

大气湍流和热晕综合效应下旋转光束的传输特性*

钟哲强¹⁾ 张翔²⁾ 张彬^{1)†} 袁孝²⁾

1) (四川大学电子信息学院, 成都 610064)

2) (苏州大学光电科学与工程学院, 苏州 215006)

(2022年8月8日收到; 2022年12月13日收到修改稿)

旋转光束指的是一类由拓扑荷数不同的涡旋光束经外差干涉产生的, 光强、相位或偏振随时间快速旋转的新型光束. 旋转光束在大气通道传输时因其光场随时间快速旋转可遍历大气传输路径上的不均匀性, 使得大气湍流和热晕等效应引起的相位畸变在旋转方向得到匀滑, 从而达到改善光束质量, 提升光束质心稳定性的目的. 在考虑大气湍流和热晕综合效应的情况下, 建立了旋转光束在大气的传输模型, 分析了旋转光束如何缓解大气湍流和热晕效应的物理机制. 在此基础上, 进一步分析了光束旋转频率和子光束功率比值, 以及大气湍流和热晕强度等对旋转光束大气传输特性的影响及规律, 从而为激光大气工程应用提供参考.

关键词: 大气湍流, 热晕, 旋转光束, 传输特性

PACS: 42.68.Bz, 94.20.Bb, 42.25.Bs, 42.60.-v

DOI: 10.7498/aps.72.20221597

1 引言

如何克服大气湍流、热晕等效应引起的光束漂移、扩展和闪烁等现象^[1,2], 一直是激光大气工程应用领域的核心问题. 大气介质时空分布的不均匀性和各向异性会导致光束质量退化^[3], 而热晕^[4-6]则是一种由于大气介质对光束能量的吸收而导致的“负透镜效应”. 长期以来, 研究人员主要采用自适应光学技术^[7]来抑制大气扰动带来的光束质量退化. 然而, 受限于系统造价和复杂度, 自适应光学技术多应用于天文望远镜和显微成像^[8]等. 近年来, 以涡旋光束、贝塞尔光束、艾里光束为代表的空间结构光束^[9], 因其无衍射、自愈等特性为改善激光大气传输特性提供了新的解决思路和途径. 然而, 空间结构光束的传输性能随着传输距离的增大也逐步退化. 因此, 发展抗大气湍流和热晕效应的新型光束及其调控手段仍是研究热点之一.

在文献^[10, 11]所提出的利用旋转光束缓解大

气湍流方案中, 通过使用相位快速旋转的光束, 可在湍流特征时间范围内使其遍历大气通道横截面内的非均匀性和各向异性, 使激光束的光束质量得到显著提高. 这一相位快速旋转的光束可由拓扑荷数不同的涡旋光束经外差干涉产生, 其旋转频率与外差频率相同. 在泰勒湍流冻结假设^[12]下, 当旋转光束的旋转周期远小于湍流特征时间时可认为大气介质保持不变, 则旋转光束在湍流特征时间尺度内可遍历大气介质, 使得大气介质对光束引入的相位畸变在旋转方向(角向)得到有效匀滑, 显著提升激光束的质心稳定性. 本文进一步针对大气湍流和热晕综合效应下旋转光束的传输特性进行研究, 分析了旋转频率、子光束功率比值、湍流和热晕强度等因素的影响及规律, 从而为高能旋转光束的大气工程应用提供参考.

2 理论模型

为对旋转光束在大气湍流和热晕综合效应下

* 国家自然科学基金(批准号: 61905167)和国家重大专项应用基础项目(批准号: JG2020376)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: zhangbinff@sohu.com

的传输特性进行分析, 首先建立了旋转光束模型, 然后介绍了所采用的大气湍流模型和热晕模型, 并阐述了相关计算过程.

2.1 旋转光束模型

在泰勒湍流冻结假设中, 大气湍流的特征变化时间在数毫秒至数十毫秒量级 [13–15], 则对于一个旋转周期远小于大气湍流特征时间的光束而言, 这一假设仍是成立的. 由此, 可认为对于这样一类旋转光束, 在大气介质发生扰动前, 旋转光束已经在大气介质中传输了一段距离. 进一步结合分步傅里叶方法的思想, 旋转光束在大气介质中的传输行为可分为: 畸变、旋转和衍射, 如此反复, 如图 1 所示. 因为旋转光束的旋转周期远远小于大气湍流的特征时间, 所以旋转光束可遍历大气介质横截面的不均匀性, 使得其相位在旋转方向 (角向) 得到匀滑, 从而使光束质量显著改善, 质心稳定性明显提高.

旋转光束可由两束具有不同拓扑荷数 $l_{a,b}$ 的涡旋光束经外差干涉产生, 经电光调制 [16] 或声光调制 [17] 等调制后, 两涡旋光束的中心圆频率分别为 $\omega_{a,b}$, 则其合成光场可表示为

$$\begin{aligned}
 E_r(r, t) &= A_1 \left(\frac{r}{\sigma}\right)^{|l|} \exp\left(-\frac{r^2}{\sigma^2}\right) \exp(i\omega_a t + ik_a z + il_a \varphi) \\
 &\quad + A_2 \left(\frac{r}{\sigma}\right)^{|l|} \exp\left(-\frac{r^2}{\sigma^2}\right) \exp(i\omega_b t + ik_b z - il_b \varphi) \\
 &= A_1 \left(\frac{r}{\sigma}\right)^{|l|} \exp\left(-\frac{r^2}{\sigma^2}\right) \exp(i\omega_a t + ik_a z + il_a \varphi) \\
 &\quad \times \{1 + \exp[i\Delta\omega t + i\Delta k z - i(l_b - l_a)\varphi]\}, \quad (1)
 \end{aligned}$$

式中, $A_{1,2}$ 分别为子光束的振幅, 且假定 $A_1 = A_2$; $r = (x^2 + y^2)^{1/2}$; σ 为束宽; $\omega_{a,b}$ 为中心圆频率; $k_{a,b}$ 为波矢; $l_{a,b}$ 为拓扑荷数; $\varphi = \arg(x + iy)$ 为相位; 中心圆频率差 $\Delta\omega = \omega_a - \omega_b$, $\Delta k = \Delta\omega/c$.

根据 (1) 式, 当振幅比 $A_1:A_2 = 1:1$ 时, 合成光束的光强和相位分布分别为

$$I_r(r, t) \propto \cos[\Delta\omega t + \Delta k z - 2(l_b - l_a)\varphi], \quad (2)$$

$$\Phi_r(r, t) = \Delta\omega t + \Delta k z - 2(l_b - l_a)\varphi. \quad (3)$$

根据 (2) 式和 (3) 式, 合成光束的光强和相位分布都是时空耦合的, 表现为其分布同时随时间和空间发生变化, 且变化周期取决于外差频率. 值得指出的是, 两束涡旋光束的外差干涉可由电光调

