

球差光束在大气湍流中传输特性的实验研究*

李晓庆¹⁾²⁾ 王涛¹⁾ 季小玲^{1)†}

1) (四川师范大学物理学院, 成都 610066)

2) (四川大学物理科学与技术学院, 成都 610064)

(2014年1月6日收到; 2014年2月13日收到修改稿)

采用空间光调制器产生球差光束, 并利用旋转随机相位板模拟大气湍流, 实验上研究了球差光束在大气湍流中的传输特性. 研究表明: 在自由空间传输时, 正、负球差光束光强分布均为环形多层分布, 但经过大气湍流传输后光强均会变为类高斯分布. 正球差导致光束扩展, 负球差会导致光束聚焦. 正球差越大光束能量集中度越差. 负球差对光束能量集中度的影响是非单调的. 特别地, 大气湍流会削弱球差效应对光束扩展的影响.

关键词: 球差光束, 大气湍流, 光强, 实验研究

PACS: 42.68.Bz, 42.25.Bs

DOI: 10.7498/aps.63.134209

1 引言

研究激光束的大气传输特性对遥感、跟踪和远距离光通信以及某些军事等应用都有十分重要的意义^[1]. 近年来, 国内外学者就湍流对激光传输特性的影响做了大量的理论和实验研究^[2–12]. 文献^[8–10]分别研究了高斯谢尔模型光束, 多色部分相干偏心光束以及随机电磁双涡旋光束通过大气湍流的传输特性. 文献^[11]采用光传播的数值模拟方法, 对伪部分相干高斯谢尔模型光束湍流大气传播的过程也进行了研究. 文献^[12]通过实验观测了湍流大气中光束准直传输时光束横截面上不同面积内的光强起伏特征. 最近, 文献^[13]实验研究了在模拟大气中涡旋光束的闪烁.

另一方面, 因抽运非均匀性或光学元件加工误差, 实际激光具有像差, 例如球差等^[14,15]. 已有研究表明: 正、负球差对激光束传输特性的影响不同. 特别是, 合理选取的负球差可在实际焦面上实现超衍射极限的聚焦^[16,17]. 球差高斯光束在自由空间传输时, 绝对值相同的正负球差光束在远场的场分布是相同的^[18]. 文献^[18]研究了光束控制系统热

效应与球差对光束质量的影响. 值得指出的是, 迄今为止, 球差光束通过大气湍流中传输特性的实验研究还未见报道.

本文通过空间光调制器产生球差光束, 用旋转随机相位板模拟湍流介质, 研究了球差光束通过大气湍流中传输特性 (包括光强分布和桶中功率), 并对所得结果进行了分析, 得到一些有意义的结果.

2 实验装置与理论基础

实验装置由球差光束的产生、湍流介质的模拟以及光束的测量三部分组成 (如图 1 所示): 1) 球差光束的产生. He-Ne 激光器发出的光经过 1/4 波片和偏振片 P_1 后使得光束的偏振方向和空间光调制器 (SLM) 要求的偏振方向匹配. SLM 由电脑控制, 光束通过 SLM 反射后即可使光束加载球差, 通过偏振片 P_2 可以滤掉杂散光, 即可以得到球差光束. 2) 湍流随机介质的模拟. 本实验通过旋转的随机相位板用以模拟大气湍流环境. 随机相位板是由氢氟酸腐蚀而成, 光束相位改变的强弱由腐蚀时间决定, 本实验采用的随机相位板腐蚀时间为 2 min. 3) 光束特性的分析. 通过光束分析仪 (CCD) 配合计

* 国家自然科学基金 (批准号: 61178070) 和四川高校科研创新团队建设计划 (批准号: 12TD008) 资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: jixl100@163.com

算机分析光束特性. 由于实验室 CCD 的有效孔径较小, 本实验过程中采用透镜 L 压缩光斑尺寸.

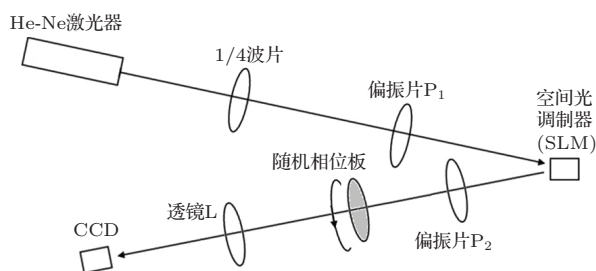


图1 实验光路设计图

球差引起的相位变化, 可以由下式表示^[19]:

$$\Phi = \exp(-ikC_4r^4), \quad (1)$$

其中 kC_4 称为球差系数, $k = 2\pi/\lambda$ 是波数, λ 是波

长. 图2为根据(1)式通过电脑绘制的球差相位图, 其中图2(a)—(c)为正球差相位图, 图2(e)—(f)为负球差相位图. 值得指出的是当 $kC_4 = 0$ 时, 加载的相位不随径向变化.

