

# 圆锥透镜对倾斜球面波光束的衍射模式

李萌<sup>1</sup> 张朵<sup>1</sup> 王中宇<sup>1</sup> 高晓颖<sup>2</sup>

(<sup>1</sup> 北京航空航天大学 仪器科学与光电工程学院, 北京 100083)  
(<sup>2</sup> 中国航天科技集团第一研究院第 12 所, 北京 100854)

**摘要** 由于球面波入射圆锥透镜所产生的出射光束具有焦深长和中心光斑直径较小的特点, 适合激光通信以及长距离测量。在实际使用中, 入射球面波很可能与圆锥透镜的光轴发生倾斜。研究了圆锥透镜对倾斜球面波光束的衍射特性, 通过基尔霍夫衍射理论以及稳相法分析, 分析了其径向衍射光场分布形式, 并用计算机进行了仿真。使用了半径为 15 mm、底角为 1° 的圆锥透镜进行实验, 并对仿真结果进行了验证。仿真和实验证明, 减小入射球面波曲率半径、出射光束传输距离和入射光束倾斜角都可以减弱入射光束倾斜对衍射图的影响。

**关键词** 物理光学; 球面波; 基尔霍夫衍射理论; 倾斜

**中图分类号** O436.1 **文献标识码** A

## Diffraction Mode of Axicon for Tilted Spherical Wave Beam

Li Meng<sup>1</sup> Zhang Duo<sup>1</sup> Wang Zhongyu<sup>1</sup> Gao Xiaoying<sup>2</sup>

*1 School of Instrument Science & Opto-Electronics Engineering, Beijing University of Aeronautics and Astronautics, Beijing 100083, China*

*2 The 12th Institute of the First Academy, China Aerospace Science and Technology Corporation, Beijing 100854, China*

**Abstract** Using spherical wave beam to illuminate an axicon will result in a beam with small central spot and large focal depth, which is useful for laser communication and long-distance measurement. It is possible that the incident spherical wave beam is tilted with the optical axis of the axicon in practical measurement. Based on the Kirchhoff diffraction theory and stationary phase method, the diffraction characteristic of an axicon for a tilted spherical wave beam is derived, and the radial energy distribution is also analyzed. Experiment and simulation are performed with an axicon with 15 mm radius and 1° basal angle. The experimental results are compared with the theoretical analysis and computer simulation. Simulation and experiment indicate that decreasing incident spherical wave's radii of curvature, propagation distance and the tilting angle can weaken the tilting effect on image of diffraction.

**Key words** physical optics; spherical wave; Kirchhoff diffraction theory; tilted

## 1 引言

理想无衍射光束在垂直于传播方向的任意平面内保持初始光场的分布不变, 即光束中心斑强度及尺寸不随传播距离变化。由于实际光学系统仅具有有限孔径, 因此目前实验条件下只能得到近似的无衍射光<sup>[1,2]</sup>。圆锥透镜是目前常用的产生近似无衍射光的光学元件<sup>[3~5]</sup>, 并且在无衍射激光三角测量和无衍射光瞄准等领域得到了应用<sup>[6~7]</sup>。平面波入射圆锥透镜时, 出射光束为近似无衍射光束, 但由于

近似无衍射光束的焦深较小, 限制了圆锥透镜的应用范围。

球面波已经在数字全息和大气激光通信领域中得到了应用<sup>[8,9]</sup>。使用球面波代替平面波入射圆锥透镜时, 出射光束横截面上光强也满足贝塞尔分布, 且衍射图形也为同心圆环, 但是由于其中心光斑尺寸和横截面上光强沿出射轴向有明显的变化, 所以不能称为近似无衍射光束。已经证明, 在使用球面波光束入射圆锥透镜时, 以圆锥透镜底面作为入射