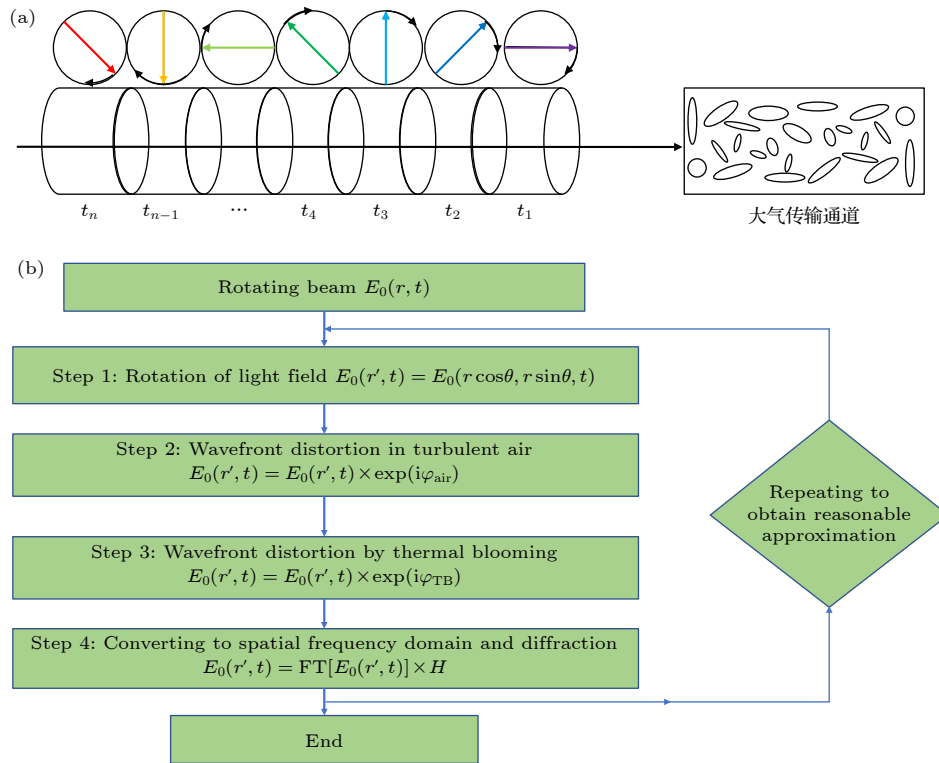


图 1 (a) 旋转光束经大气介质传输示意图; (b) 旋转光束传输计算流程

Fig. 1. (a) Schematic illustration of rotating beam propagating in atmosphere; (b) calculation process of propagation of rotating beam.

制、声光调制等多种调制方式实现, 因而其旋转周期可从数秒至数皮秒, 具有极大的灵活性.

2.2 大气湍流和热晕模型

如图 1(b) 所示, 在综合考虑大气湍流和热晕综合作用下, 旋转光束的传输仍是基于多层相位屏法模拟光束在随机介质中的传输过程: 1) 将传输路径进行等分; 2) 在每个等分路径中插入具有大气湍流和热晕所导致畸变相位的相位屏; 3) 旋转光束旋转角度 θ , 旋转角度取决于光束旋转频率^[10]; 4) 旋转之后的光束依次湍流相位屏、热晕相位屏; 5) 计算得到其在湍流和热晕作用后的靶面光强分布. 其中, 湍流相位屏 φ_{air} 由功率谱反演法获得, 热晕引入的相位屏 φ_{TB} 则由流体力学方程获得.

在分析大气湍流对旋转光束影响时, 以 Kolmogorov 谱为例表征大气湍流引起的折射率起伏, 进而利用功率谱反演法获得大气随机扰动相位, 从而对旋转光束在大气湍流影响下的传输特性进行分析. Kolmogorov 相位谱^[18] 可表示为

$$\phi(\kappa) = 0.033C_n^2\kappa^{-11/3}, \quad (4)$$

式中, κ 为空间波数; C_n^2 为表征湍流强度的折射率结构参数, 当 C_n^2 从 $10^{-17} \text{ m}^{-2/3}$ 增大至 $10^{-13} \text{ m}^{-2/3}$ 时, 湍流强度逐渐增强.

在分析热晕对旋转光束影响时, 由于大气对激光的吸收会加热传输路径上的大气介质, 使其密度和折射率减小, 导致折射率产生非均匀分布, 进而对路径中的激光束产生类似于负透镜效果的相位调制. 大气密度变化与折射率的变化关系^[19] 为

$$\frac{n^2}{n_0^2} - 1 \approx 2(n_0 - 1)\frac{\rho_1}{\rho_0}, \quad (5)$$

(5) 式表征的是大气折射率与密度的关系, ρ_1 和 ρ_0 分别是有扰动的介质密度和无扰动的介质密度, n_0 为初始大气折射率.

在等压近似下, 大气的流体力学方程^[20] 表示为

$$\frac{\partial \rho_1}{\partial t} + v \cdot \nabla \rho_1 = -C\alpha I, \quad (6)$$

式中, α 是吸收系数, v 是流速, C 是常数. 对于气体介质, $C = (\gamma - 1)/c_s^2$, 其中, c_s 是声速, γ 是定压比热容和定容比热容的比值. 激光束传输距离 z 后的光强变为 $I = I_0 \exp(-\alpha z)$, I_0 为旋转光束的初始光强分布.

为了获得由热晕引起的相位调制, 使用有限差分法来求解流体力学方程. 假设流速 v_x 沿 x 轴, 则 (6) 式用差分法展开为

$$\begin{aligned} & [\rho_1(x, y, t + \Delta t) - \rho_1(x, y, t)]/\Delta t \\ & + v_x \frac{\rho_1(x, y, t + \Delta t) - \rho_1(x - \Delta x, y, t + \Delta t)}{\Delta x} \\ & = -CI. \end{aligned} \quad (7)$$

进一步化简可得

$$\begin{aligned} & \rho_1(x, y, t + \Delta t) \\ & = \left[\rho_1(x, y, t) + \frac{v_x \Delta t}{\Delta x} \rho_1(x - \Delta x, y, t + \Delta t) - \Delta t C \alpha I \right] \\ & \times \frac{\Delta x}{\Delta x + v_x \Delta t}. \end{aligned} \quad (8)$$

联立 (5), (6) 和 (8) 式可以得到热晕效应作用下的介质折射率 n , 进而获得由热晕效应引起的相位畸变.

在建立旋转光束及其大气湍流、热晕模型之后, 如图 1 所示, 旋转光束在传输距离 z 方向可分为多个时间切片, 每一个时间切片的子光束同步旋转而仅仅初始旋转方向不同, 因而对于每一个子光束而言, 只要旋转周期远小于湍流特征时间, 则均能够遍历大气湍流引起的不均匀性. 对于热晕而言, 热晕对激光束的相位畸变表现为在较长时间内的累积效应, 因而旋转光束亦能够有效抑制热晕.

由于旋转光束自身快变特性, 为更加准确地反映旋转光束的特征, 采用改进的分步傅里叶算法. 在经典的分步傅里叶算法中, 迭代过程仅考虑相位畸变、衍射, 而在此基础上进一步引入光束旋转步骤, 即相应的迭代过程为: 旋转、相位畸变、衍射^[10].

3 大气湍流和热晕对旋转光束传输特性的影响

在分析大气湍流和热晕对旋转光束传输特性的影响时, 所采用的光束参数为: 中心波长 $\lambda = 1064 \text{ nm}$, 束宽 $\sigma = 7.5 \text{ mm}$, 拓扑荷数 $l_{a, b} = \pm 2$, 功率 $P = 100 \text{ kW}$. 在泰勒湍流冻结假设下, 以湍流特征频率为 250 Hz 为例, 即大气湍流每 4 ms 变化一次, 大气湍流参数为 $C_n^2 = 5 \times 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$, 传输距离为 2 km . 大气热晕相关参数为: 初始折射率 $n_0 = 1.0003$, $\gamma = 1.4$, 声速 $c_s = 340 \text{ m/s}$, 初始空气密度 $\rho_0 = 1.23 \text{ kg/m}^3$, 大气风速 $v = 5 \text{ m/s}$, 吸收系数 $\alpha = 0.75 \times 10^{-5} \text{ m}^{-1}$.

