

# 基于毛细管调制 Bessel 光束的理论和实验研究

陈怡婷, 肖柳, 冯培, 梅傲东, 刘楚滢, 刘向<sup>†</sup>, 彭小牛, 陈锐

(湖北大学 物理学院, 湖北 武汉 430062)

## 摘要

Bessel光束因其无衍射性和自修复性, 自诞生以来就备受关注. 毛细管调制无衍射Bessel光束的方法成本低廉, 操作便捷, 在基础研究与实际应用中具有独特优势. 本文系统探究了基于毛细管产生高质量Bessel光束的物理机制及其参数调控策略. 通过理论分析揭示毛细管内反谐振效应与多模干涉效应的协同作用机理, 利用Comsol Multiphysics软件开展数值仿真, 验证了理论模型的合理性及光束模式特性. 系统分析了毛细管尺寸及透镜配置等关键参数对输出光束质量的影响规律, 得到最优参数组合. 系统探究了该方法产生的Bessel光无衍射性与自修复性, 明确其特性演化规律. 本研究为低成本、高性能Bessel光束的制备提供了一套可量化、易操作的优化方案, 在高校光学教学、精密光学测量等领域具有重要应用前景, 对前沿光学技术的普及与推广具有积极意义.

**关键词:** Bessel 光束, 毛细管, 反谐振效应, 多模干涉

**PACS:**

**基金:** 国家自然科学基金 (批准号: 11704107)、湖北省教育厅科学技术研究计划重点项目 (批准号: D20221005)

通信作者. E-mail: liuxiang@hubu.edu.cn

## 1 引言

无衍射光束因其独特的传输特性一直是光学领域的研究热点<sup>[1]</sup>. 1987年, Durnin等首次提出Bessel光束的概念<sup>[2]</sup>, 其作为亥姆霍兹方程传输不变模式的精确解析解, 最显著特征是主瓣在远距离传输中无明显展宽, 这一特性使其在需稳定

光场的场景中具有不可替代的优势<sup>[1-4]</sup>。此外，Bessel光束还具备自重建效应<sup>[1,5]</sup>，当传播路径遭遇部分遮挡时，传输一段距离后光场分布即可恢复初始形貌，其抗干扰能力进一步拓展了其应用边界。目前，Bessel光束已在光通信、微纳加工、粒子微操控、医学成像及高精度定位等领域展现出独特应用价值<sup>[6-9]</sup>，为多个研究领域提供了新型技术路径与解决方案<sup>[10-12]</sup>，因此受到科研工作者的广泛关注。

当前已发展出多种近似无衍射光场的产生方法，包括轴棱锥法<sup>[13,14]</sup>、环缝-透镜法<sup>[15]</sup>、计算机全息法<sup>[16]</sup>、谐振腔法<sup>[17]</sup>及空间光调制器法<sup>[18]</sup>等。近年来，相关研究持续深入：马宝田等利用非稳腔直接获得纳秒级近似无衍射零阶Bessel光<sup>[19]</sup>；陈欢等提出基于Pancharatnam-Berry相位调控的Bessel光束产生方案<sup>[20]</sup>；任志军等构建了空间诱导产生Airy-Bessel光弹的技术路径<sup>[21]</sup>；张睿迪等提出多轴锥透镜相位并行拼接法，实现 $3 \times 3$ 平行Bessel光束阵列的产生<sup>[22]</sup>。然而，这些方法普遍存在加工精度要求高、制备成本昂贵等问题，为此，Liao等人提出基于毛细管的Bessel光生成方法<sup>[23]</sup>，该特殊光纤器件具有成本低廉、结构简洁及调节便捷的优势，为特定无衍射光场的产生提供了实用化技术路径<sup>[24]</sup>，为相关领域研究奠定了重要基础。但该研究仅聚焦于器件制备与现象观测，尚未深入分析现象背后的物理机制，也未建立系统性理论模型，这在一定程度上制约了对器件工作本质的理解，以及其在精密光学领域的进一步拓展。

为完善该类毛细管光纤器件的理论体系及其潜在应用，本文基于数学机理与物理本质，结合反谐振效应与多模干涉特性，构建器件产生特定无衍射光场的理论分析框架，探索其内在工作机制。利用Comsol Multiphysics软件建立物理场模型，验证理论推导与实验现象的一致性。基于理论指导优化光束质量，系统探究其光强分布规律、传播稳定性等关键光学特性。本研究通过理论与实验的有机结合，旨在完善毛细管光纤器件的研究体系，为精密光学测量提供更具经济性的技术方

案，推动该类技术在相关领域的持续发展。

## 2 理论模型

### 2.1 毛细管中的光场分布

在光纤波导理论中，光的传播模式可通过求解柱坐标系下的麦克斯韦方程组予以分析<sup>[23]</sup>。对于阶跃折射率分布的光纤，设  $a$  为纤芯半径，当  $r \leq a$  时，纤芯折射率  $n(r) \equiv n_1$ ，当  $r > a$  时，包层折射率为  $n(r) \equiv n_2$ ，且  $n_2 > n_1$ ， $n_1$  为空气折射率， $n_2$  为石英折射率。电磁场的电场强度  $E$  和磁场强度  $H$  可分解为径向、角向和纵向分量，可以表示为

$$\underline{E = e_r E_r \pm e_\theta E_\theta \pm e_z E_z}, \quad \underline{H = e_r H_r \pm e_\theta H_\theta \pm e_z H_z}, \quad (1)$$

其中纵向分量  $E_z$  和  $H_z$  满足标量亥姆霍兹方程，遵循以下表达式

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial \Psi}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial \varphi^2} + k_c^2 \Psi = 0, \quad (2)$$

利用  $\Psi(r, \varphi, z)$  代表  $E_z$  和  $H_z$ ，而  $k_c^2 = k_0^2 n^2 - \beta^2$ ，其中  $k_0 = 2\pi/\lambda$ ， $\beta$  为传播常数。根据分离变量法求解，可以将  $\Psi(r, \varphi, z)$  表示为

$$\Psi(r, \varphi, z) = R(r)\Phi(\varphi)e^{-j\beta z}, \quad (3)$$

其中， $e^{-j\beta z}$  表示电磁场解，是沿光纤轴方向的行波。结合 (2) (3) 式可以得到纤芯区域的纵向场解<sup>[24]</sup>为

$$E_{z_1} = A_1 J_m(k_c r) \begin{bmatrix} \sin m\varphi \\ \cos m\varphi \end{bmatrix} e^{-j\beta z}, \quad H_{z_1} = B_1 J_m(k_c r) \begin{bmatrix} \cos m\varphi \\ \sin m\varphi \end{bmatrix} e^{-j\beta z}, \quad (4)$$

其中， $J_m(k_c r)$  为  $m$  阶第一类贝塞尔函数。类似地，包层区域的纵向场解<sup>[24]</sup>为

$$E_{z_2} = A_2 K_m(\alpha_c r) \begin{bmatrix} \sin m\varphi \\ \cos m\varphi \end{bmatrix} e^{-j\beta z}, \quad H_{z_2} = B_2 K_m(\alpha_c r) \begin{bmatrix} \cos m\varphi \\ \sin m\varphi \end{bmatrix} e^{-j\beta z}, \quad (5)$$

其中， $K_m(\alpha_c r)$  为  $m$  阶第二类变型贝塞尔函数，且  $\alpha_c = \sqrt{\beta^2 - k_0^2 n_2^2} = \sqrt{-k_c^2}$ 。引入归一化参数  $U = k_c a$  与  $W = \alpha_c a$ ，并利用边界连续性条件，可将 (4) 式和 (5) 式，即纤芯和包层中的纵向场写为如下统一形式

$$E_{z_1} = \frac{A}{J_m(U)} J_m\left(\frac{U}{a} r\right) \sin m\varphi e^{-j\beta z}, \quad E_{z_2} = \frac{A}{K_m(W)} K_m\left(\frac{W}{a} r\right) \sin m\varphi e^{-j\beta z}, \quad (6)$$

通过麦克斯韦方程组关联横向与纵向场分量，可得横向电场与磁场分量用纵向场表示的解析表达式.在柱坐标系下，由麦克斯韦旋度方程：

$$\nabla \times E = -j\omega\mu_0 H, \quad \nabla \times H = j\omega\epsilon_0 n^2 E, \quad (7)$$

并代入形式解（3），可推导出横向场分量与纵向场分量的关系

$$E_r = -\frac{j}{k_c^2} \left( \beta \frac{\partial E_z}{\partial r} + \omega\mu_0 \frac{1}{r} \frac{\partial H_z}{\partial \phi} \right), \quad (8)$$

$$E_\phi = -\frac{j}{k_c^2} \left( \beta \frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial \phi} - \omega\mu_0 \frac{\partial H_z}{\partial r} \right), \quad (9)$$

$$H_r = -\frac{j}{k_c^2} \left( \beta \frac{\partial H_z}{\partial r} - \omega\epsilon_0 n^2 \frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial \phi} \right), \quad (10)$$

$$H_\phi = -\frac{j}{k_c^2} \left( \beta \frac{1}{r} \frac{\partial H_z}{\partial \phi} + \omega\epsilon_0 n^2 \frac{\partial E_z}{\partial r} \right), \quad (11)$$

基于此，并利用边界连续性条件，可得横向电场分量 $E_r$ 、 $E_\phi$ 的显式表达式，对于纤芯区域( $r \leq a$ )有

$$E_{r1} = -\frac{ja}{U} \left[ \begin{array}{l} \beta A \frac{J_m(U)}{J_m(Ur/a)} J_m' \left( \frac{Ur}{a} \right) \sin m \phi \\ -\omega\mu_0 \frac{ma}{Ur} B \frac{J_m(U)}{J_m(Ur/a)} J_m \left( \frac{Ur}{a} \right) \sin m \phi \end{array} \right] e^{-j\beta z}, \quad (12)$$

$$E_{\phi1} = -\frac{ja}{U} \left[ \begin{array}{l} \beta \frac{ma}{Ur} A \frac{J_m(U)}{J_m(Ur/a)} J_m \left( \frac{Ur}{a} \right) \cos m \phi \\ -\omega\mu_0 B \frac{J_m(U)}{J_m(Ur/a)} J_m' \left( \frac{Ur}{a} \right) \cos m \phi \end{array} \right] e^{-j\beta z}, \quad (13)$$