**收稿日期:** 2007-07-05; **收到修改稿日期:** 2007-10-10

**基金项目:** 航天科技创新基金(2006-2007)和北京市自然科学基金(4072017)资助课题。

**作者简介:** 李萌(1982-), 男, 山西侯马人, 博士研究生, 主要从事无衍射光测量以及无衍射光通信等方面的研究。

E-mail: limenglee@aspe.buaa.edu.cn

**导师简介:** 王中宇(1963-), 男, 河南洛阳人, 教授, 博士生导师, 主要从事光电测试技术方面的研究。

E-mail: mewan@buaa.edu.cn

光阑,出射光束的焦深为有限值或无穷远时球面波的曲率半径的取值<sup>[10]</sup>。传输距离相同时,圆锥透镜出射光束的中心光斑直径远远小于普通激光光束的光斑直径,在激光通信中,减小光斑直径可以增大通信系统接收端的光功率密度<sup>[11]</sup>。所以,使用球面波光束入射圆锥透镜可以在保证出射光束中心光斑直径较小的同时大幅度扩展出射光束的焦深,这为将圆锥透镜用于长距离测量和大范围准直以及激光通信领域奠定了基础。

在球面波入射圆锥透镜时,入射光束可能与圆锥透镜的光轴发生倾斜,此时圆锥透镜后的衍射光场与入射光束未倾斜时不同,并且衍射光场会随着倾斜角度的变化而变化<sup>[12]</sup>。本文研究了圆锥透镜对倾斜球面波光束的衍射特性,并给出了该衍射条件下相应的径向光场分布和光强计算公式、计算机仿真结果,并分析了入射球面波曲率半径、出射光束传输距离和入射光束倾斜角度对衍射图形的影响。这种影响的理论分析和计算对于装调允差的确定以及相应光学系统的设计具有一定的参考价值。

## 2 理论分析

倾斜球面波入射圆锥透镜的情况如图 1 所示,点光源  $S_0$  发出的球面波的传播方向与纸面平行,并

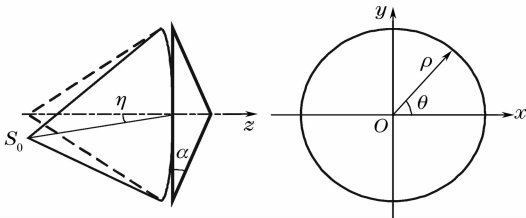


图 1 倾斜球面波光束入射圆锥透镜

Fig. 1 Spherical wave beam with a tilting angle strikes an axicon

与光轴  $z$  成  $\eta$  角, $\eta$  即为倾斜角。在圆锥透镜底面上的极坐标系中,设任意一点的极径为  $\rho$ ,极角为  $\theta$ 。

在推导倾斜球面波入射圆锥透镜的衍射模式的过程中,采用图 2 所示的柱面坐标系, $r, \varphi$  为接收屏上出射光束的极径和极角; $z_0$  为点光源与圆锥透镜之间的距离,即入射球面波的曲率半径; $z_1$  为接收屏与圆锥透镜之间的距离,即出射光束的传输距离。在推导过程中,设  $\lambda$  为光束的波长, $k$  为波数。

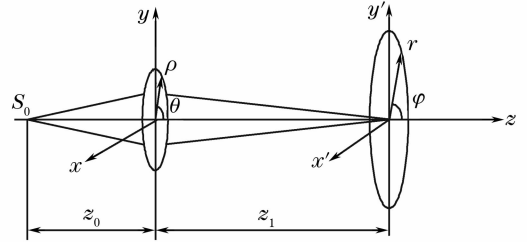


图 2 圆锥透镜系统的极坐标系

Fig. 2 Polar coordinates of the axicon system

圆锥透镜的透射函数可以表示为

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

式中  $n$  为圆锥透镜的折射率, $a$  为圆锥透镜的底面半径, $\alpha$  为圆锥透镜的底角。

本文使用的球面波采用文献<sup>[13]</sup>中的方法,由激光入射凸透镜产生的,光束振幅分布为高斯函数形式,倾斜入射时的振幅分布为

$$E(\rho) = \exp\left(\frac{\rho^2 \cos^2 \theta \sin^2 \eta - \rho^2}{\omega^2}\right), \quad (2)$$

式中  $\omega$  为高斯光束的束腰半径。在近轴条件下,倾斜球面波的波阵面可以近似表示为

$$U(\rho) = \frac{\exp[ik(z_0 + \rho \cos \theta \sin \eta + \rho^2/2z_0)]}{z_0}, \quad (3)$$

于是在圆锥透镜的出射面,光场分布为

$$E'_1 = E(\rho)U(\rho)t(\rho) = \exp\left(\frac{\rho^2 \cos^2 \theta \sin^2 \eta - \rho^2}{\omega^2}\right) \frac{\exp[ik(z_0 + \rho \cos \theta \sin \eta + \rho^2/2z_0)]}{z_0} \exp[-ik(n-1)\rho\alpha], \quad (4)$$