桶中功率 (PIB) 可以评价远场光束质量, 它描述了激光在远场的可聚焦能力. PIB 定义为在远场给定尺寸的“桶”中围住的激光功率占总功率的百分比, 可表示为^[20]

$$\text{PIB} = \frac{\int_0^r I(\rho, z) \rho d\rho}{\int_0^{+\infty} I(\rho, z) \rho d\rho}, \quad (2)$$

式中 $I(\rho, z)$ 为远场 z 处的光强, r 为“桶”的半径. PIB 越大表征光束质量越好.

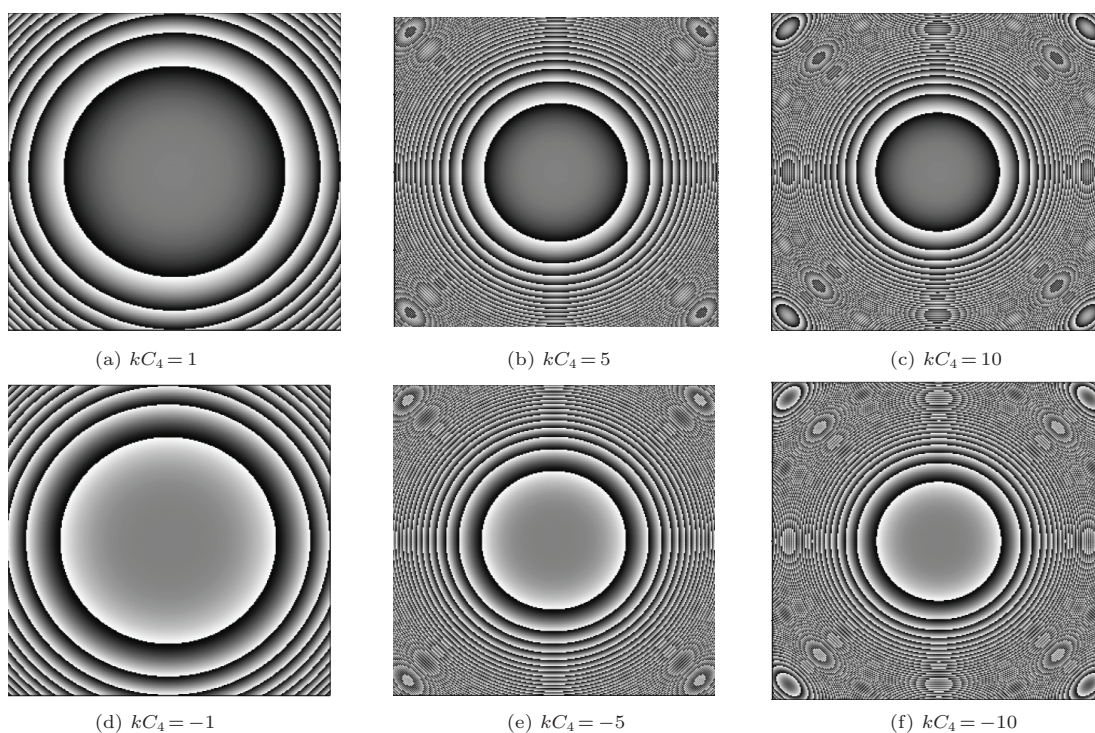


图2 球差相位图

3 实验结果以及分析

图1所示实验装置中, He-Ne激光器发出的光经过1/4波片和偏振片 P_1 , 入射到已加载了如图2所示的球差相位的SLM上, 再反射到另一偏振片 P_2 , 最终得到球差光束. 首先, 我们让球差光束在自由空间中传输, 通过透镜L压缩后由CCD接

收. 图3为正球差光束在自由空间中传输由CCD接收到的光强分布图. 由该图可以看出: 正球差光束在自由空间传输时有环形多层光强分布产生. 然后, 我们在压缩透镜L和滤杂散光的偏振片 P_2 之间加入旋转的随机相位板. 图4为正球差光束经过旋转随机相位板传输由CCD接收到的光强分布图. 图4表明: 正球差光束在湍流介质的影响下, 光强会趋于高斯分布.

