

文章编号: 1000-5013( 2009)03-0257-04

# 无衍射光束自重建的两种方法

卢文和, 吴逢铁, 刘 彬

( 华侨大学 信息科学与工程学院, 福建 泉州 362021 )

摘要: 利用透镜聚焦法与障碍物重建法实现无衍射光束的自重建, 对无衍射光束自重建的传播特性及其光强分布变化进行数值模拟. 结果表明, 利用聚焦透镜与障碍物都可以使无衍射光重建, 但重建后的无衍射光束的中心光斑的光强都较重建前弱, 且光斑半径较大, 亮环也较稀疏. 利用聚焦透镜实现重建, 只要加另一透镜进行矫正, 便可得到光束质量非常好的无衍射光, 且无衍射距离较重建前更长. 利用 Bessel 光经障碍物重建, 无需借助额外的实验装置, 便可方便地对粒子进行捕获, 而且重建后的无衍射光经过障碍物可再重建.

关键词: 无衍射贝塞耳光束; 自重建特性; 轴棱锥-透镜系统; 障碍物自重建法

中图分类号: O 436

文献标识码: A

无衍射光束<sup>[1-2]</sup>是自由空间标量波动方程的一组特殊解, 其场分布具有第一类零阶贝塞耳函数的形式. 它以其独特的性质(传输中保持光强分布不变、中心光斑小、光强高度集中)引起人们的广泛关注, 并且在应用方面取得较大的成果. 无衍射光具有自重建特性, 即当光束通过聚焦透镜或障碍物时, 将在其后一段距离内实现自重建. 这是其他类型光束如高斯光束所不具有的. 最早被用于解释无衍射光束重建特性的是衍射理论, 而许多研究人员也开始研究并采用不同理论对此进行解释, 比如利用巴比涅原理<sup>[3]</sup>. 轴棱锥产生无衍射光束的装置, 具有结构简单、转换效率高、光损伤阈值高等优点<sup>[4-5]</sup>. 基于此, 本文将采用轴棱锥法来产生无衍射光束, 继而通过聚焦透镜法与障碍物法实现自重建.

## 1 透镜聚焦法

### 1.1 理论分析

将经过准直的激光光束垂直入射到轴棱锥上, 在其后一段距离内将产生无衍射光束. 其最大的无衍射距离<sup>[6]</sup>为

$$z_{\max} = R / (n - 1) \gamma.$$

上式中,  $R$  为轴棱锥上的光束半径,  $\gamma$  为轴棱锥的底角,  $n$  为轴棱锥介质的折射率. 无衍射光束自重建及矫正的几何光路图, 如图 1 所示.

在轴棱锥后光束的最大无衍射距离内放置一个焦距为  $f$  的聚焦透镜, 将产生暗中空局域空心光束, 并在距离聚焦透镜  $z_2$  处开始实现无衍射光束重建. 但是, 重建后的光束发散厉害, 因此需要在距离第一个透镜  $2f$  处再放上一个焦距为  $f$  的聚焦透镜进行矫正.

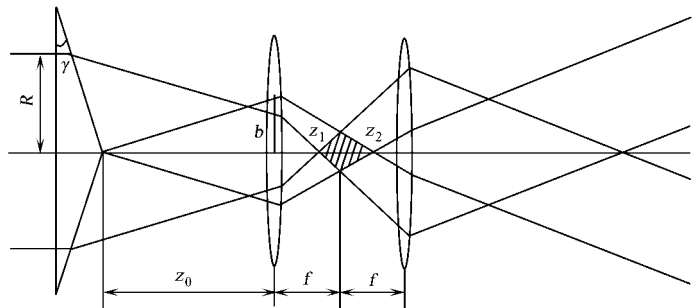


图 1 无衍射光束自重建及矫正的几何光路图

Fig. 1 Geometrical scheme of self reconstructed and rectified non diffracting beam

收稿日期: 2008-05-09

通信作者: 吴逢铁(1958-), 男, 教授, 主要从事光束传输与控制、超短光脉冲及其非线性效应的研究. E-mail: ftwu@public.qz.fj.cn.

