(图6(b)).

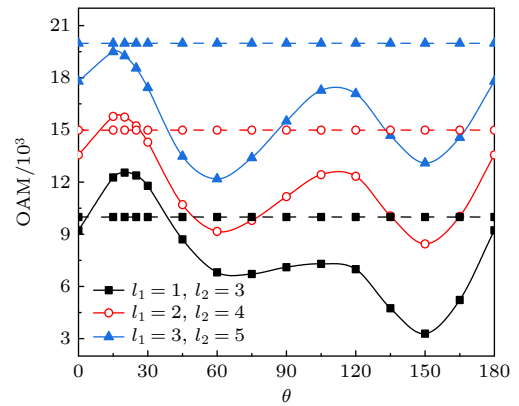


图5 拓扑荷相差为 2 的双模涡旋光束的 OAM 随 θ 变化.实线为大气 ($v = 3 \text{ m/s}$),虚线为自由空间

Fig. 5. OAM of the dual-mode vortex beams with a topological charge difference of 2 versus θ . Solid line is in the atmosphere ($v = 3 \text{ m/s}$), dotted line is in free space.

图7是拓扑荷相差分别为 2, 4, 6 的双模涡旋光束的 OAM 随 θ 的变化图.双模涡旋光束拓扑荷相差 2, 4, 6 意味着光束在源平面光强分布为 2, 4,

6 个花瓣. 图 7 显示子光束拓扑荷相差越大的双模涡旋光束的 OAM 在大气传输中随风向的变化越稳定, 并且 OAM 值大小随风向角度具有周期性的变化. 这是因为子光束拓扑荷差值越大的双模涡旋光束, 该光束的对称轴越多, 沿着对称中心旋转一

周, 能与原光斑重合多次, 因此其 OAM 值具有周期性, 并且随风向的变化更稳定.

5 位错奇点演化

涡旋光束具有相位奇点, 奇点处的相位具有不确定性且光强为 0, 可以定义为^[30]

$$\text{Re}[E(x, y, z)] = 0, \quad \text{Im}[E(x, y, z)] = 0, \quad (9)$$

其中 $\text{Re}[\cdot]$ 为取其实部. 将两束拓扑荷相反的涡旋光束叠加, 其光强为零且相位不确定的位置是一条直线, 相位越过这条线有 π 的变化^[31], 可以称之为线刃型位错线, 即光场的实部为零和虚部为零的位置是重合的一条线. 在热晕效应影响下位错线呈现怎样的演化情况呢?

图 8 为在自由空间和大气传输中 $l_1 = 1, l_2 = -1$ 模叠加后的位错线与风向夹角不同的演化情况, 其中蓝色箭头表示风的方向, 红色实线和黑色虚线分别表示光场实部和虚部等于零的位置. 研究发现, 线刃型位错线的演化和风向有关. 当风向与位错线方向垂直时, 线刃型位错线消失 (图 8(a2), (a3)); 当风向和位错线的方向一致时, 位错线一直保持不变 (图 8(c2), (c3)); 当风向与位错线的夹角是其他角度时, 线刃型位错线消失演化为一对涡旋奇点 (图 8(b2), (b3)).

为深入分析热晕效应对线刃型位错线演化影响的原因, 图 9 给出了拓扑荷数为 $l_1 = 1, l_2 = -1$ 模叠加的双模涡旋光束在不同风向下横截面的能流图. 由图 9(a) 可见此模式的双模涡旋光束初始光强分布为两个花瓣, 且携带的总 OAM 为零, 在自由空间中传输时不发生旋转. 定义风向与线刃型位错线 (红色虚线, 假设向上为正轴) 夹角为 φ . 图 9(b)–(d) 分别是图 8(a3)–(c3) 对应的光强和能流图. 当风向与位错线方向垂直时 ($\varphi = 90^\circ$), 右侧光斑能流向左侧移动, 导致原来光强为零的竖线消失 (图 9(b)). 当风向和位错线的方向一致时 ($\varphi = 0^\circ$), 热晕效应不会使能流在两个花瓣之间流动, 并没有改变光强为零的位置, 光强分布依然是分为两个部分 (图 9(d)), 因此位错线始终存在. 当风向与位错线是其他夹角时, 能流向着左上方移动 (图 9(c)), 填充了左上方光强为零的位置, 右下方依然存在光强为零的地方, 即出现涡旋对. 本节研究的线刃型位错奇点在不同风向的大气中演化对激光通信具有重要理论指导意义.

