

## 环形艾里振幅调控及其对湍流传播特性的优化

周泽宇<sup>1</sup>, 元秀华<sup>1\*</sup>, 周峰<sup>2</sup><sup>1</sup>华中科技大学光学与电子信息学院, 湖北 武汉 430074;<sup>2</sup>湖南理工学院信息科学与工程学院信息光子学与空间光通信湖南省重点实验室, 湖南 岳阳 414006

**摘要** 利用环形艾里振幅调制部分相干光(PCB), 解决 PCB 的光束扩散问题, 并研究了艾里函数尺度因子、截断孔径和相干长度对光束自聚焦距离和聚焦强度的影响, 以及部分相干环形艾里光束在湍流环境中的闪烁指数。研究表明: 通过调制环形艾里振幅可以控制 PCB 的聚焦距离, 并在保留 PCB 对抗湍流影响、减轻光强闪烁的同时减少光束发散, 焦点处光强闪烁较原本 PCB 得到进一步降低。

**关键词** 物理光学; 湍流光学; 激光传输; 激光光束特性; 环形艾里部分相干光; 自聚焦; 光束调控

中图分类号 O426

文献标志码 A

DOI: 10.3788/AOS202242.2026002

## Circular Airy Amplitude Modulation and Its Optimization for Propagation Characteristics in Turbulence

Zhou Zeyu<sup>1</sup>, Yuan Xiuhua<sup>1\*</sup>, Zhou Feng<sup>2</sup><sup>1</sup>School of Optical and Electronic Information, Huazhong University of Science and Technology, Wuhan 430074, Hubei, China;<sup>2</sup>Key Laboratory of Hunan Province on Information Photonics and Freespace Optical Communications, School of Information Science and Engineering, Hunan Institute of Science and Technology, Yueyang 414006, Hunan, China

**Abstract** In this paper, partially coherent beams (PCBs) are modulated by circular Airy amplitude to solve the problem of beam expansion of PCBs. The effects of Airy function scaling factor, truncation radius, and coherence length on the self-focusing distance and focusing intensity of the beam, as well as the optical intensity scintillation index of partially coherent circular Airy beam in turbulent environment, are studied. The results show that by modulating the circular Airy amplitude, the focusing distance of PCBs can be controlled, and the beam divergence can be reduced while retaining PCB to combat turbulence and reducing intensity flicker. The light intensity flicker at the focal point is further reduced compared with the original PCB.

**Key words** physical optics; turbulence optics; laser transmission; laser beam characterization; partially coherent circular Airy beam; self-focusing; beam controlling

## 1 引言

部分相干光(PCB)在自由空间光通信<sup>[1-3]</sup>、粒子捕获<sup>[4]</sup>、原子冷却<sup>[5]</sup>、光学成像<sup>[6]</sup>等领域都有广泛的应用。为适应 PCB 在这些领域的应用, 大量具有不同特性的 PCB 被提出并得到了广泛的研究。除了被证明具有抗湍流特性的传统的高斯谢尔模(GSM)光束<sup>[7-10]</sup>外, 相干度、偏振特性、振幅和相位对光束在随机介质中传播时的相互作用也被广泛研究, 例如具有远场环状光

斑的贝塞尔相关谢尔模光束<sup>[11]</sup>、可对抗光束向类高斯型演化的带扭曲相位的 GSM 光束<sup>[12]</sup>、具有一定自聚焦特性的部分相干平顶光束<sup>[13]</sup>、部分相干偏振光束、拉盖尔 GSM 光束<sup>[14]</sup>、复高斯相关谢尔模光束<sup>[15]</sup>、部分相干新月形光束<sup>[16]</sup>等。

研究者对于 PCB 的大量研究显示<sup>[17-18]</sup>, PCB 具有对抗随机介质影响、降低相干串扰、使光束产生自愈特性的特点, 并可提供控制远场光斑分布的一种途径。但是, 降低光束相干度同样会增强光束扩散, 降低激光

收稿日期: 2022-03-16; 修回日期: 2022-04-21; 录用日期: 2022-04-29

基金项目: 国家自然科学基金青年科学基金(62005088)

通信作者: \*yuanxh@hust.edu.cn

准直性,并减弱接收平面的光强分布,最终会导致如通信系统中信噪比降低的一系列问题。因此研究者在PCB的应用中常需要在抗湍流能力和光束发散性间寻求平衡与优化。

2011年,Lajunen等<sup>[19]</sup>提出了非均匀关联的PCB,该类光束在传播过程中可实现自聚焦,聚焦尖峰可以达到初始光强最大值的两倍以上,从而实现在对抗湍流影响的同时减弱光束扩展,并且可以通过改变关联函数在小范围内控制光束自聚焦的纵向位置和横向偏移。同样具有自聚焦效应的还有部分相干平顶高斯光束(GB)<sup>[13]</sup>,该光束通过高斯光场的相干叠加降低接收场离轴能量,从而实现光束的自聚焦。2010年,Efremidis等<sup>[20]</sup>提出了环形艾里光束,该光束在没有非线性效应的情况下实现了非常强的自聚焦特性。2018年,Jiang等<sup>[21]</sup>通过惠更斯-菲涅耳积分研究了这种光束的部分相干形式的传播特性。随后,研究者利用空间光调制器产生了这种光束,并在实验中证实了环形艾里函数形式的空间振幅分布可以实现PCB的光束压缩<sup>[22]</sup>。相比于前两种光束,部分相干环形艾里光束(PCCAB)的聚焦强度更大,而且聚焦位置可调,在自聚焦特性方面具有明显的优势。因此,针对PCB的应用,尤其是在如自由空间光通信领域等对光强具有需求的应用场景,可以选用环形艾里振幅作为约束PCB光束发散的控制手段,这样可在保留PCB对抗湍流能力的同时,实现光能量在局部空间的高度聚焦。

本文研究了环形艾里振幅的尺度因子对光束聚焦的控制,光束相干性、光束半径对聚焦位置和强度的影响,以及所提方法在湍流环境下的适应性。还研究了环形艾里振幅对PCB在湍流环境中的中心点光强闪烁的影响,着重考察了聚焦点处的光强闪烁特性,并通过考察孔径内闪烁指数的变化研究该振幅引起的光束聚焦和孔径平均效应相结合产生的影响。

