

空心光束尺寸的精确调控

朱清智 吴逢铁 胡润 冯聪

Precise controll of hollow beam size

Zhu Qing-Zhi Wu Feng-Tie Hu Run Feng Cong

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 65, 184101 (2016) DOI: 10.7498/aps.65.184101

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.184101>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2016/V65/I18>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

基于空间域和频率域傅里叶变换 F^2 的光纤模式成分分析

Fiber modal content analysis based on spatial and spectral Fourier transform

物理学报.2016, 65(15): 154202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.154202>

单环多段光强分布检测光学涡旋拓扑荷值

Detection optical vortex topological charges with monocyclic multistage intensity distribution

物理学报.2016, 65(6): 064101 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.064101>

栅极热变形对离子推力器工作过程影响分析

Analysis on the effects of optics thermal deformation on the ion thruster operation

物理学报.2015, 64(9): 094104 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.094104>

多环涡旋光束的实验研究

Experimental study on multiple-ring vortex beams

物理学报.2014, 63(24): 244103 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.244103>

离轴拉盖尔-高斯涡旋光束传输中的光斑演变

Change of the off-center Laguerre-Gaussian vortex beam while propagation

物理学报.2012, 61(6): 064103 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.064103>

空心光束尺寸的精确调控*

朱清智 吴逢铁† 胡润 冯聪

(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, 厦门 361021)

(2016年4月15日收到; 2016年9月20日收到修改稿)

提出一种利用环缝精确调控空心光束尺寸的新方法. 首先用环缝和旋转毛玻璃产生非相干准单色的环形光源, 再经过薄透镜聚焦后产生空间相干度按第一类零阶贝塞尔函数分布的贝塞尔-谢尔模型光场, 最后通过轴棱锥对贝塞尔-谢尔模型光场的线聚焦, 产生空心光束. 通过改变环缝大小控制非相干环形光源尺寸, 对贝塞尔-谢尔模型光场的空间相干度分布进行调制, 从而精确控制空心光束尺寸. 应用广义衍射积分理论以及贝塞尔-谢尔模型描述该光学系统所产生的光场分布. 设计相关实验进行验证, 理论分析、数值模拟与实验结果相符合. 该研究成果对不同尺寸粒子的微操控提供有力的手段.

关键词: 空心光束, 环缝, 第一类零阶贝塞尔-谢尔模型, 轴棱锥**PACS:** 41.85.-p, 42.25.Hz, 42.25.Kb, 42.25.-p**DOI:** 10.7498/aps.65.184101

1 引言

随着人类在微观领域探索的不断延伸, 如何实现对微观粒子特别是活体细胞的观测和操控已成为人们亟待解决的难题. 而以光镊为代表的现代光学操控技术由于具有非接触、无损伤等优势, 逐步成为人们探索微观世界的重要手段. 现代光学技术已被人们广泛应用于各式各样微粒的俘获与操控, 俘获环境从液体向气体扩展^[1,2], 操控粒子从无机小分子向活体细胞延伸^[3,4], 因此对于光学微操控技术的研究一直是热门课题. 现代光学技术在俘获微粒时主要是利用光强梯度实现的, 因此空心光束的产生与应用就显得非常重要. 空心光束是一种在传输方向上光强为零的环状光束^[5]. 2010年 Xu 等^[6]就利用空心光束实现了对单个 Rb 原子的俘获; 2013年 Eckerskorn 等^[7]提出将空心光束作为激光导管的方案, 并在实验上成功实现对微粒的俘获与导引; 2015年 Porfirev 等^[8]利用空心光束成功实现了对空气中碳纳米颗粒的囚禁. 2015年

Turpin 等^[9]提出用蓝失谐的光环冷却与囚禁⁸⁷Rb 原子玻色-爱因斯坦凝聚的新方案, 并在相关实验中得到验证. 因此对于空心光束的产生与应用一直是研究的热点. 为了获得适合实际应用空心光束, 科学家们进行了大量的探索, 获得空心光束的新方案也不断被提出. 目前产生空心光束的方法有多种, 如波晶片相位板法^[10]、光纤法^[11,12]、螺旋相位板法^[13,14]、计算机全息法^[15]、双轴棱锥法等^[16,17], 但这些方法所产生空心光束的尺寸大都难以控制, 无法灵活俘获与操纵尺寸不同的微粒, 限制了它们的实际应用. 目前产生空心光束的光源大都采用完全相干光源, 而对部分相干光源却只有少量的报道. 相比于相干光, 部分相干光束具有易获取性、光强均匀、对散斑灵敏度低以及在传输过程中抗扰动强等优点, 能给实际应用带来更大的想象空间. 描述部分相干光的模型中, 高斯谢尔模型 (Gaussian Schell-model, GSM) 应用得最为广泛, 目前对部分相干光束的整形方案也都基于此类模型, 因而常使人忽略对部分相干光束空间相干度分布的调控. 还有一类重要的部分相干光的模

* 国家自然科学基金 (批准号: 61178015)、福建省科技重大项目 (批准号: 2016H6016) 和泉州市科技重点项目 (批准号: 2014Z127) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: fengtie@hqu.edu.cn

型, 其光强是按高斯型分布但空间相干度是按第一类零阶贝塞尔函数型分布的, 称为贝塞尔-谢尔模型 (J_0 -correlated Schell-model, JSM), 实验上可采用薄透镜聚焦位于焦平面处非相干环形源的方式获得此类部分相干光场 [18,19]. 该模型一提出, 就引起人们极大的关注, 目前人们只通过大气湍流的扰动以及透镜聚焦等方式对此类光束的性质进行扩展和应用 [20-23]. 而采用轴棱锥线聚焦的方式对该类光束的性质进行扩展的方案, 目前尚无报道.

