

文章编号: 1000-5013( 2007) 04-0356-04

# 贝塞尔光束的简易实现方法

廖坤山, 董梅梅, 蒲继雄

( 华侨大学 信息科学与工程学院, 福建 泉州 362021 )

摘要: 对光纤中传播的电磁场分析发现, 其纵向分量可以用贝塞耳函数及第二类变态贝塞耳函数来描述, 据此, 提出一种利用玻璃毛细管和聚焦透镜实现贝塞尔光束的简易方法. 通过观察发现, 在光束传播方向, 出射光束即为贝塞尔光束, 沿光束传播方向的光强分布不会发生改变, 仅产生扩散. 研究表明, 随着聚焦透镜的焦距  $f$  的变大, 贝塞尔光束的高瓣数光环的光强变弱, 光束的光强向低瓣数光环和中心光斑移动; 随着毛细管长度  $l$  的增加, 光束的高瓣数的光环光强在不断增强. 此外, 研究还表明, 透镜与毛细管端面之间距离  $d$  对于出射光束横截面上的光强分布有很大的影响.

关键词: 贝塞尔光束; 光束传输; 毛细管; 聚焦透镜

中图分类号: O 436

文献标识码: A

贝塞尔光束在理论和实际应用上的重要意义, 促使人们对其进行大量的研究, 提出了贝塞尔光束的各种实现方法. Durnin 等<sup>[1]</sup> 提出利用微小缝隙的环缝和透镜产生贝塞尔光束的环缝法; Vasara 等<sup>[2]</sup> 用计算机产生的全息图来实现贝塞尔光束的全息法; Cox 等<sup>[3]</sup> 用 Fabry-Perot 腔、透镜和针孔组成的空间滤波器, 实现贝塞尔光束的谐振腔法<sup>[3]</sup>; Scott 等<sup>[4]</sup> 用锥形透镜实现贝塞尔光束的锥形透镜法<sup>[4]</sup>; Herman 等<sup>[5]</sup> 利用球面像差透镜实现贝塞尔光束的球面像差透镜法. 但这些方法的结构复杂, 或者器件加工困难, 或者难以进行调节. 在本文中, 我们提出一种结构简单、器件加工容易、调整容易的贝塞尔光束实现方法, 并对影响产生贝塞尔光束的系统参数进行研究.

## 1 理论分析

首先, 我们讨论光纤中光的传播模式. 在柱坐标中, 当  $r \leq a$  时, 光纤横截面内的折射率为  $n(r) = n_1$ ; 而当  $r > a$  时,  $n(r) = n_2 = n_1 (r = a)$ . 电磁波的电场强度  $E$  和磁场强度  $H$  分别为

$$E = e_r E_r + e_\phi E_\phi + e_z E_z, \quad H = e_r H_r + e_\phi H_\phi + e_z H_z. \quad (1)$$

由于  $E_z$  和  $H_z$  满足亥姆霍兹方程, 可得<sup>[5]</sup>

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

上式中,  $\Psi(r, \phi, z)$  代替  $E_z$  和  $H_z$ ,  $k_c^2 = k_0^2 n_1^2 - \beta^2$ ,  $\beta$  是波的相位常数. 利用分离变量法求解, 假设  $\Psi(r, \phi, z)$  可表示为  $\Psi(r, \phi, z) = R(r) \Phi(\phi) e^{-j\beta z}$ . 其中,  $R(r)$  只是  $r$  的函数,  $\Phi(\phi)$  只是  $\phi$  的函数,  $e^{-j\beta z}$  表示电磁场解是沿光纤轴方向的行波, 波的相位常数为  $\beta$ . 经过运算, 可以得到纤芯中的纵向场解<sup>[5]</sup> 为

$$E_{z1} = A_1 J_m(k_c r) \begin{bmatrix} \sin m\phi \\ \cos m\phi \end{bmatrix} e^{-j\beta z}, \quad H_{z1} = B_1 J_m(k_c r) \begin{bmatrix} \cos m\phi \\ \sin m\phi \end{bmatrix} e^{-j\beta z}. \quad (3)$$