## 2 环形艾里振幅调控及其对自聚焦特性的影响

环形艾里光束在径向呈艾里函数的形式,艾里函数在无穷平面上的广义积分不收敛,因此在光场分布中增加一个截断函数。一般文献中选用指数函数作为截断函数: $\exp[\alpha(s_0 - s)]$ <sup>[20]</sup>,其中, $\alpha$ 为尺度因子, $s_0$ 为中心环的初始半径, $s$ 为源平面径向坐标。这里,为了方便与GB和GSM光束进行对比,改用高斯函数作为截断函数:

$$U_{\text{CAB}}(s, 0) = A_i \left( -\frac{|s|}{\alpha} \right) \exp \left( -\frac{|s|^2}{w_0^2} \right), \quad (1)$$

式中: $A_i$ 为艾里函数; $s$ 为源平面位置向量; $w_0$ 为光源平面上的光束半径。由菲涅耳积分可得,式(1)所表示的环形艾里光束在经过距离为 $L$ 的一段自由空间传播后,接收平面上的光场可表现为艾里函数与高斯函数的卷积:

$$U_{\text{CAB}}(\mathbf{r}, L) \propto [F_{\text{Airy}}(\mathbf{r}, L) *_{(\mathbf{r})} F_{\text{Gauss}}(\mathbf{r}, L)] \exp \left( \frac{j\pi |\mathbf{r}|^2}{\lambda L} \right), \quad (2)$$

式中: $\mathbf{r}$ 为接收平面上的位置向量; $\lambda$ 为光束波长; $*_{(\mathbf{r})}$ 表示对坐标 $\mathbf{r}$ 的卷积; $F_{\text{Airy}}$ 和 $F_{\text{Gauss}}$ <sup>[20]</sup>可分别表示为

$$F_{\text{Airy}}(\mathbf{r}, L) = A_i \left( -\frac{|\mathbf{r}|}{\alpha} - \frac{L^2}{4k^2\alpha^4} \right) \exp \left[ \frac{j}{12} \left( -\frac{6|\mathbf{r}|L}{k\alpha^3} - \frac{L^3}{k^3\alpha^6} \right) \right], \quad (3)$$

$$F_{\text{Gauss}}(\mathbf{r}) \propto \iint_{\infty} d^2\mathbf{s} \exp \left( -\frac{s^2}{w_0^2} \right) \exp \left( \frac{j2\pi}{\lambda L} \mathbf{s} \cdot \mathbf{r} \right) = \pi w_0^2 \exp \left( -\frac{\pi^2 w_0^2 r^2}{\lambda^2 L^2} \right), \quad (4)$$

式中: $k = 2\pi/\lambda$ 为波数; $r$ 为接收平面径向坐标。

式(3)提供了艾里函数形式的光场分布,这种光场分布在光束传播横截面上表现出同心环相叠的状态,且最亮的第一级圆环的半径 $R = \alpha - \frac{L^2}{4k^2\alpha^3}$ ,在达到聚焦点前,随着传播距离 $L$ 的增加,第一级圆环以平方率向内收缩,当第一级圆环自相交叠时,中心光强分布开始急剧增强。式(4)与式(3)的卷积则是在艾里函数的基础上使光斑形成高斯形的空间扩展。这种扩展随传播距离的增加同步增加:一方面,能量在横向空间上扩散,降低能量密度,从而使最终的聚焦顶峰强度降低;另一方面,能量的空间扩散会使第一级圆环提前交叠,从而使光束的聚焦提前。而当截断半径过小时,这种能量扩散变得足够严重,从而遮盖了自聚焦的表现。

PCB光场在空间随机变化,其中最具代表性的为具有高斯形空间相关特性的GSM光束,若以环形艾里函数调制其平均振幅,即得到PCCAB,由互相干函数可表示它在光源上两个源点 $s_1$ 与 $s_2$ 之间的光场关系,其数学形式为

$$W(s_1, s_2) = U_{\text{CAB}}(s_1) U_{\text{CAB}}^*(s_2) \exp \left( -\frac{|s_1 - s_2|^2}{l_{\text{cr}}^2} \right), \quad (5)$$

式中: $W(s_1, s_2)$ 为两点间的互相干函数; $l_{\text{cr}}$ 为光源空间相干长度。由菲涅耳积分可知,由式(5)表征的光束经过湍流后的接收光强分布函数为

$$I_{\text{PCCAB}}(\mathbf{r}) \propto \iint_{\infty} \iint_{\infty} d^2s_1 d^2s_2 W(s_1, s_2) \exp \left( -\frac{|s_1 - s_2|^2}{\rho_0^2} \right) \exp \left[ \frac{j\pi}{\lambda L} (s_1^2 - s_2^2) \right] \exp \left[ \frac{j2\pi}{\lambda L} (s_1 - s_2) \cdot \mathbf{r} \right] = \iint_{\infty} \iint_{\infty} d^2s_1 d^2s_2 f_1(s_1, s_2) f_2(s_1, s_2) \exp \left[ \frac{j2\pi}{\lambda L} (s_1 - s_2) \cdot \mathbf{r} \right], \quad (6)$$

式中:  $\rho_0 = (0.545C_n^2 k^2 L)^{-3/5}$  为球面波在折射率结构常数为  $C_n^2$  的Kolmogorov湍流中传播  $L$  后的相干长度。式(6)将接收场光强分布函数表示为两个函数乘积的傅里叶变换,两个函数分别为

$$f_1(s_1, s_2) = A_i \left( -\frac{|s_1|}{\alpha} \right) \exp \left( -\frac{|s_2|^2}{w_0^2} \right) \times A_i \left( -\frac{|s_2|}{\alpha} \right) \exp \left( -\frac{|s_2|^2}{w_0^2} \right) \exp \left[ \frac{j\pi}{\lambda L} (s_1^2 - s_2^2) \right], \quad (7)$$

$$f_2(s_1, s_2) = \exp \left( -\frac{|s_1 - s_2|^2}{l_{cr}^2} \right) \exp \left( -\frac{|s_1 - s_2|^2}{\rho_0^2} \right). \quad (8)$$

