

# LED 焦散光束的传输特性

杨艳飞, 吴逢铁, 朱清智, 胡润

华侨大学信息科学与工程学院, 福建省光传输与变换重点实验室, 福建 厦门 361021

**摘要** 利用 LED 光源产生焦散光束, 并应用交叉谱密度函数及多光谱叠加的原理计算了轴棱锥后 LED 部分相干焦散光束的光强分布。理论分析和实验结果验证了像散等参量对焦散光束的影响。通过研究传输距离对 LED 焦散光束的影响发现, 随着传输距离增大, 焦散光束星状外轮廓尺寸变大, 中心光斑逐渐向外环对称分裂, 同时中心光强相应减弱, 光点阵列衬比度逐渐降低, 最终将演化成近似空心光束。研究结果丰富了焦散光束的内涵, 为 LED 焦散光束的实际应用提供了理论基础和实验依据。

**关键词** 衍射; LED 焦散光束; 部分相干光; 交叉谱密度; 轴棱锥

中图分类号 O436.1

文献标识码 A

doi: 10.3788/AOS201838.0505004

## Transmission Characteristics of LED Caustic Beam

Yang Yanfei, Wu Fengtie, Zhu Qingzhi, Hu Run

College of Information Science and Engineering, Huaqiao University, Fujian Key Laboratory of Optical Beam Transmission and Transformation, Xiamen, Fujian 361021, China

**Abstract** The LED caustic beam is generated by LED light source. A method of using cross-spectral density function and superposition of multi-spectral is proposed to calculate the intensity distribution of the LED caustic beam through the axicon. The influence of parameters such as dispersion on caustic beam is theoretically and experimentally demonstrated. The influence of the transmission distance on the LED caustic beam is further studied. It is found that the outer contour of the caustic beam becomes larger and the central light spots symmetrically split into light spot array as the transmission distance increases. Meanwhile, the central intensity decreases correspondingly, and the contrast of the light spot array decreases gradually. It will evolve into an approximately hollow beam eventually. This research results enrich the connotation of caustic beam, and provide a theoretical basis and experimental evidence for the practical application of LED caustic beam.

**Key words** diffraction; LED caustic beam; partially coherent beam; cross-spectral density; axicon

**OCIS codes** 050.1970; 080.4298; 070.4560; 220.3620

## 1 引 言

无衍射光束是自由空间标量波动方程的一组特解, 自 1987 年 Durnin 教授<sup>[1]</sup>在实验室内产生第一束无衍射 Bessel 光束后, 就迅速引起了广泛关注。目前, 产生 Bessel 光束的方法主要有环缝-透镜法<sup>[2-3]</sup>、全息法<sup>[4]</sup>、轴棱锥法<sup>[5-6]</sup>等。其中, 轴棱锥法因装置简单、能量利用率高及成本低等优点而被广泛用于产生无衍射 Bessel 光束。焦散光束的发现主要是源于对 Bessel 光束的研究。实验中轴棱锥

的椭圆误差或光束斜入射都能对 Bessel 光束产生显著影响, 导致 Bessel 光束中心向外环分裂, 从而产生焦散光束。

近年来, 学者对焦散光束进行了研究: 1998 年, Zhao 等<sup>[7]</sup>基于光束斜入射轴棱锥讨论了焦散光束光强随光束倾角的演化; 2003 年, Thaning 等<sup>[8]</sup>通过对比斜入射圆轴棱锥与正入射椭圆轴棱锥发现, 两者均能产生等价的焦散光束; 2007 年, Anguiano-Morales 等<sup>[9]</sup>基于汉克波理论证明了焦散光束具有自重建特性; 2011 年, Mathis 等<sup>[10]</sup>提出了在二维和

收稿日期: 2017-12-19; 收到修改稿日期: 2017-12-29

基金项目: 国家自然科学基金(61178015)、国家自然科学基金青年科学基金(61605049)、福建省科技重大项目(2016H6016)

作者简介: 杨艳飞(1991—), 女, 硕士研究生, 主要从事光束传输与变换方面的研究。E-mail: 568185781@qq.com

导师简介: 吴逢铁(1958—), 男, 博士, 教授, 主要从事光束传输与变换、短脉冲技术及非线性光学方面的研究。

E-mail: fengtie@hqu.edu.cn(通信联系人)

三维空间自加速的微量级焦散光束;2016年, Ren等<sup>[11]</sup>基于突变理论指出焦散光束也是一种对称的Pearcey光束;2017年, Vaveliuk等<sup>[12]</sup>分析了在光谱相位取值小于2的范围内产生的焦散光束的性质。然而这些研究工作仅局限于相干光领域,且对焦散光束的相关光学特性还未充分研究。焦散光束具有新颖的空间分布和独特的光学性质,这让研究人员看到了其在大景深成像<sup>[13]</sup>、拓扑荷数检测<sup>[14]</sup>及微粒子操控<sup>[15]</sup>等领域应用的可能。发光二极管(LED)是一种成本较低且易获得的新型非相干光源,与激光光源相比,其发出的光经过一段距离传输后变成的部分相干光同样具有良好的方向性<sup>[16]</sup>;此外,LED具有节能环保、寿命长、安全可靠性强、高亮度低热量、易集成模块化等特点,因此被广泛应用于医疗、通信和工业照明等领域,其相关光学特性越来越受到研究人员的重视。基于前人的研究成果,本课题组利用非相干LED光源研究焦散光束,引入交叉谱密度函数进行相关描述,将焦散光束的研究范围从相干光拓展到部分相干光的LED领域。