式中,  $J_m(k_c r)$  为  $m$  阶的第一类贝塞耳函数. 同样的, 包层中的纵向场解<sup>[5]</sup> 为

$$E_{z2} = A_2 K_m(a_c r) \begin{bmatrix} \sin m\phi \\ \cos m\phi \end{bmatrix} e^{-j\beta z}, \quad H_{z2} = B_2 K_m(a_c r) \begin{bmatrix} \cos m\phi \\ \sin m\phi \end{bmatrix} e^{-j\beta z}. \quad (4)$$

上式中,  $K_m(a_c r)$  为第二类变态贝塞耳函数,  $a_c^2 = -k_c^2 = \beta^2 - k_0^2 n_2^2$ . 式(3), (4)表明, 光纤中传播的电磁场

收稿日期: 2006-12-02

作者简介: 廖坤山(1964-), 男, 实验师, 主要从事物理光学研究. E-mail: lkshxzzb@hqu.edu.cn.

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(60477041)

的纵向分量  $E_z$  和  $H_z$  在纤芯内用贝塞耳函数描述, 包层中用第二类变态贝塞耳函数描述. 在满足纤芯与包层界面上的边界条件时, 纤芯和包层中电磁场的纵向分量可分别表示为<sup>[5]</sup>

$$E_{z1} = \frac{A}{J_m(U)} J_m\left(\frac{U}{a}r\right) \sin m\varphi e^{-\beta z}, \quad E_{z2} = \frac{A}{K_m(W)} K_m\left(\frac{W}{a}r\right) \sin m\varphi e^{-\beta z}. \tag{5}$$

在满足麦克斯韦方程时, 可分别得到纤芯和包层中横向电磁场的表达式<sup>[5]</sup>. 根据其表达式可推导出光纤中纤芯和包层中任一点处的光强, 即有

$$I_1 = \left[ \frac{A}{J_m(U)} J_m\left(\frac{U}{a}r\right) \sin m\varphi \right]^2 + \left\{ \left(\frac{a}{U}\right)^2 \frac{1}{J_m(U)} \left[ \frac{\beta m A}{r} J_m\left(\frac{U}{a}r\right) - \frac{\omega \mu_0 U B}{a} J'_m\left(\frac{U}{a}r\right) \right] \cos m\varphi \right\}^2 + \left\{ \left(\frac{a}{U}\right)^2 \frac{1}{J_m(U)} \left[ -\frac{\omega \mu_0 m B}{r} J_m\left(\frac{U}{a}r\right) + \frac{\beta U A}{a} J'_m\left(\frac{U}{a}r\right) \right] \sin m\varphi \right\}^2, \tag{6}$$

$$I_2 = \left[ \frac{A \sin m\varphi}{J_m(W)} K_m\left(\frac{W}{a}r\right) \right]^2 + \left\{ \left(\frac{a}{W}\right)^2 \frac{1}{K_m(W)} \left[ \frac{\beta W A}{a} K'_m\left(\frac{W}{a}r\right) - \frac{\omega \mu_0 m B}{r} K_m\left(\frac{W}{a}r\right) \right] \sin m\varphi \right\}^2 + \left\{ \left(\frac{a}{W}\right)^2 \frac{1}{K_m(W)} \left[ -\frac{\omega \mu_0 m B}{r} K_m\left(\frac{W}{a}r\right) + \frac{\beta W A}{a} K'_m\left(\frac{W}{a}r\right) \right] \sin m\varphi \right\}^2. \tag{7}$$

从上面分析可以看出, 光纤中传播的任一点光强可以用贝塞耳函数及第二类变态贝塞耳函数来描述, 而毛细管可看成光纤的一种特例. 因此, 我们将激光器输出的激光聚焦到毛细管端面上, 使聚焦光线垂直于毛细管横截面, 并从毛细管中心细孔穿过, 经毛细管的传输选模后, 就可以得到贝塞耳光束.

2 实验部分

根据理论分析, 我们提出了贝塞尔光束的简易实现方法, 其实验装置如图 1 所示.

He-Ne 激光器发出的高斯光束经聚焦透镜 L 聚焦, 照射到毛细管的中心细孔内, 调整毛细管的端面与光束的传播方向垂直, 即聚焦光束的中心与毛细管的中心细孔的中心轴重合. 这时, 光束经毛细管的传输选模后, 在毛细管的另一端就可得到贝塞尔光束. 通过改变电荷藕合装置 (CCD) 的位置, 观察光束在传播过程的变化情况, 以及通过改变聚焦透镜 L 的焦距  $f$ 、毛细管与聚焦透镜 L 的距离  $d$  和毛细管长度  $l$  等系统参数, 来观察聚焦光束经毛细管选模后光束随系统参数的变化情况.