包层区域( $r > a$ )表达式类似，只需将第一类贝塞尔函数 $J_m$ 替换为第二类修正贝塞尔函数 $K_m$ ，同时将参数 $U$ 替换为 $W$ ，具体形式如下

$$E_{r2} = -\frac{ja}{W} \left[ \begin{array}{l} \beta A \frac{K_m(W)}{K_m(Wr/a)} K_m' \left( \frac{Wr}{a} \right) \sin m \phi \\ -\omega\mu_0 \frac{ma}{Wr} B \frac{K_m(W)}{K_m(Wr/a)} K_m \left( \frac{Wr}{a} \right) \sin m \phi \end{array} \right] e^{-j\beta z}, \quad (14)$$

$$E_{\phi2} = -\frac{ja}{W} \left[ \begin{array}{l} \beta \frac{ma}{Wr} A \frac{K_m(W)}{K_m(Wr/a)} K_m \left( \frac{Wr}{a} \right) \cos m \phi \\ -\omega\mu_0 B \frac{K_m(W)}{K_m(Wr/a)} K_m' \left( \frac{Wr}{a} \right) \cos m \phi \end{array} \right] e^{-j\beta z}, \quad (15)$$

光强分布由电场模平方给出，即 $I = E^2 = E_z^2 + E_r^2 + E_\phi^2$ ，忽略相位因子 $e^{-j\beta z}$

（其模为1），可得纤芯和包层中任一点处的光强为

$$I_1 = \left[ \frac{A}{J_m(U)} J_m\left(\frac{U}{a}r\right) \sin m\varphi \right]^2 + \left\{ \left(\frac{a}{U}\right)^2 \frac{1}{J_m(U)} \left[ \frac{\beta mA}{r} J_m\left(\frac{U}{a}r\right) - \frac{\omega\mu_0 UB}{a} J'_m\left(\frac{U}{a}r\right) \right] \cos m\varphi \right\}^2 + \left\{ \left(\frac{a}{U}\right)^2 \frac{1}{J_m(U)} \left[ -\frac{\omega\mu_0 UB}{a} J_m\left(\frac{U}{a}r\right) + \frac{\beta UA}{a} J'_m\left(\frac{U}{a}r\right) \right] \sin m\varphi \right\}^2, \quad (16)$$

$$I_2 = \left[ \frac{A \sin m\varphi}{J_m(W)} K_m\left(\frac{W}{a}r\right) \right]^2 + \left\{ \left(\frac{a}{W}\right)^2 \frac{1}{K_m(W)} \left[ \frac{\beta WA}{a} K'_m\left(\frac{W}{a}r\right) - \frac{\omega\mu_0 mB}{r} K_m\left(\frac{W}{a}r\right) \right] \sin m\varphi \right\}^2 + \left\{ \left(\frac{a}{W}\right)^2 \frac{1}{K_m(W)} \left[ -\frac{\omega\mu_0 mB}{r} K_m\left(\frac{W}{a}r\right) + \frac{\beta WA}{a} K'_m\left(\frac{W}{a}r\right) \right] \sin m\varphi \right\}^2, \quad (17)$$

由(16)式知, 纤芯区域光场由零阶第一类贝塞尔函数  $J_0(x)$  描述, 其数学特性直接主导基模光场的纤芯内分布, 其为偶函数, 使光场呈轴对称分布. 当模式序数  $m=0$  时, 纤芯处光强  $I_1 \neq 0$ , 在纤芯中心  $r=0$  处光强达到峰值, 随径向距离  $r$  增大,  $J_0(x)$  以振荡形式衰减至纤芯边缘, 该分布特性确保光能量主要局域于纤芯中心区域. 由(17)式知, 包层区域光场则由零阶第二类修正贝塞尔函数  $K_0(x)$  表征, 当  $m=0$  时, 包层处光强  $I_2=0$ , 随径向距离  $r$  增大,  $K_0(x)$  呈单调衰减趋势, 光强沿径向急剧衰减至包层边界趋近于零, 从而实现基模光能量在纤芯内的有效约束.

综上所述, 纤芯与包层的光场分布特性严格遵循贝塞尔函数表征规律, 而毛细管本质上为一类特殊结构的光纤. 该光场分布特性为毛细管内部反谐振效应的激发及多模干涉效应的构建提供了必要前提, 最终实现零阶 Bessel 光束的稳定输出. 零阶 Bessel 光束的中心亮点特性, 直接由其横向振幅分布所对应的贝塞尔函数阶数决定, 其中心  $r=0$  处光强达到峰值, 且沿传输方向具有无衍射特性.

零阶贝塞尔函数的光波场分布为<sup>[25]</sup>:

$$E(\rho, z, t) = \exp[i(\beta z - \omega t)] J_0(\alpha \rho). \quad (18)$$

此处  $J_0$  为零阶贝塞尔函数,  $\rho = \sqrt{x^2 + y^2}$ ,  $\alpha$  和  $\beta$  分别为波矢在径向和轴向的分量,  $\beta$  为传播常数, 且  $\alpha^2 + \beta^2 = k^2 = (2\pi/\lambda)^2$ ,  $\mathbf{k}$  为波矢量.

由(18)式可知, 光波的传播距离  $z$  只出现在指数函数所表示的相位因子中, 表明横向光场的振幅分布与传输距离  $z$  无关. 即在光波传输过程中, 光波横向光场的分布能够保持恒定, 不随传输距离的改变而改变, 这就是 Bessel 光束的无衍射特征. 且 Bessel 光束的横向光强为:

$$I(\rho, z) = |J_0(\alpha\rho)|^2. \quad (19)$$

由上式可知，理论上，Bessel 光的环数是无限的.而受光学系统孔径的限制，实际上仅能产生类无衍射光束，其光强分布仅在有限距离内保持稳定<sup>[26]</sup>.

## 2.2 反谐振效应及其对模式选择的调控

石英光纤具有稳定的物理化学特性，优异的抗电磁干扰特性，因此以石英为介质的波导在激光传能中具有高效传输的潜能<sup>[27]</sup>.图 1 为光从毛细管空芯入射至石英包层的几何光路示意图<sup>[28]</sup>.其中  $n_1$  为毛细管空芯的空气折射率， $n_2$  为石英包层折射率， $d$  为石英包层厚度.毛细管可等效为管状波导，包层模式沿包层区域传输；由于  $n_2 > n_1$ ，光在空芯中传输时，光在空芯-包层界面不满足全反射条件，仅当入射至空芯-包层界面的光线入射角趋近于  $90^\circ$ ，即满足掠入射近似时，折射光可在石英包层的两个平行界面，即空芯-石英界面、石英-空气界面之间形成稳定的往返反射，构建起等效的法布里-珀罗 FP 谐振腔结构，为反谐振效应的发生提供物理基础.

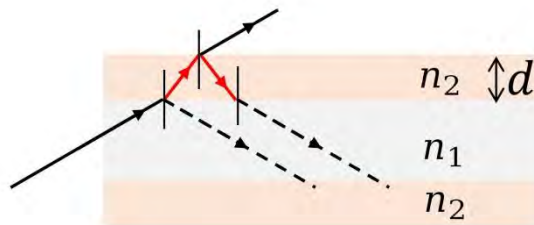


图 1 光从毛细管的空气芯入射至石英包层的几何光路图

Fig.1.Geometric optical path diagram of light incident from the air core of the capillary to the quartz cladding.

毛细管中的反谐振效应主要发生在石英包层区域.毛细管的石英包层区域可等效为法布里-珀罗 FP 谐振腔，石英包层壁为该谐振腔的核心构成部分.毛细管通过包层结构来构建满足反谐振条件的干涉体系，利用泄漏模作为传输基础，从而实现低损耗传输<sup>[29]</sup>.

当具有波矢  $k$  的平面光波垂直入射至折射率为  $n$ 、厚度为  $d$  的介质时，若传播常数  $k$  与膜厚  $d$  满足特定条件，将发生增强反射，形成相干相消，其结构示意图如图 2 所示<sup>[30-32]</sup>，展示了波长分别为  $\lambda_1$  和  $\lambda_2$  的两束不同光束在低折射率纤芯区的受限传输过程。图中白色区域对应折射率为  $n_1$  的低折射率填充材料，即毛细管的空气芯区域；灰色区域  $n_2$  对应折射率为的高折射率填充材料，即毛细管的反谐振包层结构。 $\lambda_1$  为谐振波长，其透射系数取极小值，在毛细管中的传播系数亦最小； $\lambda_2$  为反谐振波长，其透射系数取极大值，在毛细管中的传播系数亦最大。

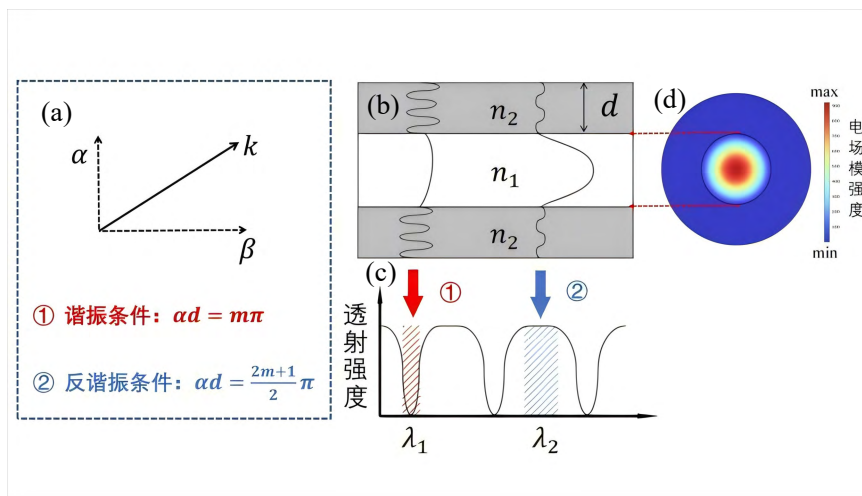


图 2 反谐振反射光波导示意图<sup>[30-32]</sup> (a) 波导相关理论条件； (b) 反谐振反射光波导及其支持的传输谱； (c) 对应的电场模强度。

Fig.2.Schematic diagram of anti-resonant reflecting optical waveguide<sup>[30-32]</sup>(a)Theoretical conditions related to the waveguide;(b)Anti-resonant reflecting optical waveguide and its supported transmission spectrum;(c)Corresponding electric field mode intensity.

在掠入射近似下，通过泰勒展开可推导出适用于反谐振反射光波导的谐振条件及反谐振条件解析表达式<sup>[33]</sup>。谐振波长公式如下：

$$\lambda_1 = \frac{2d}{m} \sqrt{n_2^2 - n_1^2}, \quad (20)$$

反谐振波长公式如下：

$$\lambda_2 = \frac{2d}{m-0.5} \sqrt{n_2^2 - n_1^2}. \quad (21)$$

其中,  $d$  是石英包层壁厚,  $n_1$  和  $n_2$  分别是空气芯和石英包层的折射率,  $m$  为谐振阶数( $m=0,1,2,\dots$ ).