本研究采用准单色LED红光作为光源,通过小孔光阑和长距离传输的方式将准单色LED光变为部分相干光,再倾斜入射轴棱锥产生了LED焦散光束。运用交叉谱密度函数结合菲涅耳-基尔霍夫衍射理论,推导出轴棱锥后LED部分相干焦散光束的光强分布。通过讨论像散、传输距离等参量对LED焦散光束的影响,系统分析了LED焦散光束的传输特性,并设计相关实验进行了验证。

## 2 理论分析

LED焦散光束的形成原理如图1所示。一束平行的LED部分相干光正入射倾斜轴棱锥后,受像散的影响,中心光斑会随传输距离的增加而逐渐向外环对称分裂,形成具有复杂光学结构的焦散光束。

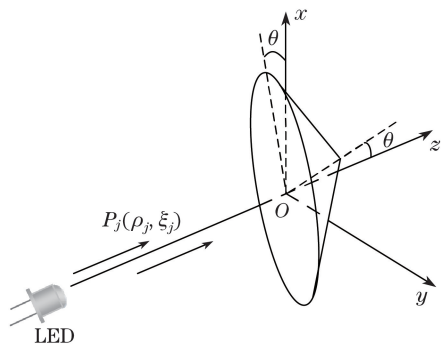


图1 LED焦散光束的形成原理  
Fig. 1 Formation of LED caustic beam

图1中,  $P_j(\rho_j, \xi_j)$ 为轴棱锥前表面任意两点的位置坐标,  $\theta$ 为轴棱锥沿  $x$ 轴方向倾斜的角度或入射光束与  $z$ 轴的夹角。

由于LED光源具有一定的光谱宽度,理论模拟时需要考虑光谱分布对光束传输的影响。为此需要通过实验测定相关红光LED的光谱分布曲线,并拟合出光谱分布函数,LED的光谱分布实验数据如图2所示。从图2可以看出,LED光源的光谱分布近似于高斯型分布。为了计算方便,可用高斯函数描述LED的光谱:

$$S(\lambda) = \exp\left[-\frac{(\lambda - \lambda_0)^2}{\omega_\lambda^2}\right], \quad (1)$$

式中:  $\lambda$ 为波长;  $\lambda_0$ 、 $\omega_\lambda$ 分别为光源的中心波长和光谱的半峰全宽。中心波长及半峰全宽分别取628.6 nm和10 nm按(1)式进行拟合,并将结果绘制成曲线列于图2中。通过对比可以看出,理论模拟的光谱曲线与实际光源的光谱分布基本吻合,说明理论上可以用对应的高斯函数近似描述实验LED光源的光谱分布。

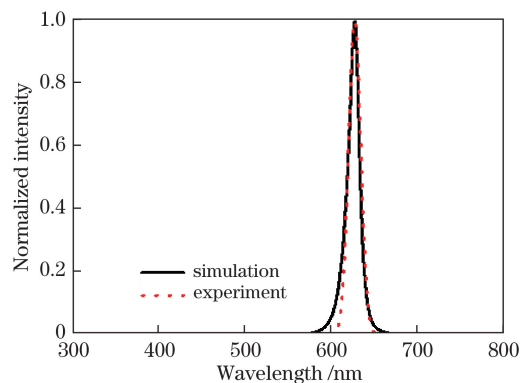


图2 红光LED的光谱特性

Fig. 2 Spectral characteristics of red LED

由van Cittert-Zernike定理可知,一个扩展的非相干准单色光源在自由空间中传输一段距离后,其光场的空间相干性得到提高。McMorran等<sup>[17]</sup>通过理论推导证明了高斯-谢尔模型光束在傍轴近似下,能够有效近似模拟非相干光源通过光阑后的部分相干光的光场分布。崔省伟等<sup>[18]</sup>从实验上验证了LED非相干光源传输一段距离通过光阑后的部分相干光的空间相干性基本呈高斯函数分布。因此可引入高斯-谢尔模型近似描述此类部分相干光束的传输特性<sup>[19-21]</sup>。

轴棱锥前LED部分相干光的交叉谱密度函数为

$$W(\rho_1, \rho_2, \xi_1, \xi_2, \omega) = S(\lambda) \exp\left(-\frac{\rho_1^2 + \rho_2^2}{\omega_0^2}\right) \times \exp\left[-\frac{\rho_1^2 + \rho_2^2 - 2\rho_1\rho_2 \cos(\xi_2 - \xi_1)}{\delta^2}\right], \quad (2)$$

式中:  $(\rho_1, \xi_1)$  和  $(\rho_2, \xi_2)$  分别为轴棱锥前表面任意两点的位置坐标;  $\omega$  为光频率;  $\omega_0$  为束腰半径;  $\delta$  为横向相干长度。

轴棱锥的透过率函数出射的光场表示为

$$E(\rho, \xi) = \exp(ik\rho \cos \xi \sin \theta) \exp\{-ik[n(\lambda) - 1]\gamma\rho\}, \quad (3)$$

式中:  $n(\lambda)$  和  $\gamma$  分别为轴棱锥的折射率与底角;  $k$  为波数  $(k = \frac{2\pi}{\lambda})$ ;  $\rho$  为径向坐标。