根据基尔霍夫衍射公式<sup>[14]</sup>,经过推导可以得到沿圆锥透镜出射方向距离  $z_1$  处的衍射光场为

$$E_{z_1} = \exp[ik(z_1 + z_0 + r^2/2z_1 - r^4/8z_1^3)] / (iz_0 z_1 \lambda) \times \int_0^{2\pi} \exp\left[ik\left(\frac{\rho}{2z_0} + \frac{\rho^2}{2z_1} - \frac{\rho^2 r^2}{2z_1^3} - \frac{\rho^4}{8z_1^3}\right) - ik(n-1)\rho\alpha\right] \exp\left(-\frac{\rho^2}{\omega^2}\right) H(\rho, r, \varphi) \rho d\rho, \quad (5)$$

式中

$$H(\rho, r, \varphi) = \int_0^{2\pi} \exp\left[ik\rho \cos \theta \sin \eta - ik\frac{r\rho}{z_1}\left(1 - \frac{\rho^2 + r^2}{2z_1^2}\right)\cos(\theta - \varphi) - ik\frac{r^2 \rho^2}{4z_1^3}\cos(2\theta - 2\varphi)\right] \exp\left(\frac{\rho^2 \cos^2 \theta \sin^2 \eta}{\omega^2}\right) d\theta, \quad (6)$$

应用稳相法,可求得稳相点,  $\tilde{\rho} = z_0 z_1 (n-1)\alpha / (z_0 + z_1)$ 。令  $B = (n-1)\alpha$ , 则  $\tilde{\rho} = B z_0 z_1 / (z_0 + z_1)$ , 将  $\tilde{\rho}$  代入(6)式得到  $H(\tilde{\rho}, r, \varphi)$ 。由稳相法可得沿圆锥透镜出射方向距离  $z_1$  处横截面上衍射光场的表达式

$$E_{z_1} \approx \frac{-iB \sqrt{z_0 z_1}}{(z_0 + z_1) \sqrt{\lambda(z_0 + z_1)}} H(\tilde{\rho}, r, \varphi) \exp\left(-\frac{\tilde{\rho}^2}{\omega^2}\right) \times \exp\left[ik\left(\frac{\tilde{\rho}^2}{2z_0} + \frac{\tilde{\rho}^2}{2z_1} - \frac{\tilde{\rho}^4}{8z_1^3} - \frac{\tilde{\rho}^2 r^2}{2z_1^3} - B\tilde{\rho} + z_0 + z_1 + \frac{r^2}{2z_1} - \frac{r^4}{8z_1^3}\right) + \frac{\pi}{4}i\right]. \quad (7)$$

所以,沿圆锥透镜出射方向距离  $z_1$  处横截面上衍射光场的光强分布为

$$I_{z_1} = \left[ \frac{-iB \sqrt{z_0 z_1} H(\tilde{\rho}, r, \varphi)}{(z_0 + z_1) \sqrt{\lambda(z_0 + z_1)}} \exp\left(-\frac{\tilde{\rho}^2}{\omega^2}\right) \right]^2, \quad (8)$$

由(8)式可以看出,  $z_1$  处横截面上衍射光场的光强分布主要由  $H(\tilde{\rho}, r, \varphi)$  决定,也就是由  $H(\rho, r, \varphi)$  决定。其他各项仅影响光强的幅值,不影响其分布特性。 $H(\tilde{\rho}, r, \varphi)$  不仅与圆锥透镜的参量  $\alpha$  和  $n$ 、激光器的参量  $\lambda$  和  $\omega$ 、入射光束与  $z$  轴的夹角  $\eta$  以及出射光束传输距离  $z_1$  有关,而且还与入射球面波的曲率半径  $z_0$  有关。