如图 2(a)所示, 当满足谐振条件, 入射光波长趋近于谐振波长 $\lambda_1$ 时, 光场在石英包层壁内发生相干叠加并形成相长干涉效应, 进而激发驻波模式, 如图 2(b)所示, 此时光能量主要局域于石英包层内部, 使得光透过高折射石英介质从而发生泄漏<sup>[34]</sup>, 对应图 2(c)中的波谷位置, 即高损耗传输区域<sup>[32]</sup>; 此状态下, 光场难以通过包层折射耦合反馈至空芯区域, 而是主要在包层的空芯-石英界面与石英-空气界面间往复反射, 光能量被束缚于包层内形成振荡模式, 伴随显著的能量损耗.需要注意的是, 若入射方式破坏掠入射条件, 包层内 FP 干涉的相位匹配被打破, 反谐振效应则无法有效激发, 光能量将大量泄漏至包层外, 无法实现空芯内的高效导波.

如图 2(a)所示, 当满足反谐振条件, 入射光波长满足反谐振波长 $\lambda_2$ , 即偏离谐振波长 $\lambda_1$ 时, 光场在石英包层壁内发生相干相消干涉效应, 此时光因反谐振效应无法透过高折射石英介质, 而被反射回低折射率空气芯中<sup>[34]</sup>, 光场被有效约束于中间空芯区域, 以导模形式沿轴向定向传输, 如图 2(b)所示.此时光能量主要局域于空芯内部, 对应图 2(c)中的波峰位置, 即低损耗高效传输区域<sup>[32]</sup>, 达成光信号的低损耗高效传输, 如图 2(d)所示, 为零阶 Bessel 光束中心最强亮点的形成提供必要条件.

### 2.3 多模干涉效应与Bessel光束的形成

毛细管中空结构具有模式滤波功能, 能够过滤掉激光光斑外围能量分散、发散角大的高阶模, 选取中心能量集中、发散角小的低阶模, 使能量集中在中心区域, 进一步加强中心亮点.并且低阶模相干性强, 容易激发毛细管内的多模干涉效应, 是形成 Bessel 光径向强度分布的基础.

毛细管中的多模干涉效应主要发生在空气芯区域，可等效为法布里-珀罗 FP 谐振腔，空气芯两侧石英内壁为该谐振腔的核心构成部分.光波在 FP 腔内不断反射传播时，会与自身产生干涉，进而形成稳定的驻波形态<sup>[35]</sup>.这种由腔内结构和光学特性共同作用所产生的干涉效应，能够精准调控光波在空间中的相位和振幅分布，得到 Bessel 光束的空间光场.

毛细管中传输模式因毛细管结构尺寸、折射率特性和传输光波长的不同而不同<sup>[36]</sup>.当毛细管的结构参数给定后，其支持的传导模式即唯一确定；对于光纤中允许传输的传导模式数量的判定，可以通过引用归一化频率 $V_c$ 来实现

$$V_c = \frac{2\pi}{\lambda} a \sqrt{n_1^2 - n_2^2} = \frac{2\pi a}{\lambda} NA, \quad (22)$$

式中， $n_1$ 指空气芯折射率， $n_2$ 指石英包层折射率， $a$ 指空气芯半径， $\lambda$ 指光波波长， $NA$ 指光纤的数值孔径.

能够产生贝塞尔（Bessel）光的毛细管，其归一化频率 $V_c$ 需满足 $V_c > 2.405$ ；在此条件下，毛细管可支持多个传导模式传输，模式间的干涉效应得以发生，进而形成 Bessel 光束的空间光场分布.毛细管中中激发的模式数量  $M$  可以近似的表示为

$$M = \frac{V_c^2}{2}, \quad (23)$$

在理想圆柱形波导中，各导波模式之间、导波模式与辐射模式之间满足严格的正交性，无模式间的能量耦合与传递，传输总光场可表示为各模式光场的线性相干叠加，但是各模式间无稳定的相位差，实际过程中观测不到干涉效应.

然而，实际毛细管为非理想圆柱形波导，其光场分布易呈现纵向非均匀性；光波在传输过程中，因毛细管与激光光源间距过大、传输距离过长，或激光斜入射引入传输损耗，亦或环境扰动导致波导周边折射率分布改变，均会造成波导结

构或折射率分布的微扰，最终使传输模式间发生光功率的重新分配与能量交换，诱发模式耦合效应，使得模式间有稳定相位差，进而产生模式间的干涉效应。

光束在毛细管中以多模形式传输，不同模式之间会产生干涉效应。两个模式的干涉光强表示为：

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \varphi, \quad (24)$$

式中， $I_1$ 是参与干涉的某一模式的光强； $I_2$ 是参与干涉的另一模式的光强； $\varphi$ 两个模式的相位差。 $\varphi$ 是由模式的有效折射率和干涉长度决定的，表达式为：

$$\varphi = \frac{2\pi(n_{\text{eff}1} - n_{\text{eff}2})L}{\lambda_0} = \frac{2\pi(\Delta n_{\text{eff}}L)}{\lambda_0}, \quad (25)$$

式中， $n_{\text{eff}1}$ 是参与干涉的某一模式的有效折射率； $n_{\text{eff}2}$ 是参与干涉的另一模式的有效折射率； $\Delta n_{\text{eff}}$ 是两模式的有效折射率差； $L$ 是干涉长度； $\lambda_0$ 是真空中光的波长。

为简化计算，将式（24）简化为 $I(\lambda) = \cos(\varphi)$ 形式，并将式（25）代入其中，可得不同模式之间所发生的干涉公式为：

$$I(\lambda) = \cos\left(\frac{2\pi\Delta n_{\text{eff}}L}{\lambda_0}\right). \quad (26)$$

不同模式间因其有效折射率差异形成了一定的相位差，进而在传输过程中产生干涉效应。多模干涉效应是形成 Bessel 光束完整横向分布的根本原因，通过多个传输模式在毛细管中的干涉叠加，最终构建出具有中心亮点和外围同心圆环特征的横向强度分布。

## 2.4 反谐振与多模干涉的协同作用机制

反谐振效应与多模干涉效应在毛细管中依次发生、相互耦合，共同调控并最终形成高质量的贝塞尔光束。其协同作用机制可阐述如下：

首先通过反谐振效应，使得同一光场的入射光与反射光在毛细管包层谐振腔内发生的单模自干涉：当光波长满足公式(20)时发生相长干涉，光束发生泄漏，

无法在纤芯形成有效束缚，当光波长满足公式(21)时发生相消干涉，光束稳定限于空气芯内高效传输，实现导模的筛选与抑制，获得纯化且稳定的导模集合，为零阶Bessel光束中心强亮点的形成提供核心物理机制。这一阶段可视为模式纯化与能量局域化过程。随后，在空气芯区域内，经反谐振筛选后的多个特定导模之间发生多模干涉效应。由于毛细管为非理想圆柱形波导，各模式间产生耦合并形成稳定的相位差，引发的多模间互干涉，实现光场的空间重构，形成Bessel光束的特定空间光场分布。

综上，反谐振与多模干涉并非独立过程，二者协同作用使得毛细管能够将普通Gauss光束高效转换为具有无衍射特性的高质量Bessel光束。

### 3 数值仿真与分析

以下通过应用 COMSOL Multiphysics 4.2a 这一数值仿真软件，利用波动光学模块引入频域物理场，建立模型，进而对光场不同传输模式分别进行模拟研究，旨在解释作用机制。本次仿真选取光通信波段通用中心波长 $\lambda = 1550nm$ 开展计算。由于光学玻璃的属性不会因为尺寸的改变而改变，所以对模型进行如下参数设置：首先建立毛细管二维几何模型，内径  $70\mu m$ 、外径  $150\mu m$ ，采用小芯径结构实现少模传输，以突出波导模式，清晰揭示反谐振与多模干涉的协同作用机理，兼顾仿真精度与算力效率；内环区域仿真空芯空气层，折射率取  $n = 1$ ，外环区域仿真石英包层，折射率设置为  $n_{SiO_2} = 1.444$ ，折射率虚部均设置为 0，近似为无损耗理想介质；外围计算域边界采用一阶平面波散射边界条件<sup>[37]</sup>：

$$\underline{n \times (\nabla \times E) - jkn \times (E \times n) = 0} \quad (27)$$

式中,  $n$ 为边界外法向单位矢量,  $E$ 为电场矢量,  $k$ 为自由空间波数,  $j$ 为虚数单位.该边界条件用于吸收边界辐射场、消除边界虚假反射,保障二维横截面模式分析的求解精度;网格精度采用“核心区域精细剖分、外围区域渐变放宽”的定制化网格划分策略,以兼顾仿真精度与算力效率,全局最大单元尺寸限定为 $\lambda/5.5$ ,最小单元尺寸设置为 $0.1\mu\text{m}$ .然后应用 COMSOL Multiphysics 4.2a 这一基于有限元法的模拟软件实现对麦克斯韦方程组的高精度数值求解,对其进行模拟分析,最后对模拟结果进行比较分析.

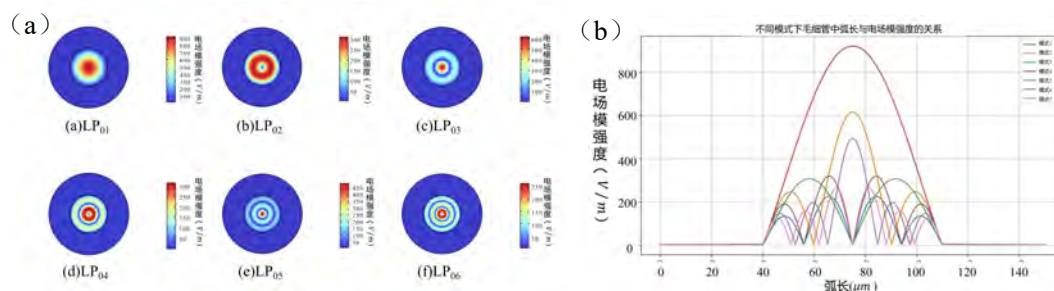


图 3 COMSOL 模式分析图 (a) 模场仿真图; (b) 毛细管中不同模式间干涉分析图

Figure.3.COMSOL mode analysis diagrams (a)Mode field simulation diagram;(b)Interference analysis diagram among different modes in the capillary.

图 3(a)展示了不同 LP 模式的电场模强度仿真分布结果.其中, LP 模式全称为线偏振模式 (Linearly Polarized Modes), 其本质是圆柱坐标系下亥姆霍兹方程的近似解, 可通过贝塞尔函数描述光场分布, 具有严格的轴对称性和确定的径向旁瓣特征, 是分析圆柱形波导光场传输特性的核心模式类型.由图 3(a)可见光能量主要局域于毛细管空气芯区域, 毛细管空气芯区域模场呈轴对称分布, 在空气芯中心处电场模强度达到峰值, 随径向距离增大, 电场模强度以振荡形式衰减至毛细管空气芯边缘; 且在毛细管石英包层区域, 模场强度沿径向急剧衰减趋近于零, 从而实现光能量在毛细管空气芯内的有效约束.