根据 Sellmeier 色散公式, (3) 式中轴棱锥的折射率  $n(\lambda)$  可写成:

$$n(\lambda) = \sqrt{1 + \frac{K_1 \cdot \lambda^2}{\lambda^2 - C_1} + \frac{K_2 \cdot \lambda^2}{\lambda^2 - C_2} + \frac{K_3 \cdot \lambda^2}{\lambda^2 - C_3}}, \quad (4)$$

式中:  $K_1, K_2, K_3, C_1, C_2$  和  $C_3$  为 Sellmeier 色散公式的材料系数。实验用轴棱锥的材料为 Fused Silica, 因此(4)式中的材料系数为

$$\begin{cases} K_1 = 0.6961633, C_1 = 4.67914826 \times 10^{-3} \\ K_2 = 0.4079426, C_2 = 1.3512063 \times 10^{-2} \\ K_3 = 0.8974900, C_3 = 9.7934002 \times 10^2 \end{cases} \quad (5)$$

轴棱锥后初始光场的交叉谱密度函数为

$$\begin{aligned} W(\rho_1, \rho_2, \xi_1, \xi_2, z=0) &= S(\lambda) \exp\left(-\frac{\rho_1^2 + \rho_2^2}{\omega_0^2}\right) \times \\ &\exp\left[-\frac{\rho_1^2 + \rho_2^2 - 2\rho_1\rho_2 \cos(\xi_2 - \xi_1)}{\delta^2}\right] \times \\ &\exp[ik \sin \theta (\rho_2 \cos \xi_2 - \rho_1 \cos \xi_1)] \times \\ &\exp\{-ik[n(\lambda) - 1]\gamma(\rho_2 - \rho_1)\}. \end{aligned} \quad (6)$$

由菲涅耳-基尔霍夫理论可以得到轴棱锥后  $z$  处的交叉谱密度函数为

$$\begin{aligned} W(r_1, r_2, \varphi_1, \varphi_2, z) &= \\ &\int \left(\frac{1}{\lambda z}\right)^2 \iiint S(\lambda) W(\rho_1, \rho_2, \xi_1, \xi_2, z=0) \times \\ &\exp[ik(R_2 - R_1)] d\rho_1 d\rho_2 d\xi_1 d\xi_2 d\lambda, \quad (7) \\ R_j &= [z^2 + r_j^2 + \rho_j^2 - 2r_j\rho_j \cos(\xi_j - \varphi_j)]^{1/2}, \\ &(j=1, 2), \end{aligned} \quad (8)$$

式中:  $R_j (j=1, 2)$  为轴棱锥到观察面的距离;  $r_j (j=1, 2)$  为极坐标上的极径;  $\varphi$  为极角。

从(7)式可以看出, LED 焦散光束实际上是光谱内各波长的焦散光束进行非相干叠加的结果。为了便于计算, 将(8)式作泰勒级数展开:

$$\begin{aligned} R_j &= z + \frac{r_j^2 + \rho_j^2 - 2r_j\rho_j \cos(\xi_j - \varphi_j)}{2z} - \\ &\frac{r_j^4 + \rho_j^4 + 2r_j^2\rho_j^2 - (4r_j^3\rho_j + 4r_j\rho_j^3) \cos(\xi_j - \varphi_j) + 4r_j^4\rho_j^4 \cos^2(\xi_j - \varphi_j)}{8z^3}, \quad (j=1, 2), \end{aligned} \quad (9)$$

考虑到  $z \gg \rho, z \gg r$  ( $r$  为极径), (9) 式中的  $\frac{\rho_j^4}{8z^3} \ll z, \frac{r_j^3\rho_j}{2z^3} \ll z, \frac{r_j\rho_j^3}{2z^3} \ll z$  可以忽略, 故而(9)式可以简化为<sup>[22]</sup>

$$R_j = \left(z + \frac{r_j^2}{2z} - \frac{r_j^4}{8z^3}\right) + \left(\frac{\rho_j^2}{2z} - \frac{r_j^2\rho_j^2}{2z^3}\right) - \frac{r_j\rho_j}{z} \cos(\xi_j - \varphi_j) - \frac{r_j^2\rho_j^2}{4z^3} \cos 2(\xi_j - \varphi_j), \quad (10)$$

令  $r_1 = r_2 = r, \varphi_1 = \varphi_2 = \varphi$ , 则轴棱锥后  $z$  处的光强为

$$\begin{aligned} I(r, \varphi, z) &= \int \left(\frac{1}{\lambda z}\right)^2 \iint S(\lambda) \rho_1 \rho_2 C(r, \rho_1, \rho_2, \varphi, \xi_1, \xi_2, z) \exp\left[-\left(\frac{1}{\omega_0^2} + \frac{1}{\delta^2}\right)(\rho_1^2 + \rho_2^2)\right] \times \\ &\exp\{-ik[n(\lambda) - 1]\gamma(\rho_2 - \rho_1)\} \exp\left[\frac{ik}{2z}\left(1 - \frac{r^2}{z^2}\right)(\rho_2^2 - \rho_1^2)\right] d\rho_1 d\rho_2 d\lambda, \end{aligned} \quad (11)$$