3.1 仅考虑大气湍流效应

首先分析仅考虑大气湍流效应时旋转光束的传输特性, 在入射光功率 $P = 100 \text{ kW}$, 拓扑荷数 $l_{a,b} = \pm 2$, 大气湍流参数为 $C_n^2 = 5 \times 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$, 传输距离为 2 km 不变的情况下, 仅改变束间频率

差, 观察大气湍流效应对旋转光束传输特性的影响. 图 2(a) 为旋转频率分别为 $0, 1000, 3000 \text{ Hz}$ 时, 旋转光束在 $0.0, 0.1, 0.2, 0.3$ 和 0.4 s 时近场瞬时光强分布, 图 2(b)—(d) 则给出了相应的远场质心偏移、远场光斑尺寸 (x 和 y 方向) 随时间的变化规律.

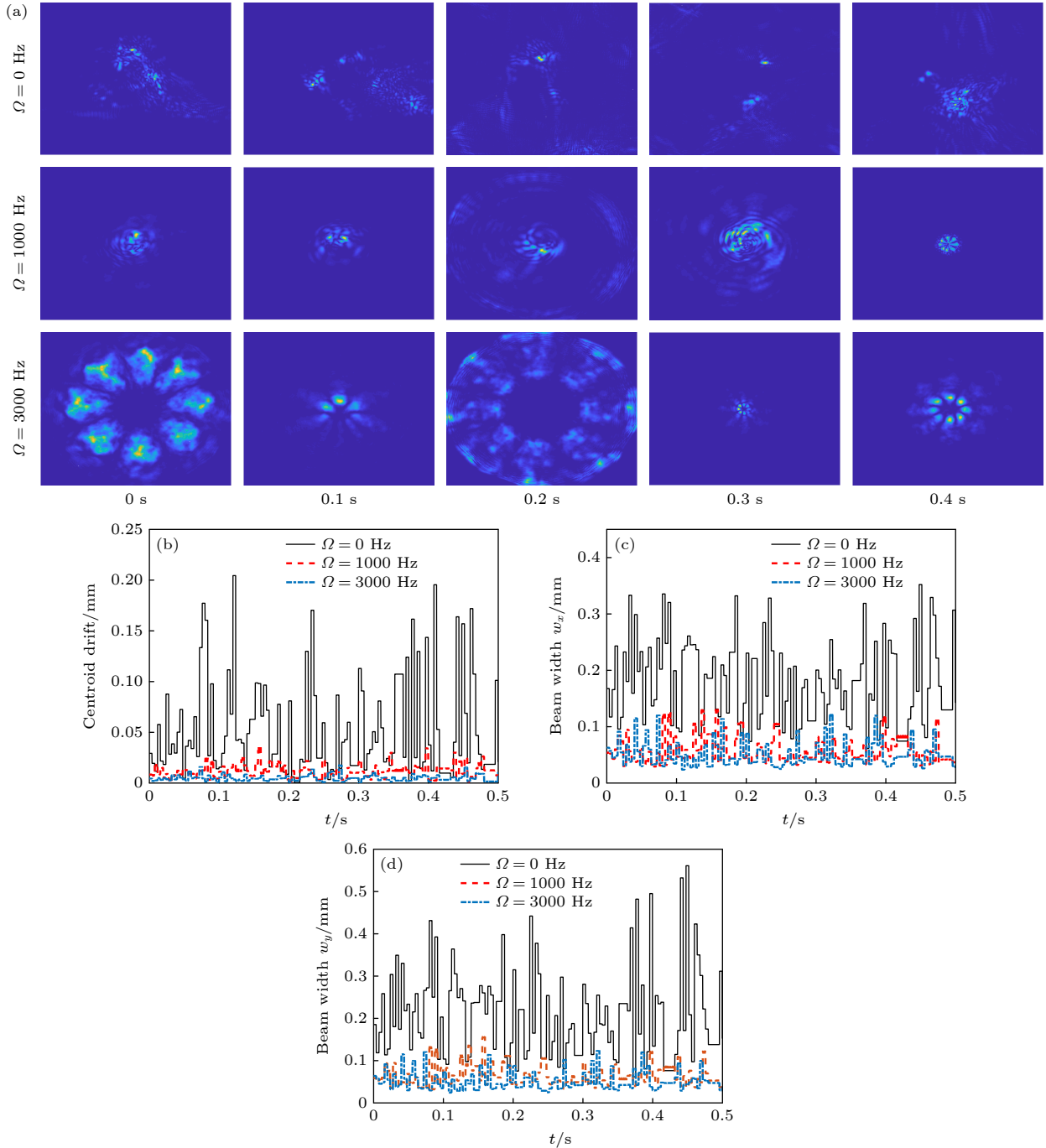


图 2 仅考虑大气湍流 ($C_n^2 = 5 \times 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$) 时, 不同旋转频率的旋转光束在大气介质传输特性 (a) 旋转光束在不同时刻的近场光强分布; (b) 远场质心偏移随时间的变化; (c) 远场光斑尺寸 w_x 随时间变化; (d) 远场光斑尺寸 w_y 随时间变化

Fig. 2. Propagation characteristics of rotation beam with different rotation frequency with only atmospheric turbulence considered: (a) Near-field intensity distributions at different time; (b) far-field centroid drift; (c) far-field beam width in x direction; (d) far-field beam width in y direction.

从图 2(a) 可看出, 当旋转光束的旋转频率为 0 Hz(即光束不旋转) 时, 由于大气湍流引入的相位畸变, 光束光强分布遭到严重破坏, 无法保持其原有光强分布. 当旋转频率为 1000 Hz 和 3000 Hz 时, 尽管在不同时刻近场光斑大小不一致, 但由于光束的快速旋转, 其光强包络在角向方向得到了较好的控制. 这意味着, 旋转光束可抹平角向方向大气湍流引入的相位畸变, 而对径向方向的相位畸变(导致光束展宽) 的平滑作用不大.

值得指出的是, 在仿真湍流对旋转光束的影响时, 采用的是基于 Kolmogorov 相位谱的多层相位屏方法, 而为了突出旋转光束对于大气湍流的抑制效果, 还通过调整参数使湍流屏出现了较大的离焦项, 导致光束出现明显扩散和会聚变化, 如图 2(a) 中第一行所示. 然而, 一旦引入光束旋转之后, 由于光束相位的旋转周期远小于大气湍流特征时间和热晕变化时间, 旋转光束可在特征时间内遍历大气通道横截面内的非均匀性和各向异性, 使得大气介质对光束引入的相位畸变在旋转方向(角向) 得到有效匀滑, 从而表现出对光束质心稳定性的提高. 需要指出的是, 旋转光束对大气介质在径向方向引入的畸变并无效果, 在径向方向会由于旋转引

入旋转对称的类透镜效应, 导致光束产生扩散和会聚现象, 如图 2(a) 第 2 和 3 行所示.