基于此, 本文提出用改变部分相干光场复空间相干度分布以及轴棱锥线聚焦的新方案产生空心光束, 即采用轴棱锥聚焦 JSM 光束产生空心光束; 基于非相干环形光源尺寸对部分相干光场的调制产生尺寸可调的空心光束, 在实验中利用环缝控制透镜聚焦非相干环形光源尺寸的方式, 对经过轴棱锥的 JSM 光场的空间相干度进行调制, 从而实现对所产生空心光束尺寸的精确调控.

2 理论分析

本实验的原理图见图 1. 利用环缝产生的非相干准单色环形光源, 经过薄透镜聚焦产生 JSM 光束, 再通过轴棱锥对 JSM 光束的线聚焦作用产生空心光束. Turunen 等 [24] 研究表明, JSM 光场是一个传输不变场, 即透镜后的 JSM 光束的空间相干度分布不随传播距离改变. 因此, JSM 光束的空间相干度是由非相干环形光源传输到透镜的距离决定的. 理论上, 根据 van Cittert-Zernike 定理计算不同环缝产生环形光源传输到透镜光场的空间相干度分布, 即 JSM 光束的空间相干度, 再应用交叉谱密度函数描述该光学系统 JSM 光束经过轴棱锥后的光场分布.

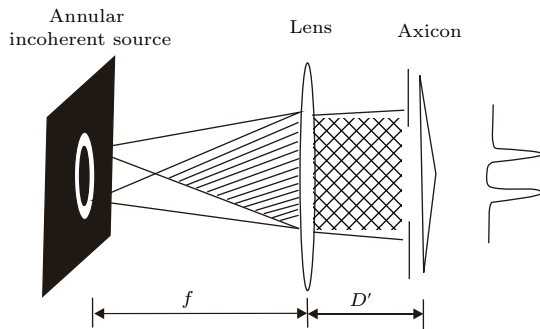


图 1 轴棱锥聚焦 JSM 光束原理图

Fig. 1. Schematic diagram of focusing JSM beams with an axicon.

2.1 非相干准单色环形光源传输过程中光束的空间相干度分布

根据 van Cittert-Zernike 定理, 扩展不相干准单色光源传输一段距离 L 后, 光场中两点 $P_1(X_1, Y_1)$ 与 $P_2(X_2, Y_2)$ 间的空间相干度为 [25]:

$$|j_{12}| = \frac{\iint_{\sigma} I(\xi, \eta) \exp(-ik(p\xi + q\eta)) d\xi d\eta}{\iint_{\sigma} I(\xi, \eta) d\xi d\eta}, \quad (1)$$

$$p = \frac{X_1 - X_2}{L}, \quad q = \frac{Y_1 - Y_2}{L}, \quad k = \frac{2\pi}{\lambda}. \quad (2)$$

当光源是关于原点对称的非相干环形光源时, 为了计算方便, 我们假设光源的辐射强度均匀分布, 单位线度的辐射强度为 I_0 ; 在 L 距离处光场中两点 P_1 和 P_2 沿着 Y 轴分布, 距离为 d ; 环形光源的半径为 r . 则非相干准单色环形光源传输一段距离 L 后, 光场中两点的空间相干度变为

$$|j_{12}| = \frac{\oint I(S) \exp\left(-i\frac{kd}{L}y\right) dS}{\oint I(S) dS}. \quad (3)$$

根据积分公式表:

$$J_n(x) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \exp(-ni\theta + ix \sin \theta) d\theta, \quad (4)$$

(3) 式可化为

$$|j_{12}| = J_0\left(\frac{kr}{L}d\right). \quad (5)$$

设光场中两点 P_1 与 P_2 的位置矢量分别为 ρ_1, ρ_2 , 则 (5) 式可改写成

$$|j_{\rho_1, \rho_2}| = J_0\left(\frac{kr}{L}|\rho_1 - \rho_2|\right). \quad (6)$$

2.2 轴棱锥聚焦 JSM 光束

第一类零阶贝塞尔-谢尔模型的光强按高斯型分布, 空间相干度则是按贝塞尔型分布, 其交叉谱密度可以表示为 [18,22]

$$W(\rho_1, \rho_2, 0) = \exp\left(-\frac{\rho_1^2 + \rho_2^2}{\omega^2}\right) J_0(\beta|\rho_1 - \rho_2|), \quad (7)$$

式中, ρ_1, ρ_2 为位置矢量, ω 为束腰半径, $J_0(\beta|\rho_1 - \rho_2|)$ 为 JSM 光束在空间中的相干度分布, β 为常数.