其中:

$$\begin{aligned} C(r, \rho_1, \rho_2, \varphi, \xi_1, \xi_2, z) &= \iint \exp\left[\frac{2\rho_1\rho_2 \cos(\xi_2 - \xi_1)}{\delta^2}\right] \times \\ &\exp\left\{-ik\left[\rho_1 \cos \xi_1 \sin \theta - \frac{r\rho_1}{z} \cos(\xi_1 - \varphi) - \frac{r^2\rho_1^2}{4z^3} \cos 2(\xi_1 - \varphi)\right]\right\} \times \\ &\exp\left\{ik\left[\rho_2 \cos \xi_2 \sin \theta - \frac{r\rho_2}{z} \cos(\xi_2 - \varphi) - \frac{r^2\rho_2^2}{4z^3} \cos 2(\xi_2 - \varphi)\right]\right\} d\xi_1 d\xi_2. \end{aligned} \quad (12)$$

根据二重积分稳相法<sup>[23]</sup>, (10) 式可简化为

$$I(r, \varphi, z) = \int S(\lambda) \frac{1}{\lambda z} \rho_0^2 C(r, \rho_0, \varphi, \xi_1, \xi_2, z) \times \exp\left[-2\rho_0^2\left(\frac{1}{\omega_0^2} + \frac{1}{\delta^2}\right)\right] d\lambda, \quad (13)$$

式中:  $\rho_0$  为稳相点。

考虑到  $r \ll z$ , 稳相坐标可简化为

$$\rho_0 = \rho_{10} = \rho_{20} = [n(\lambda) - 1]\gamma z, \quad (14)$$

式中:  $\rho_{10}$ 、 $\rho_{20}$  为二重积分稳相点。

设  $\xi'_1 = \xi_1 - \varphi$ ,  $\xi'_2 = \xi_2 - \varphi$ , 将(13)式代入(11)式可得:

$$C(r, r', \rho_0, \varphi', \xi'_1, \xi'_2, z) = \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} \exp\left[\frac{2\rho_0^2 \cos(\xi'_2 - \xi'_1)}{\delta^2}\right] \times \exp\left\{-ik \frac{\rho_0 r'}{z} [\cos(\xi'_2 - \varphi') - \cos(\xi'_1 - \varphi')]\right\} \times \exp\left\{-ik \frac{r'^2 \rho_0^2}{4z^3} (\cos 2\xi'_2 - \cos 2\xi'_1)\right\} d\xi'_1 d\xi'_2, \quad (15)$$

其中,

$$\begin{cases} r' = [(r - z \sin \theta \cos \varphi)^2 + (z \sin \theta \sin \varphi)^2]^{1/2} \\ \varphi' = \arctan[(z \sin \theta \sin \varphi) / r - z \sin \theta \cos \varphi] \end{cases}, \quad (16)$$

式中:  $r'$  和  $\varphi'$  表示以光斑中心  $r = z \sin \theta$  为原点的坐标。令  $r = z \sin \theta$ , 并将(14)式代入(12)式可得轴棱锥后  $z$  处部分相干 LED 焦散光束的光强分布:

$$I(r', \varphi', z) = \int S(\lambda) \frac{\rho_0}{\lambda z} \exp\left[-2\rho_0^2 \left(\frac{1}{\omega_0^2} + \frac{1}{\delta^2}\right)\right] \times \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} \exp\left[\frac{2\rho_0^2 \cos(\xi'_2 - \xi'_1)}{\delta^2}\right] \times \exp\left\{-ik \frac{\rho_0 r'}{z} [\cos(\xi'_2 - \varphi') - \cos(\xi'_1 - \varphi')]\right\} \times \exp\left[-ik \frac{(z \sin \theta)^2 \rho_0^2}{4z^3} (\cos 2\xi'_2 - \cos 2\xi'_1)\right] d\xi'_1 d\xi'_2 d\lambda. \quad (17)$$

### 3 数值模拟

由 van Cittert-Zernike 定理可知, 一个扩展的非相干单色光源经过一段传输距离后, 光场的空间相干长度可近似表示为<sup>[24]</sup>

$$\delta = \frac{1.22L\lambda}{\phi}, \quad (18)$$

式中:  $\phi$  和  $L$  分别为非相干光源线度及传输距离。实验中用小孔光阑 A 选取光照均匀的 LED 面源作为长距离传输的初始 LED 光源, 因此(18)式中的  $\phi$  项又可表示为光阑 A 的孔径。根据实验条件, 光阑直径和传输距离分别取  $\phi = 0.2 \text{ mm}$ 、 $L = 1.5 \times 10^3 \text{ mm}$ ,  $\lambda$  取红光 LED 光源的中心波长  $628.6 \text{ nm}$ 。由(18)式可以计算出从光阑传输至轴棱锥处的空间相干长度  $\delta = 5.75 \text{ mm}$ 。

焦散光束是一种具有复杂光学结构的特种光束, 为了研究这一复杂光学结构的变化规律, 从像

散和传输距离两方面进行讨论。以中心波长为  $628.6 \text{ nm}$  的红光 LED 作为光源, 选取参量  $\omega_0 = 15 \text{ mm}$ ,  $\delta = 5.75 \text{ mm}$ ,  $\gamma = 1^\circ$ , 轴棱锥倾角  $\theta$  分别取  $15^\circ$  和  $20^\circ$ ; 按(16)式模拟红光 LED 经过倾角不同的轴棱锥后的光强分布, 如图 3 所示。图 3(a1)~(a5)和图 3(c1)~(c5)分别是轴棱锥倾角为  $15^\circ$  和  $20^\circ$ , 传输距离分别为  $200, 500, 800, 1100, 1400 \text{ mm}$  的焦散光强截面。图 3(b1)~(b5)和图 3(d1)~(d5)为相应的实验结果。