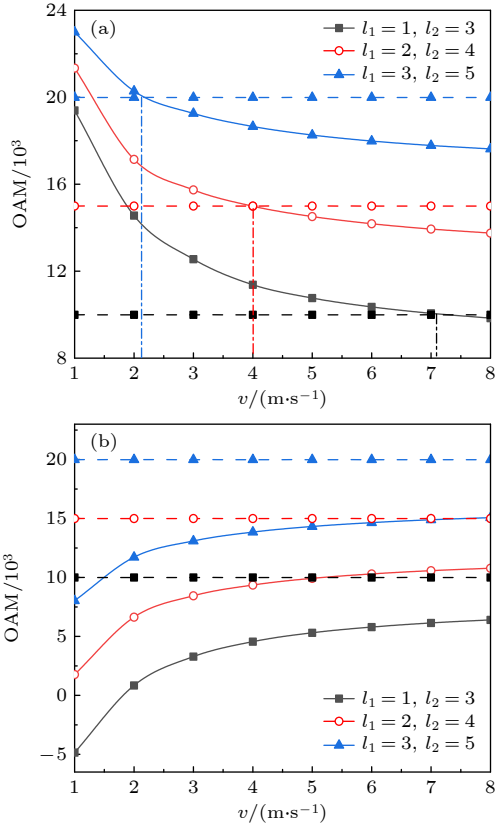


图 6 双模涡旋光束的 OAM 随风速的变化. 实线为大气, 虚线为自由空间 (a) $\theta = 20^\circ$; (b) $\theta = 150^\circ$

Fig. 6. OAM of dual-mode vortex beams as a function of wind speed. Solid line is in the atmosphere, dotted line is in free space: (a) $\theta = 20^\circ$; (b) $\theta = 150^\circ$.

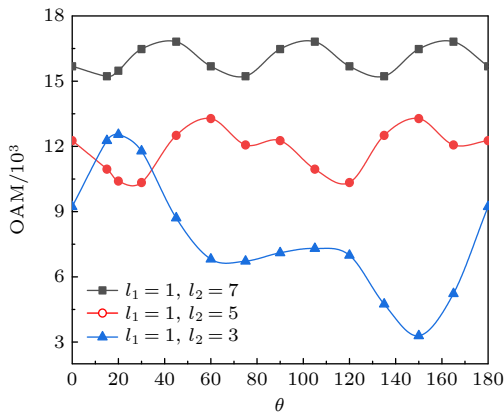


图 7 $v = 3 \text{ m/s}$ 时, 不同双模涡旋光束的 OAM 随 θ 变化
Fig. 7. OAM of different dual-mode vortex beams versus θ at $v = 3 \text{ m/s}$.