由 (6) 式和 (7) 式可求得空间相干常数

$$\beta = kr/L. \quad (8)$$

轴棱锥的振幅透射率函数为

$$t(\rho) = \begin{cases} \exp[-ik(n-1)\gamma\rho] & \rho \leq R, \\ 0 & \rho > R, \end{cases} \quad (9)$$

式中, n 和 γ 分别对应轴棱锥的折射率与底角, R 为通过轴棱锥光束的半径.

JSM 光束经过轴棱锥聚焦传输一段距离 z 后的交叉谱密度为

$$\begin{aligned} & W(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, z) \\ &= \left(\frac{k}{2\pi z}\right)^2 \iiint \iiint W(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2, 0) t(\rho_1) t(\rho_2) \\ & \quad \times \exp\left\{-\frac{ik}{2z}[(\mathbf{r}_1 - \boldsymbol{\rho}_1)^2 - (\mathbf{r}_2 - \boldsymbol{\rho}_2)^2]\right\} \\ & \quad \times d^2\boldsymbol{\rho}_1 d^2\boldsymbol{\rho}_2. \end{aligned} \quad (10)$$

将(7)式和(9)式代入(10)式中, 得

$$\begin{aligned} & W(r_1, r_2; \phi_1, \phi_2; z) \\ &= \left(\frac{k}{z}\right)^2 \exp\left[-\frac{ik}{2z}(r_1^2 - r_2^2)\right] \\ & \quad \times \iint \exp\left(-\frac{\rho_1^2 + \rho_2^2}{\omega^2}\right) \\ & \quad \times \exp\left[-\frac{ik}{2z}(\rho_1^2 - \rho_2^2)\right] \\ & \quad \times \exp(ik(n-1)\gamma(\rho_1 - \rho_2)) \\ & \quad \times \sum_{m=-\infty}^{\infty} J_m(\beta\rho_1) J_m(\beta\rho_2) J_m\left(\frac{k\rho_1 r_1}{z}\right) \\ & \quad \times J_m\left(\frac{k\rho_2 r_2}{z}\right) \exp[im(\phi_1 - \phi_2)] \\ & \quad \times \rho_1 \rho_2 d\rho_1 d\rho_2. \end{aligned} \quad (11)$$

当 $r = r_1 = r_2$, $\phi = \phi_1 = \phi_2$ 时, 交叉谱密度 $W(r, r; \phi, \phi; z)$ 为传播方向上 z 平面的光强分布为

$$\begin{aligned} I(r, z) &= \left(\frac{k}{z}\right)^2 \iint_R \exp\left(-\frac{\rho_1^2 + \rho_2^2}{\omega^2}\right) \\ & \quad \times \exp\left[-\frac{ik}{2z}(\rho_1^2 - \rho_2^2)\right] \exp(ik(n-1) \\ & \quad \times \gamma(\rho_1 - \rho_2)) \times \sum_{m=-\infty}^{\infty} J_m(\beta\rho_1) \\ & \quad \times J_m(\beta\rho_2) J_m\left(\frac{k\rho_1 r}{z}\right) J_m\left(\frac{k\rho_2 r}{z}\right) \\ & \quad \times \rho_1 \rho_2 d\rho_1 d\rho_2. \end{aligned} \quad (12)$$

3 数值模拟与讨论

当非相干准单色环形光源的波长为 $\lambda = 632.8 \times 10^{-6}$ mm, 直径为 $D = 1$ mm; 且放置在焦距为 200 mm 的透镜的焦平面处, 即 $L = 200$ mm.

由(8)式可计算 JSM 光束的空间相干度分布的常数为 $\beta = 24.8$. 选取参量 $\omega = 2$ mm, $R = 2$ mm, $\lambda = 632.8 \times 10^{-6}$ mm, $n = 1.458$, $\gamma = 1^\circ$, $\beta = 24.8$. 按(12)式进行模拟仿真, 得到轴棱锥后的轴向光场分布, 见图 2.

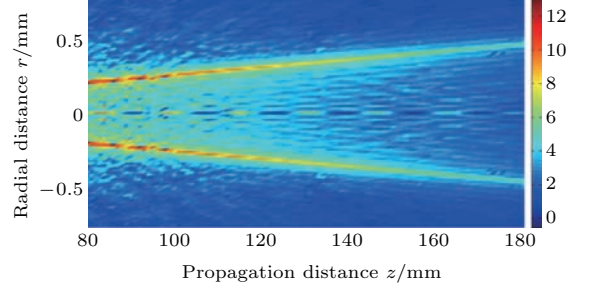


图 2 (网刊彩色) 当环形光源直径为 1 mm, 数值模拟轴向光强分布图

Fig. 2. (color online) Intensity distribution along propagation distance in simulation, when the diameter of annular source is 1 mm.