从图 3 中可以看出: 在像散影响下, 光束在传输过程中的光强分布会发生畸变, 形成焦散光束, 具体表现为光束的中心光斑逐渐向外环对称分裂形成光点阵列, 聚焦光强逐渐向外延展形成星状外轮廓; 随着传输距离增加, 焦散光束内部的光点数目增多, 外轮廓尺寸变大。此外, 由于实验以 LED 部分相干光作为光源, 传输过程的相干度下降, 中心光点阵列的衬比度降低。为了更加清晰地反映这一点, 还模拟了 LED 部分相干光束在传输过程中的径向光强曲线, 如图 4 所示。从图 4 中可以看出: 在传输过程中, 焦散光束的星状轮廓尺寸在变大的同时, 中心光点阵列的强度不断减弱, 且光斑外轮廓不再有点阵列变化, 逐渐趋于平稳; 当传输距离足够远时, 焦散光束最终将会演化成近似空心的光束。此外, 对比图 4(a)和图 4(b)可以发现: 在其他参数相同的情况下, 即在相同的传输距离时, 像散越大, 焦散光束中心光点阵列的数目越多, 中心相对光强由强到弱的变化速度相对较慢。

### 4 实验设计与结果分析

LED 焦散光束的实验装置如图 5 所示。以红光 LED 作为光源, 通过聚光筒产生光强均匀的非相干面源, 之后放置  $\phi = 0.2 \text{ mm}$  的小孔径光阑 A 以提高光场的相干性; 再经过焦距分别为  $15, 300 \text{ mm}$  的透镜  $L_1$  和  $L_2$  组成的扩束系统, 以及长距离传输获得一束宽光谱的部分相干光, 然后正入射倾斜的轴棱锥, 形成 LED 焦散光束。其中轴棱锥底角  $\gamma = 1^\circ$ , 传输距离  $L = 1500 \text{ mm}$ 。

通过高精度旋转台 (PR01/M) 控制轴棱锥倾角引入像散, 再用 CCD 成像系统分别记录对应模拟条件下焦散光束在轴棱锥后不同位置处的光强, 如图 3 所示。为了更清楚地观察实验测得的光斑图的光强分布和变化趋势, 并更好地与模拟结果进行比较, 在图 3(b1)~(b5)和图 3(d1)~(d5)中增加了光