分析图 2(b) 可知, 质心偏移在每一个大气湍流特征时间(4 ms) 变化一次, 这是由于设定的大气湍流特征频率为 250 Hz 决定的. 当旋转光束的旋转频率为 0 Hz(即不旋转) 时, 其质心偏移总体上远远大于旋转频率为 1000 Hz 和 3000 Hz 的旋转光束. 图 2(c) 和图 2(d) 则进一步给出了远场光斑尺寸随时间的变化, 可以看出, 旋转光束可有效地减小远场焦斑, 这是由于光束的旋转可匀滑大气湍流对光束角向方向的相位畸变, 因而可有效减小焦斑尺寸. 随着旋转频率的增大, 质心偏移和远场光斑尺寸进一步得到减小, 因而可根据对质心偏移的要求选择合适的旋转频率. 然而, 当旋转光束过快时, 即其旋转频率远远高于湍流特征时间, 对于时变的大气湍流而言旋转光束表现为“不旋转”, 此时旋转光束对大气湍流的缓解作用将减弱^[10].

3.2 仅考虑热晕效应

在仅考虑热晕效应(激光束总功率为 $P = 100 \text{ kW}$) 时, 在入射光功率 $P = 100 \text{ kW}$, 拓扑荷数为 $l_{a, b} = \pm 2$, 大气湍流参数为 $C_n^2 = 5 \times 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$,

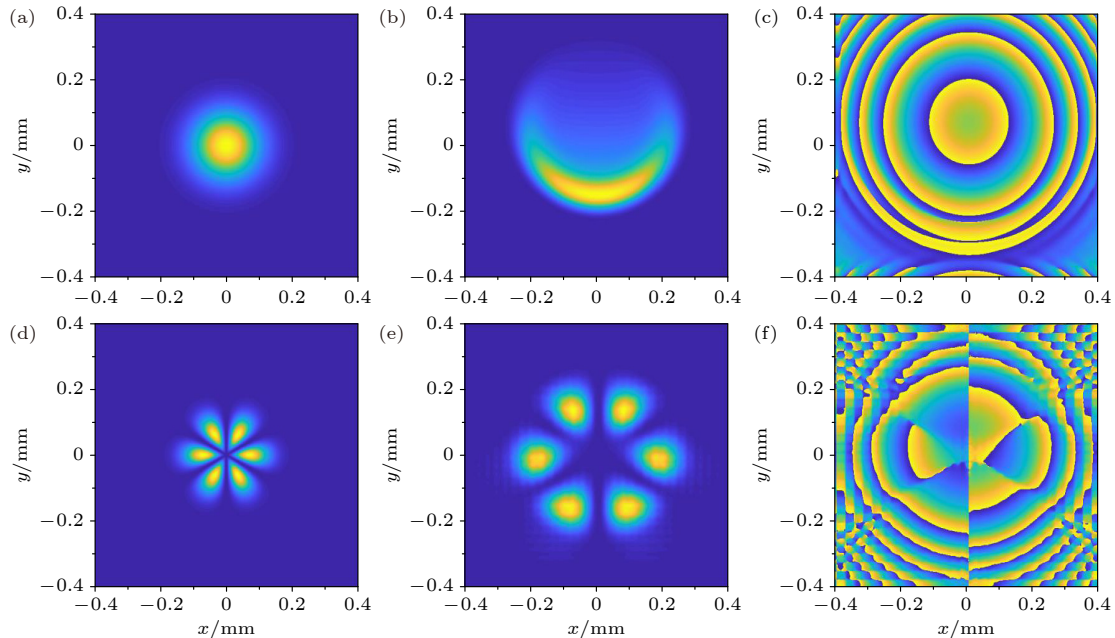


图 3 在仅考虑热晕时, (a) 初始高斯光束及其 (b) 经大气热晕影响后的光强分布, (c) 热晕效应引起的大气相位分布; (d) 初始花瓣状光束及其 (e) 经大气热晕影响后的光强分布, (f) 热晕效应引起的大气相位分布

Fig. 3. Propagation characteristics when only considering thermal blooming effect: (a) Intensity distribution of initial Gaussian beam, (b) intensity distribution of Gaussian beam affected by thermal blooming effect, (c) induced wavefront distribution by thermal blooming; (d) intensity distribution of initial rotating beam with rotation frequency of zero, (e) intensity distribution of rotating beam affected by thermal blooming effect, (f) induced wavefront distribution by thermal blooming.

传输距离为 2 km 不变的情况下, 观察热晕效应对旋转光束传输特性的影响.

图 3 给出了高斯光束和不旋转光束在仅考虑热晕情况下的传输特性. 从图 3(a)—(c) 可以看出, 高斯光束经大气热晕效应后光强呈现“月牙”型光强分布, 而热晕引起的大气相位分布也类似于离焦透镜^[21]. 从图 3(d)—(f) 可以看出, 对于花瓣状光束 (即旋转光束旋转频率为 0 时), 热晕效应引起的大气相位分布呈现为多个花瓣状负透镜构成的, 进而导致其光强分布展宽且偏离中心呈现为弥散的花瓣. 由于热晕效应是由大气对激光能量的吸收导致的负透镜效应, 其负透镜形状取决于入射光强分布, 因而旋转光束的负透镜形状也与传统高斯光束的不一致, 导致其光强变化不一致.

图 4 对比了不同旋转频率 (0, 1000, 3000 Hz) 时, 旋转光束的近场光强分布、远场质心偏移及其焦斑尺寸. 需要指出的是, 由于旋转光束是由两束

拓扑荷数不同的涡旋光束由外差干涉产生, 因而其光强分布呈现“花瓣状”. 在“花瓣状”旋转光束对大气的加热过程中, 与高斯光束不同的是, 将会呈现“花瓣状负透镜”, 因而使得光束的变化规律也与之不同.

从图 4(a) 可以看出, 在旋转频率为 0 Hz 时, 旋转光束随着热晕效应的累积其光强向花瓣中心汇聚. 随着旋转频率的增大, 旋转光束的近场光强分布保持较好. 分析其原因在于: 其一, 旋转光束的旋转导致热量无法在“某一固定路径”较好地累积, 破坏了热晕效应的增长过程; 其二, 一旦光束旋转起来, 各个“花瓣”产生的负透镜也随之旋转, 则在时间积分上来说, 空气对旋转的“花瓣”光束形成类似于环形透镜的作用, 而环形透镜由于其对称性将不会对近场光强分布产生较大的影响. 在图 4(b) 和图 4(c) 中, 远场质心偏移和焦斑尺寸则随着旋转频率的增大显著减小, 进一步验证了旋转光束对热晕效应的缓解效果.