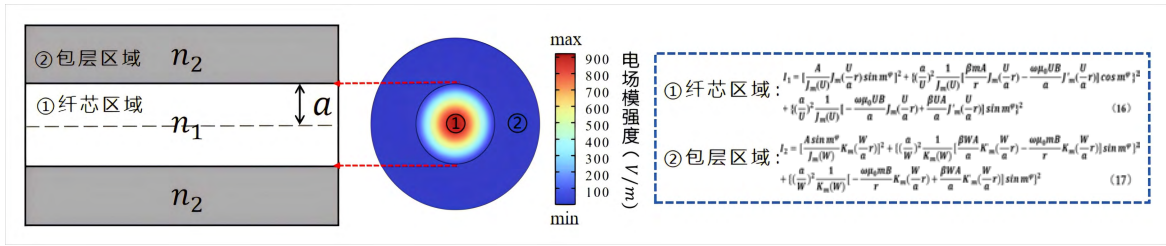


图 4 光纤横截面电场模强度空间分布仿真与理论模型对照

Figure.4.Comparison between Simulation of Electric Field Modulus Intensity Spatial

Distribution and Theoretical Model in Optical Fiber Cross-Section

图 4 展示了光纤纤芯—包层结构的横截面电场模强度空间分布仿真结果，以及纤芯、包层区域对应的光场理论解析式。在光学传输体系中，光强的物理本质为坡印廷矢量的时间平均值，其与电场模强度满足定量关系：

$$I = \frac{1}{2\eta} |E|^2 \quad (28)$$

式中， $\eta$ 为介质波阻抗， $E$ 为电场模强度的幅值。基于此关系，电场模强度的分布特征可直接反映光强的空间分布规律。将仿真得到的各电场模强度分布与式(16)、式(17)的理论计算结果对比，式(16)为空气芯区域的光强分布理论解，其核心由第一类贝塞尔函数 $J_m$ 描述，对应仿真中空气芯内电场模强度的振荡衰减分布；式(17)为石英包层区域的光强分布理论解，其核心由第二类修正贝塞尔函数 $K_m$ 描述，对应仿真中包层内电场模强度的快速衰减特性。分析可知，模拟结果与理论公式所得相符。

所以可知，毛细管可等效为圆柱形介质波导，其传输的模式满足圆柱坐标系下的亥姆霍兹方程解，电场模强度与光强的空间分布均严格遵循贝塞尔函数规律，具备优异的光场束缚能力。进一步验证毛细管中的物理性质，即反谐振效应——当光波长满足公式(21)时，在包层区域发生相消干涉，光束稳定限域于空气芯内高效传输，为零阶 Bessel 光束中心主亮斑的形成提供了必要的波导与干涉基础。

且不同传输模式因有效折射率不同，在空气芯区域内，经反谐振筛选后的多

个特定导模之间发生多模干涉效应——光波在石英毛细管空气芯内不断反射传播时，会形成固有相位差，经相干叠加后形成稳定的驻波形态，得到图 3(b)所示结果.基于 (27) 式关系，该电场模分布对应的光强分布呈现出横向光场稳定、能量局域于空气芯、纵向延伸传输的特征，与零阶Bessel光束的光场分布规律一致.

可见，仿真结果与毛细管中光场分布公式(16)式、(17)式以及毛细管中反谐振效应与多模干涉效应协同作用理论相符，验证毛细管调制法生成Bessel光束的物理机理与可行性

## 4 实验结果

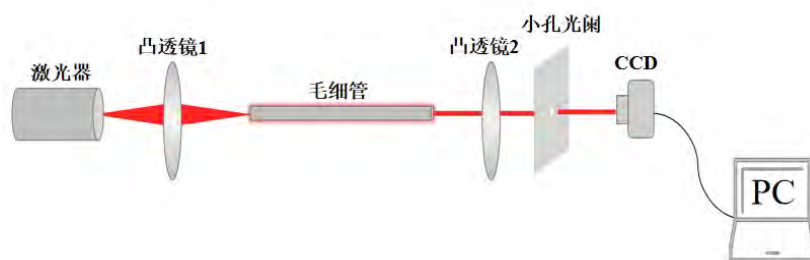


图 5 基于毛细管调制Bessel光束实验装置图

Figure.5.Schematic diagram of the experimental setup for capillary-modulated Bessel beams

图5为基于毛细管调制Bessel光束的实验装置示意图. 首先，将功率100mW、波长660nm、型号为HX56601000D-AL的半导体激光与焦距50mm的凸透镜L<sub>1</sub>、毛细管共轴等高，确保三者光轴重合、中心高度一致，确保光在空芯内沿轴向传输时，入射至空芯-包层界面的光线入射角趋近于90°，满足掠入射近似条件.Gauss光束经L<sub>1</sub>聚焦后正入射至毛细管内部，经毛细管模式调制后形成Bessel光束.需要注意的是，经L<sub>1</sub>聚焦后的光束需保证大部分能量集中于空芯区域，避免因光束发散导致大量光场直接入射至包层区域，破坏空芯-包层界面的掠入射近似条件.随后，在毛细管出射端放置与L<sub>1</sub>参数一致的凸透镜L<sub>2</sub>，其后方合适位置可获得环纹

均匀的Bessel光束.小孔光阑滤除光路中的杂散光后,由型号为LH、分辨率为720\*576,像素大小为 $5 * 6.25\mu\text{m}$ 的CCD相机采集光束图像,该相机与计算机连接,最终通过专用图像处理软件对采集到的图像进行分析.图6为实验中最常用的长8cm,外径1.50mm,内径0.80mm的毛细管结构分析图.

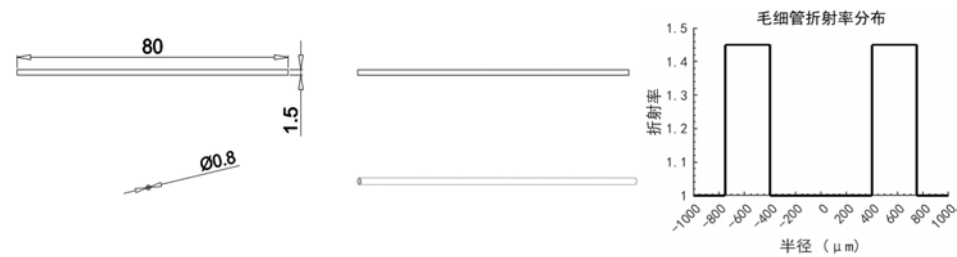


图 6 毛细管结构分析图 (a) CAD 结构图; (b) 折射率分布..

Fig.6.Structural analysis diagrams of the capillary structure:(a) CAD structural diagram; (b) Refractive index distribution.

图7展示了Bessel光场的理想分布与实验真实呈现对比.图7(a)为VirtualLab Fusion仿真软件利用全息光学元件在光纤后有限距离内产生理想Bessel光束的模拟图,其光强分布符合零阶贝塞尔函数的理论特征,光束中心光强极强而光束旁瓣很弱,是无衍射光束的典型横截面形态;图7(b)为实验中最常用的长8cm,外径1.50mm,内径0.80mm的石英毛细管获取的Bessel光束二维相对光强分布图,图7(c)为对应的一维光强分布曲线.清晰呈现出Bessel光场特有的中心主瓣与同心环形结构,将图7(a)仿真结果与图7(b)实验结果比较,可看出二者的结构具有一致性,证明了我们采用毛细管在参数匹配的基础上能有效地产生Bessel光束.

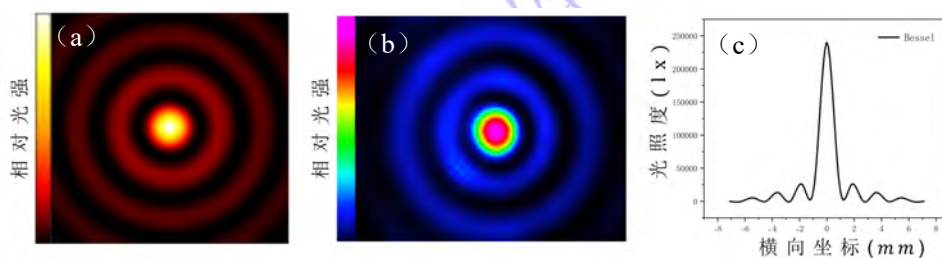


图 7 理想 Bessel 光场分布与实验实测结果对比: (a) 理想 Bessel 光束二维光强分布;

(b) 本实验利用毛细管制备 Bessel 光束二维光强分布；(c) 本实验利用毛细管制备 Bessel 光束的一维光强分布曲线。

Fig.7. Comparison between the Ideal Bessel Light Field Distribution and the Experimental Measurement Results:(a) Two-dimensional intensity distribution of the ideal Bessel beam; (b) Two-dimensional intensity distribution of the Bessel beam generated by the capillary in this experiment; (c) One-dimensional intensity distribution curve of the Bessel beam generated by the capillary in this experiment.

毛细管的结构以及相关位置参数对 Bessel 光束的成像质量具有显著调控作用，本实验通过探究不同结构参数对 Bessel 光束成像质量的影响规律，旨在获得高质量 Bessel 光场分布的参数组合，具体探究过程如下。

图 7 为相关参数定义示意图，其中  $R$  表示毛细管外径， $r$  表示毛细管内径。实验中，通过 CCD 相机分析提取 Bessel 光束二维光强分布，并根据最强亮点所在水平线的光强数据，将其导入 Origin 软件处理，绘制一维光强分布曲线。

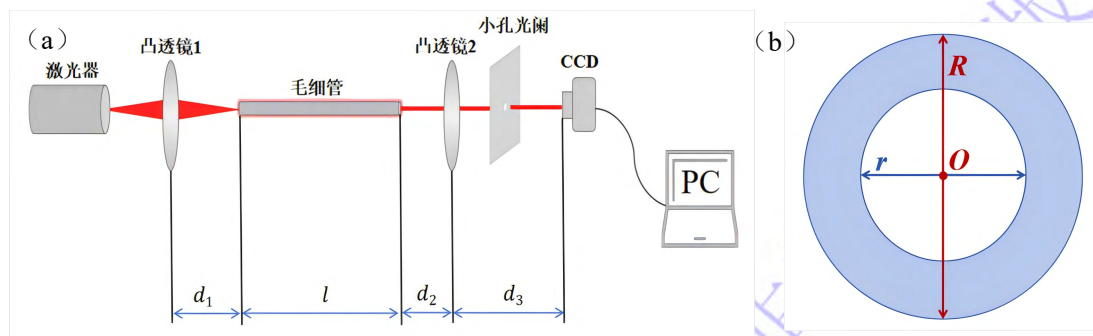


图 7 装置参数图 (a) 毛细管产生 Bessel 光装置各参数示意图；(b) 毛细管横截面图

Fig.7.Device parameter diagram(a)Schematic diagram of each parameter of the Bessel beam generation device based on the capillary;(b)Capillary cross-sectional diagram.