通过实验可知,当入射光束倾斜时,衍射图的中心偏移了圆锥透镜的光轴,而当入射光束未倾斜时,衍射图的中心不发生偏移。为了便于分析与仿真,需要通过变量代换进一步分析  $H(\rho, r, \varphi)$ , 作代换  $\theta - \varphi = \theta'$ , 由于  $\rho, r \ll z_1$ , 可以略去(6)式中的  $(\rho^2 + r^2)/2z_1^2$  项,并将稳相点  $\rho = \tilde{\rho}$  代入(6)式,得到

$$H(\tilde{\rho}, r', \varphi') = \int_0^{2\pi} \exp\left\{ \frac{-ik\tilde{\rho}r' \cos(\theta' - \varphi')}{z_1} - \frac{ik[z_1 \sin \eta \arcsin(r' \sin \varphi' / z_1 \sin \eta) + r' \cos \varphi']^2 \tilde{\rho}^2 \cos(2\theta')}{4z_1^3} \right\} \times \exp\left\{ \frac{\tilde{\rho}^2 \cos^2[\arcsin(r' \sin \varphi' / z_1 \sin \eta) + \theta'] \sin^2 \eta}{\omega^2} \right\} d\theta', \quad (9)$$

式中

$$r' = \sqrt{(r - z_1 \sin \eta \cos \varphi)^2 + (z_1 \sin \eta \sin \varphi)^2}, \quad \varphi' = \arctan\left(\frac{z_1 \sin \eta \sin \varphi}{r - z_1 \sin \eta \cos \varphi}\right), \quad (10)$$

$r'$  和  $\varphi'$  分别为以衍射图形中心为中心的极坐标系的极径和极角,当  $r = z_1 \sin \eta, \varphi = 0$  时,  $r' = 0$  和  $\varphi' = 0$ , 所以在接收屏上衍射图形的中心对光轴的偏移量为  $z_1 \sin \eta$ 。

### 3 计算机仿真

计算机仿真使用的圆锥透镜半径为  $a = 15$  mm, 底角为  $\alpha = 1^\circ$ , 材料折射率为  $n = 1.5$ , 入射球面波的波长为  $\lambda = 0.6328 \mu\text{m}$ , 高斯光束的束腰半径  $\omega = 15$  mm。此时可以计算出  $a / [(n-1)\alpha] = 1718$  mm。

#### 3.1 $z_0$ 和 $z_1$ 对衍射场光强分布的影响

固定倾斜角度  $\eta$ , 分析  $z_0$  和  $z_1$  对衍射场光强分布的影响。当  $\eta = 0.1$  rad,  $z_0 = 2000$  mm 时, 逐渐改变  $z_1$ , 光强分布的变化如图 3 所示(光强值未标明计量单位, 本文所有仿真光强值均为相对值, 可将不同仿真图像中的光强值进行直接比较)。当  $\eta = 0.1$  rad,  $z_0 = 600$  mm ( $z_0 < a / [(n-1)\alpha]$ ) 时, 逐渐改变  $z_1$ , 光强分布的变化如图 4 所示。由图 3 和图 4 可以看出, 球面波光束倾斜入射圆锥透镜时的衍射图形为轴对称图形。

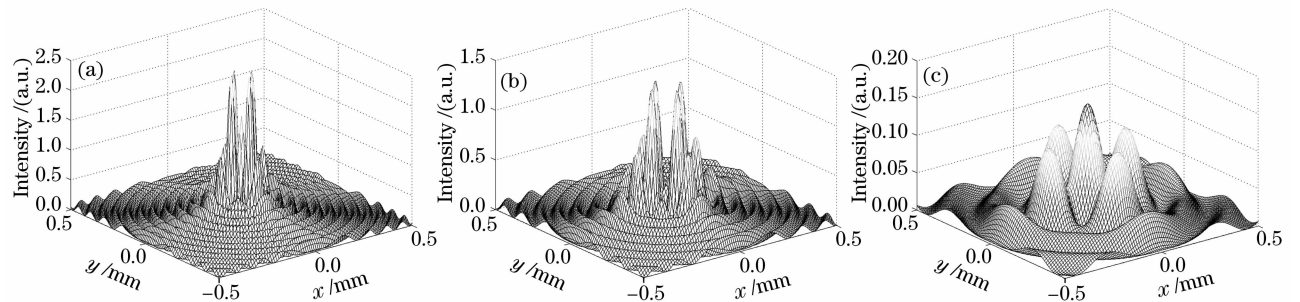


图 3  $\eta = 0.1$  rad,  $z_0 = 2000$  mm 时的衍射场光强分布。(a)  $z_1 = 800$  mm, (b)  $z_1 = 2000$  mm, (c)  $z_1 = 8000$  mm