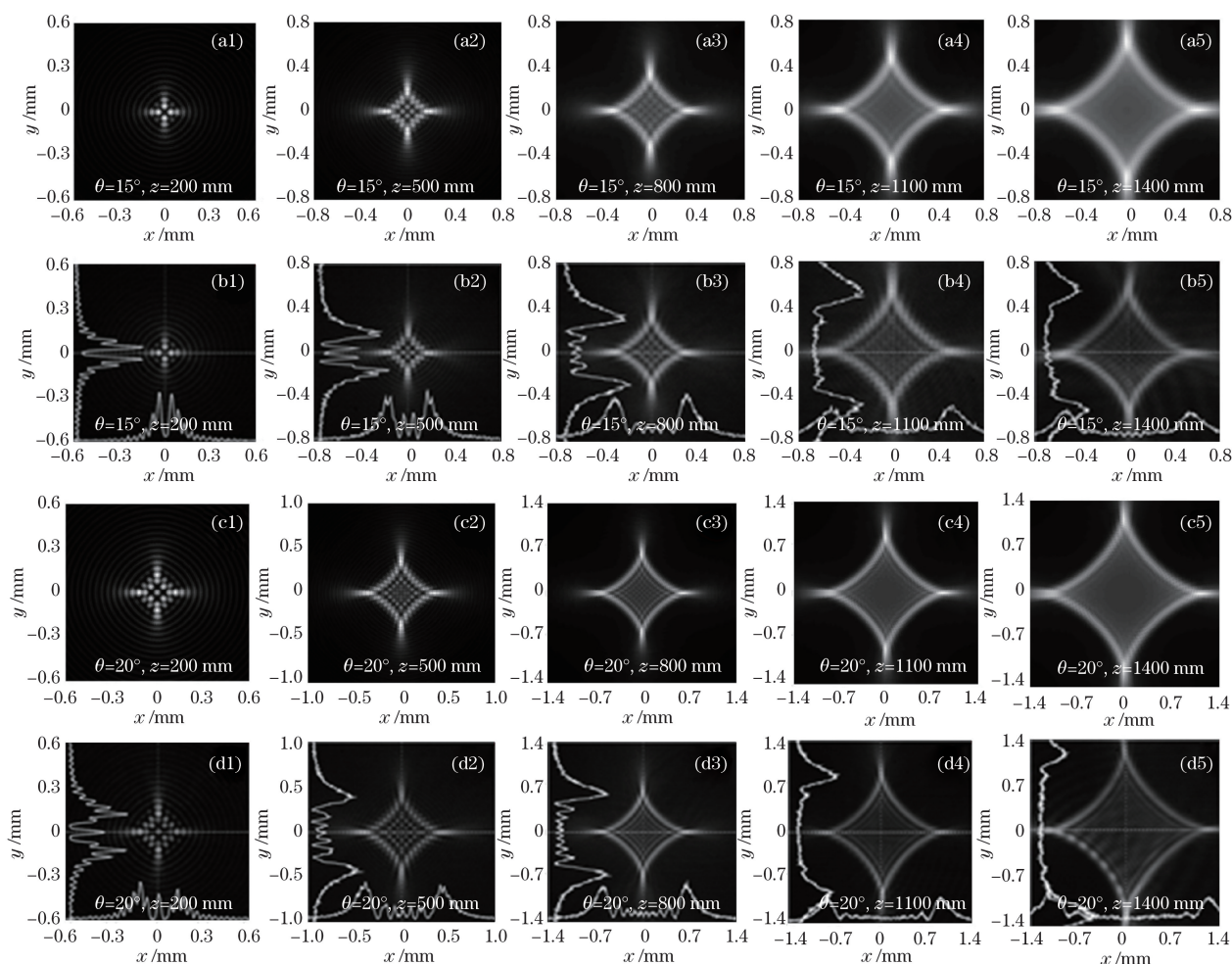


图3 红光LED焦散光束的光强截面。(a1)~(a5)和(c1)~(c5)数值模拟结果;(b1)~(b5)和(d1)~(d5)实验结果

Fig. 3 Intensity of red LED caustic beam. (a1)-(a5) and (c1)-(c5) Numerical simulations;  
(b1)-(b5) and (d1)-(d5) experimental results

强分布曲线。图3(b1)~(b5)是轴棱锥倾角为 $15^\circ$ ,传输距离分别为200, 500, 800, 1100, 1400 mm时的焦散光强截面;图3(d1)~(d5)是轴棱锥倾角为 $20^\circ$ ,传输距离分别为200, 500, 800, 1100, 1400 mm的焦散光强截面;LED焦散光束的径向光强曲线如图4中虚线所示。可以看出,LED焦散光束的传输特性是像散和传输距离共同作用的结果,具体表现为:入射光经过倾斜轴棱锥后受像散的影响,中心光斑逐渐向外环对称分裂形成焦散光斑,焦散光斑尺寸会随着传输距离的增大而增大,并且传输过程中光点阵列的衬比度逐渐降低;与像散较小时相比,像散较大时的光束中心光斑强度的减弱速度小。无论像散大小,当传输距离足够远时,LED焦散光束都有演变成类似空心光束的趋势,实验现象与理论模拟基本吻合,但仍存在微小偏差。通过分析认为造成此偏差的原因可能有4个:一是在空间相干长度 $\delta$ 计算过程中,采用光

阑孔径的大小来近似代替 $\phi$ 的值,实验用光阑的误差范围为 $\pm 10 \mu\text{m}$ , $\lambda$ 的取值为红色LED的中心波长,且LED光源具有一定的光谱宽度,这些均会对实验结果产生微小的影响;二是在实验过程中,由于光学器件(透镜、轴棱锥等)的表面反射以及边缘反射效应等,会导致实验中产生一些无法避免的杂散光,这些杂散光会对实验结果产生一定的影响;三是轴棱锥在加工过程中很难实现完全平滑的表面,因此在实验中会使光束产生衍射和干涉现象,影响光束质量;四是LED部分相干光与轴棱锥的夹角测量存在误差,从而使实验和模拟结果产生一定的偏差。