3 结果与分析

实验中, 我们用 CCD 记录下了贝塞尔光束在传播方向的演变过程, 如图 2 所示. 图 2 中,  $l = 17\text{ cm}$ ,  $f = 150\text{ mm}$ ,  $d = f$ . 从图 2 中可以看出, 当透镜与毛细管端面之间的距离为  $d$ , 即毛细管端面位于焦平面处时, 在光束传播方向, 出射光束横截面上的光强分布不变, 即整个传播过程都为  $J_0$  贝塞尔光束. 光环的半径和环的厚度随着毛细管与 CCD 间距离  $D$  的增加而变大, 即贝塞尔光束在传播过程中产生发散. 对于一定的  $d$  值, 出射光束横截面上的光强分布也会随着透镜焦距而变化. 对于不同的透镜焦距, 毛细管出射光的横截面的光强分布, 如图 3 所示. 图 3 中,  $l = 17\text{ cm}$ ,  $D = 35\text{ cm}$ ,  $d = f$ . 从图 3 可以看出, 随着聚焦透镜 L 的焦距  $f$  变大, 贝塞尔光束的高瓣数光环的光强变弱, 光束的光强向低瓣数光环和中心光斑移动; 而当透镜焦距  $f$  达到一定的值后 ( $f = 225\text{ mm}$ ), 贝塞尔光束消失, 得到的光束是经聚焦透镜聚焦后的高斯光束, 且  $f$  越大, 这种现象就越明显. 通过对实验结果的分析表明, 这是因为随着透镜焦距  $f$  的增大, 从激光器发出的高斯光束经聚焦透镜聚焦后, 光束束径小于毛细管的细孔孔径, 光束直接穿过毛细管而没有经毛细管选模, 未形成贝塞尔光束. 此外, 实验结果表明, 透镜与毛细管端面之间距离  $d$  对于出射光束横截面上的光强分布也有很大的影响. 对于一定的毛细管和透镜, 出射光束横截面上的光强分布随  $d$  的变化, 如图 4 所示. 图中,  $l = 17\text{ cm}$ ,  $D = 30\text{ cm}$ ,  $f = 300\text{ mm}$ . 从图 4 中可以看到, 随着  $d$  的增加, 聚焦光束经毛细管传播后, 与图 3 相比, 出射光束又重新显示为贝塞尔光束. 究其原因

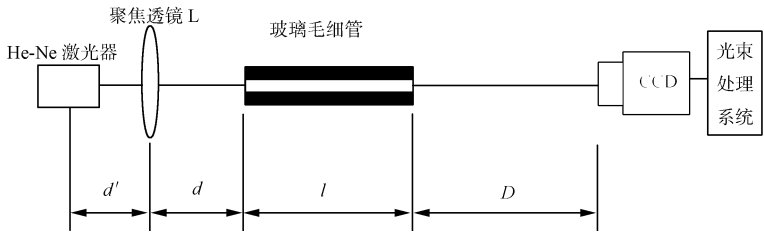


图 1 产生  $J_0$  贝塞尔光束的实验装置  
Fig. 1 The experimental setup for generating  $J_0$  Bessel beam