#### 4.1 Bessel 光成像质量规律探究

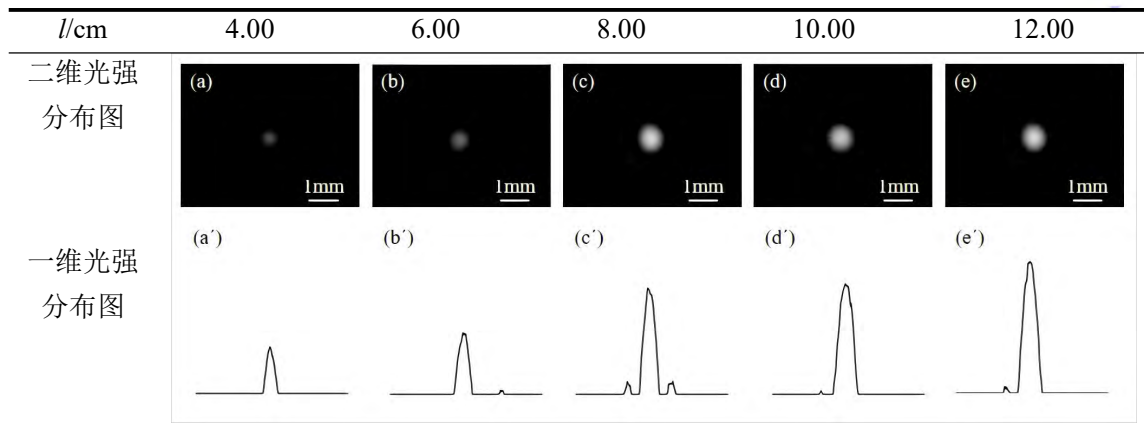
首先，探究了毛细管长度  $l$  对 Bessel 光成像质量规律的影响。如表 1 所示为毛细管外直径  $R=1.50\text{mm}$ ，内直径  $r=0.80\text{mm}$ ，凸透镜焦距处  $d_1=5.00\text{cm}$ ，毛细管

出射端与透镜间距  $d_2=10.00\text{cm}$ ，探测距离  $d_3=50.00\text{cm}$  保持不变的条件下，根据上述步骤系统探究毛细管长度  $l$  对 Bessel 光束成像质量的影响规律.如表 1 所示，可以发现随着毛细管长度增加，中心亮斑尺寸增大且光强峰值提升，这是由于毛细管越长，光与石英包层壁相互作用的时间就越长，反谐振效应会额外抑制某些特定波长的高阶模式，进一步加强模式滤波效果，模式纯度提升.且高阶传输模式通常具有更高的传输损耗，在长距离传播中，随着高阶模式的衰减，基模的相对贡献增强.基模在轴线上有最大的场强分布，强度轮廓近似于 Bessel 函数，在中心有最大值.同时可以发现当毛细管长度  $l$  处于  $8.00\sim 12.00\text{cm}$  范围时，可获得质量优良的 Bessel 光束.

表 1 外径  $R=1.50\text{mm}$  内径  $r=0.80\text{mm}$  的毛细管长度  $l$  变化时成像质量对比

Table.1.Comparison of imaging quality when the length  $l$  of the capillary with outer diameter

$R=1.50\text{mm}$  and inner diameter  $r=0.80\text{mm}$  varies.



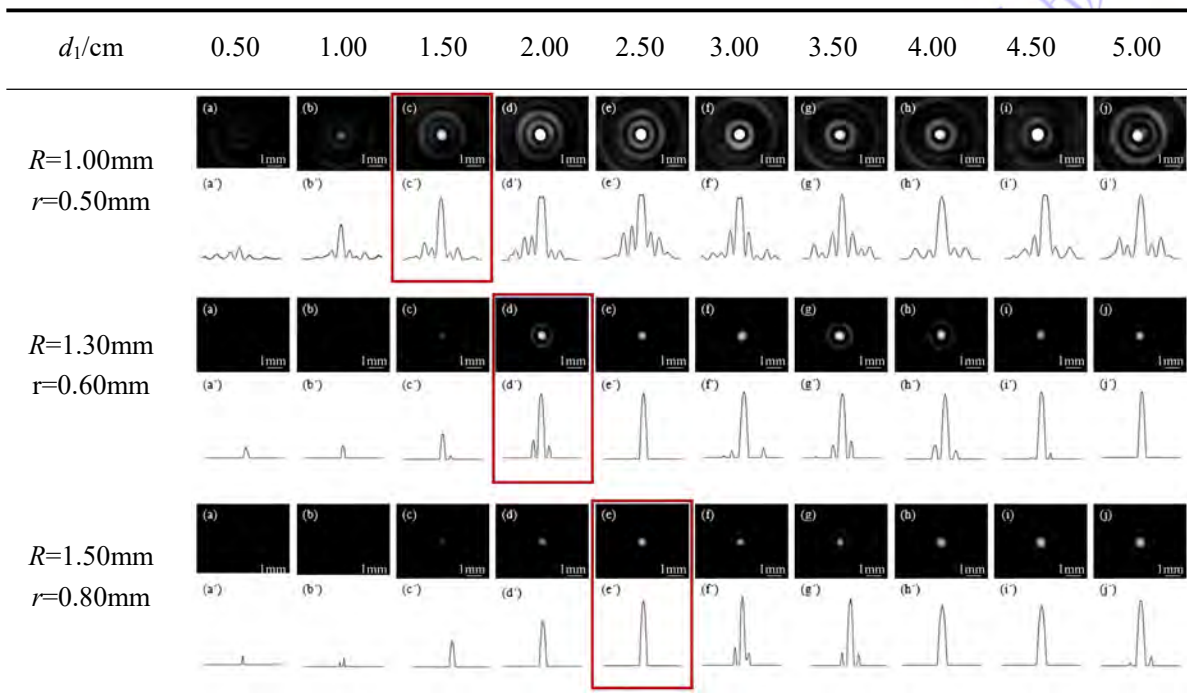
值得注意的是，毛细管长度越长，对入射激光的准直精度要求越严苛：入射角度的微小偏差会在长距离传输过程中累积，引发光在管壁界面的反射位置偏移，该偏移会破坏环形光场的轴对称性，导致外围同心圆环的均匀性下降.因此，毛细管最佳长度的选取需综合权衡中心亮斑强度、尺寸、外围圆环均匀性及激光准直难度等因素.

接着，探究了不同粗细毛细管在改变  $d_1$  时对 Bessel 光成像质量规律的影响.如表 2 所示，在毛细管长度  $l=8.00\text{cm}$ 、出射端与透镜间距  $d_2=10.00\text{cm}$ 、探测距离  $d_3=50.00\text{cm}$  固定的条件

下,通过改变入射端透镜与毛细管间距  $d_1$ ,系统探究了不同内径规格的毛细管对 Bessel 光束成像质量的影响规律.如表 2 所示,可以发现:随着毛细管内径的减小, Bessel 光束的中心亮斑光强峰值、外围圆环光强均增加,这是由于毛细管内径减小,参与干涉的子光束角度范围更窄且集中,具有更强的模式限制,高阶模式被抑制,基模的相对贡献增强,模式间的干涉更加协调,干涉后的中心主极大光强和外环光强会因相干叠加的效率提升而增强.同时可以发现随着毛细管内径的减小,圆环数量增多,这是由于内径越小,毛细管对光的约束越强,传输模式更加离散化,即光只能以特定的离散角度稳定传播.这些不同角度的模式相互干涉,在径向形成交替的相长干涉和相消干涉区域,表现为多个同心环.且我们还发现毛细管内径越小,生成理想 Bessel 光束对应的  $d_1$  临界值越小.这是由于内径小的毛细管所支持的传输模式数量少,能更快地滤除高阶模,传播方向接近轴线、发散角小的低阶模才能被有效保留,因此在较短的传播距离  $d_1$  内就能完成模式筛选,形成理想的贝塞尔光束.

表 2 不同粗细毛细管  $d_1$  变化时成像质量对比

Table.2.Comparison of imaging quality when the thickness  $d_1$  of capillaries with different sizes varies.



然而,毛细管内径越小,其支持的传输模式数量越少,对外界微小扰动的敏

感度越高,如毛细管加工缺陷等因素会改变模式间的相对相位与振幅关系,导致模式干涉图案畸变,进而使 Bessel 光束径向强度分布的规整性下降.反之,毛细管内径越大,支持的传输模式数量越多,个别微小扰动对整体干涉图案的影响被弱化,使得光束径向强度分布保持相对稳定和平滑.因此,毛细管内径参数的选取需综合权衡光束强度、圆环数量及分布规整性等关键指标.

需说明的是,当  $d_1$  增大时, Bessel 光束外围圆环数量增加如图 8 所示.其物理机制为:随着毛细管后移,光束传播的发散程度增强,波矢  $k$  的轴向分量  $\beta$  减小;由于波矢模值  $|k|$  保持不变,根据  $k^2 = \beta^2 + \alpha^2$ <sup>[21]</sup>,波矢径向分量  $\alpha$  相应增大,则零阶贝塞尔函数  $J_0(\alpha\rho)$  增大,导致光束横向强度分布的振荡周期增多,外围圆环数量增加.

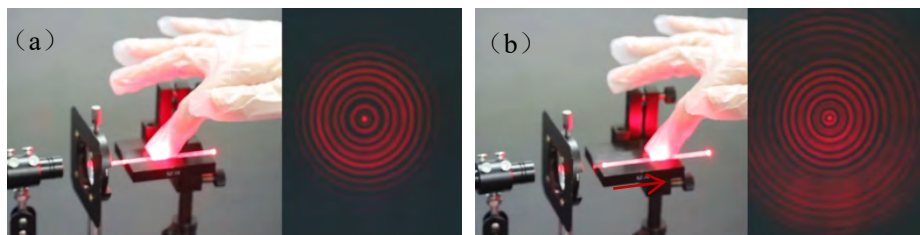


图 8 环数变化图 (a) 毛细移动前; (b) 毛细管向后移动;