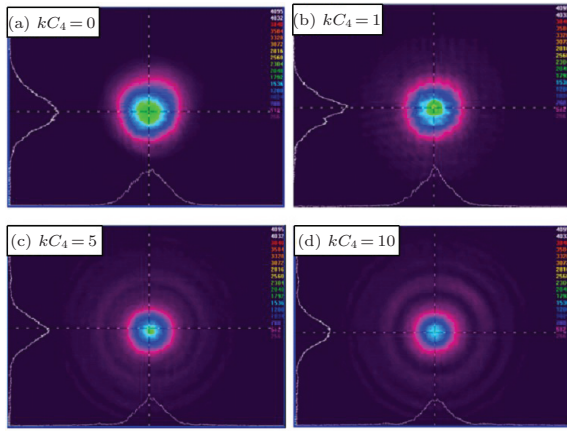


图3 (网刊彩色) 正球差光束在自由空间中传输的光强分布

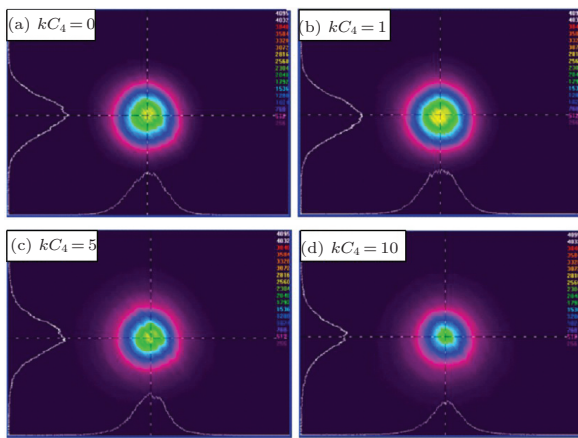


图4 (网刊彩色) 正球差光束在大气湍流中传输的光强分布

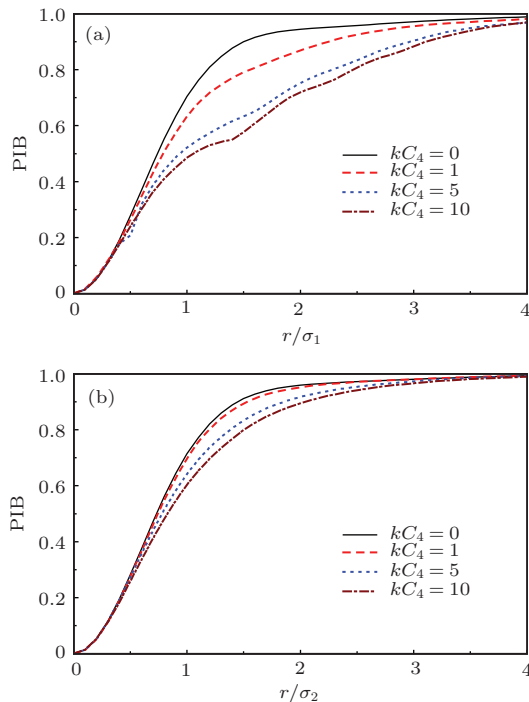


图5 (网刊彩色) 正球差光束的桶中功率(PIB) (a) 自由空间; (b) 大气湍流

图5(a)和(b)分别为自由空间和大气湍流中不同正球差系数光束的桶中功率(PIB)曲线, 其中 σ_1 和 σ_2 是与透镜压缩的倍数有关的常数. 由该图可以看出: 无球差时对应的PIB值最大; 正球差越大, 其PIB值越小, 即正球差越大光束能量集中度越差. 然而, 比较图5(a)和(b)可知, 由于大气湍流, 不同正球差系数光束的PIB曲线相靠近. 这表明: 光束在大气湍流中传输球差的影响被削弱了, 此时大气湍流对光束的扩展起主要作用.