基于坐标变换  $S = (s_1 + s_2)/2$  和  $Q = s_1 - s_2$ , 接收光强分布函数可以写为

$$I_{PCCAB}(\mathbf{r}) \propto \iint_{-\infty}^{\infty} \iint_{-\infty}^{\infty} d^2 S d^2 Q f_1(S, Q) f_2(Q) \exp \left( \frac{j2\pi}{\lambda L} \mathbf{Q} \cdot \mathbf{r} \right). \quad (9)$$

若令

$$F_1(\mathbf{r}) = \iint_{-\infty}^{\infty} \iint_{-\infty}^{\infty} d^2 S d^2 Q f_1(S, Q) \exp \left( -\frac{j2\pi}{\lambda L} \mathbf{Q} \cdot \mathbf{r} \right) = |U_{CAB}(\mathbf{r})|^2, \quad (10)$$

$$F_2(\mathbf{r}) = \iint_{-\infty}^{\infty} d^2 Q f_2(Q) \exp \left( -\frac{j2\pi}{\lambda L} \mathbf{Q} \cdot \mathbf{r} \right) = \frac{\pi l_{cr}^2 \rho_0^2}{l_{cr}^2 + \rho_0^2} \exp \left( -\frac{\pi^2 r^2}{\lambda^2 L^2} \cdot \frac{l_{cr}^2 \rho_0^2}{l_{cr}^2 + \rho_0^2} \right), \quad (11)$$

则式(6)所示的光强分布函数可以写为

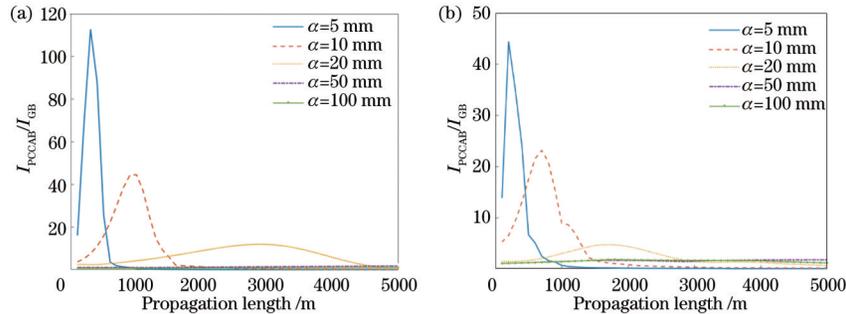


图1 尺度因子对相对中心光强的影响随距离的变化图。(a)  $l_{cr} \rightarrow \infty$ ; (b)  $l_{cr} = 5$  cm

Fig. 1 Effect of scaling factor on relative center light intensity varying with propagation length. (a)  $l_{cr} \rightarrow \infty$ ; (b)  $l_{cr} = 5$  cm

仿真中,湍流的模拟以相位屏描述,将传输路径分为多段,每一段均形成相位屏与真空的组合,将整段的湍流影响分配至各段。确保每一段湍流扰动的弱扰动条件,可以保证这一方法的精度。湍流相位屏的产生基于蒙特卡罗算法,且符合Von Karman湍流谱。仿真结果如图5所示,湍流的存在会通过破坏波前的方法加速光束的能量横向扩散,从而使光束聚焦提前发生,并降低聚焦顶峰强度。但是相比GB,即使在折射率结构常数  $C_n^2 = 10^{-13} \text{ m}^{2/3}$  这样的强湍流环境下,PCCAB仍然表现出明显的光束压缩效果。

$$I_{PCCAB}(\mathbf{r}) \propto F_1(\mathbf{r}) * F_2(\mathbf{r}) =$$

$$\left| F_{\text{Airy}}(\mathbf{r}, L) *_{(r)} F_{\text{Gauss}}(\mathbf{r}, L) \right|^2 *_{(r)} F_2(\mathbf{r}). \quad (12)$$

式(12)同样可以理解为式(11)所示的高斯型函数对环形艾里函数的扩散,这种扩散受光束部分相干性和湍流强度的共同影响。可以预见,当这种扩散效应不能抵消环形艾里函数的收缩效应时,PCCAB在湍流环境中仍然具有自聚焦能力,这种自聚焦的特性同时受到尺度因子  $\alpha$ 、光束半径  $w_0$  以及相干长度  $l_{cr}$  的控制。

利用波动光学仿真观察PCCAB的传播行为。图1所示为PCCAB在传播中的最大平均光强与GB的中心平均光强的比值,光束半径为10 cm的PCCAB在真空中传播时,随着  $\alpha$  的增大,聚焦距离也增大。同时,由于距离增加,衍射过程产生的光束能量扩散更加严重,从而造成聚焦顶峰强度降低。另一方面,如图2所示,光束半径增大会减少聚焦位置处的能量扩散,从而使聚焦位置相应后移,并增大光束的聚焦强度。由图1(b)和图2(b)可见,降低光束的相干性,尺度因子  $\alpha$  与光束半径  $w_0$  对聚焦距离和聚焦强度仍然具有同样的影响。不同相干长度的PCCAB传输光场横向分布如图3所示,随着相干长度的减小,光束的自聚焦效果逐渐劣化,当相干长度几乎可与  $\alpha$  相比拟时,光束自聚焦效果几乎消失。这一点和光束半径对自聚焦效果的影响类似。随着光束相干半径的减小,光束发散效果逐渐增强,光束聚焦强度减弱,聚焦位置提前,如图4所示,图中  $I_{PCCAB, \max}$  为  $I_{PCCAB}$  的最大值,  $I_{GB, \max}$  为  $I_{GB}$  的最大值。

### 3 PCCAB在湍流环境中的光强闪烁及其改善

光强闪烁是PCB抗湍流特性的一个重要衡量参数,其定义式为

$$\sigma_I^2 = \frac{\langle I^2(\mathbf{r}) \rangle}{\langle I(\mathbf{r}) \rangle^2} - 1, \quad (13)$$