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(60477041); 福建省自然科学基金资助项目(A0710011)

设入射到透镜上的无衍射光的光场为

$$E_1(r_1) = A_0 J_0(k_r \cdot r_1). \tag{1}$$

利用柱坐标下的柯林斯公式, 可以得到经过两个聚焦透镜后的光场<sup>[7]</sup>为

$$E(r, z) = \frac{-i \cdot k}{2f - z} \cdot A_0 \exp[i \cdot k \cdot (2f + z)] \exp\left(\frac{-ik}{4f - 2z} r^2\right) \times \int_0^f J_0(k_r \cdot r_1) \cdot J_0\left(\frac{k \cdot r_1 \cdot r}{2f - z}\right) \cdot \exp\left[\frac{i \cdot k \cdot (r_1)^2}{4f - 2z}\right] r_1 dr_1. \tag{2}$$

式(2)中, 波数  $k = 2\pi/\lambda$ ,  $A_0$  是复振幅常数,  $k_r$  是径向波矢分量,  $r_1$  是径向坐标,  $J_0$  是第一类零阶贝塞尔函数,  $f$  是聚焦透镜的焦距. 依据式(2)可以得到聚焦后的光强分布为

$$I(r, z) = \left(\frac{k \cdot A_0}{2f - z}\right)^2 \cdot \left[\left|\int_0^f J_0(k_r \cdot r_1) \cdot J_0\left(\frac{k \cdot r_1 \cdot r}{2f - z}\right) \cdot \exp\left[\frac{i \cdot k \cdot (r_1)^2}{4f - 2z}\right] r_1 dr_1\right|\right]^2. \tag{3}$$

1.2 数值模拟

利用计算机对 Bessel 光经两个透镜后的光强分布进行数值模拟, 结果如图 2 所示. 图 2 中,  $z$  为纵向传播方向,  $r$  为横向半径. 为了作图方便, 对  $f, z$  值作归一化( $f = 3$ ).

从图 1, 2 中可以看出, 当无衍射光通过第一个聚焦透镜( $z = 0$ )后, 轴上光强随着光的传播逐渐增强, 直到  $z_1$  处的光强达到最强. 在  $z_1$  到  $z_2$  的圆锥体区域里存在光强为零的暗中空区域(此区域中的轴上光强接近为零); 而在暗中空区域外却包围着具有一定强度的亮环, 此锥形暗域的半径随着  $z$  的增大而增大, 并在聚焦透镜的焦平面处达到最大. 此后, 暗域亮环半径又随  $z$  的增大而减小, 直到  $z_2$  处, 暗域结束; 然后, 再重建类似的无衍射光.

这一演变过程从图 3 的横截面光强分布可以更清晰地看到. 图 3(a) 是重建前的无衍射光束; 图 3(b) 是暗域半径最大处; 图 3(c) 是重建后的无衍射光束, 但此时还没经第二透镜矫正, 所以光束发散厉害, 亮环较稀疏; 图 3(d) 为经第二透镜矫正后的无衍射光束. 显然, 矫正后的自重建光束又恢复了无衍射光的特性, 光束发散小且中心光强随着光的传播的变化较重建前更小, 无衍射距离更长, 这为实际应用创造了更加有利的条件.

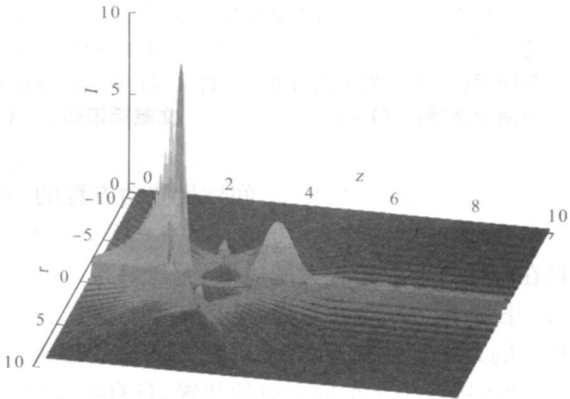
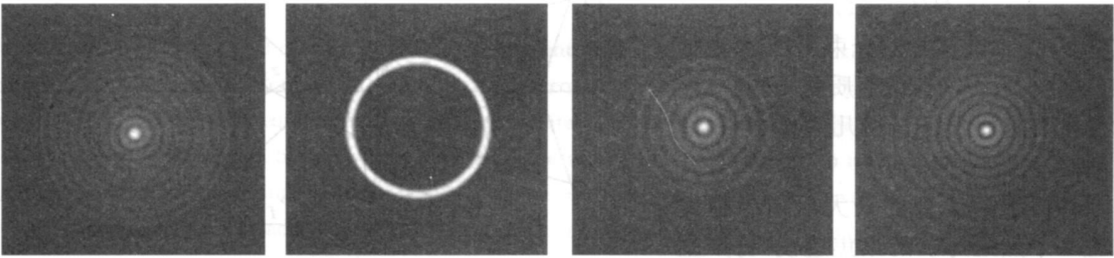