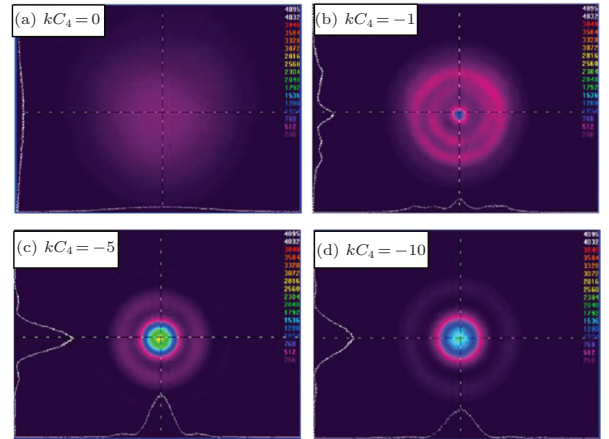


图6 (网刊彩色) 负球差光束在自由空间中传输的光强分布

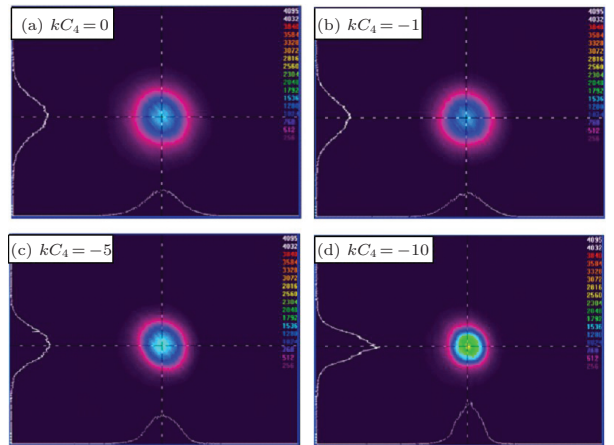


图7 (网刊彩色) 负球差光束在大气湍流中传输的光强分布

图6和图7分别是负球差光束在自由空间和大气湍流中传输由CCD接收到的光强分布图. 可以看出: 负球差光束在自由空间传输时也有环形多层光强分布产生(见图6), 但经过大气湍流传输后光强分布变为类高斯分布(见图7). 图8为不同负球差系数光束的PIB曲线, 其中 σ_3 和 σ_4 是与透镜压缩的倍数有关的常数. 由图8可以看出: 当 $PIB \leq 86.5\%$ 时, 无论在自由空间还是在大气湍流中,

负球差光束的 PIB 值都高于无球差光束的 PIB 值, 即负球差导致光束聚焦. 只有当桶半径 r 较大时, 负球差光束的 PIB 值会略低于无球差光束的 PIB 值. 特别值得指出的是: 在自由空间中, 不同负球差系数光束的 PIB 曲线会出现交叉 (见图 8(a)), 即负球差对能量集中度的影响是非单调的. 例如, 当 $\text{PIB} = 70\%$, 且 kC_4 分别等于 $-1, -5$ 和 -10 时, r/σ_3 的值依次分别为 1.68, 1.29, 和 1.49. 但是, 在大气湍流中, 若仅考虑 $\text{PIB} \leq 86.5\%$, 负球差越大光束能量集中度越好 (见图 8(b)). 例如, $\text{PIB} = 70\%$, 且 kC_4 分别等于 $-1, -5$ 和 -10 时, r/σ_3 的值依次分别为 0.91, 0.78 和 0.68. 比较图 8(a) 和 (b) 可看出: 由于大气湍流使得不同负球差系数光束的 PIB 曲线相靠近, 即湍流使球差效应削弱.

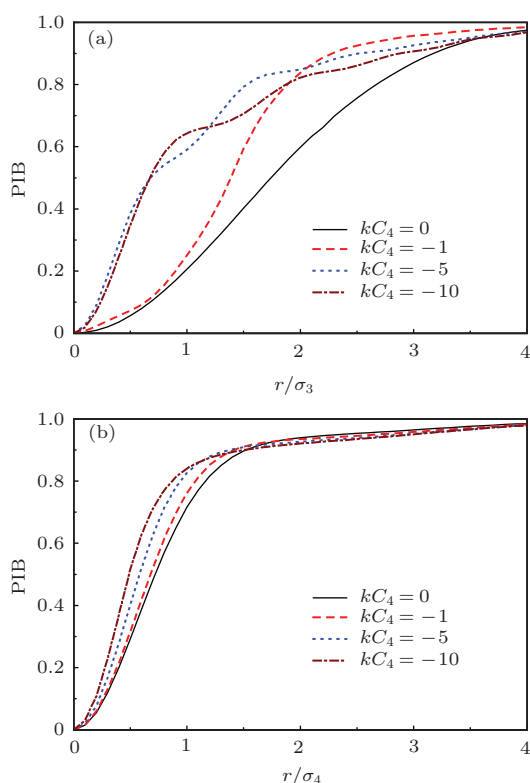


图 8 (网刊彩色) 负球差光束的桶中功率 (PIB) (a) 自由空间; (b) 大气湍流

4 结 论

本文采用空间光调制器产生球差光束, 并利用旋转随机相位板模拟大气湍流, 实验上研究了球差光束在大气湍流中的传输特性 (包括光强分布和桶中功率 PIB). 研究表明: 在自由空间传输时, 正、负球差光束光强分布均为环形多层分布, 但经过大气

湍流传输后光强均会变为类高斯分布. 无论在自由空间还是在大气湍流中, 正球差导致光束扩展, 且正球差越大其 PIB 值越小, 即正球差越大光束能量集中度越差. 负球差会导致光束聚焦. 并且, 自由空间中负球差对能量集中度的影响是非单调的, 即选取合适的负球差可以获得高的能量集中度. 值得指出的是: 大气湍流会削弱正、负球差效应对光束扩展的影响.