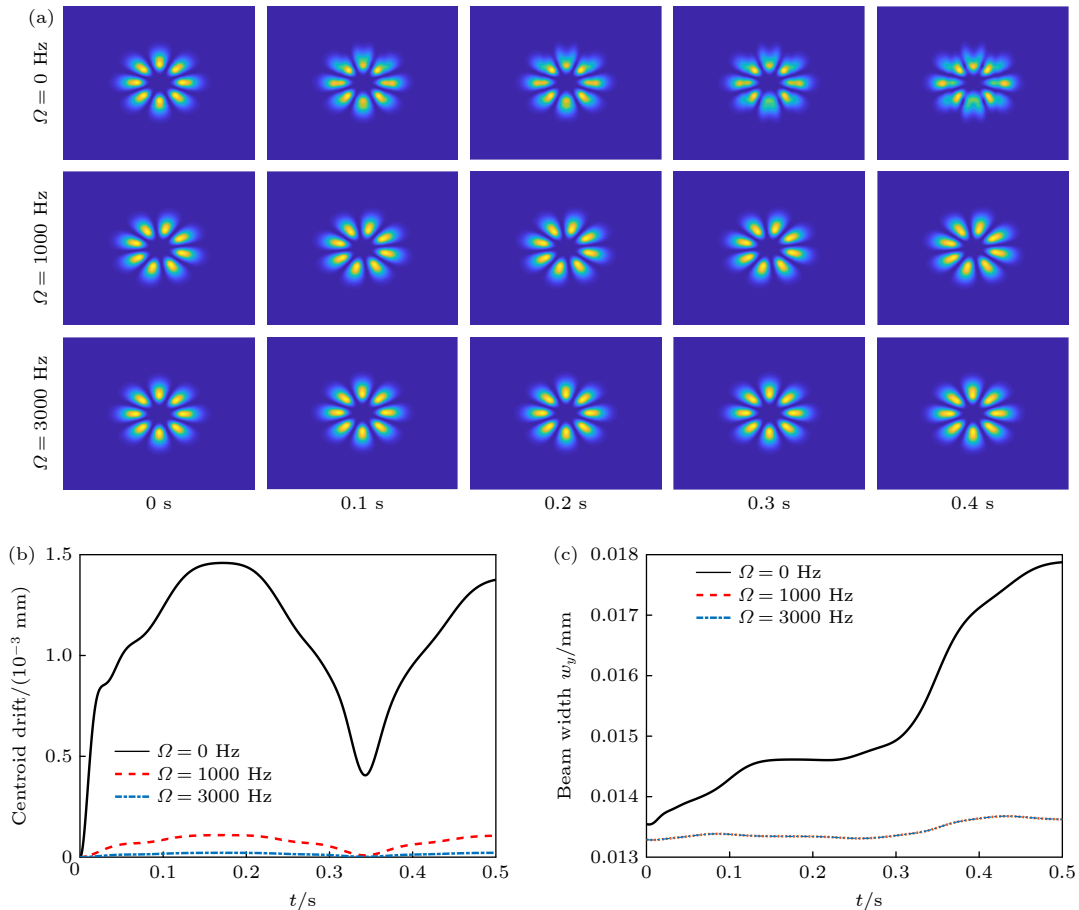


图 4 仅考虑热晕时, 不同频率的旋转光束在大气介质传输特性 (a) 旋转光束在不同时刻的近场光强分布; (b) 远场质心偏移随时间的变化; (c) 远场光斑尺寸 w_f 随时间的变化

Fig. 4. Propagation characteristics of rotating beam with different rotation frequency with only thermal blooming considered: (a) Near-field intensity distribution at different seconds; (b) far-field centroid drift; (c) far-field focal-spot size.

值得指出的是, 在仅考虑热晕效应时, 对于高斯光束而言, 其质心偏移随着时间的增长而增大. 然而, 旋转光束的光强分布为多个花瓣构成, 其热晕效应导致的负透镜也是类花瓣状分布的, 其光斑拓展方向总体而言是沿着吹风方向, 但仍会存在光束的总体质心偏移产生波动. 进一步分析表明, 这一质心偏移波动的时间与热晕特征时间 (热晕特征时间定义为光束口径与大气横向风速之比) 有关, 在本节参数下其质心偏移波动在 0.3—0.4 s 之间.

3.3 大气湍流和热晕综合效应

在实际应用场景中, 高能激光束在大气通道的传输会同时受到大气湍流和热晕的综合效应. 为进一步分析旋转光束对大气湍流和热晕综合效应的缓解效果, 分析了旋转频率、子光束功率比值、湍流强度和热晕强度等的影响及规律.

如图 5 所示, 在湍流和热晕共同作用下, 光束呈现扩展和畸变. 旋转光束对大气介质在径向方向引入的畸变并无效果, 在径向方向会由于旋转引入旋转对称的类透镜效应, 导致光束产生扩散和会聚现象. 需要指出的是, 旋转光束对湍流在径向方向引入的畸变并无效果, 因而由于旋转引入旋转对称的类透镜效应, 导致光束产生扩散和会聚现象; 旋转光束对热晕的抑制效果, 则体现在旋转光束的各个“花瓣”产生的负透镜也随之旋转, 则在时间积分上来说, 空气对旋转的“花瓣”光束形成类似于环形透镜的作用, 而环形透镜由于其对称性将不会对近场光强分布产生较大的影响, 进而体现为光束质心稳定性的提高.

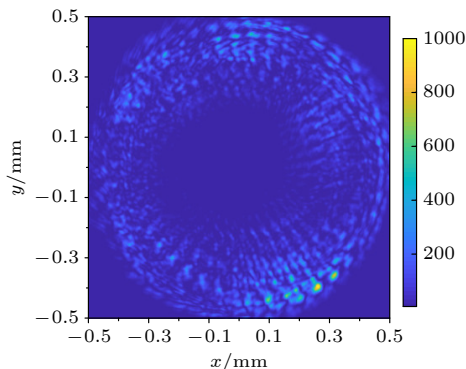


图 5 湍流和热晕综合作用下, 旋转光束瞬时光强分布 (旋转频率为 1000 Hz)

Fig. 5. Instantaneous intensity distribution of rotating beam affected by atmospheric turbulence and thermal blooming. The rotation frequency is 1000 Hz.

3.3.1 旋转频率

图 6 给出了不同旋转频率的旋转光束传输特性. 其中, 湍流强度 $C_n^2 = 5 \times 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$, 总功率 $P = 100 \text{ kW}$ 保持不变, 拓扑荷数为 $l_{a,b} = \pm 2$, 大气湍流参数为 $C_n^2 = 5 \times 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$, 传输距离为 2 km.

从图 6 可以看出, 相比于单独考虑湍流或热晕效应, 在综合考虑湍流和热晕效应时, 旋转频率为 0 Hz 时旋转光束的质心偏移、远场光斑尺寸均更大, 表明由于湍流和热晕的共同作用, 激光束的光

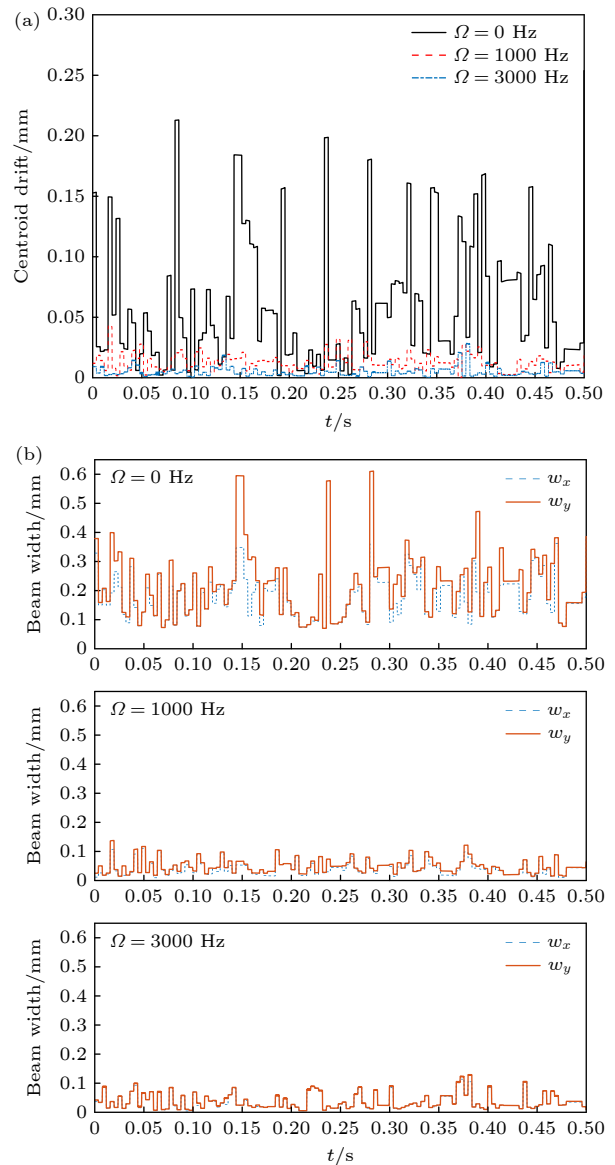


图 6 不同旋转频率时, 旋转光束大气介质传输特性 (a) 远场质心偏移随时间的变化; (b) 远场光斑尺寸随时间的变化

Fig. 6. Propagation characteristics of rotation beam with different rotation frequency: (a) Far-field centroid drift; (b) far-field beam width.