为了方便与实验现象进行比较, 将轴上不同位置的数值模拟图与实验拍摄图一起放置在图 3 内, 其中图 3(a)—图 3(e) 分别是轴上距离为 80, 120, 140, 160, 180 mm 的光强截面与径向光强分布图. 从图 3(a)—图 3(e) 可以看出, 轴上各个位置的数值模拟与实验拍摄的截面光斑和光强分布基本符合; 在轴向则表现为, 空心光束尺寸随着距离 z 的增大而逐渐变大, 即向外发散的空心光, 但发散角较小. 因此理论与实验结果均表明, JSM 光束经过轴棱锥后会产生向外发散的空心光束, 但发散角较小, 即空心光束的尺寸随着距离 z 递增的幅度较小.

当非相干环形光源的直径 D 为 1, 2, 3, 4, 5 mm 时, 由(8)式可计算出相应 JSM 光束的空间相干度分布的常数 β 分别为 24.8, 49.6, 74.5, 99.3, 124.1. 按照上面选取的参量, 根据(12)式模拟不同 β 值的 JSM 光束经过轴棱锥后 $z = 70$ mm 位置处的光强截面与径向光强分布. 为了更好地与实验现象作对比, 将上述的模拟结果与实验图放置在图 4 中. 分别对比图 4(a)—图 4(e), 即在 $z = 70$ mm 处空心光束尺寸随环形光源直径 D 的变化趋势, 发现数值计算结果与实验现象一致, 即随着环形光源直径的增大而变大. 这说明非相干环形光源的大小能对 JSM 光束的空间相干度分布产生影响, 从而引起空心光束尺寸的改变. 因此, 实验中采用环缝控制非相干环形光源尺寸的方式对空心光束尺寸进行精确调控.

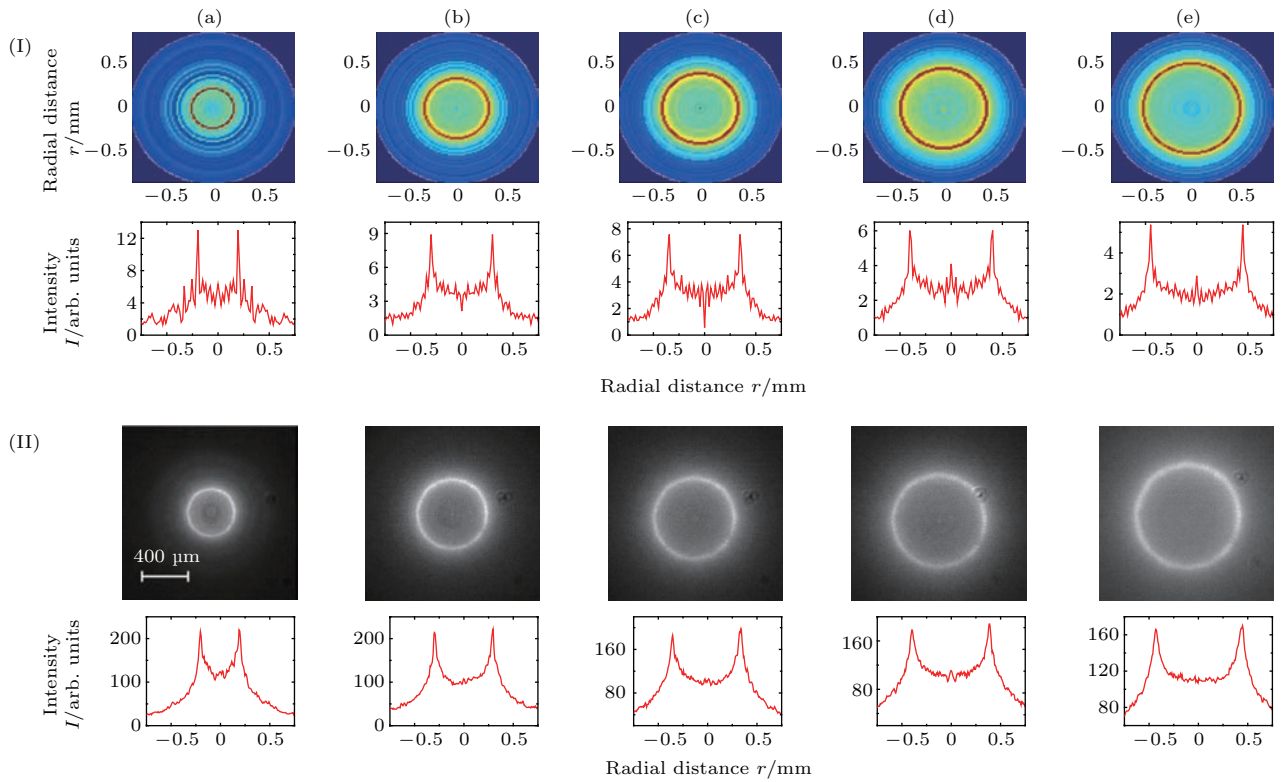


图3 (网刊彩色) 数值模拟与理论拍摄轴上不同位置的光强截面与径向光强分布, (I) 为数值模拟, (II) 为实验结果 (a) $z = 80$ mm; (b) $z = 120$ mm; (c) $z = 140$ mm; (d) $z = 160$ mm; (e) $z = 180$ mm

Fig. 3. (color online) Intensity distribution of cross section and radial intensity distribution at different distance in simulation (I) and experiment (II): (a) $z = 80$ mm; (b) $z = 120$ mm; (c) $z = 140$ mm; (d) $z = 160$ mm; (e) $z = 180$ mm.