本实验在完成过程中得到了华侨大学的蒲继雄教授和陈子阳老师等的悉心指导与帮助, 在此表示十分的感谢.

参考文献

- [1] Andrews L C, Phillips R L 2005 *Laser Beam Propagation through Random Media* (Bellingham, Washington: SPIE Press)
- [2] Dan Y, Zhang B 2009 *Opt. Lett.* **34** 563
- [3] Chu X X 2011 *Appl. Phys. B* **103** 1013
- [4] Huang Y P, Gao Z H, Zhang B 2013 *Opt. Laser Techn.* **50** 125
- [5] Chu X X 2011 *Opt. Lett.* **36** 2701
- [6] Li Y Q, Wu Z S 2012 *Chin. Phys. B* **21** 054203
- [7] Qian X M, Zhu W Y, Rao R Z 2012 *Chin. Phys. B* **21** 094202
- [8] Shirai T, Dogariu A, Wolf E 2003 *Opt. Lett.* **28** 610
- [9] Deng J P, Ji X L, Lu L 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 144211 (in Chinese)[邓金平, 季小玲, 陆璐 2013 物理学报 **62** 144211]
- [10] Fang G J, Pu J X 2012 *Chin. Phys. B* **21** 084203
- [11] Qian X M, Zhu W Y, Rao R Z 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 044203 (in Chinese)[钱仙妹, 朱文越, 饶瑞中 2013 物理学报 **62** 044203]
- [12] Jing X, Wu Y, Hou Z H, Qing L A, Lu Q 2010 *Acta Opt. Sin.* **30** 3110 (in Chinese)[靖旭, 吴毅, 侯再红, 秦来安, 陆茜 2010 光学学报 **30** 3110]
- [13] Chen Z, Li C, Ding P, Pu J, Zhao D 2012 *Appl. Phys. B* **107** 469
- [14] Siegman A E 1993 *Appl. Opt.* **32** 5893
- [15] Whinnery J R, Miller D T, Dabby F 1968 *Appl. Phys. Lett.* **13** 284
- [16] Yoshida A, Asakura T 1996 *Opt. Commun.* **123** 694
- [17] Lü B D, Ji X L, Luo S R 2001 *J. Mod. Opt.* **48** 1171
- [18] Ji X L, Tao X Y, Lü B D 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 952 (in Chinese)[季小玲, 陶向阳, 吕百达 2004 物理学报 **53** 952]
- [19] Pu J X, Nemoto S 1999 *Optik* **110** 217
- [20] Siegman A E 1998 *OSA Trends in Optics and Photonics Series* **17** 184

Experimental study on propagation properties of spherically aberrated beams through atmospheric turbulence^{*}

Li Xiao-Qing¹⁾²⁾ Wang Tao¹⁾ Ji Xiao-Ling^{1)†}

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

2) (*College of Physical Science and Technology, Sichuan University, Chengdu 610064, China*)

(Received 6 January 2014; revised manuscript received 13 February 2014)

Abstract

The propagation properties of spherically aberrated beams through atmospheric turbulence are studied experimentally, where the spherically aberrated beams are generated by a spatial light modulator (SLM), and the atmospheric turbulence is simulated by the rotary random phase plate. It is shown that both for the positive and negative-spherical aberrated beams, the intensity distribution is multi-annular in free space, but it becomes a Gaussian-like profile in turbulence. The positive spherical aberration results in a beam spreading, while the negative spherical aberration causes a beam focusing. The larger the positive spherical aberration, the worse the power in the bucket. However, the dependence of the negative spherical aberration on the power in the bucket is non-monotonic. In particular, the effect of spherical aberration on beam spreading decreases due to turbulence.

Keywords: spherically aberrated beams, atmospheric turbulence, intensity, experimental study

PACS: 42.68.Bz, 42.25.Bs

DOI: [10.7498/aps.63.134209](https://doi.org/10.7498/aps.63.134209)

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (NSFC) (Grant No. 61178070), and the Construction Plan for Scientific Research Innovation Teams of Universities in Sichuan Province, China (Grant No. 12TD008).

[†] Corresponding author. E-mail: jiXL100@163.com