## 5 结 论

应用高斯-谢尔模型的交叉谱密度函数和光谱叠加原理描述LED焦散光束在自由空间的传输特性,并进行了数值模拟。设计相关实验进行验证,实

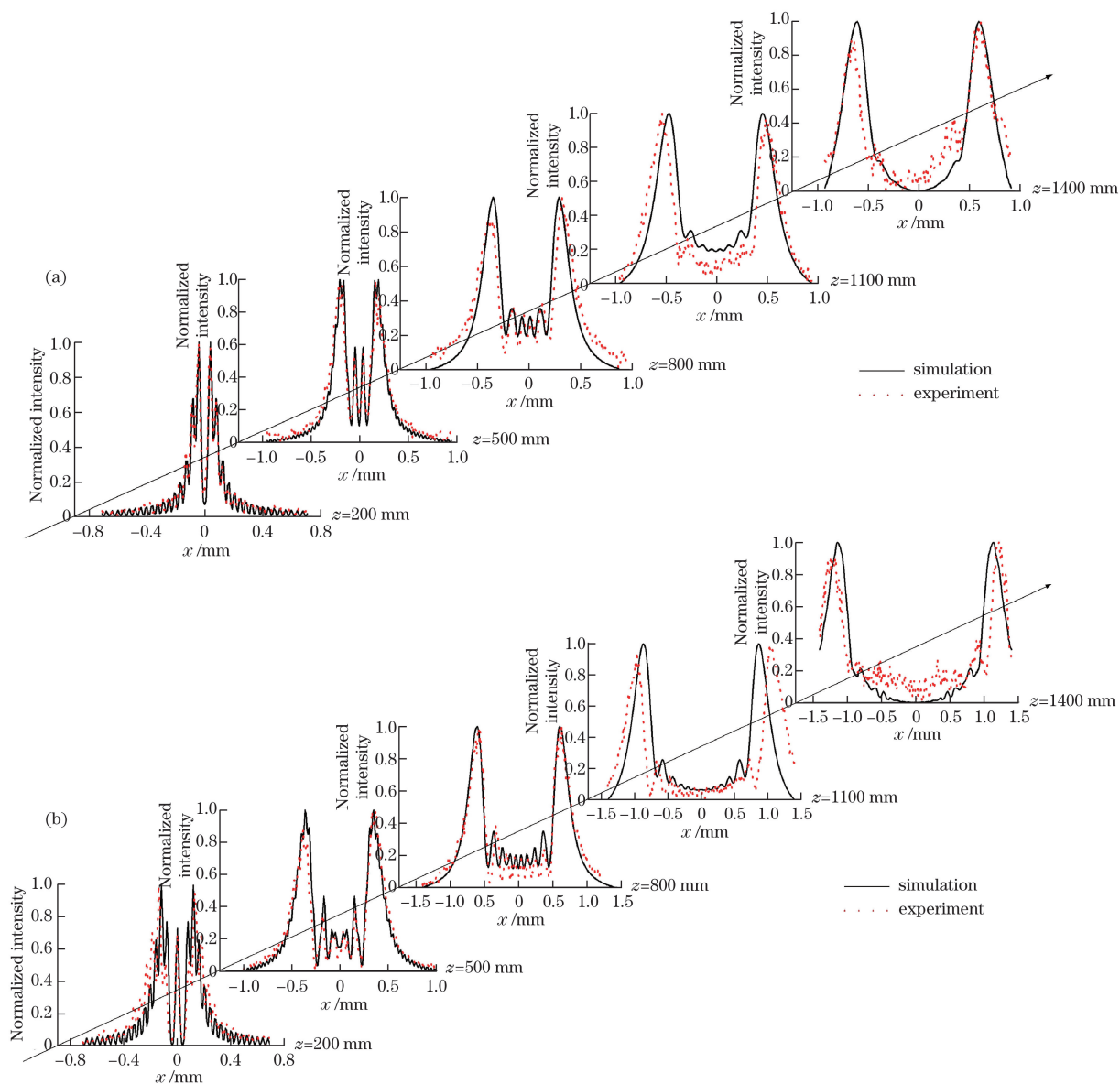


图 4 红光 LED 焦散光束的径向光强。(a)  $\theta = 15^\circ$ ; (b)  $\theta = 20^\circ$

Fig. 4 Radial intensity of red LED caustic beam. (a)  $\theta = 15^\circ$ ; (b)  $\theta = 20^\circ$

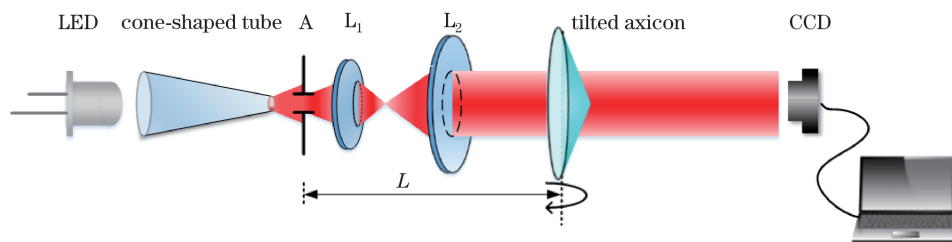


图 5 实验装置图

Fig. 5 Schematic of experimental setup

验中产生了 LED 焦散光束。进一步讨论了 LED 焦散光束的光强在传输过程中的演化。通过对比模拟和实验结果发现:在像散和传输距离的共同作用下, LED 焦散光束的中心光斑逐渐向外环对称分裂,形成光点阵列;随着传输距离增大,焦散光束内部的光

点数目增多的同时星状外轮廓尺寸变大,光点阵列的衬比度逐渐降低,最终演变成类似空心光束。研究成果极大地延伸了焦散光束应用的广度和深度,将焦散光束的研究范围从相干光拓展到了 LED 领域。LED 焦散光束的光点阵列等特殊的光束结构,