Fig. 3 Distribution of diffraction field intensity with  $\eta = 0.1$  rad,  $z_0 = 2000$  mm. (a)  $z_1 = 800$  mm, (b)  $z_1 = 2000$  mm,

(c)  $z_1 = 8000$  mm

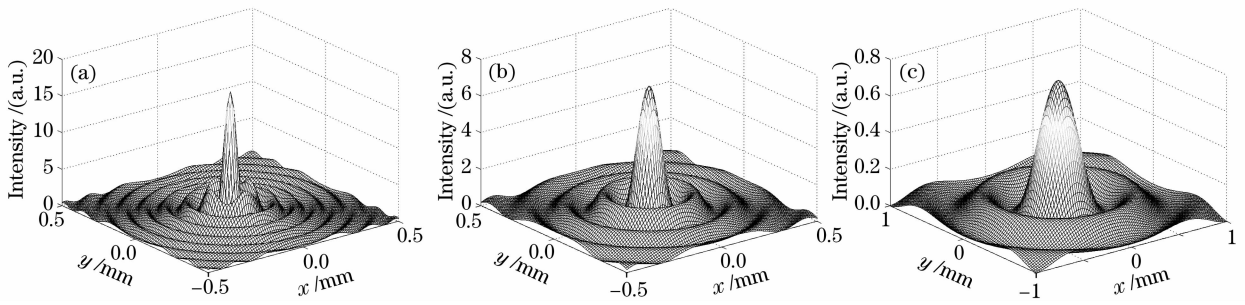


图 4  $\eta=0.1$  rad,  $z_0=600$  mm 时的衍射场光强分布。(a)  $z_1=800$  mm, (b)  $z_1=2000$  mm, (c)  $z_1=8000$  mm

Fig. 4 Distribution of diffraction field intensity with  $\eta=0.1$  rad,  $z_0=600$  mm. (a)  $z_1=800$  mm, (b)  $z_1=2000$  mm, (c)  $z_1=8000$  mm

由图 3 和图 4 可知,当  $\eta$  和  $z_0$  一定时,  $z_1$  越大,衍射图形与入射光束未发生倾斜时的衍射图形差别越大,并且随着  $z_1$  的增大,衍射条纹的间距增大,中心光斑的光强减小。因此,减小  $z_1$  可以减小衍射图形与入射光束未发生倾斜时衍射图形的差别,减小衍射条纹的间距,增大中心光斑的光强。此外,当入射光束倾斜时,衍射图形的中心对圆锥透镜光轴的偏移量为  $z_1 \sin \eta$ ,因此当倾斜角  $\eta$  一定时,减小  $z_1$ ,还可以减小衍射图形中心与圆锥透镜光轴的偏移量。

从图 3 和图 4 还可知,当  $z_0=2000$  mm 时,随着  $z_1$  的增大,衍射图形中心光斑光强的峰值先小于第一级旁瓣光强的峰值,而后又超过了第一级旁瓣光强的峰值;而当  $z_0=600$  mm 时,衍射图形中心光斑光强的峰值始终大于第一级旁瓣光强的峰值。

分别比较图 4(a)与图 3(a),图 4(b)与图 3(b),图 4(c)与图 3(c)可知,当  $\eta$  和  $z_1$  一定时,入射球面波光束的曲率半径  $z_0$  越小,则入射光束倾斜对于衍射图形的影响越小,衍射图形越接近于入射光束未发生倾斜时的衍射图形,即此时圆锥透镜系统对于入射光束倾斜的包容性较好。因此倾角一定的情况下球面波曲率半径  $z_0$  越小,衍射场分布越接近未发生倾斜时的光场分布。对于使用衍射图形进行对准或测量的应用场合,应当选用较小的人射球面波的曲率半径,以减小衍射图形受人射光束倾斜的影响。

### 3.2 $\eta$ 对衍射场分布的影响

由于入射球面波的曲率半径  $z_0$  较小时,入射光束倾斜对衍射图形的影响较小,选择  $z_0=1000$  mm,  $z_1=8000$  mm,改变倾斜角度  $\eta$ ,衍射场光强分布的