束质量进一步退化. 当引入光束旋转之后, 其远场质心偏移、光斑尺寸均有效减小, 从而进一步验证了旋转光束对大气湍流和热晕效应的缓解作用. 此外, 随着旋转频率的增大, 质心偏移和远场光斑尺寸进一步得到减小.

图 7 给出质心偏移随旋转频率的变化. 从图 7 可以看出, 随着旋转频率的增大, 远场质心偏移进一步趋近于某一范围, 进一步增大旋转频率对远场质心偏移的改善较小. 因此, 在实际应用中, 可根据需求选择合适的旋转频率, 使之既能达到降低质心偏移的目的, 又不显著提高工程难度.

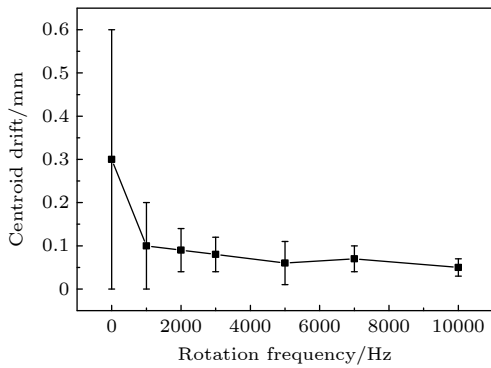


图 7 远场质心偏移随旋转频率的变化

Fig. 7. Variation of far-field centroid drift with rotation frequency.

3.3.2 子光束功率比值

图 8 给出了不同子光束功率比值的旋转光束传输特性. 其中, 湍流强度 $C_n^2 = 5 \times 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$, 总功率 $P = 100 \text{ kW}$, 拓扑荷数 $l_{a,b} = \pm 2$, 传输距离为 2 km . 由 (1) 式可知, 参与合成的两束涡旋光束的功率比值为 $A_1^2 : A_2^2$. 在实际装置中, 子光束功率比通常存在波动. 为进一步分析子光束功率比对旋转光束传输特性的影响及规律, 分别计算了 $A_1^2 : A_2^2 = 1:1, 1:2, 2:3$ 三种情况, 如图 8 所示.

从图 8(a) 可以看出, 尽管 3 种情况下的子光束功率比值相差较大, 但旋转光束的质心偏移相差并不大, 表明子光束功率比的变化对旋转光束传输特性的影响较小. 图 8(b) 中给出的远场光斑尺寸也进一步验证了这一结论. 由此可见, 在实际激光系统中, 对于参与合成旋转光束的两束子光束, 其功率比的波动对旋转光束传输特性的影响较小, 并不需要严格将其控制为 1:1, 这对于旋转光束的工程实现及其应用非常有利. 根据光束相干叠加, 当

两子光束的功率比值发生变化时, 其叠加光束的光强对比度会有所下降, 但是不改变光束的旋转特性. 因此, 在实际装置中, 光束功率的波动, 亦即两子光束的功率比值的波动, 在一定范围内对旋转光束的传输特性影响较小.

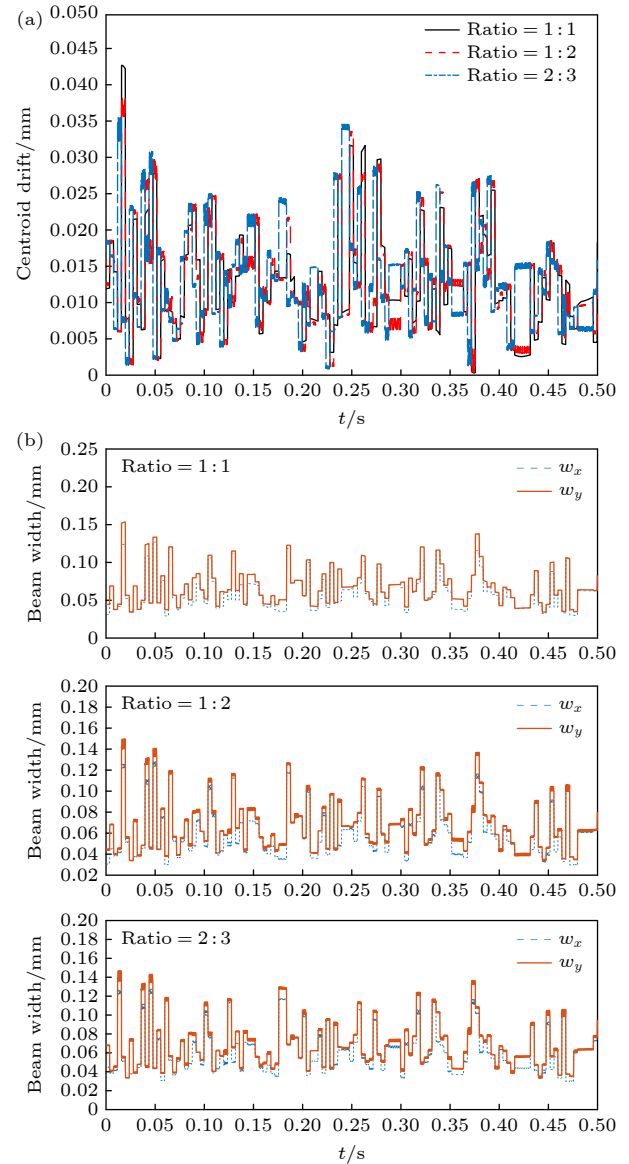


图 8 不同功率比值时, 旋转光束大气介质传输特性 (a) 远场质心偏移随时间的变化; (b) 远场光斑尺寸随时间的变化
Fig. 8. Propagation characteristics of rotation beam generated by vortex beams with different power ratio: (a) Far-field centroid drift; (b) far-field beam width.

3.3.3 湍流和热晕强度

在保持光束总功率 $P = 100 \text{ kW}$ 和旋转频率为 1000 Hz 不变的情况下, 图 9 给出了不同湍流强度 ($C_n^2 = 1 \times 10^{-13}, 5 \times 10^{-13}, 5 \times 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$) 时, 旋转光束的传输特性.

从图 9 可以看出, 旋转光束仍保持着对湍流和热晕效应的缓解作用, 但这一效果随着的 C_n^2 增大 (即湍流强度的增大) 而有所减弱. 值得指出的是, 在 $C_n^2 = 1 \times 10^{-13} \text{ m}^{-2/3}$ 强湍流情况下, 旋转频率为 1000 Hz 的旋转光束仍然能够较好地提高质心稳定性和减小远场焦斑尺寸.

在保持 $C_n^2 = 5 \times 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$ 和旋转频率为 1000 Hz 不变的情况下, 图 10 给出了不同光束总功率 ($P = 100, 150, 220 \text{ kW}$) 的旋转光束传输特性.