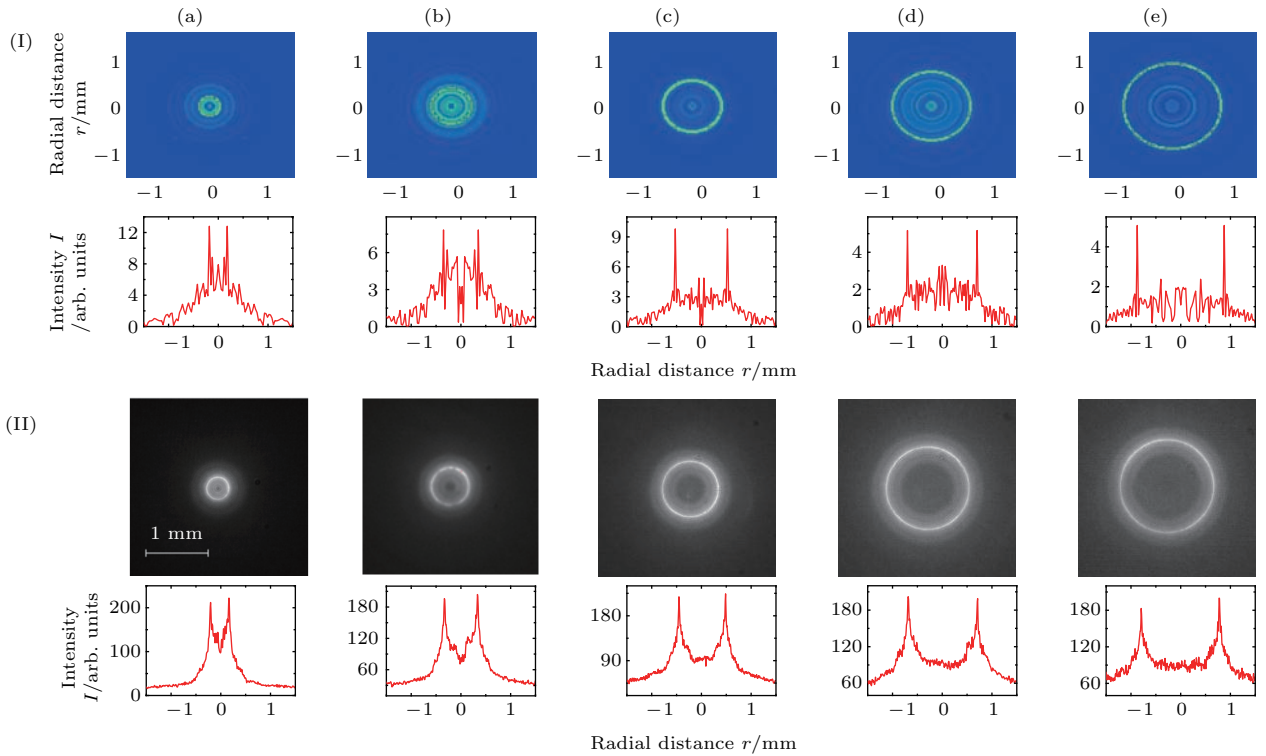


图4 (网刊彩色) 数值模拟与理论拍摄 $z = 70$ mm 处不同环缝产生的光强截面与径向光强分布图, (I) 为数值模拟, (II) 为实验结果 (a) $D = 1$ mm; (b) $D = 2$ mm; (c) $D = 3$ mm; (d) $D = 4$ mm; (e) $D = 5$ mm

Fig. 4. (color online) Intensity distribution of cross section and radial intensity distribution in simulation (I) and experiment (II) at $z = 70$ mm with different circular slits: (a) $D = 1$ mm; (b) $D = 2$ mm; (c) $D = 3$ mm; (d) $D = 4$ mm; (e) $D = 5$ mm.

4 实验结果与分析

实验装置见图5. 氦氖激光束经过环缝以及旋转毛玻璃后, 在P处产生非相干准单色的环形光源; 经过薄透镜L₃聚焦后, 在D₁区域产生JSM光束; 再经过轴棱锥线聚焦, 在轴棱锥后面产生空心光束. 图5中, 透镜L₃的焦距为f₃ = 200 mm, 透镜与轴棱锥的距离D₁ = 25 mm, 轴棱锥与CCD的距离为z, 为了使入射轴棱锥的光束半径与理论模拟一致, 光阑Q的半径取2 mm, 环缝的缝宽为0.02 mm, 远小于直径D, 如图6所示. 实验中环缝紧挨着旋转毛玻璃, 使得P处环形光源的尺寸与环缝一致. 因此实验中, 利用环缝调控非相干环形光源尺寸方式影响JSM光束的空间相干度分布, 从而

观察所产生空心光束的变化情况. 实验中, 选取直径D为1 mm的环缝, 利用OPHIR公司的SP620U型的CCD成像系统记录轴棱锥后不同位置的光强截面图以及剖面曲线, 见图3. 为了精确比较轴上空心光束的尺寸, 将棱锥后不同位置空心光束直径的数值计算结果与实验结果列于表1.