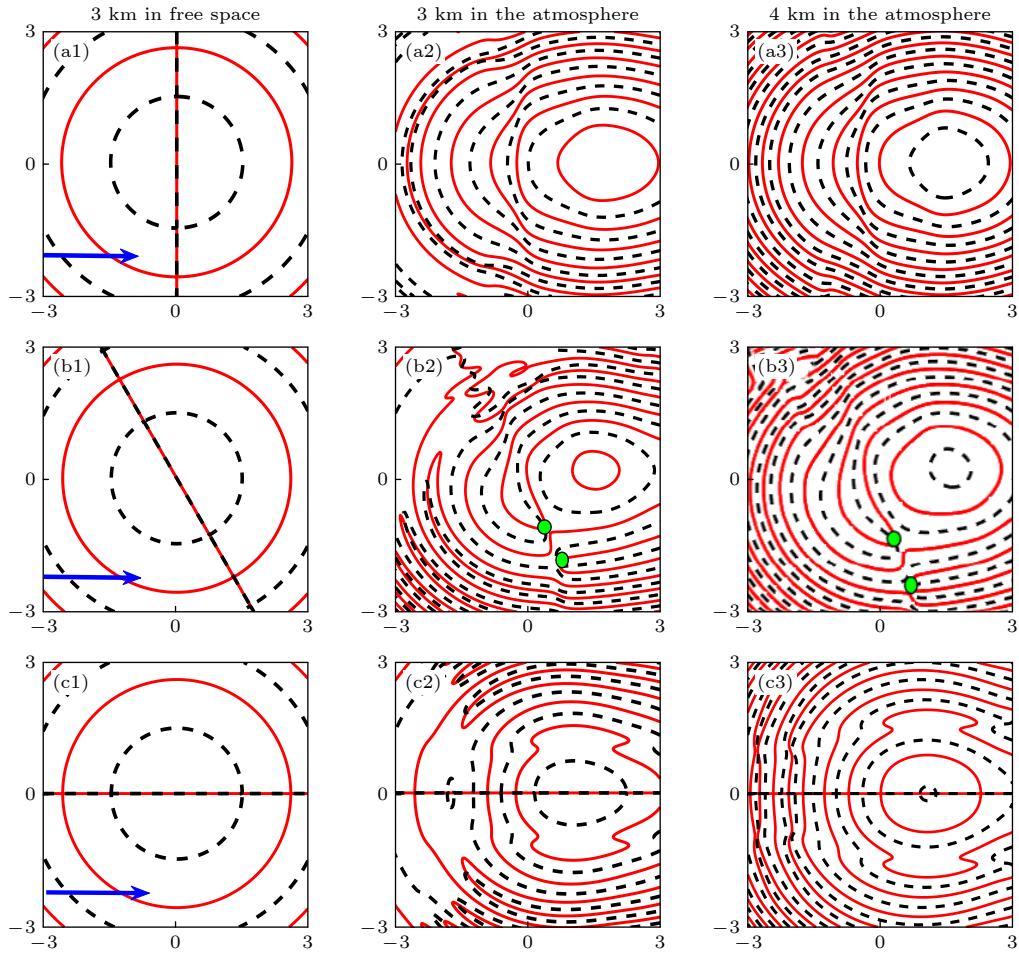

 图 8 $l_1 = 1, l_2 = -1$ 时, 线刃型位错奇点在自由空间和大气中的演化

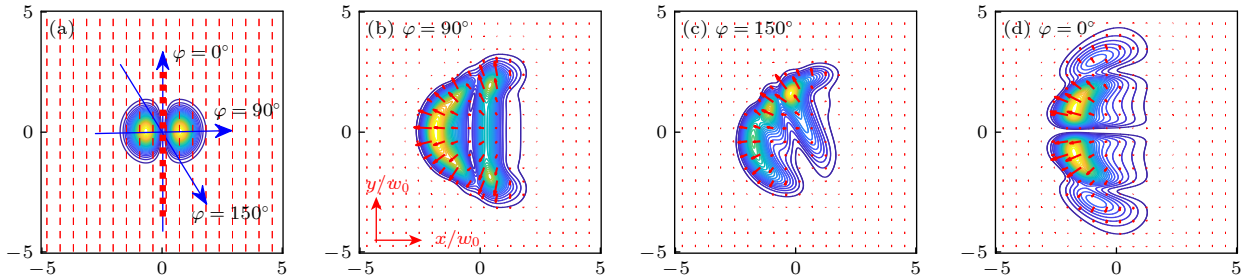
 Fig. 8. Evolution of linear edge dislocation singularity in free space and in the atmosphere at $l_1 = 1$ and $l_2 = -1$.

 图 9 $l_1 = 1, l_2 = -1$ 时, 风向不同的双模涡旋光束横向能流图

 Fig. 9. Transverse energy flow of dual-mode vortex beams under different wind direction, $l_1 = 1$ and $l_2 = -1$.

6 结 论

本文研究了不同风向和风速下大气热晕效应对双模涡旋光束 OAM 和相位奇异性的影响. 研究发现, 热晕效应对 OAM 的影响与风向密切相关. 在一定风向角度下, 热晕效应对 OAM 的增大起到促进作用, 如子光束拓扑荷差值为 2 的双模涡旋光束, 在风向与光束夹角为 $0 < \theta < 50^\circ$ 时, 风速越

小, OAM 值越大, 并且存在最佳角度 ($\theta \approx 20^\circ$) 使 OAM 达到最大, 且大于自由空间中的 OAM 值. 模式越高的光束需要更小的风速才能使得 OAM 值超过自由空间中的值. 特别地, 在一定风向角度下, 热晕效应使得双模涡旋光束的 OAM 值超过单模光束的值, 可见在光通信领域中双模涡旋光束有一定的优势. 另外, 双模涡旋光束两个子光束拓扑荷差值越大, 花瓣数越多, 在大气传输中不同风向的热晕效应影响下, 其 OAM 值越稳定.