式中:  $\langle \cdot \rangle$  表示系综平均。闪烁指数实质上是归一化光强方差,因此更小的光强闪烁意味着更加稳定的光传

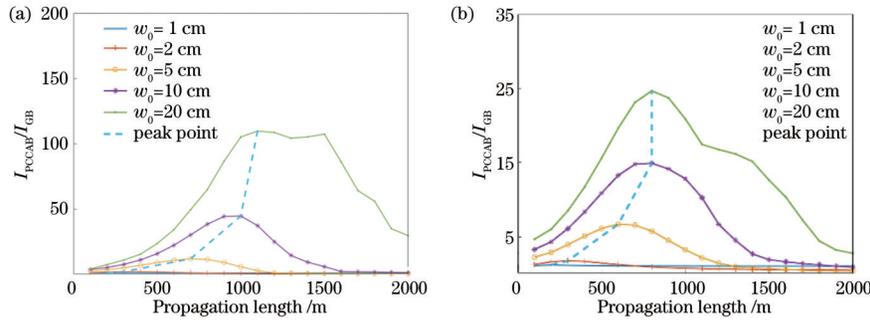


图 2 光束半径对相对中心光强的影响随距离的变化图。(a)  $l_{cr} \rightarrow \infty$ ; (b)  $l_{cr} = 5 \text{ cm}$

Fig. 2 Effect of beam radius on relative center light intensity varying with propagation length. (a)  $l_{cr} \rightarrow \infty$ ; (b)  $l_{cr} = 5 \text{ cm}$

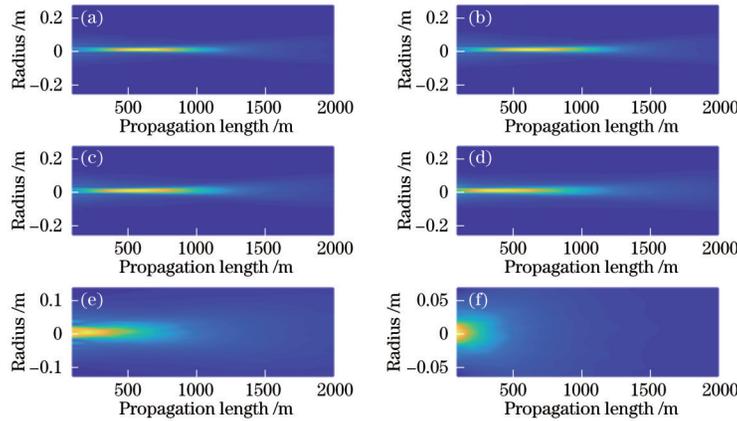


图 3 不同相干长度的 PCCAB 在真空中的传播侧面图。(a)  $l_{cr} \rightarrow \infty$ ; (b)  $l_{cr} = 0.100 \text{ mm}$ ; (c)  $l_{cr} = 0.050 \text{ mm}$ ; (d)  $l_{cr} = 0.020 \text{ mm}$ ; (e)  $l_{cr} = 0.010 \text{ mm}$ ; (f)  $l_{cr} = 0.005 \text{ mm}$

Fig. 3 Side views of PCCAB varying with different coherence length propagating in vacuum. (a)  $l_{cr} \rightarrow \infty$ ; (b)  $l_{cr} = 0.100 \text{ mm}$ ; (c)  $l_{cr} = 0.050 \text{ mm}$ ; (d)  $l_{cr} = 0.020 \text{ mm}$ ; (e)  $l_{cr} = 0.010 \text{ mm}$ ; (f)  $l_{cr} = 0.005 \text{ mm}$

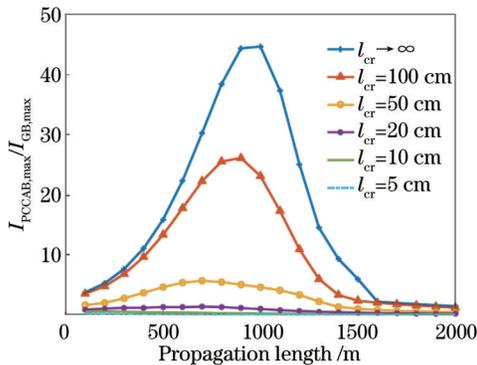


图 4 相干长度对相对中心光强的影响随距离的变化图 ( $\alpha = 1 \text{ cm}$ ,  $w_0 = 10 \text{ cm}$ )

Fig. 4 Effect of coherence length on relative center light intensity varying with propagation length ( $\alpha = 1 \text{ cm}$  and  $w_0 = 10 \text{ cm}$ )

输,对光通信领域而言,光强闪烁更是不可避免的信道衡量指标。为了着重考察光束对湍流影响的抵抗能力,应尽可能减少 PCB 源本身引起的噪声,为此可使光源相干时间  $\tau_c$  远小于探测器积分时间  $\tau_d$ <sup>[23]</sup>,以平均光源本身的能量抖动,这里令  $\tau_d = 50\tau_c$ 。图 6 显示 PCCAB 的中心点闪烁指数随传播距离的变化情况。

可以看到,光强闪烁随距离的增大而增大,但在湍流强度较弱时,临近聚焦位置处光强闪烁有一个明显的下降变化,而在下降后又立刻上升至饱和。产生该下降趋势的原因是:在聚焦的过程中,更多的子光束会聚在小范围内,这些子光束在传播过程中经过了不同的湍流路径,从而在会聚点处形成更强的空间平均效果。对于强湍流环境,由于湍流对光束的扩散作用,PCCAB 的会聚效果有所减弱,因此,这种会聚位置的光强闪烁下降趋势就难以表现出来。但是另一方面,通过图 6(b)可以看出,PCB 的抗湍流作用得到了很好的保留,而且 PCCAB 在光强扰动方面相对于 GSM 仍然表现出一定的优势。图 6(b)中 GSM CAB 代表高斯谢尔模环形艾里光束。

在实际应用中,聚焦点位置的闪烁指数显然更值得关注。因此通过调整  $\alpha$  考察 PCCAB 在不同位置处的聚焦点闪烁指数。可以看到:由小  $\alpha$  控制的近距离聚焦的光强稳定性指数相较于相同相干长度的 GSM 具有更大的优势,如图 7 所示。这是因为近距离聚焦的 PCCAB 的横向扩展更小,有更多能量聚焦,从而带来更强的空间平均效果。随着传输距离的增加,聚焦强度逐渐减小,这种优势也随之逐渐变小,使得 PCCAB 和 GSM 的闪烁指数曲线逐渐靠近。