是, 经聚焦透镜 L 聚焦后的光束随着传播距离的增加, 光束随之发散, 以致不能直接穿过毛细管, 又经

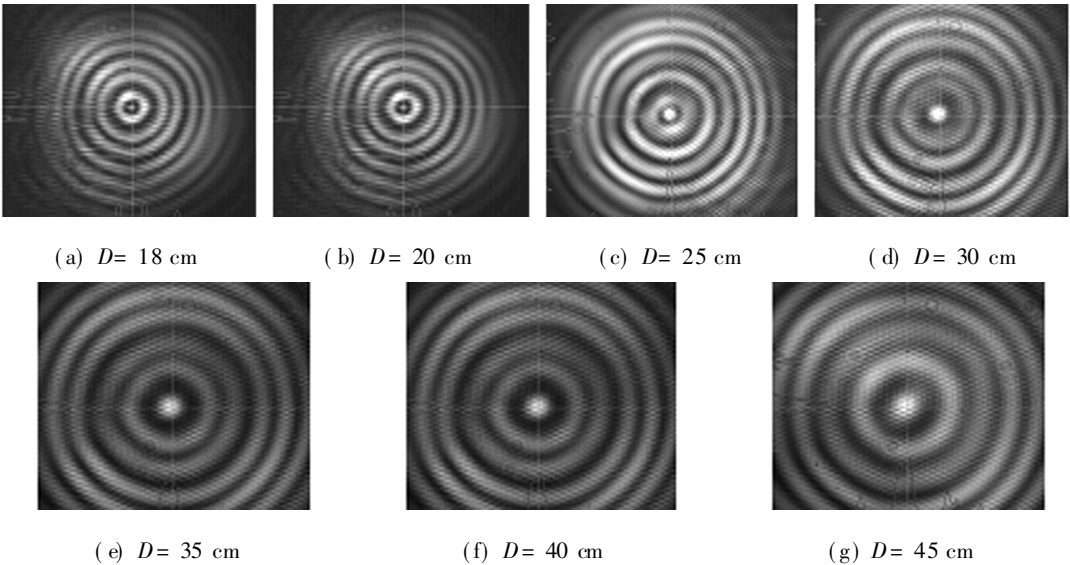


图 2 贝塞尔光束的演变过程

Fig. 2 The evolution of the propagation Bessel beam

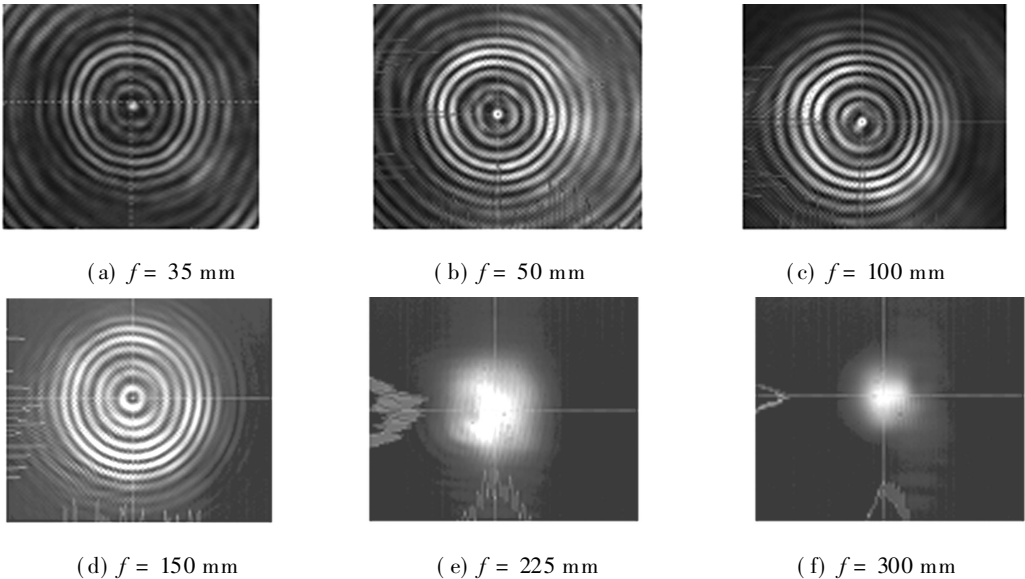


图 3 不同的透镜焦距的毛细管出射光的光强分布

Fig. 3 The output intensity profiles from capillary with different focusing lens

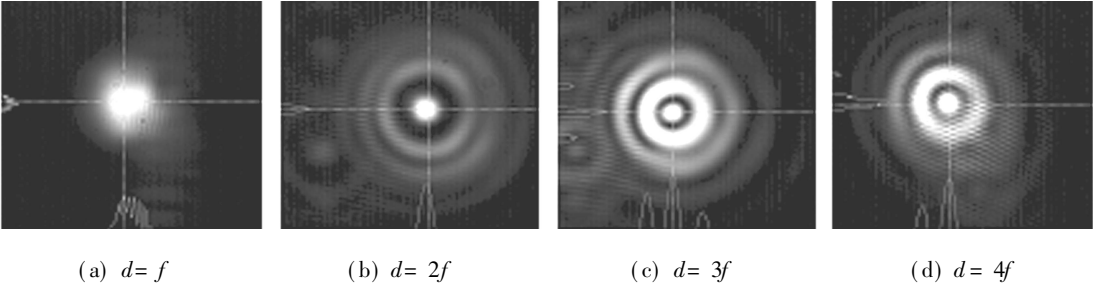


图 4 横截面光强分布与  $d$  的关系

Fig. 4 The relations between the transverse intensity profile with  $d$

毛细管选模而产生贝塞尔光束. 另外, 从图 4 中还可以看出, 随着  $d$  的增加, 光强从中心向外扩散.