另一方面, 还研究了风控热晕效应对线刃型位错奇点演化的影响, 结果表明, 线刃型位错奇点和风向垂直时, 位错线消失; 线刃型位错奇点和风向平行时, 位错线始终存在; 线刃型位错奇点和风向夹角为其他角度时, 位错线会演化为光学涡旋对. 本文所得的结论对激光大气传输和光通信领域具有理论指导意义. 值得指出的是, 激光在大气中传输会引发多种线性和非线性效应. 通常, 大气湍流被认为是线性效应, 热晕效应是非线性效应. 大气湍流效应与热晕效应是互相耦合的, 如湍流会使光束扩展, 功率密度降低, 致使热晕效应减小等. 激光大气传输是一个非常复杂的问题, 本文暂时只考虑了热晕效应, 而热晕和湍流的综合效应对双模涡旋光束 OAM 和相位奇异性的影响是非常值得进一步研究的课题.

参考文献

- [1] Andrews L C, Phillips R L 2005 *Laser Beam Propagation Through Random Media* (2nd. Ed.) (Bellingham: SPIE Press) pp478–479
- [2] Sprangle P, Hafizi B, Ting A, Fischer R 2015 *Appl. Opt.* **54** F201
- [3] Jabczyński J K, Gontar P 2021 *Def. Technol.* **17** 1160
- [4] Rubenchik A M, Fedoruk M P, Turitsyn S K 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 233902
- [5] Liu X Y, Qian X M, He R, Liu D D, Cui C L, Fan C Y, Yuan H 2021 *Star. Atmosphere* **12** 1315
- [6] Allen L, Beijersbergen M W, Spreeuw R, Woerdman J P 1992 *Phys. Rev. A* **45** 8185
- [7] Simpson N B, Dholakia K, Allen L, Padgett M J 1997 *Opt. Lett.* **22** 52
- [8] Wang J, Yang J Y, Fazal I M, Ahmed N, Yan Y, Huang H, Ren Y X, Yue Y, Dolinar S, Tur M, Alan E 2012 *Nat. Photon.* **6** 488
- [9] Liu Y D, Gao C Q, Gao M W, Qi X Q, Weber H 2008 *Opt. Commun.* **281** 3636
- [10] Gao C Q, Qi X Q, Liu Y D, Weber H 2010 *Opt. Express* **18** 72
- [11] Lin J, Yuan X C, Tao S H, Burge R E 2005 *Opt. Lett.* **30** 3266
- [12] Soskin M S, Gorshkov V N, Vasnetsov M V, Malos J T, Heckenberg N R 1997 *Phys. Rev. A* **56** 4064
- [13] Huang S J, Gu T T, Miao Z, He C, Wang T Y 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 244103 (in Chinese) [黄素娟, 谷婷婷, 缪庄, 贺超, 王廷云 2014 物理学报 **63** 244103]
- [14] Ke X Z, Zhao J 2019 *Optik* **183** 302
- [15] Liu Y X, Zhang K N, Chen Z Y, Pu J X 2019 *Optik* **181** 571
- [16] Nong L Y, Ren J J, Guan Z W, Wang C F, Ye H P, Liu J M, Li Y, Fan D Y, Chen S Q 2022 *Opt. Express* **30** 27482
- [17] Smith D C 1977 *P. IEEE* **65** 1679
- [18] Ji X L, Eyyuboglu H T, Ji G M, Jia X H 2013 *Opt. Express* **21** 2154
- [19] Zhao L, Wang J, Guo M J, Xu X, Qian X M, Zhu W Y, Li J 2021 *Opt. Laser Technol.* **139** 106982
- [20] Maxim A M, Evgeny V D, Rafael A V 2010 *Opt. Lett.* **35** 670
- [21] Qiu D, Tian B Y, Ting H, Zhong Z Q, Zhang B 2021 *Appl. Opt.* **60** 8458
- [22] Zhong Z Q, Zhang X, Zhang B, Yuan X 2023 *Acta Phys. Sin.* **72** 064204 (in Chinese) [钟哲强, 张翔, 张彬, 袁孝 2023 物理学报 **72** 064204]
- [23] Vaity P, Singh R P 2011 *Opt. Lett.* **36** 2994
- [24] Gebhardt F G 1990 *Proc. SPIE* **122** 2
- [25] Li Y K, Chen D Q, Xu X S, Zhang X W 1993 *Atmospheric Propagation and Remote Sensing II* **1968** 424
- [26] Strohbehn J W 1978 *Laser Beam Propagation in the Atmosphere* (Springer) p224
- [27] Fleck J A, Morris J R 1976 *Appl. Phys.* **10** 2
- [28] Litvin I A 2012 *J. Opt. Soc. Am. A* **29** 901
- [29] Liang G, Wang Y Q, Guo Q, Zhang H C 2018 *Opt. Express* **26** 8084
- [30] Indebetouw G 1993 *J. Mod. Optic.* **40** 73
- [31] Soskin M S, Vasnetsov M V 2001 *Singular Optics* (Netherlands: Progress in Optics) **42** 219