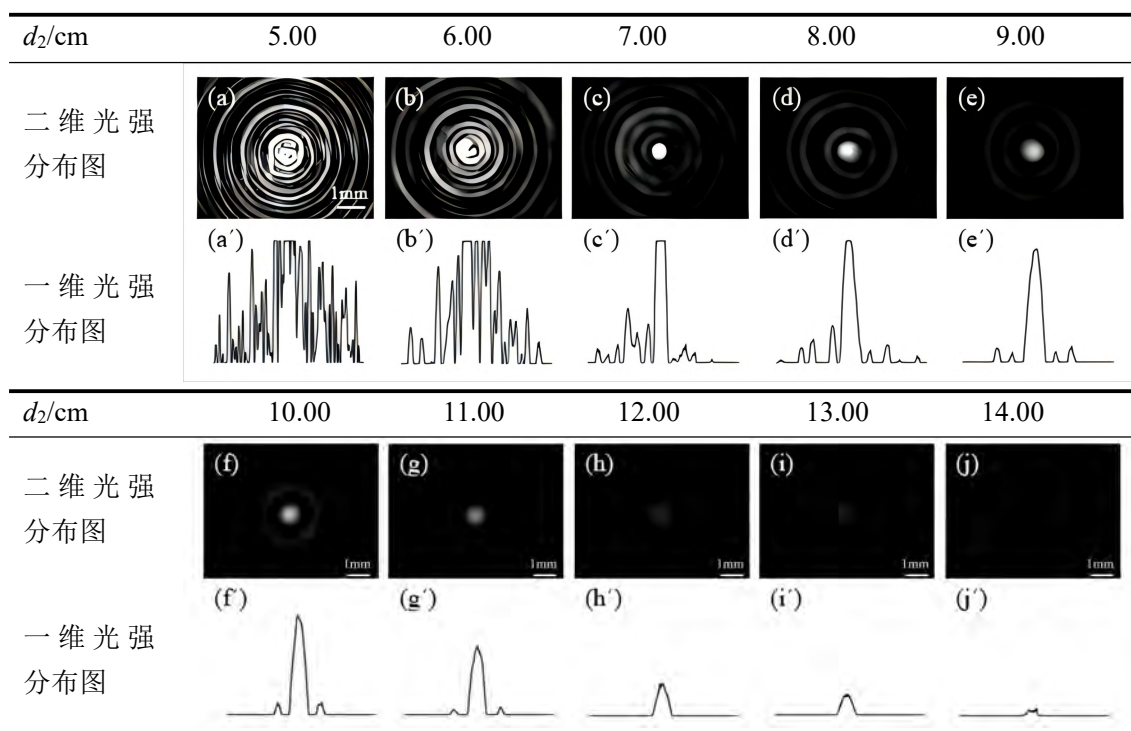
Fig. 8. Ring Count Variation Diagram (a) Before Capillary Movement; (b) Capillary Tube Moves Backward.

然后,探究  $d_2$  对 Bessel 光成像质量规律的影响.如表 3 所示,在毛细管外径  $R=1.50\text{mm}$ 、内径  $r=0.80\text{mm}$ 、长度  $l=8.00\text{cm}$ 、入射端透镜与毛细管间距  $d_1=5.00\text{cm}$ 、探测距离  $d_3=50.00\text{cm}$  固定的条件下,系统探究了毛细管出射端与透镜间距  $d_2$  对 Bessel 光束成像质量的影响规律.如表 3 所示,可以发现,当  $d_2$  处于  $10.00\text{cm}$  附近,即两倍焦距  $2f = 10\text{cm}$  区域时,可获得成像质量优良的 Bessel 光束.当  $d_2$  取两倍焦距  $2f = 10\text{cm}$  时,毛细管位于薄透镜共轭成像位置,入射光场可无畸变传输,满足形成 Bessel 光束所需的同轴锥面波相干条件;同时该位置能有效抑制

杂散光与高阶模式, 实现最优空间滤波与能量传输, 而构建规整的光束空间结构, 为理想 Bessel 光束的形成提供了优化的光路匹配条件. 若  $d_2 < 10.00\text{cm}$  则光场畸变、干涉条件被破坏, 光束质量显著下降; 若  $d_2 > 10.00\text{cm}$ , 则能量传输过程中损耗太多, 不足以构建 Bessel 光束空间结构

表 3 外径 1.50mm 内径 0.80mm 的毛细管  $d_2$  变化时成像质量对比

Table 3. Comparison of imaging quality when parameter  $d_2$  of the capillary with outer diameter 1.50mm and inner diameter 0.80mm varies



#### 4.2 毛细管调制 Bessel 光的无衍射性验证实验

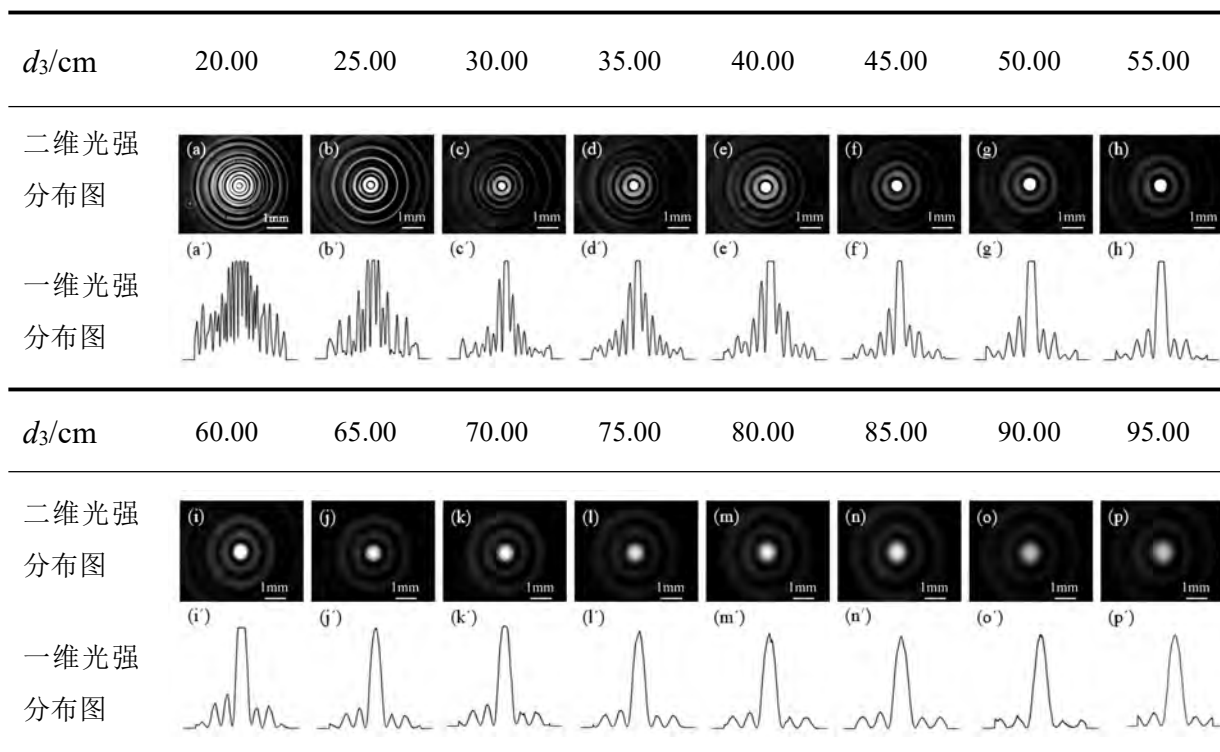
此外, 为验证毛细管调制 Bessel 光具有无衍射特性, 探究  $d_3$  传输距离对 Bessel 光成像质量规律的影响. 如表 4 所示, 在毛细管外径  $R=1.50\text{mm}$ 、内径  $r=0.80\text{mm}$ 、长度  $l=8.00\text{cm}$ 、入射端透镜与毛细管间距  $d_1=5.00\text{cm}$ 、出射端与透镜间距  $d_2=10.00\text{cm}$  固定的条件下, 系统探究了  $d_3$  探测距离对 Bessel 光束成像质量的影响规律. 如表 4 所示, 可以发现, Bessel 光束的外围圆环光强随探测距离  $d_3$  的增大呈逐渐衰减趋势, 当  $d_3 \geq 50.00\text{cm}$  时, 外环纹逐渐变得均匀, 可实现高质量 Bessel

光束生成；且当  $d_3 \geq 50.00\text{cm}$  时，光束能保持横截面光强分布不随传输距离的增加而发生变化，光束中心光强极高，且损耗较小，可实现高能量稳定传输，这正与无衍射 Bessel 光束的特征符合.体现了利用毛细管构建 Bessel 光束的有效性.

表 4 外径 1.50mm 内径 0.80mm 的毛细管  $d_3$  变化时成像质量对比

Table 4. Comparison of imaging quality when parameter  $d_3$  of the capillary with outer diameter

1.50mm and inner diameter 0.80mm varies.



进一步测量随距离变化光斑大小变化情况，验证利用毛细管产生 Bessel 光束的无衍射特性，开展如下实验：将 CCD 相机置于凸透镜 2 后方 20.00~95.00cm 范围内，分别测量中心最强亮点大小.并对比分析毛细管产生的 Bessel 光束与普通 Gauss 光束的发散规律，实验数据如表 5 所示，并绘制折线图，如图 9(a)所示.结合图 9(b)的分析结果，我们可以发现 Bessel 光束在上述传输区间内，中心亮点强度波动幅度较小，且具有小发散角特性.综上，毛细管产生 Bessel 光束具有无衍射传输的核心优势.

表 5 Gauss 光和 Bessel 光随距离发散程度对比表

| $d_3/cm$ | Bessel 光中心亮点直径/mm | Gauss 光斑直径/mm |
|----------|-------------------|---------------|
| 20.00    | 0.14              | 7.96          |
| 25.00    | 0.19              | 9.63          |
| 30.00    | 0.26              | 10.69         |
| 35.00    | 0.3               | 12.01         |
| 40.00    | 0.36              | 13.46         |
| 45.00    | 0.41              | 14.41         |
| 50.00    | 0.50              | 15.80         |
| 55.00    | 0.51              | 17.10         |
| 60.00    | 0.60              | 18.36         |
| 65.00    | 0.65              | 19.79         |
| 70.00    | 0.70              | 20.65         |
| 75.00    | 0.75              | 21.91         |
| 80.00    | 0.77              | 23.18         |
| 85.00    | 0.81              | 24.86         |
| 90.00    | 0.90              | 25.89         |
| 95.00    | 0.94              | 27.18         |
| .....    | .....             | .....         |

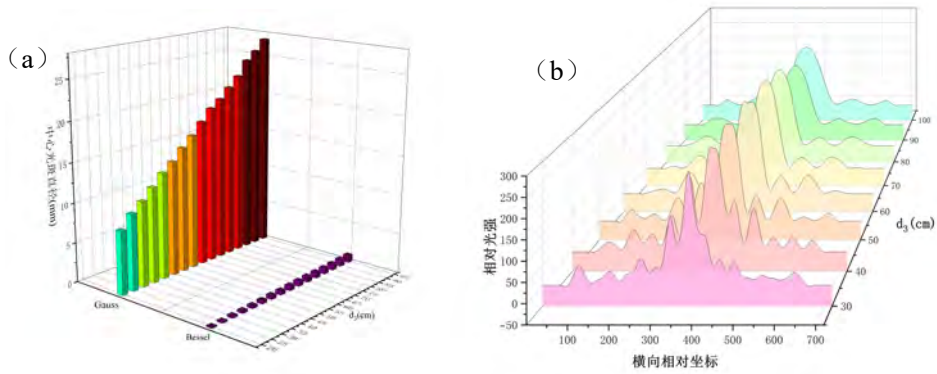


图 9 毛细管生成 Bessel 光束无衍射性展示(a)Gauss 光束与 Bessel 光束随距离发散对比;(b)Bessel 光束横向光强分布随传输距离演化.