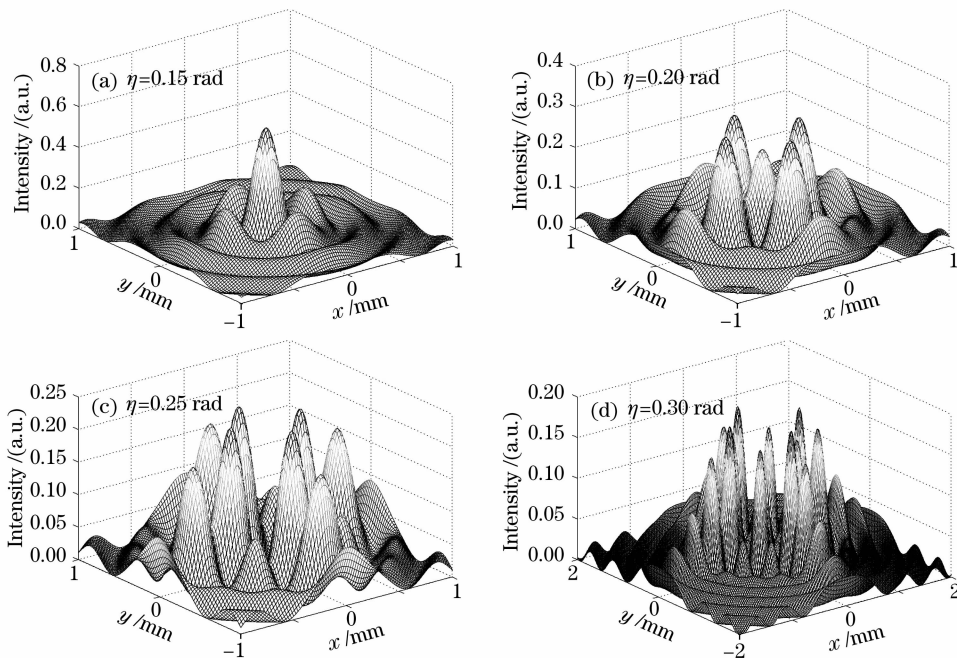


图 5  $z_0=1000$  mm,  $z_1=8000$  mm 时衍射光场分布。

Fig. 5 Distribution of diffraction field intensity with  $z_0=1000$  mm,  $z_1=8000$  mm

变化如图 5 所示。

由图 5 可以看出,  $z_0$  和  $z_1$  一定时, 倾斜角度  $\eta$  越大, 衍射图形就越复杂, 与未发生倾斜时衍射图形的差别越大。

## 4 实 验

球面波入射圆锥透镜的实验装置原理示意图如图 6 所示, 激光器发出的高斯光束经过凸透镜发散后, 再入射圆锥透镜, 在圆锥透镜的出射方向得到最

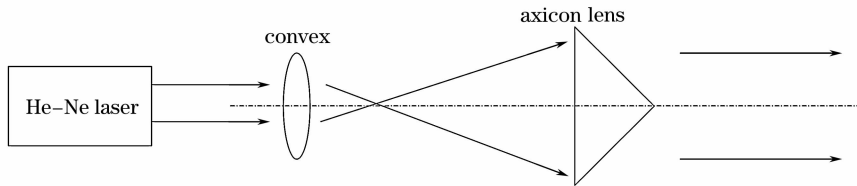


图 6 实验装置原理图

Fig. 6 Schematic of experimental setup

当  $z_0 = 1000$  mm,  $z_1 = 8000$  mm 时, 逐渐增大倾斜角  $\eta$  进行实验, 衍射图形的变化如图 7 所示。对比图 7 与图 5 可以看出, 实验结果与计算机仿真的结果一致。在  $z_0$  和  $z_1$  一定时, 倾斜角度  $\eta$  越大, 衍射图形越复杂, 但仍为轴对称图形。图 7(b) 中, 中心光斑仍为亮斑, 第一级条纹发生了断裂, 其上的光

终的出射光束(图 6 中的箭头不代表实际的光线传播轨迹)。选择在晚间进行实验, 同时适当增大激光器的驱动电流, 以减小背景光的干扰和增加衍射图形的清晰度。以一定角度旋转圆锥透镜使得球面波以该角度倾斜入射。