Influence of wind-dominated thermal blooming on orbital angular momentum and phase singularity of dual-mode vortex beams^{*}

Xu Meng-Min Li Xiao-Qing[†] Tang Rong Ji Xiao-Ling

(College of Physics and Electronic Engineering, Sichuan Normal University, Chengdu 610068, China)

(Received 27 April 2023; revised manuscript received 21 May 2023)

Abstract

The effects of thermal blooming on orbital angular momentum (OAM) and phase singularity of dual-mode vortex beams under different wind directions and wind speeds are studied in this paper. Owing to the different symmetries of dual-mode vortex beams superimposed by different modes, the effects of thermal blooming on them depend on not only wind speed, but also wind direction. Based on the scalar wave equation and the hydrodynamic equation, a four-dimensional (4D) computer code to simulate the time-dependent propagation of dual-mode vortex beams in the atmosphere is devised by using the multiphase screen method and finite difference method. It is found that for a certain wind direction, the value of OAM increases with the wind speed decreasing because the thermal blooming becomes more serious, i.e. the thermal blooming effect promotes the OAM of dual-mode vortex beam to grow. For example, when the angle between the wind direction and the beam is $0 < \theta < 50^\circ$, the OAM of the dual-mode vortex beams with a topological charge difference of 2 increases with wind speed decreasing, and there is an optimal angle ($\theta \approx 20^\circ$) to maximize OAM. Therefore, for a certain wind direction and wind speed, the OAM of dual-mode vortex beam propagating in the atmosphere can be larger than that in free space, and can be larger than the OAM of single-mode vortex beam. The dual-mode vortex beam with higher modes requires smaller wind speed to make its OAM larger than the OAM in free space. In addition, the larger the difference in topological charge between the two element beams of a dual-mode vortex beam, the more stable the OAM of the dual-mode vortex beam is. On the other hand, the evolution of linear edge dislocation singularity under atmospheric thermal blooming is also investigated in this paper. When the wind direction is perpendicular to the dislocation line, the linear edge dislocation singularity disappears. If the wind direction is parallel to the dislocation line, the linear edge dislocation singularity always exists. At other angles, the linear edge dislocation singularity will evolve into optical vortex pairs. The results obtained in this paper have a certain reference value for the propagation of lasers in the atmosphere and optical communication.

Keywords: dual-mode vortex beam, wind-dominated thermal blooming, orbital angular momentum, linear edge dislocation singularity

PACS: 42.60.Jf, 42.65.-k, 42.68.Ay, 42.68.-w

DOI: 10.7498/aps.72.20230684

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 61775152, 61505130) and the Natural Science Foundation of Sichuan Province, China (Grant No. 2022NSFSC1836).

[†] Corresponding author. E-mail: lixiaoqing912@sicnu.edu.cn



风控热晕对双模涡旋光束大气传输的轨道角动量和相位奇异性的影响

徐梦敏 李晓庆 唐荣 季小玲

Influence of wind-dominated thermal blooming on orbital angular momentum and phase singularity of dual-mode vortex beams

Xu Meng-Min Li Xiao-Qing Tang Rong Ji Xiao-Ling

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 72, 164202 (2023) DOI: 10.7498/aps.72.20230684

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230684>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

基于平面相控阵的轨道角动量涡旋电磁波扫描特性

Beam steering of orbital angular momentum vortex wave based on planar phased array

物理学报. 2021, 70(23): 238401 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20211119>

利用衍射光栅探测涡旋光束轨道角动量态的研究进展

Progress of detecting orbital angular momentum states of optical vortices through diffraction gratings

物理学报. 2018, 67(3): 034201 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20171899>

海洋湍流对光子轨道角动量量子通信的影响

Effects of ocean turbulence on photon orbital angular momentum quantum communication

物理学报. 2022, 71(1): 010304 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211146>

长周期多芯手征光纤轨道角动量的调制

Modulation of orbital angular momentum in long period chirally-coupled-cores fiber

物理学报. 2019, 68(6): 064211 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20182036>

基于双层超表面的宽带、高效透射型轨道角动量发生器

Wideband and high efficiency orbital angular momentum generator based on bi-layer metasurface

物理学报. 2021, 70(3): 038101 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20200975>

大气湍流信道中聚焦涡旋光束轨道角动量串扰特性

Effect of atmospheric turbulence on orbital angular momentum crosstalk of focused vortex beams

物理学报. 2020, 69(14): 144203 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200243>