另外,在通信应用中,接收端对光能量的采集往

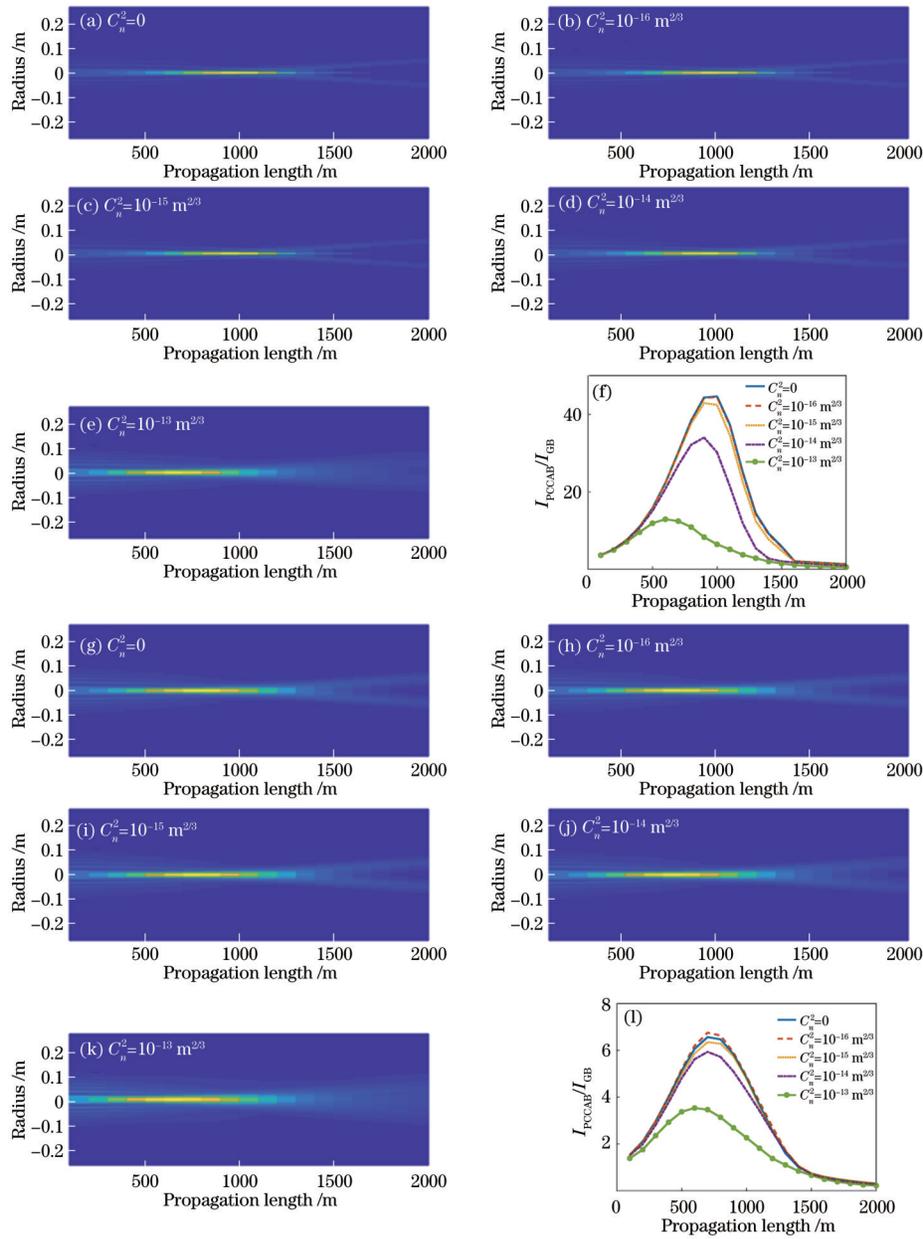


图 5 不同湍流环境下 PCCAB 的光强变化图和相对中心光强变化图 ( $\alpha=1 \text{ cm}, \omega_0=10 \text{ cm}$ )。(a)~(e)  $l_{cr} \rightarrow \infty$  和 (g)~(k)  $l_{cr}=5 \text{ cm}$  条件下的光强变化图; (f)(l) 不同湍流环境下相对中心光强随传播距离的变化图

Fig. 5 Evolution of light intensity of PCCAB and relative center light intensity in different turbulence environment ( $\alpha=1 \text{ cm}$  and  $\omega_0=10 \text{ cm}$ ). Light intensity for (a)~(e)  $l_{cr} \rightarrow \infty$  and (g)~(k)  $l_{cr}=5 \text{ cm}$ ; (f)(l) relative center light intensity varying with propagation length in different turbulence environment

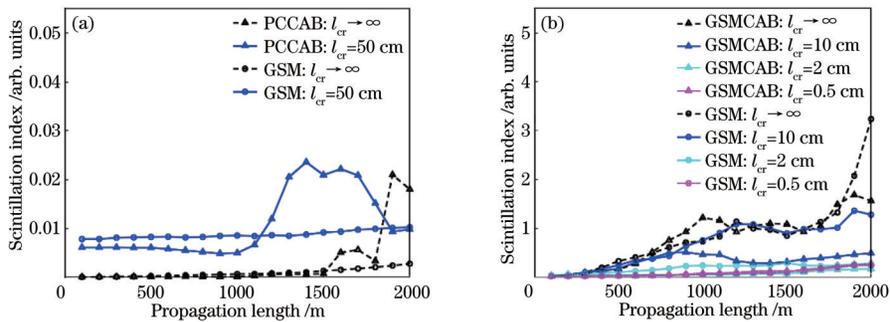


图 6 轴上点闪烁指数随距离的变化图。(a)  $C_n^2=10^{-16} \text{ m}^{-2/3}$ ; (b)  $C_n^2=10^{-13} \text{ m}^{-2/3}$

Fig. 6 On-axis scintillation index varying with propagation length. (a)  $C_n^2=10^{-16} \text{ m}^{-2/3}$ ; (b)  $C_n^2=10^{-13} \text{ m}^{-2/3}$