实验中, 我们还对不同长度的毛细管的情况进行了研究. 毛细管出射光的横截面的光强分布随着毛细管长度的变化, 如图 5 所示. 图 5 中,  $f=100\text{ cm}$ ,  $D=35\text{ cm}$ ,  $d=f$ . 从图 5 中可以看出, 随着毛细管长度  $l$  的增加, 贝塞尔光束的可见环数在不断增加, 即光束的高瓣数光环的光强在不断增强.

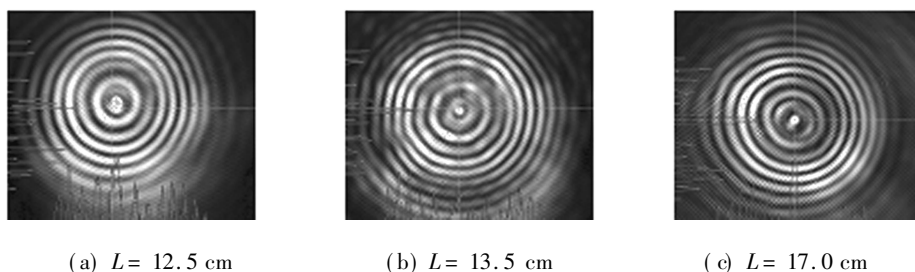


图5 横截面光强分布与毛细管长度的关系

Fig. 5 The relations between the transverse intensity profile with the length of capillary

## 4 结束语

本文中, 我们提出了一种结构简单且容易调节的贝塞尔光束实现方法. 通过观察发现, 在光束传播方向, 出射光束即为贝塞尔光束, 沿光束传播方向的光强分布不发生改变, 仅产生扩散. 此外, 对影响出射光束横截面光强分布的因素进行了研究发现, 透镜的焦距、毛细管的长度, 以及两者之间的距离都对出射光束的光强分布有着很大的影响. 基于研究结果, 我们可以通过选择合适的系统参数, 就可方便地得到贝塞尔光束.

### 参考文献:

- [1] DURNIN J, MICELI J J Jr, EBERLY J H. Diffraction-free beam[J]. Phys Rev Lett, 1987, 58: 1499-1501.
- [2] VASARA A, TURUNEN J, FRIBERG T. Realization of general nondiffracting beams with computer-generated holograms[J]. J Opt Soc Am A, 1989, 6: 1748-1754.
- [3] COX A J, DIBBLE D C. Non-diffracting beam from a spatially filtered Fabry-Perot resonator[J]. J Opt Soc Am A, 1992, 9: 282-286.
- [4] SCOTT G, MCARDOE N. Efficient generation of nearly diffraction-free beams using an axicon[J]. Opt Eng, 1992, 31(12): 2640-2643.
- [5] HERMAN R M, WIGGINS T A. High-efficiency diffractionless beams of constant size and intensity[J]. Appl Opt, 1994, 33(31): 7297-7306.

## A Simple Approach for Generating Bessel Beams

LIAO Kun-shan, DONG Mei-mei, PU Ji-xiong

(College of Information Science and Engineering, Huaqiao University, Quanzhou 362021, China)

**Abstract:** The longitudinal component of electromagnetic wave propagating in fiber can be expressed by Bessel function or the modified Bessel function of second kind. Based on this principle, we put forward a simple method for generating a Bessel beam with glass capillary and focusing lens. It is found that the beam in the output plane is Bessel beam. The intensity profile of such a beam keeps invariant with the increasing of propagation distance and only diffusing observed. It is also found with the increasing of focus length, the intensity of outer annulus becomes weaker, and the inner annulus and the peak become stronger. Moreover the intensity of outer annulus of beam increases with the increasing of the length of capillary. In addition, the distance between the lens and the input plane of capillary plays an important role in the intensity profile Bessel beams.

**Keywords:** Bessel beam; propagation of the beam; capillary; focusing lens

(责任编辑: 黄仲一)