实验使用的圆锥透镜半径为  $a = 15$  mm, 底角为  $\alpha = 1^\circ$ , 材料折射率为  $n = 1.5$ , 凸透镜的半径为 7.5 mm, 焦距为 15.17 mm; 入射球面波的波长为  $\lambda = 0.6328$   $\mu\text{m}$ , 高斯光束的束腰半径  $\omega = 15$  mm。

强分布与入射光束未倾斜时发生了明显的变化; 图 7(c) 中, 中心光斑仍为亮斑, 但明显变暗; 图 7(d) 中, 中心光斑变为暗斑, 第二级条纹也发生了断裂; 图 7(e) 中, 中心光斑又变为亮斑, 第三级条纹也发生了断裂; 图 7(f) 中, 中心光斑又变为暗斑。

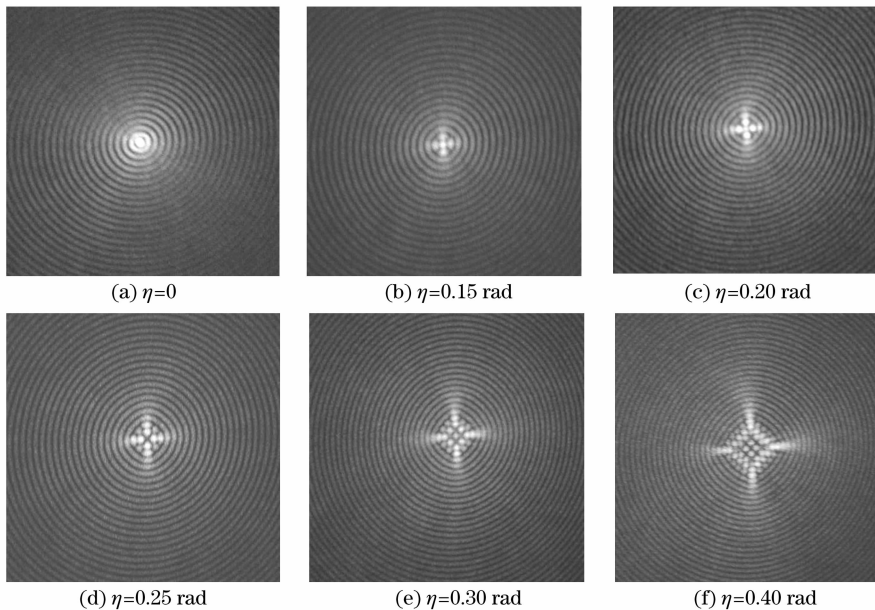


图 7 倾斜入射衍射实验图片

Fig. 7 Images of diffraction of tilted incident beam

## 5 结 论

通过对理论分析、实验和计算机仿真的结果进行综合研究, 可以得出以下结论:

1) 球面波光束倾斜入射到圆锥透镜时, 将影响衍射场的分布, 衍射图形仍为轴对称图形, 但衍射图形中心的位置发生了偏移, 偏移量为  $z_1 \sin \eta$ 。

2) 当倾角  $\eta$  和球面波的曲率半径  $z_0$  一定时, 出射光束的传输距离  $z_1$  越大, 衍射图形与入射光束未发生倾斜时的衍射图形差别越大, 衍射条纹的间距越大, 中心光斑的光强越小。

3) 当倾角  $\eta$  和传输距离  $z_1$  一定时, 入射球面波光束的曲率半径  $z_0$  越小, 光束倾斜对于衍射图形的影响越小, 衍射场分布越接近入射光束未发生倾斜时的光场分布。

4) 当  $z_1$  和  $z_0$  一定而倾角  $\eta$  增大时, 衍射图形越来越复杂, 与入射光束未发生倾斜时的衍射图形差别越大。

5) 当球面波的曲率半径较小时, 圆锥透镜系统对倾斜误差的包容性较好。对于使用衍射图形进行对准和测量的应用场合, 除了减小倾斜角度之外, 应当选择较小的人射球面波的曲率半径, 以减小球面波光束倾斜入射对测量精度的影响。