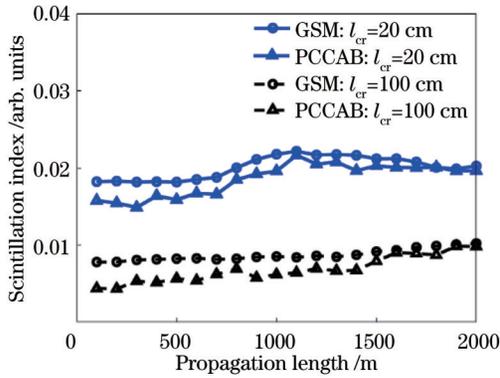


图 7 聚焦点闪烁指数随传播距离的变化

Fig. 7 Scintillation index on focus point varying with propagation length

往不是使用点探测器,而是利用具有一定光学孔径的面探测器,并搭配相应的光学天线,以实现在一定空间范围内的能量收集,增加信噪比。这会在一定程度上形成孔径平均效应,进一步降低接收光的光强闪烁。孔径平均效应下,闪烁指数的计算基于对孔径范围内所有接收光强的时域统计。孔径平均闪烁指数为

$$\sigma_G^2 = \frac{\left\langle \left[ \int_D d^2r I(\mathbf{r}) \right]^2 \right\rangle}{\left\langle \int_D d^2r I(\mathbf{r}) \right\rangle^2} - 1, \quad (14)$$

式中: $D$ 为孔径。当孔径 $D$ 远大于接收场相干长度时,空间积分环节就会有各个相干单元之间的平均效果,从而降低宏观表现出的光强闪烁。对于具有自聚焦特性的 PCCAB 而言,这种效果更加明显,图 8 所示为

5 cm 孔径所接收光强的闪烁情况。在近距离处,由于 GSM 的光斑半径较小,大部分能量仍然被孔径容纳,但是随着距离的增加,GSM 的中心光斑迅速扩展,而相比之下,PCCAB 的束径受到环形艾里振幅的约束,在更远距离仍然保持大部分能量会聚,因此相较 GSM 表现出更稳定的光强分布。

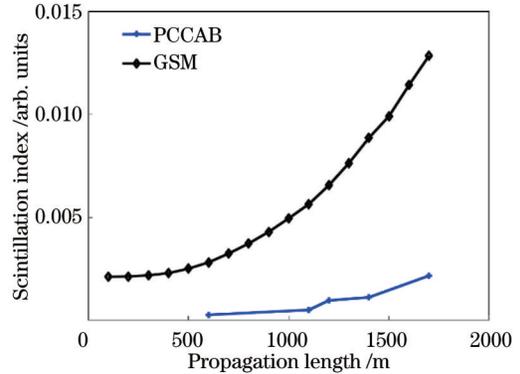


图 8 聚焦处孔径闪烁指数

Fig. 8 Aperture scintillation index on focus plane

#### 4 湍流中 PCCAB 闪烁指数的实验观测

PCCAB 可以通过两块空间光调制器 (SLM) 产生<sup>[24]</sup>。图 9 为光束产生和测试实验图,其中, BE 为激光扩束器, Po1、Po2 为偏振片, SLM1、SLM2 为空间光调制器, L1、L2 为薄透镜, CA 为圆形光圈, HWP 为半波片。实验采用近红外的光纤激光器 (1550 nm) 作为光源。激光经过扩束准直后,再穿过偏振方向与水平方向呈 45° 的偏振片 Po1, 然后照射在工作方向为平行水平方向的第一块 SLM 上。

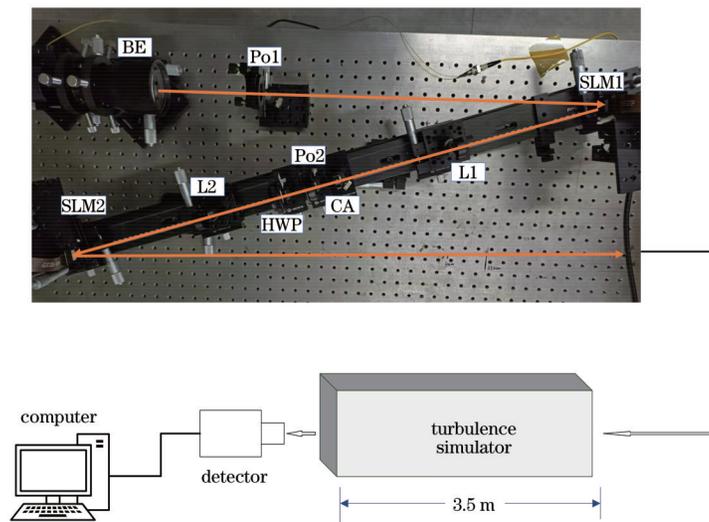


图 9 光束产生及湍流大气传输实验示意图

Fig. 9 Experimental setup for PCCAB generation and propagation in turbulent atmosphere

图 9 中, SLM1 给入射光场  $A_0(x_1, y_1)$  增加了一个固定相位:

$$\varphi_1(r_1) = 2\arccos [CA_1(-r_1)], \quad (15)$$

式中:  $r_1 = \sqrt{x_1^2 + y_1^2}$  为 SLM1 所在平面上的位置向量

模;  $C = 1 / \max \{ A_i(-r_1) \}$  为归一化因子。于是光束的光场变为

$$E(x_1, y_1) = \frac{\sqrt{2}}{2} A_0(x_1, y_1) \left\{ \exp[i\varphi_1(x_2, y_2)] e_x + e_y \right\}, \quad (16)$$

式中:  $e_x$  和  $e_y$  分别为横向和纵向的单位向量。随后在 400 mm 焦距 25.4 mm 孔径的 L1 和 L2 组成的 4f 系统中, 光束先后穿过偏振片 Po2 和半波片 HWP, 前者以 45° 偏振角将光束的两个正交方向的光场重新组合, 得到 SLM2 的入射光场为

$$E'(x_2, y_2) = \frac{1}{2} A_0(x_2, y_2) \left\{ \exp[i\varphi_1(x_2, y_2)] + 1 \right\} e_{\pi/4}, \quad (17)$$