表1 环缝直径D为1 mm, 理论计算与实验测得轴棱锥后不同位置空心光束直径

Table 1. Diameters of hollow beam in experiment and simulation at different propagation distance behind axicon, when the diameter of circular slit is 1 mm.

z/mm	80	120	140	160	180
理论计算/mm	0.400	0.600	0.700	0.800	0.900
实验测量/mm	0.406	0.604	0.700	0.790	0.902

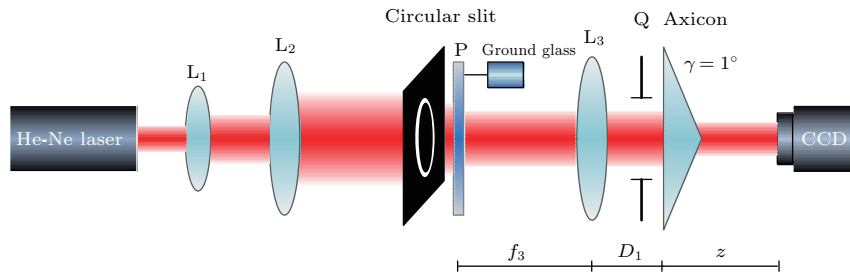


图5 实验装置图

Fig. 5. Experimental setup.

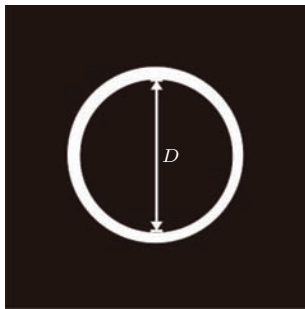


图6 环缝示意图

Fig. 6. Schematic of circular slit.

观察表1, 发现轴棱锥轴后不同z平面空心光束直径的理论值与实验值的最大差值为0.01 mm, 在误差允许的范围内, 两者基本是一致的. 说明环缝等产生的JSM光束经过轴棱锥后的光场分布与理论预测的是一致的, 即产生向外发散的空心光束. 由于空心光束的尺寸随距离z递增的幅度较小, 利用该系统俘获不同尺寸微粒时, 可通过调控轴向距离实现空心光束尺寸的“微调”功能. 为了观察

环缝对空心光束的影响, 在上述实验的基础上改变环缝尺寸, 并用OPHIR公司CCD成像系统记录z = 70 mm处不同尺寸环缝产生的光强截面图以及径向光强分布图, 见图4. 并将相应的理论计算结果与实验结果列于表2.

表2 理论计算与实验测得在z = 70 mm处不同环缝产生空心光束直径的比较

Table 2. Diameters of hollow beam are generated by different sizes of slit at z = 70 mm in experiment and simulation.

环缝直径/mm	1	2	3	4	5
理论计算/mm	0.360	0.700	1.050	1.400	1.750
实验测量/mm	0.356	0.709	1.047	1.402	1.751

分别观察图4(a)—图4(e)可知, z = 70 mm处的光环尺寸随着环缝的增大而变大, 且增幅明显. 同时观察表2中对应的理论值与实验值, 发现它们平均差值为0.038 mm, 在正常的测量误差范围之内. 因此, 轴棱锥后z平面空心光束的尺寸随

环缝的变化趋势与理论模拟保持一致,即随环缝直径的增大而显著变大,也说明该光学系统利用环缝影响JSM光束的空间相干度分布的形式来精准调控 z 平面上的光环尺寸是非常有效的.由于 z 平面上空心光环对环缝尺寸的变化比较敏感,因此,利用该系统俘获不同尺寸的微粒时,改变环缝大小就可实现对空心光束尺寸的“粗调”功能.

将该光学系统应用于不同尺寸粒子的俘获时,人们最关心的是如何能根据 z 平面上粒子的尺寸迅速计算所匹配环缝的直径 D ,这时上述数值积分的计算方式就显得繁琐冗余,且效率低.因此,数值模拟方法并不是快速反应环缝对空心光束影响的最优选择.为了进一步研究环缝与空心光束尺寸之间的定量关系,实验测量不同尺寸环缝在不同 z 平面上产生空心光束的直径,结果见表3.

为更加形象描述空心光束随环缝变化情况,将表3中不同 z 平面的光环直径以及环缝直径作归一化处理,即将表3的数据分别除以每一行的最大值,结果如表4所列.