### 参 考 文 献

- 1 J. Durnin, J. J. Miceli Jr., J. H. Eberly. Diffraction free beams[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1987, **58**(15): 1499~1501
- 2 J. Durnin. Exact solutions for nondiffracting beams I: the scalar theory[J]. *J. Opt. Soc. Am.*, 1987, **A4**: 651~654
- 3 G. Scott, N. McArdie. Efficient generation of nearly diffraction-free beams using an axicon[J]. *Opt. Engng.*, 1992, **31**(12): 2640~2643
- 4 Zeng Xiahui, Wu Fengtie, Xing Xiaoxue *et al.*. Influence of manufacture error with non-circular symmetry in an axicon on the Bessel beams quality[J]. *Chin. J. Lasers*, 2006, **33**(6): 809~813  
曾夏辉, 吴逢铁, 邢笑雪等. 轴棱锥非圆对称加工误差对贝塞尔光束质量的影响[J]. *中国激光*, 2006, **33**(6): 809~813
- 5 Wu Fengtie, Chen Yunbin, Guo Dongdong *et al.*. Parameters analysis and measurement of nanosecond diffraction-free Bessel laser pulse[J]. *Chin. J. Lasers*, 2007, **34**(8): 1073~1076  
吴逢铁, 陈云彬, 郭东栋等. 纳秒无衍射贝塞尔光束脉冲参量的分析与测定[J]. *中国激光*, 2007, **34**(8): 1073~1076
- 6 Wang Zhongyu, Zhou Cong. A novel targeting method based on non-diffracting interference technique [C]. *Proc SPIE*, 2005, **6150**: 61500X-1~61500X-5
- 7 Zhou Liping, Zhao Bin, Li Zhu. Research on laser triangulation measurement system with non-diffraction beam [J]. *Laser Technology*, 1998, **22**(1): 22~25  
周莉萍, 赵斌, 李柱. 无衍射光束在激光三角测量系统中的应用研究[J]. *激光技术*, 1998, **22**(1): 22~25
- 8 Zhong Liyun, Zhang Yimo, Lü Xiaoxu *et al.*. Analysis of the characteristics about the digital holography of the spherical reference wave[J]. *Acta Optica Sinica*, 2004, **24**(9): 1209~1213  
钟丽云, 张以谟, 吕晓旭等. 球面参考光波数字全息的一些特点分析及实验[J]. *光学学报*, 2004, **24**(9): 1209~1213
- 9 Gao Chong, Ma Jing, Tan Liying *et al.*. Time-averaging effects for atmospheric scintillation in atmospheric optical communication [J]. *Acta Optica Sinica*, 2006, **26**(4): 481~486  
高 宠, 马 晶, 谭立英等. 大气光通信中大气闪烁时间平滑效应研究[J]. *光学学报*, 2006, **26**(4): 481~486
- 10 Zhang Duo, Wang Zhongyu, Gao Xiaoying. The simulation and experiment on the diffraction property of axicon focus for spherical wave[J]. *Acta Metrologica Sinica*, 2006, **27**(3A): 136~139  
张 朵, 王中宇, 高晓颖. 圆锥透镜对球面波环形聚焦特性的仿真和实验研究[J]. *计量学报*, 2006, **27**(3A): 136~139
- 11 He Jun, Li Xiaofeng. Power coupling efficiency of semiconductor laser passing through a collimating system[J]. *J. Appl. Opt.*, 2006, **27**(1): 51~53  
何 俊, 李晓峰. 半导体激光器光束准直系统的功率耦合效率[J]. *应用光学*, 2006, **27**(1): 51~53
- 12 Zhao Bin, Li Zhu. Calculation of permissible inclination of axicon [J]. *J. Huazhong Univ. of Sci. & Technol.*, 1997, **25**(10): 10~12  
赵 斌, 李 柱. 无衍射光路中 axicon 透镜倾斜允差的计算[J]. *华中理工大学学报*, 1997, **25**(10): 10~12
- 13 Zhou Liping, Zhao Bin, Guo Jun *et al.*. The transmission characteristic of an axicon illuminated by spherical wave[J]. *J. Huazhong Univ. of Sci. & Technol.*, 1997, **25**(9): 7~9  
周莉萍, 赵 斌, 郭 军等. 锥形透镜对球面波的传输变换特性[J]. *华中理工大学学报*, 1997, **25**(9): 7~9
- 14 Lü Naiguang. *Fourier Optics* [M]. Beijing: China Machine Press, 2006. 66~90  
吕乃光. *傅里叶光学*[M]. 北京: 机械工业出版社, 2006. 66~90