式中:  $e_{\pi/4}$  为与水平方向呈 45° 夹角的单位向量。然后

以半波片将光束偏振方向重新调整为 SLM2 的  $x$  方向。SLM2 对光场的叠加相位为

$$\varphi_2(x_2, y_2) = -\frac{\varphi_1(x_2, y_2)}{2} + \varphi_{pc}(x_2, y_2), \quad (18)$$

式中:  $\varphi_{pc}$  为随机相位, 使光束具有部分相干特性。最终在 SLM2 表面得到出射光场为

$$E(r_2) = \frac{1}{2} A_0(r_2) C A_i(-r_2) \exp(j\varphi_{pc}) e_x, \quad (19)$$

式中:  $r_2 = \sqrt{x_2^2 + y_2^2}$ 。为检测生成光束的光场特性, 在 SLM2 后以另一个 4f 系统配合红外相机观察生成的 PCCAB 光场。实验产生的 PCCAB 光强分布如图 10 所示, 由图 10 可以看到, 光强分布基本符合艾里函数的形式, 与理论设计相符。

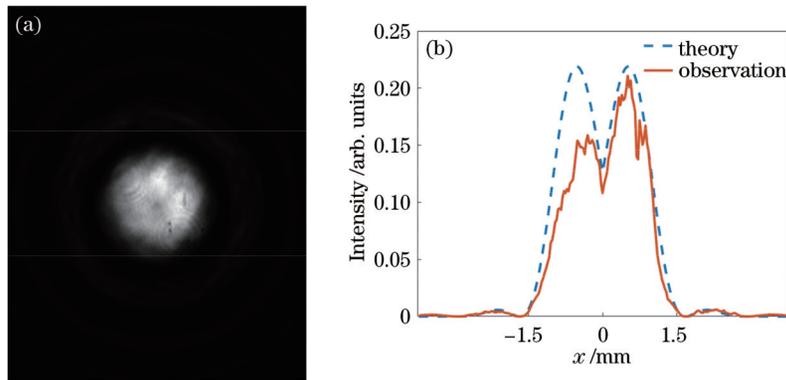


图 10 实验中 PCCAB 的产生结果。(a) 实测光斑分布图; (b) 实验观测与理论结果的对比图

Fig. 10 Results of PCCAB generation in experiment. (a) Measured spot distribution; (b) contrast between generated beam profile and ideal profile

实验室产生的 PCCAB 在经过 3.5 m 室内空间传输后呈现出的光斑如图 11 所示, 可以看到, 相比于 GB [图 11(b)], 该光束有明显的光束压缩效果。这种压缩效果与尺度因子有关, 随着尺度因子的增大, 光束半

径呈现先缩小后增大的趋势, 表明对于这一距离, 存在一个最佳的尺度因子, 即  $\alpha \approx 7.2$  mm, 使光束压缩效果达到最佳。表 1 给出了 GB 与不同  $\alpha$  的 PCCAB 的半径结果。

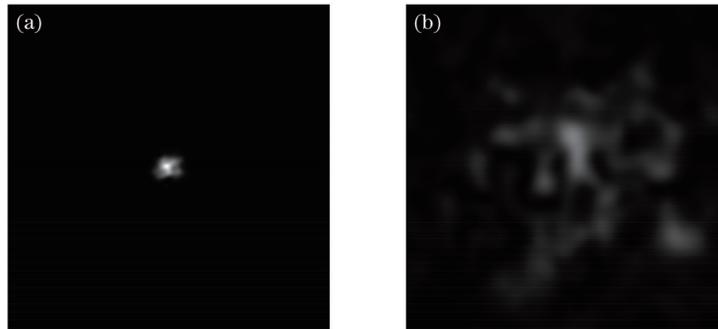


图 11 PCCAB 及 GB 传播后的光斑观察结果。(a) PCCAB; (b) GB

Fig. 11 Beam profiles of PCCAB and GB after propagation. (a) PCCAB; (b) GB

湍流大气对光束的影响在实验室中由热源和气流发生装置构成的湍流模拟器模拟。热源产生温度梯度, 与不稳定气流共同形成随机湍流环境, 环境湍流强度与热源形成的温度梯度呈正相关。利用温度场结构函数与折射率场结构函数之间的等比关系, 可以测量

得到在室内常温状态下折射率结构常数  $C_n^2 \approx 10^{-15} \text{ m}^{-2/3}$ , 而当热源温度提升至 80 °C 时,  $C_n^2 \approx 10^{-12} \text{ m}^{-2/3}$ , 远高于地面一般条件下的中午最强湍流强度。对光强闪烁的统计结果显示, PCCAB 相较于 GB 具有更加稳定的光能量分布。如图 12 所示, 随着湍流

表 1 不同  $\alpha$  的 PCCAB 聚焦半径测量结果Table 1 Measurement results of beam radius of experimentally generated PCCAB with different  $\alpha$ 

Beam type	Radius /mm
GB	34.0
PCCAB ( $\alpha=6.1$ mm)	4.8
PCCAB ( $\alpha=6.6$ mm)	3.9
PCCAB ( $\alpha=7.0$ mm)	3.5
PCCAB ( $\alpha=7.2$ mm)	3.0
PCCAB ( $\alpha=7.5$ mm)	3.1
PCCAB ( $\alpha=7.9$ mm)	3.8
PCCAB ( $\alpha=8.6$ mm)	4.7

强度的增加, PCCAB 和 GB 的闪烁指数均有一定的增大, 部分 PCCAB 的光场性质以及部分相干性对湍流的抗性使得该光束在强扰动时较 GB 具有越发明显的