表3 不同尺寸环缝在不同 z 平面上产生空心光束的尺寸(单位: mm)

Table 3. Diameters of hollow beam are generated by different sizes of slit at different z planes (in mm).

z/mm	D/mm					
	1	2	3	4	5	6
70	0.356	0.709	1.047	1.402	1.751	2.105
80	0.406	0.812	1.200	1.601	2.009	2.400
100	0.505	1.008	1.499	2.009	2.495	2.990
120	0.604	1.196	1.804	2.393	3.020	3.608
140	0.700	1.412	2.105	2.797	3.507	4.195
160	0.790	1.610	2.402	3.203	3.983	4.804

表4 归一化后的环缝直径与空心光束直径(单位: mm)

Table 4. Normalization diameters of hollow beam and circular slit (in mm).

z/mm	D/mm					
	0.167	0.333	0.500	0.667	0.833	1
70	0.169	0.337	0.497	0.666	0.831	1
80	0.169	0.338	0.500	0.667	0.837	1
100	0.169	0.337	0.501	0.671	0.834	1
120	0.167	0.331	0.500	0.663	0.837	1
140	0.167	0.337	0.502	0.667	0.835	1
160	0.164	0.335	0.500	0.667	0.829	1

将上述归一化后的数据绘制在横坐标为环缝直径 D 的曲线图上,结果见图7.由图7可知,归一化后空心光环尺寸随着环缝呈线性变化,同时这种变化趋势与位置无关,且与归一化后环缝变化情况一致.通过分析表3、表4不难发现,在同一 z 平面上,变化前后空心光束的直径比值与对应环缝直径的比值相等.这规律可以很方便地对 z 平面空心光束随环缝的变化情况进行定量描述,因此,我们可利用该关系准确算出在不同俘获环境下所需空心光束尺寸对应的环缝直径,灵活地俘获与操纵不同尺寸的微粒.

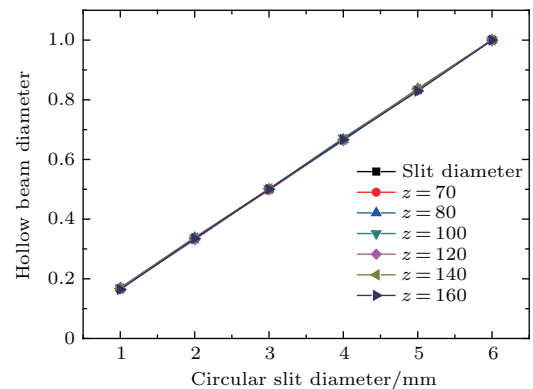


图7 (网刊彩色) 空心光束随环缝变化图

Fig. 7. (color online) Hollow beam with change in circular slit.

5 结 论

本文通过改变光场空间相干度分布以及轴棱锥线聚焦的新方案进行光束整形,即用轴棱锥聚焦空间相干度按第一类零阶贝塞尔分布的光场产生向外发散的空心光束.利用这一新的物理现象搭建一套产生精确可调的空心光束系统,即先利用薄透镜聚焦毛玻璃以及环缝产生非相干环形光源的方式对光场空间相干度分布进行整形,产生相干度按零阶贝塞尔函数分布的光场,再经过轴棱锥进行线聚焦产生空心光束.实验中发现,环缝可以对光场的空间相干度分布进行调制,从而改变 z 平面光环的尺寸.进一步研究发现,在同一 z 平面上,变化前后环缝的比值与空心光束的一致,使得 z 平面空心光束随环缝的变化情况得到了定量描述.因此,本文设计的光学系统可以灵活地在两个维度上实现对空心光束尺寸的精准调控,一个是通过传播距离实现尺寸的“微调”功能,另一个是改变环缝尺寸实现尺寸的“粗调”功能,这样使得该光学系统能够灵

活俘获不同尺寸的微粒, 极大激发了其在实际应用中的潜能.