从图 10 可以看出, 当光束总功率从 100 kW 增至 150 kW 时, 由于激光束功率的增大, 热晕效应

变得更严重, 与之相应的远场质心稳定性和焦斑尺寸均随之增大. 然而, 当光束总功率从 150 kW 增至 220 kW 时, 可以看出, 随着热晕强度的进一步增大, 其远场质心偏移和光斑尺寸并未发生明显变化, 说明旋转光束对热晕的缓解效果更佳. 本质上来说, 这是因为热晕是长时间热量累积的结果, 而旋转光束的旋转可有效地破坏热量累积的过程, 因而对光束功率变化引起的热晕强度变化并不十分敏感.

一般而言, 大气湍流会引起激光束传输方向的随机偏折、光束扩展和强度随机起伏, 使得光束质量下降、光束功率密度减小; 热晕效应则会造成光

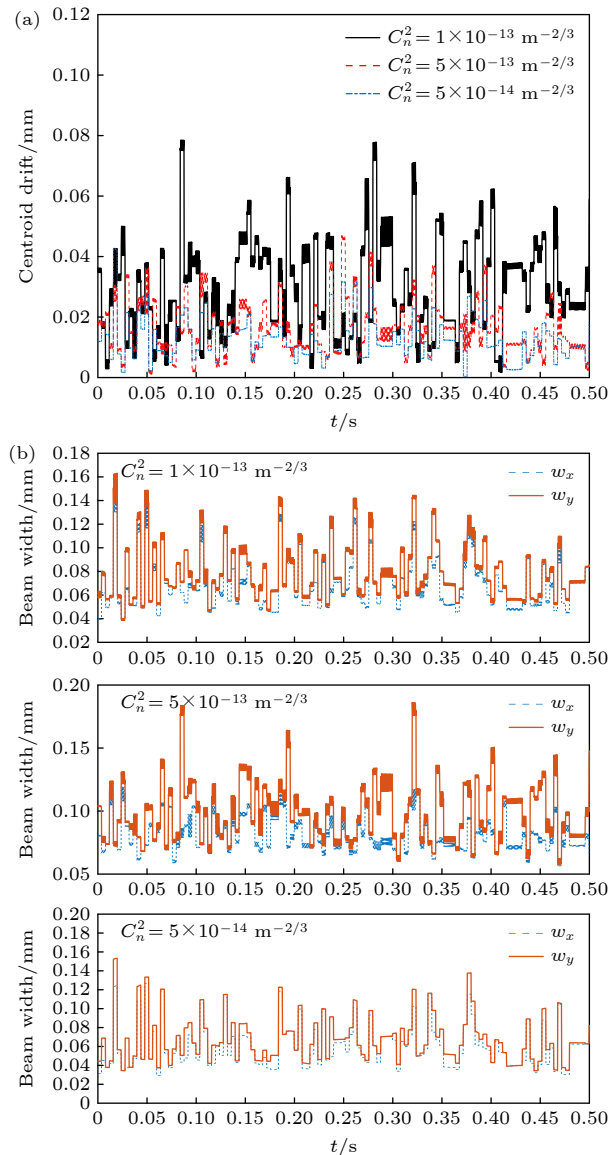


图 9 不同湍流强度时, 旋转光束大气介质传输特性 (a) 远场质心偏移随时间的变化; (b) 远场光斑尺寸随时间的变化
Fig. 9. Propagation characteristics of rotation beam with different turbulence strength: (a) Far-field centroid drift; (b) far-field beam width.

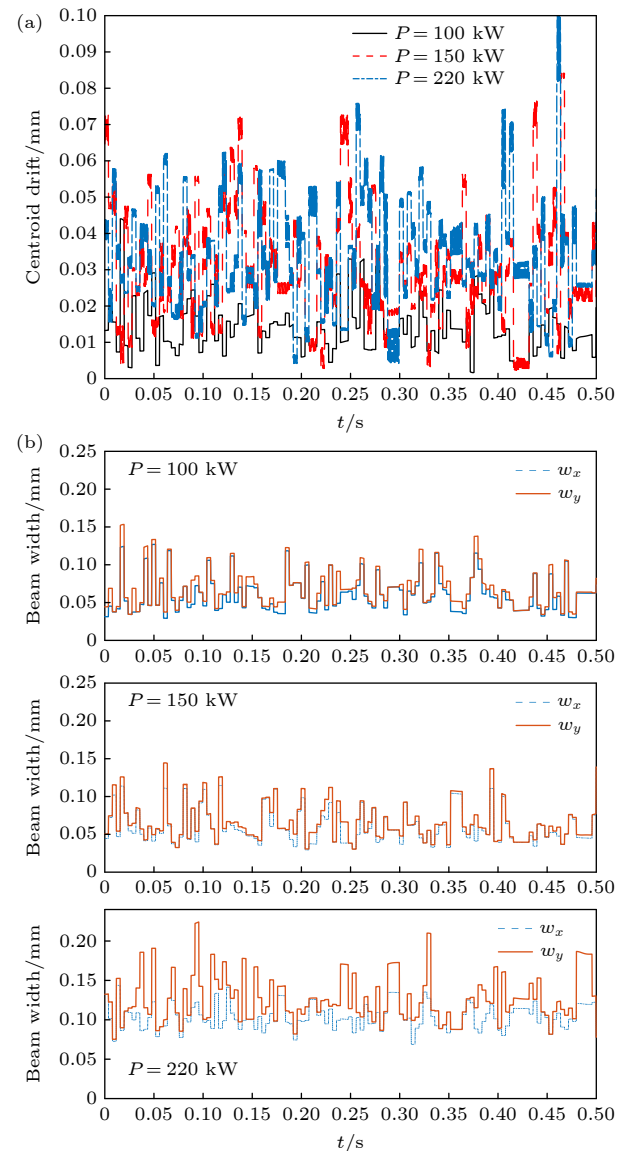


图 10 不同热晕强度时, 旋转光束大气介质传输特性 (a) 远场质心偏移随时间的变化; (b) 远场光斑尺寸随时间的变化
Fig. 10. Propagation characteristics of rotation beam with different beam power: (a) Far-field centroid drift; (b) far-field beam width.

斑畸变和扩展,导致光束质量下降、光束功率密度减小.因此,在大气湍流和热晕综合作用下,光束扩展等效应比单一湍流或热晕要更加剧烈.对于旋转光束而言,光束的旋转能够使其在湍流或热晕特征时间内遍历角向方向的不均匀性,使得大气介质引入的相位畸变在角向方向得到匀滑,显著提升光束的质心稳定性.然而,大气湍流的特征时间往往在数十毫秒量级,而热晕特征时间(决定于光束口径除以风速)约为数百毫秒,因而对旋转光束而言,大气湍流的影响更为重要.在旋转光束缓解大气湍流引起的光束质量退化的同时,热晕带来的光束质量退化也得到了改善.

4 结 论

本文提出了一种利用旋转光束缓解大气湍流和热晕综合效应的方案,通过结合旋转光束模型、大气湍流模型和热晕模型,建立了旋转光束受湍流和热晕综合影响的大气传输模型,进而分析了旋转光束对湍流和热晕的缓解作用.旋转光束在大气通道传输时因其自身光强和相位的快速旋转,使得其可遍历大气湍流和热晕效应引起的相位畸变,从而在角向方向得到匀滑,达到改善光束质量和提升质心稳定性的目的.结果表明,在一定范围内,随着光束旋转频率的增大,旋转光束对大气湍流和热晕效应的缓解作用有所增强;随着湍流强度和热晕强度的增大,旋转光束的缓解作用有所减弱但仍可保持较好的效果.