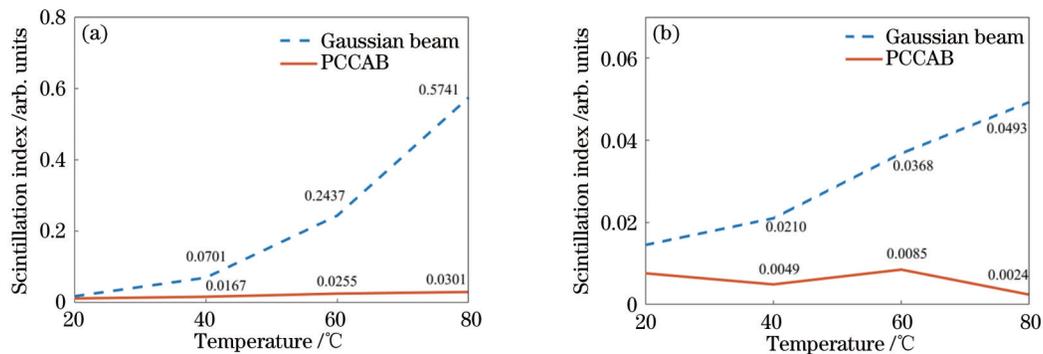


图 12 GB 与 PCCAB 的闪烁指数随湍流强度的变化。(a) 光束中心闪烁指数; (b) 3 mm 孔径平均闪烁指数

Fig. 12 Scintillation indices of GB and PCCAB varying with turbulence strength. (a) Beam center scintillation indices; (b) 3 mm aperture-averaged scintillation indices

## 参 考 文 献

- [1] Ricklin J C, Davidson F M. Atmospheric turbulence effects on a partially coherent Gaussian beam: implications for free-space laser communication[J]. Journal of the Optical Society of America A: Optics, Image Science, and Vision, 2002, 19(9): 1794-1802.
- [2] 曹阳, 文豪, 党宇超. 自由空间光通信下的 LSTM-SCFlips 译码方法研究[J]. 光学学报, 2021, 41(14): 1406004.
- [3] Cao Y, Wen H, Dang Y C. LSTM-SCFlips decoding method in free-space optical communication[J]. Acta Optica Sinica, 2021, 41(14): 1406004.
- [4] 刘旻雯, 李迎春. OFDM-OAM 光信号在大气湍流中的传输[J]. 光学学报, 2019, 39(7): 0706002.
- [5] Liu M W, Li Y C. Propagation of OFDM-OAM optical signal in atmospheric turbulence[J]. Acta Optica Sinica, 2019, 39(7): 0706002.
- [6] Zhao C L, Cai Y J, Lu X H, et al. Radiation force of coherent and partially coherent flat-topped beams on a Rayleigh particle[J]. Optics Express, 2009, 17(3): 1753-1765.
- [7] Zhang J F, Wang Z Y, Cheng B, et al. Atom cooling by partially spatially coherent lasers[J]. Physical Review A, 2013, 88(2): 023416.
- [8] Cai Y J, Zhu S Y. Ghost imaging with incoherent and partially coherent light radiation[J]. Physical Review E, 2005, 71(5): 056607.
- [9] Kon A I, Tatarskii V I. On the theory of the propagation of partially coherent light beams in a turbulent atmosphere [J]. Radiophysics and Quantum Electronics, 1972, 15 (10): 1187-1192.
- [10] Leader J C. Atmospheric propagation of partially coherent radiation[J]. Journal of the Optical Society of America, 1978, 68(2): 175-185.
- [11] Leader J C. Beam-intensity fluctuations in atmospheric turbulence[J]. Journal of the Optical Society of America, 1981, 71(5): 542-558.
- [12] Wang S J, Baykal Y, Plonus M A. Receiver-aperture averaging effects for the intensity fluctuation of a beam wave in the turbulent atmosphere[J]. Journal of the Optical Society of America, 1983, 73(6): 831-837.
- [13] Mei Z R, Korotkova O. Random sources generating ring-shaped beams[J]. Optics Letters, 2013, 38(2): 91-93.
- [14] Cai Y J, He S L. Propagation of a partially coherent

- twisted anisotropic Gaussian Schell-model beam in a turbulent atmosphere[J]. *Applied Physics Letters*, 2006, 89(4): 041117.
- [13] Alavinejad M, Ghafary B. Turbulence-induced degradation properties of partially coherent flat-topped beams[J]. *Optics and Lasers in Engineering*, 2008, 46(5): 357-362.
- [14] Chen Y H, Wang F, Zhao C L, et al. Experimental demonstration of a Laguerre-Gaussian correlated Schell-model vortex beam[J]. *Optics Express*, 2014, 22(5): 5826-5838.
- [15] Sahin S, Korotkova O. Light sources generating far fields with tunable flat profiles[J]. *Optics Letters*, 2012, 37(14): 2970-2972.
- [16] Wang F, Li J, Martinez-Piedra G, et al. Propagation dynamics of partially coherent crescent-like optical beams in free space and turbulent atmosphere[J]. *Optics Express*, 2017, 25(21): 26055-26066.
- [17] 柯熙政, 张宇. 部分相干光在大气湍流中的光强闪烁效应[J]. *光学学报*, 2015, 35(1): 0106001.  
Ke X Z, Zhang Y. Scintillation of partially coherent beam in atmospheric turbulence[J]. *Acta Optica Sinica*, 2015, 35(1): 0106001.
- [18] Zhou Z Y, Zhou X X, Yuan X H, et al. Research on characteristics of Bessel-Gaussian Schell-model beam in weak turbulence[J]. *Optics Communications*, 2020, 474: 126074.
- [19] Lajunen H, Saastamoinen T. Propagation characteristics of partially coherent beams with spatially varying correlations[J]. *Optics Letters*, 2011, 36(20): 4104-4106.
- [20] Efremidis N K, Christodoulides D N. Abruptly autofocusing waves[J]. *Optics Letters*, 2010, 35(23): 4045-4047.
- [21] Jiang Y F, Yu W L, Zhu X W, et al. Propagation characteristics of partially coherent circular Airy beams [J]. *Optics Express*, 2018, 26(18): 23084-23092.
- [22] Li T, Zhang X, Huang K K, et al. Experimental generation of partially coherent circular Airy beams[J]. *Optics & Laser Technology*, 2021, 137: 106814.
- [23] Gbur G. Partially coherent beam propagation in atmospheric turbulence[J]. *Journal of the Optical Society of America A: Optics, Image Science, and Vision*, 2014, 31(9): 2038-2045.
- [24] Zhu L, Wang J. Arbitrary manipulation of spatial amplitude and phase using phase-only spatial light modulators[J]. *Scientific Reports*, 2014, 4: 7441.