使其在拓扑电荷数检测、相干断层扫描和多层面粒子囚禁等应用方面具有潜在的应用前景。

## 参 考 文 献

- [1] Durnin J, Miceli J J, Eberly J H. Diffraction-free beams[J]. Physical Review Letters, 1987, 58(15): 1499-1501.
- [2] Zhu J, Tang H Q. Focusing sinh-Gaussian beams using astigmatic lens and generation of dark hollow beam[J]. Acta Optica Sinica, 2016, 36(10): 1005001. 朱洁, 唐慧琴. 双曲正弦-高斯光束的像散透镜聚焦性质与暗空心光束产生[J]. 光学学报, 2016, 36(10): 1005001.
- [3] Sun C, Chen P Z, Wu F T. Discrete Fourier method analyses Bessel beam generated by lens-annular slit[J]. Acta Optica Sinica, 2016, 36(4): 0407001. 孙川, 陈培宗, 吴逢铁. 离散傅里叶方法分析环缝透镜产生无衍射光束[J]. 光学学报, 2016, 36(4): 0407001.
- [4] Turunen J, Vasara A, Friberg A T. Holographic generation of diffraction-free beams[J]. Applied Optics, 1988, 27(19): 3959-3962.
- [5] Zhu Q Z, Wu F T, He X. Generation of hollow beams through focusing  $J_0$ -correlated Scheel-model beams with axicon[J]. Acta Optica Sinica, 2016, 36(10): 1026022. 朱清智, 吴逢铁, 何西. 轴棱锥聚焦贝塞尔-谢尔模型光束产生空心光束[J]. 光学学报, 2016, 36(10): 1026022.
- [6] Xie X X, Li D, Wu F T. Ribbon quasi-non-diffracting beam obtained with elliptical aperture and axicon system[J]. Acta Optica Sinica, 2015, 35(1): 0126001. 谢晓霞, 李冬, 吴逢铁. 椭圆孔径与轴棱锥系统产生带状近似无衍射光束[J]. 光学学报, 2015, 35(1): 0126001.
- [7] Zhao B, Zhu L. Diffraction property of an axicon in oblique illumination[J]. Applied Optics, 1998, 37(13): 2563-2568.
- [8] Thaning A, Jaroszewicz Z, Friberg A T. Diffractive axicons in oblique illumination: analysis and experiments and comparison with elliptical axicons[J]. Applied Optics, 2003, 42(1): 9-17.
- [9] Anguiano-Morales M, Martínez A, Iturbe-Castillo M D, *et al.* Self-healing property of a caustic optical beam[J]. Applied Optics, 2007, 46(34): 8284-8290.
- [10] Mathis A, Courvoisier F, Dudley J M, *et al.* Arbitrary accelerating micron-scale caustic beams in two and three dimensions[J]. Optics Express, 2011, 19(17): 16455-16465.
- [11] Ren Z, Fan C, Shi Y, *et al.* Symmetric form-invariant dual Pearcey beams[J]. Journal of the Optical Society of America A, 2016, 33(8): 1523-1530.
- [12] Vaveliuk P, Lencina A, Martínez-Matos Ó. Caustic beams from unusual powers of the spectral phase[J]. Optics Letters, 2017, 42(19): 4008-4011.
- [13] Snoeyink C, Wereley S. Three-dimensional locating of paraxial point source with axicon[J]. Optics Letters, 2012, 37(11): 2058-2060.
- [14] Hu R, Wu F T, Zhu Q Z, *et al.* Influence of off-axis astigmatism on high order Bessel beam[J]. Acta Optica Sinica, 2007, 37(8): 0826002. 胡润, 吴逢铁, 朱清智, 等. 离轴像散对高阶贝塞尔光束的影响[J]. 光学学报, 2017, 37(8): 0826002.
- [15] Fang G J, Sun S H, Pu J X, *et al.* Experimental study on fractional double-vortex beams[J]. Acta Physica Sinica, 2012, 61(6): 064210. 方桂娟, 孙顺红, 蒲继雄, 等. 分数阶双涡旋光束的实验研究[J]. 物理学报, 2012, 61(6): 064210.
- [16] Lü B D. Laser optics: beam characterization, propagation and transformation, resonator technology and physics[M]. Beijing: Higher Education Press, 2003: 199. 吕百达. 激光光学: 光束描述、传输变换与光腔技术物理[M]. 北京: 高等教育出版社, 2003: 199.
- [17] McMorran B, Cronin A D. Gaussian schell source as model for slit-collimated atomic and molecular beams[J]. Physics, 2008, 163(1): 184-192.
- [18] Cui S W, Chen Z Y, Pu J X. Red LED light source generates partially coherent vortex beams[J]. Chinese Journal of Lasers, 2012, 39(s2): s202004. 崔省伟, 陈子阳, 蒲继雄. 红色 LED 光源产生部分相干涡旋光束[J]. 中国激光, 2012, 39(s2): s202004.
- [19] He X, Wu F T, Li P, *et al.* Self-reconstruction of high-order Bessel beams generated by green LED light source[J]. Scientia Sinica: Physica, Mechanica & Astronomica, 2015, 45(1): 014202. 何西, 吴逢铁, 李攀, 等. 绿光 LED 产生高阶 Bessel 光束的自再现[J]. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2015, 45(1): 014202.
- [20] Lin H C, Tao H, He M, *et al.* Spatial coherence of high-power single-color LED[J]. Acta Optica Sinica, 2012, 32(3): 0323003. 林惠川, 陶华, 贺盟, 等. 大功率单色 LED 的空间相干特性[J]. 光学学报, 2012, 32(3): 0323003.
- [21] Fang X, Wu F T, Cheng Z M. Effects of incoherent monochrome LED light source on the formation of Bessel beam[J]. Acta Optica Sinica, 2013, 33(2): 0205001. 方翔, 吴逢铁, 程治明. 非相干单色 LED 光源对贝塞尔光束形成的影响[J]. 光学学报, 2013, 33(2):

0205001.

[22] Khonina S N, Kotlyar V V, Soifer V A, *et al.* Astigmatic Bessel laser beams[J]. *Journal of Modern Optics*, 2004, 51(5): 677-686.

[23] Mandel L, Wolf E. *Optical coherence and quantum optics*[M]. Cambridge: Cambridge University Press,

1995.

[24] Born M, Wolf E. *Principles of optics*[M]. Yang J S, Transl. Beijing: Publishing House of Electronics Industry, 2009: 474-478.

玻恩, 沃尔夫. *光学原理*[M]. 杨葭孙, 译. 北京: 电子工业出版社, 2009: 474-478.