参考文献

- [1] Zhang Z, Liang X, Goutsoulas M, Li D, Yang X, Yin S, Xu J, Christodoulides D N, Efremidis N K, Chen Z 2019 *APL Photonics* **4** 076103
- [2] Kwiecień J 2019 *Optics Communications* **433** 200
- [3] Yan J L, Wei H Y, Cai D M, Jia P, Qiao T Z 2020 *Acta Phys. Sin.* **69** 144203 (in Chinese) [闫玠霖, 韦宏艳, 蔡冬梅, 贾鹏, 乔铁柱 2020 物理学报 **69** 144203]
- [4] Zhao L, Wang J, Guo M, Xu X, Qian X, Zhu W, Li J 2021 *Opt. Laser Technol.* **139** 106982
- [5] Gebhardt F G 1990 *Propagation of High-Energy Laser Beams Through the Earth's Atmosphere* Los Angeles, California, 15–17 January, 1990 p2
- [6] Zhang J Z, Zhang F Z, Su H, Hu P, Xie X G, Luo W 2021 *Acta Phys. Sin.* **70** 244202 (in Chinese) [张建柱, 张飞舟, 苏华, 胡鹏, 谢晓钢, 罗文 2021 物理学报 **70** 244202]
- [7] Davies R, Kasper M 2012 arXiv: 1201.5741
- [8] Booth M J 2014 *Light Sci. Appl.* **3** e165
- [9] Gu X, Chen L, Krenn M 2020 *Opt. Express* **28** 11033
- [10] Zhong Z, Zhang X, Zhang B, Yuan X 2022 *Opt. Express* **30** 24421
- [11] Qiu D, Tian B, Ting H, Zhong Z, Zhang B 2021 *Appl. Opt.* **60** 8458
- [12] Prasad S 2017 *JOSA A* **34** 931
- [13] Gendron E, Léna P 1996 *Astrophys. Space Sci.* **239** 221
- [14] Schöck M, Spillar E J 2000 *JOSA A* **17** 1650
- [15] Poyneer L, van Dam M, Véran J P 2009 *JOSA A* **26** 833
- [16] Duran V, Djevarhidjian L, de Chatellus H G 2019 *Opt. Lett.* **44** 3789
- [17] Duran V, Schnébelin C, de Chatellus H G 2017 *Conference on Lasers and Electro-Optics Europe and European Quantum Electronics Conference (CLEO/Europe-EQEC)* Munich, Germany, June 25–29, 2017 p1
- [18] Zilberman A, Golbraikh E, Kopeika N S 2008 *Appl. Opt.* **47** 6385
- [19] Vorob'ev V V e 1991 *Prog. Quant. Electron.* **15** 1
- [20] Fleck J A, Morris J, Feit M 1976 *Appl. Phys.* **10** 129
- [21] Wu S Y, Li X Y, Luo X 2018 *Opto-Electron. Eng.* **45** 170620 (in Chinese) [吴书云, 李新阳, 罗曦 2018 光电工程 **45** 170620]

Propagation characteristics of rotating beams under combined effect of atmospheric turbulence and thermal blooming*

Zhong Zhe-Qiang¹⁾ Zhang Xiang²⁾ Zhang Bin^{1)†} Yuan Xiao²⁾

1) (*College of Electronics and Information Engineering, Sichuan University, Chengdu 610064, China*)

2) (*School of Optoelectronic Science and Engineering, Soochow University, Suzhou 215006, China*)

(Received 8 August 2022; revised manuscript received 13 December 2022)

Abstract

The rotating beam is a beam that is generated by the heterodyne interference of vortex beams with different topological charges, whose intensity and wavefront rotate rapidly with time. Under Taylor's frozen air hypothesis, such a rotating beam, whose rotating period is much shorter than the characteristic time of atmospheric turbulence and the thermal blooming, can travel through all the inhomogeneities due to its rapid rotation during its propagation in the air. The rotation can contribute to the smooth of the wavefront distortion caused by the atmospheric turbulence and the thermal blooming, and thus improve the beam quality and reduce the centroid drift of the rotating beam in far field. The physical model of rotating beam is established by the heterodyne interference of two vortex beams. Taking the atmospheric turbulence and the thermal blooming effect into consideration, the propagation model of the rotating beam in the air is established by using the split-step Fourier method. For simplicity without loss of generality, the influences of the atmospheric turbulence and the thermal blooming effect on the propagation of rotating beam, are both treated as wavefront screen. The difference is that the wavefront screen of atmospheric turbulence is generated by the Kolmogorov power spectrum, while that of thermal blooming is generated by the fluid mechanics equation. The physical mechanism of how the rotating beam mitigates the atmospheric turbulence and the thermal blooming effect is analyzed in detail, that is, when the rotating speed of laser beam is faster than the airflow, the laser beam can pass through all the inhomogeneous and anisotropic atmosphere in the azimuthal direction within the time interval of airflow. After the laser propagates through the frozen air, the total wavefront distortion in the azimuthal direction becomes centrosymmetric with lower PV value, reducing the beam quality degradation. On the basis, the influence of rotation frequency, power ratio of the sub beams, strength of turbulence and thermal blooming on the propagation characteristics of the rotating beam in atmosphere are analyzed. Within a certain range, as the beam rotation frequency increases, the mitigation effect of the rotating beam on atmospheric turbulence and thermal blooming effects are enhanced. With the increase of turbulence intensity and thermal blooming intensity, the mitigation effect of the rotating beam is weakened but still can maintain well, which can provide reference for the engineering applications of laser beam in atmosphere.

Keywords: atmospheric turbulence, thermal blooming, rotating beam, propagation characteristics

PACS: 42.68.Bz, 94.20.Bb, 42.25.Bs, 42.60.-v

DOI: 10.7498/aps.72.20221597

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 61905167) and the Research Program of National Major Project of China (Grant No. JG2020376).

† Corresponding author. E-mail: zhangbinff@sohu.com



大气湍流和热晕综合效应下旋转光束的传输特性

钟哲强 张翔 张彬 袁孝

Propagation characteristics of rotating beams under combined effect of atmospheric turbulence and thermal blooming

Zhong Zhe-Qiang Zhang Xiang Zhang Bin Yuan Xiao

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 72, 064204 (2023) DOI: 10.7498/aps.72.20221597

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.72.20221597>

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

部分相干光束经过湍流大气传输研究进展

Research progress of partially coherent beams propagation in turbulent atmosphere

物理学报. 2018, 67(18): 184203 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180877>

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>

大气湍流对接收光场时间相干特性的影响

Influence of atmospheric turbulence on temporal coherence characteristics of received optical field

物理学报. 2022, 71(23): 234201 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20221202>

强激光上行大气传输热晕效应导致的光束偏折研究

Analysis of beam deviation induced by thermal blooming effect when high-energy laser propagating up in atmosphere

物理学报. 2021, 70(24): 244202 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20211138>

基于深度卷积神经网络的大气湍流相位提取

Extracting atmospheric turbulence phase using deep convolutional neural network

物理学报. 2020, 69(1): 014209 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20190982>

上行链路大气波前畸变对剪切光束成像技术的影响

Effect of uplink atmospheric wavefront distortion on image quality of sheared-beam imaging

物理学报. 2018, 67(20): 204201 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20181144>