Fig. 9. Demonstration of non-diffraction property of Bessel beam generated by capillary.(a) Divergence comparison of Gaussian beam and Bessel beam with propagation distance; (b)

### 4.3 毛细管调制 Bessel 光的自修复性验证实验

最后,为验证毛细管调制 Bessel 光具有自修复特性及规律,利用一根 0.15mm 细的铜丝作为障碍物,置于凸透镜 2 后方,图 10 为当 CCD 相机置于距离障碍物后方 15.68mm 的 Bessel 光束断裂光斑近场观测实验示意图,可看出中心被障碍物挡住的位置,光斑明显是断裂的状态,中心亮斑没有形成完整的亮点,能量被障碍物阻挡后还没重新汇聚.

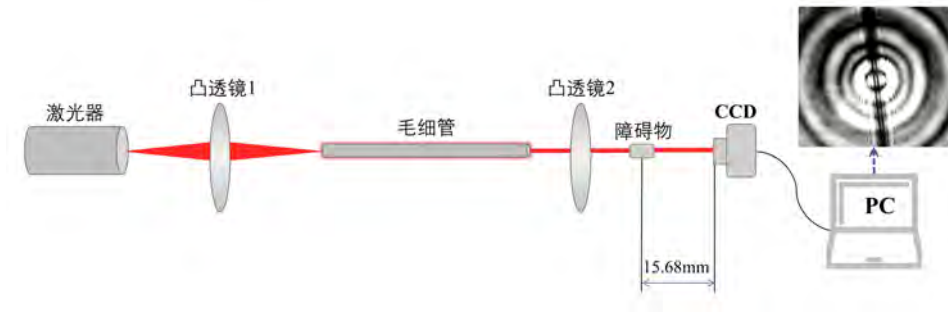


图 10 Bessel 光束断裂光斑近场观测实验示意图

Fig. 10.Schematic diagram of near-field observation experiment for fractured spot of Bessel beam

为进一步观察光斑在远场时光斑整体修复情况,在凸透镜 2 后方 1.5m 的大光屏上观察光斑形态,探究障碍物与凸透镜 2 在不同距离 $d_4$ 下 Bessel 光的修复情况,如图 11 所示.



图 11 Bessel 光束自修复特性验证实验光路示意图

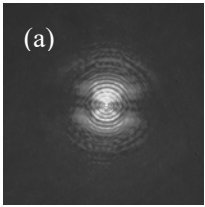
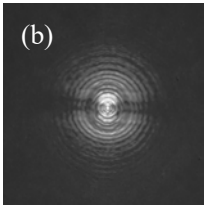
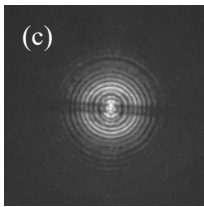
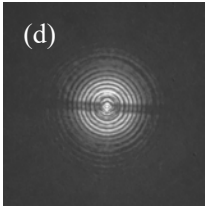
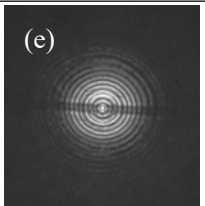
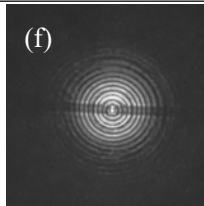
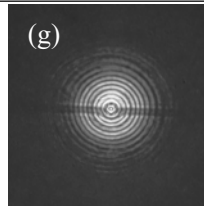
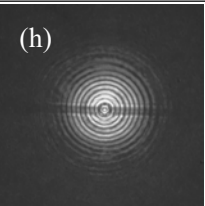
Fig. 11.Schematic of optical path for self-healing property verification

### experiment of Bessel beam

如表 6 所示, 在毛细管外径  $R=1.50\text{mm}$ 、内径  $r=0.80\text{mm}$ 、长度  $l=8.00\text{cm}$ 、入射端透镜与毛细管间距  $d_1=2.50\text{cm}$ 、出射端与透镜间距  $d_2=10.00\text{cm}$ 、长度  $l=8.00\text{cm}$  固定的条件下, 系统探究了障碍物与凸透镜 2 在不同距离  $d_4$  下 Bessel 光的修复情况. 如表 6 所示, 可以发现, 当障碍物与凸透镜 2 间距较小时, 即遮挡距离  $d_4=10\text{cm}$  时, Bessel 光的中心主亮斑恢复, 但外围环形旁瓣因相干叠加尚未充分完成而呈现明显遮挡; 随着遮挡距离增大至  $d_4=19\text{cm}$  时, 未被遮挡的锥面波分量获得了足够的传播距离进行干涉叠加, 外围环形结构得以逐步恢复并与无遮挡分布基本一致, 此时测得中心主亮斑直径约为  $0.145\text{mm}$ , 与铜丝直径  $0.15\text{mm}$  相当, 实现了近乎完全的自修复.

表 6 障碍物与凸透镜 2 间距  $d_4$  变化时 Bessel 光成像质量对比

Table 6. Comparison of Bessel Beam Imaging Quality with Varied Distance  $d_4$  Between Occluder and Convex Lens 2

| $d_4/\text{cm}$ | 11.00   | 13.00   | 15.00  | 17.00   |
|-----------------|---|---|--|---|
| 光斑图             |  |  |  |  |
| $d_4/\text{cm}$ | 19.00   | 21.00   | 23.00  | 25.00   |
| 光斑图             |  |  |  |  |

其物理机理可归因于 Bessel 光的内在波包结构. Bessel 光作为无衍射光束, 本质上是由沿特定锥角传播的锥面波相干叠加而成. 当轴上障碍物遮挡部分光场时, 未被遮挡的锥面波分量仍能沿原轨迹继续传播, 并在后续传输过程中不断发生干

干涉叠加.这种叠加效应随距离累积而增强,从而填补了被遮挡的光场区域,表现出显著的自重建特性.

值得注意的是,自修复效果强烈依赖于障碍物尺寸与 Bessel 光中心光斑的相对关系:当障碍物尺寸小于中心光斑时,未被阻挡的旁瓣能量足以在传输距离内完成相干叠加,因此外围环可完全恢复;当障碍物尺寸大于中心光斑时,大部分旁瓣能量被阻断,相干叠加条件被破坏,仅中心区域能依靠轴上能量维持干涉极大,外围环则无法重建.

综合上述实验结果,为通过毛细管调制获得理想 Bessel 光束,需综合权衡中心亮点强度、外围圆环均匀性等关键特性,以及模式稳定性、外界扰动敏感性等制约因素,对毛细管结构参数进行优化选取:当毛细管长度 $l=8.00\text{cm}\sim 12.00\text{cm}$ 时形成 Bessel 光束质量较好;在此基础上,根据毛细管粗细精准控制入射端透镜与毛细管间距的 $d_1$ 临界值,毛细管内径越小,生成理想 Bessel 光束对应的 $d_1$ 临界值越小;同时 $d_2$ 取两倍焦距,即 $d_2=2f=10.00\text{cm}$ ,可实现高质量 Bessel 光束的生成.为实现 Bessel 光束的无衍射传输,需使 $d_3\geq 50.00\text{cm}$ ,在该距离范围内光束可实现高能量稳定传输,横截面光强分布不随传输距离的增加而发生变化,光束中心光强极高,且损耗较小.此外,为获得 Bessel 光束良好的自修复效果,需使障碍物尺寸小于 Bessel 光中心光斑,此时未被阻挡的旁瓣能量足以在传输距离内完成相干叠加,填补被遮挡的光场区域,光场可完全恢复,表现出显著的自修复特性.

## 5 结 论

本研究针对现有 Bessel 光束产生方法存在的加工精度要求高、制备成本昂贵等局限,以及毛细管法缺乏系统理论支撑的问题,通过理论建模、数值仿真与实验验证相结合的方法,系统探究了基于毛细管产生 Bessel 光束的物理机制与调

控规律.首先通过理论分析揭示光束在毛细管中的传输同时受到反谐振效应与多模干涉效应的双重作用:反谐振效应有效抑制了包层模式损耗,增强了中心能量局域;多模干涉则构建了Bessel光束特有的横向同心环状强度分布.随后利用Comsol Multiphysics仿真结果进一步验证了上述理论,研究表明反谐振效应下光场主要集中于毛细管空气芯高效传输特性,且不同入射角对应不同传输模式,输出光斑呈现中心亮、外环暗的特征,与Bessel光场分布规律吻合.此外系统研究了毛细管尺寸及透镜配置等关键参数对输出Bessel光质量的影响,获得了较优的参数组合.最后探究了该方法制备的Bessel光束的无衍射距离及自修复能力,明确其特性演化规律.本研究不仅深化了对光纤器件中光场传输机制的理解,完善了毛细管法产生无衍射光束的理论与实验体系,为Bessel光束的低成本、高性能制备开辟了新路径,对光学领域的基础研究与工程应用均具有重要参考价值.

## 参考文献

- [1] Li Y K, Lu S, Li P, Wei B Y, Wen D D, Zhao J L 2024 *Acta Opt. Sin.* **44**(10) 11 (in Chinese) [李岩珂, 刘圣, 李鹏, 魏冰妍, 温丹丹, 赵建林 光学学报 **44**(10) 11]
- [2] Durnin J 1987 *J.Opt.Soc.Am.A* **4** 651
- [3] Durnin J, Miceli J J 1987 *Phys.Rev.Lett.* **58** 1499
- [4] Sun Q G, Zhou K Y, Fang G Y, Liu Z J, Liu S T 2012 *Chin. Phys. B* **21** 014208
- [5] Yang Y F, Chen J, Wu F T, Hu R, Zhang H Z, Hu H Q 2018 *Acta Phys. Sin.* **67**(22) 224201 (in Chinese) [杨艳飞, 陈婧, 吴逢铁, 胡润, 张惠忠, 胡汉青 2018 物理学报 **67**(22) 224201]
- [6] Zhao L, Wang F, Jiang L, Lu Y, Zhao W, Xie J, Li X 2015 *Chin. Opt. Lett.* **13** 041405
- [7] McGloin D, Dholakia K 2005 *Contemp. Phys.* **46** 15
- [8] Cai Y, Lv X 2007 *Opt. Commun.* **274** 1
- [9] Chen B, Pu J 2009 *Chin. Phys. B* **18** 1033
- [10] Li Y K, Liu S, Li P, et al. 2024 *Acta Opt. Sin.* **44** 11 (in Chinese)[李岩珂, 刘圣, 李鹏, 等 2024 光学学报 **44** 11]