参考文献

- [1] Pesce G, Volpe G, Maragó O M, Jones P H, Gigan S, Sasso A, Volpe G 2015 *J. Opt. Soc. Am. B* **32** B84
- [2] Redding B, Pan Y L 2015 *Opt. Lett.* **40** 2798
- [3] Maragó O M, Jones P H, Gucciardi P G, Volpe G, Ferrari A C 2013 *Nat. Nanotechnol.* **8** 807
- [4] Lee K, Danilina A V, Kinnunen M, Priezhev A V, Meglinski I 2016 *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **22** 7000106
- [5] Liu P, Lü B 2007 *Opt. Commun.* **272** 1
- [6] Xu P, He X, Wang J, Zhan M 2010 *Opt. Lett.* **35** 2164
- [7] Eckerskorn N, Li L, Kirian R A, Küpper J, DePonte D P, Krolikowski W, Lee W M, Chapman H N, Rode A V 2013 *Opt. Express* **21** 30492
- [8] Porfirev A P, Skidanov R V 2015 *Opt. Express* **23** 8373
- [9] Turpin A, Polo J, Loiko Y V, Küber J, Schmaltz F, Kalkandjiev T K, Ahufinger V, Birkel G, Mompat J 2015 *Opt. Express* **23** 1638
- [10] Shi J Z, Xu T, Zhou Q Q, Ji X M, Yin J P 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 234209 (in Chinese) [施建珍, 许田, 周巧巧, 纪宪明, 印建平 2015 物理学报 **64** 234209]
- [11] Gao W, Hu X, Sun D, Li J 2012 *Opt. Express* **20** 20715
- [12] Li P, Zhu Q Z, Wu F T 2015 *Acta Opt. Sin.* **35** 0422004 (in Chinese) [李攀, 朱清智, 吴逢铁 2015 光学学报 **35** 0422004]
- [13] He X, Wu F T, Li P, Chen Z Y 2014 *Sci. China: Phys. Mech. Astron.* **44** 705 (in Chinese) [何西, 吴逢铁, 李攀, 陈姿言 2014 中国科学: 物理学 力学 天文学 **44** 705]
- [14] He X, Wu F T, Chen Z, Pu J, Chavez-Cerda S 2016 *J. Opt.* **18** 055605
- [15] Heckenberg N R, McDuff R, Smith C P, White A G 1992 *Opt. Lett.* **17** 221
- [16] Du T J, Wang T, Wu F T 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 134103 (in Chinese) [杜团结, 王涛, 吴逢铁 2013 物理学报 **62** 134103]
- [17] Zhu Q Z, Shen D H, Wu F T, He X 2016 *Acta Phys. Sin.* **65** 044103 (in Chinese) [朱清智, 沈栋辉, 吴逢铁, 何西 2016 物理学报 **65** 044103]
- [18] Gori F, Guattari G, Padovani C 1987 *Opt. Commun.* **64** 311
- [19] Borghi R 1999 *IEEE J. Quantum Electron.* **35** 849
- [20] Wang X, Yao M, Qiu Z, Yi X, Liu Z 2015 *Opt. Express* **23** 12508
- [21] Avramov-zamurovic S, Nelson C, Guth S, Korotkova O, Malek-Madani R 2016 *Opt. Commun.* **359** 207
- [22] Rao L, Zheng X, Wang Z, Yei P 2008 *Opt. Commun.* **281** 1358
- [23] Li J, Gao X, Chen Y 2012 *Opt. Commun.* **285** 3403
- [24] Turunen J, Vasara A, Friberg A T 1991 *J. Opt. Soc. Am. A* **8** 282
- [25] Born M, Wolf E (translated by Yang J S) 2009 *Principle of Optics* (Beijing: Publishing House of Electronics Industry) pp474–486 (in Chinese) [玻恩, 沃尔夫 著 (杨葭孙 译) 2009 光学原理 (北京: 电子工业出版社) 第 474—486 页]

Precise control of hollow beam size*

Zhu Qing-Zhi Wu Feng-Tie[†] Hu Run Feng Cong

(Fujian Provincial Key Laboratory of Light Propagation and Transformation, College of Information Science and Engineering,
Huaqiao University, Xiamen 361021, China)

(Received 15 April 2016; revised manuscript received 20 September 2016)

Abstract

A novel technique to generate precisely size-controlled hollow beams by controlling the diameter of circular slit is proposed. Firstly, a laser beam is transformed into a quasi-monochromatic incoherent annular source by a rotating ground-glass disk and circular slit. Then, after passing through a thin converging lens, a J_0 -correlated Schell-model beam is synthesized by placing the annular incoherent source in the first focal plane of the thin lens. Finally, a partially coherent hollow beam is generated by focusing the J_0 -correlated Schell-model beam with an axicon. Based on the diffraction theory and the propagation law of partially coherent beams, the cross-spectral density function is derived to calculate the intensity distribution of the cross section and the radial intensity distribution along the propagation axis behind the axicon. By carrying out the theoretical calculation, the proposed optical system generates a partially hollow beam, and the size of the hollow beam expands continuously as the propagation distance increases. Before further investigating the effect of the diameter of incoherent annular source on the hollow beam behind the axicon, we also calculate the intensity distribution of the cross section and the size of hollow beams along the propagation axis at $z = 70$ mm with the source diameters being 1, 2, 3, 4 and 5 mm, respectively. Results show that the size of the hollow beam also increases with the diameter of incoherent annular source increasing. In this case, the size of the hollow beam can be precisely controlled by tuning the diameter of incoherent annular source through circular slit. We also design and conduct an experimental generation of the hollow beam and investigate the propagation properties. In the experiment, we control the diameter of the annular source by tuning the diameter of the circular slit located before the rotating ground-glass disk. And the diameter of the annular source is equal to that of the circular slits. When the sizes of circular slits are 1, 2, 3, 4 and 5 mm, respectively, the corresponding hollow beams are measured by CCD. Experimental results show that the size of hollow beam can be controlled by the propagation distance and the diameter of the circular slit. The intensity profiles are in good agreement with theoretical predictions. Therefore, the size of hollow beams can be precisely generated and controlled by the proposed system so that the optical system can be flexibly employed in optical trapping and manipulation of particles with different sizes. The results may provide a powerful tool for manipulating the micro- and nano-particles.

Keywords: hollow beam, circular slit, J_0 -correlated Schell-model, axicon

PACS: 41.85.-p, 42.25.Hz, 42.25.Kb, 42.25.-p

DOI: [10.7498/aps.65.184101](https://doi.org/10.7498/aps.65.184101)

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 61178015), the Technology Key Project of Fujian Province, China (Grant No. 2016H6016), and the Technology Key Project of Quanzhou City, China (Grant No. 2014Z127).

[†] Corresponding author. E-mail: fengtie@hqu.edu.cn