- [11] Wang J, Qiang K L, Zhao Y K, et al. 2026 *Acta Phys. Sin.* 75 27 (in Chinese)[王姣, 强克林, 赵莹珂, 等 2026 *物理学报* 75 27]
- [12] Zhao T, Gong M M, Zhang S B. 2024 *Acta Phys. Sin.* 73 107 (in Chinese)[赵婷, 宫毛毛, 张松斌 2024 *物理学报* 73 107]
- [13] Scott G, McArdle N 1992 *Opt. Eng.* 31 2640
- [14] Sun Q, Zhou K, Fang G, Liu Z, Liu S 2012 *Chin. Phys. B* 21 014208
- [15] Durnin J, Miceli J J, Eberly J H 1987 *Phys. Rev. Lett.* 58 1499
- [16] Turunen J, Vasara A, Friberg A T 1988 *Appl. Opt.* 27 3959
- [17] Wu F, Chen Y, Guo D 2007 *Appl. Opt.* 46 4943
- [18] Cui C H, Zhao H Q, Zhu R, Feng L, Zhao W, Zhang Q, Zhu L, Zhang Z M, Sun L Z 2017 *Phys. Exp.* 37(07) 49 (in Chinese) [崔超涵, 赵浩淇, 朱睿, 冯路, 赵伟, 张权, 朱玲, 张增明, 孙腊珍 2017 *物理实验* 37(07) 49]
- [19] Ma B T, Wu F T, Ma L 2010 *Acta Phys. Sin.* 59(9) 6213 (in Chinese) [马宝田, 吴逢铁, 马亮 2010 *物理学报* 59(9) 6213]
- [20] Chen H, Ling X H, He W G, Li Q G, Yi X N 2017 *Acta Phys. Sin.* 66(4) 044203 (in Chinese) [陈欢, 凌晓辉, 何武光, 李钱光, 易煦农 2017 *物理学报* 66(4) 044203]
- [21] Ren Z J, Wu Q, Zhou W D, Wu G Z, Shi Y L 2012 *Acta Phys. Sin.* 61(17) 174207 (in Chinese) [任志君, 吴琼, 周卫东, 吴根柱, 施逸乐 2012 *物理学报* 61(17) 174207]
- [22] Zhang R D, Duan Y X, Da Z S 2023 *Acta Photonica Sin.* 52(9) 269 (in Chinese) [张睿迪, 段亚轩, 达争尚 2023 *光子学报* 52(9) 269]
- [23] Liao K S, Dong M M, Pu J X 2007 *J. Huaqiao Univ. (Nat. Sci. Ed.)* (04) 356 (in Chinese) [廖坤山, 董梅梅, 蒲继雄 2007 *华侨大学学报 (自然科学版)* (04) 356]
- [24] Herman R M, Wiggins T A. 1994 *Appl Opt* 33(31) 7297.
- [25] Ning D Y 2023 Master's Dissertation (Harbin: Harbin Engineering University) (in Chinese) [宁丹阳 2023 硕士学位论文 (哈尔滨: 哈尔滨工程大学)]
- [26] Dai M S 2021 Master's Dissertation (Kunming: Kunming University of Science and Technology) (in Chinese) [代梦诗 2021 硕士学位论文 (昆明: 昆明理工大学)]
- [27] Qiao Y, Wang C C, He Y Q, Liu C X 2025 *J. Optoelectronics • Laser* 1-8 (in Chinese) [乔远, 王春灿, 何宇琪, 刘宸希 2025 *光电子 • 激光* 1-8]

- [28] Hou Z Y 2013 Ph. D. Dissertation (Qinhuangdao: Yanshan University) (in Chinese) [侯峙云 2013 博士学位论文 (秦皇岛: 燕山大学) ]
- [29] Gao R, Song W J, Zhang L, Li P, Wang R C, Luo J, et al 2025 *Acta Opt. Sin.* **45**(13) 390 (in Chinese) [高然, 宋维君, 张磊, 李鹏, 王瑞春, 罗杰, 等 2025 光学学报 **45**(13) 390]
- [30] Shan C X 2019 *Master's Dissertation* (Tianjin: Tianjin University) (in Chinese) [闪晨曦 2019 硕士学位论文 (天津: 天津大学) ]
- [31] Wang Y, Zhang X B, Chen W, Zhang Q, Wang T Y 2025 *Laser & Optoelectronics Progress* **62**(13) 61 (in Chinese) [王洋, 张小贝, 陈伟, 张琦, 王廷云 2025 激光与光电子学进展 **62**(13) 61]
- [32] Zhang C L, Feng L P, Gao X, Qin Y, Wang X S, Sheng X, Zhu J, Zhang A X, Huo X L 2025 *Acta Opt. Sin.* 1-37 (in Chinese) [张成良, 冯立鹏, 高霞, 秦钰, 王曦朔, 盛夏, 朱捷, 张安旭, 霍晓莉 2025 光学学报 1-37]
- [33] Poletti Francesco. Nested antiresonant nodeless hollow core fiber.[J]. *Optics express*, 2014, **22**(20):23807.
- [34] Mu Q Y 2025 Ph. D. Dissertation (Beijing: University of Chinese Academy of Sciences, Xi'an Institute of Optics and Precision Mechanics, Chinese Academy of Sciences) (in Chinese) [穆启元 2025 博士学位论文 (北京: 中国科学院大学, 中国科学院西安光学精密机械研究所) ]
- [35] Tu Q 2025 Master's Thesis (Nanjing: Nanjing University of Information Science & Technology) (in Chinese) [涂倩 2025 硕士学位论文 (南京: 南京信息工程大学) ]
- [36] Zhang Y X 2024 Master's Thesis (Xi'an: Xi'an Shiyou University) (in Chinese) [张贻歆 2024 硕士学位论文 (西安: 西安石油大学) ]
- [37] Engquist B, Majda A 1977 *Math. Comput.* **31** 629

## Theoretical and Experimental Studies on Capillary-Modulated Bessel Beams

Chen Yiting, Xiao Liu, Feng Pei, Mei Aodong, Liu Chuying, Liu Xiang<sup>†</sup>,  
Peng Xiaoniu, Chen Rui

(School of Physics, Hubei University, Wuhan 430062 China)

## Abstract

Bessel beams have irreplaceable application value in fields such as optical communication, micro-nano processing, particle micro-manipulation, medical imaging, and high-precision positioning due to their unique non-diffracting and self-healing properties. Since their first proposal in 1987, they have been a research hotspot in the optical field. Currently, the developed methods for generating Bessel beams generally have the problems of high processing precision requirements and high preparation costs. In contrast, the capillary modulation method provides a practical technical path for low-cost Bessel beam generation due to its advantages of low cost and convenient operation. However, existing studies only focus on device preparation and phenomenon observation, lacking in-depth analysis of the physical mechanism and systematic theoretical support, which restricts its further application in the field of precision optics. In this paper, a combined research method of theoretical modeling, numerical simulation and experimental verification is adopted to systematically explore the physical mechanism and parameter regulation strategy of generating high-quality Bessel beams based on capillaries.

Through theoretical analysis, a complete theoretical framework for light field transmission in capillaries is constructed, and the synergistic mechanism of anti-resonant effect and multimode interference effect is revealed: the anti-resonant effect forms an equivalent Fabry-Pérot resonant cavity in the quartz cladding of the capillary, realizing the selection and suppression of guided modes, stably confining the light energy in the air core, and providing the core physical basis for the formation of the central bright spot of the zero-order Bessel beam; the multimode interference effect constructs the transverse intensity distribution of Bessel beams with the characteristics of a central bright spot and peripheral concentric rings through the coherent superposition of multiple selected guided modes in the air core region. Numerical simulations are carried out using Comsol Multiphysics software, a two-dimensional geometric model of the capillary is established, and the central wavelength of 1550 nm in the optical communication band is selected for calculation. The simulation results are highly consistent with the light field distribution law derived from the theory, verifying the rationality of the theoretical model and the beam mode characteristics.

Through systematic experiments, the influence laws of key parameters such as capillary size (length, inner and outer diameters) and lens configuration (distance  $d_1$  between the incident-end lens and the capillary, distance  $d_2$  between the exit-end lens and the capillary, and detection distance  $d_3$ ) on the output beam quality are explored, and the optimal parameter combination is obtained: the capillary length is selected as 8.00~12.00 cm, the critical value of  $d_1$  is precisely controlled according to the inner diameter of the capillary,  $d_2$  is set to twice the focal length (10.00 cm), and high-quality Bessel beam generation can be achieved when  $d_3 > 50.00$  cm. At the same time, experiments verify the non-diffracting and self-healing

properties of the Bessel beam generated by this method, and clarify the evolution law of its characteristics: within the range of  $d_3 \geq 50.00$  cm, the transverse intensity distribution of the beam does not change with the propagation distance, and the divergence degree of the central bright spot is much lower than that of ordinary Gaussian beams; when the size of the occluder is smaller than the central bright spot, the beam can achieve nearly complete self-healing after propagating a certain distance.

In addition, the influences of capillary processing precision, laser collimation and environmental stability on beam quality are discussed in depth, and targeted regulation schemes are proposed, which effectively compensate for the processing defects of conventional low-cost capillaries. This study deepens the understanding of the light field transmission mechanism in optical fiber devices, improves the theoretical and experimental system of generating non-diffracting beams by the capillary method, and provides a quantifiable and easy-to-operate optimization scheme for the preparation of low-cost and high-performance Bessel beams. It has important application prospects in fields such as university optical teaching and precision optical measurement, and plays a positive role in the popularization and promotion of cutting-edge optical technologies.

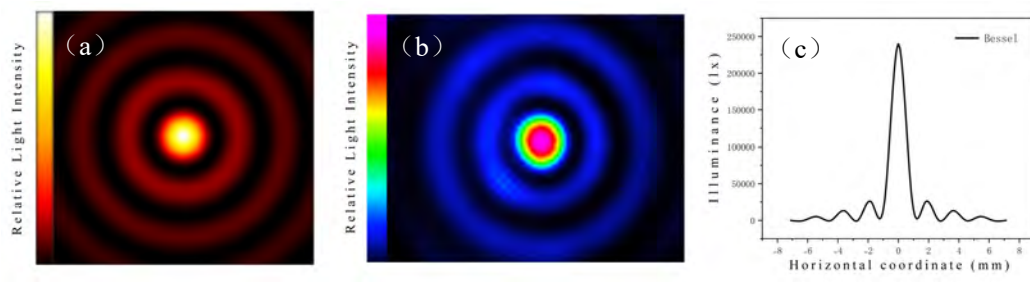


Fig.7. Comparison between the Ideal Bessel Light Field Distribution and the Experimental Measurement Results:(a) Two-dimensional intensity distribution of the ideal Bessel beam; (b) Two-dimensional intensity distribution of the Bessel beam generated by the capillary in this experiment; (c) One-dimensional intensity distribution curve of the Bessel beam generated by the capillary in this experiment.

**Keywords:** Bessel beam, capillary, anti-resonant effect, multimode interference

**PACS:**

\* \* .Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11704107), and the Key Project of Scientific and Technological Research Program of the Department of Education of Hubei Province (Grant No. D20221005)

† Corresponding author. E-mail: Liu Xiang@hubu.edu.cn