图 2 无衍射光束自重建及矫正的三维光强分布  
Fig. 2 The 3D intensity distribution of reconstructed and rectified non diffracting beam



(a)  $z = 1.5$  (b)  $z = 3.0$  (c)  $z = 4.5$  (d)  $z = 7.0$

图 3 无衍射光束自重建的横截面光强分布

Fig. 3 Transverse intensity distribution of reconstructed nonr diffracting beam

2 障碍物重建法

2.1 理论分析

在各向同性介质中, 亥姆霍兹波方程可以写成如下形式, 即

$$(\nabla^2 - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2})E(r, t) = 0 \tag{4}$$

方程(4)在柱坐标下的标量方程的解为

$$E_n(r, \varphi, z) = A \exp(ik_z z) J_n(k_r r) \exp(in\varphi). \tag{5}$$

$k_z$  和  $k_r$  分别表示自由空间中波矢的轴向和径向分量,  $k = \frac{2\pi}{\lambda} = (k_z^2 + k_r^2)^{1/2}$ ,  $\varphi$  为角相位. 由于产生无衍射光束的轴棱锥是旋转对称, 光场分布与  $\varphi$  无关, 所以, 理想的无衍射光场可表示为

$$U(r, z) = J_0(k_r r) \exp(ik_z z).$$

其中,  $k_r$  是径向波矢分量,  $k_z$  是纵向波矢分量. 根据巴比涅原理可知

$$U_0(r, z) = U_1(r, z) + U_2(r, z). \tag{6}$$

其中,  $U_0(r, z)$  为光在自由空间传播时的光场,  $U_1(r, z)$  为光通过障碍物时的光场,  $U_2(r, z)$  为光通过与障碍物互补的孔时的光场.

2.2 数值模拟实验

将障碍物置于  $z = 0$  处, 圆形障碍物的半径为 0.2 mm, 根据几何关系, 可算出被障碍物阻碍后重建的最小距离为

$$z_{\min} = \alpha / (n - 1) \gamma. \tag{7}$$

式(7)中,  $\alpha$  为障碍物的半径,  $n$  为轴棱锥的折射率,  $\gamma$  为轴棱锥底角大小, 代入计算可得  $z_{\min}$  为 44.4 mm. 再根据式(2), (3), (5), (6) 并利用计算机模拟 Bessel 光束重建过程中的光强分布, 结果如图 4 所示. 图 4 中, 横坐标  $N$  表示横向截面半径  $r$  归一化, 纵坐标  $I$  表示光强. 从图 4(a) 可以看出, 此时仍为无衍射光, 随着传播距离的增大, 图 4(b) 中出现了中间光强近似为零的暗斑, 暗斑周围出现光强较强的亮环. 随着传播距离的进一步增大. 从图 4(c) 就可以很清楚地看到无衍射光的重建.

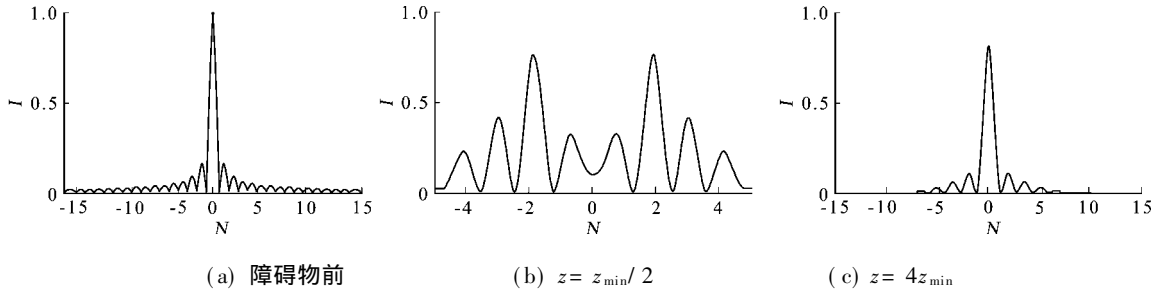


图 4 Bessel 光经障碍物重建的光强分布图

Fig.4 Intensity distribution of reconstructed Bessel beam blocked by an obstacle

采用波长为 632.8 nm 的 He-Ne 激光, 经由焦距分别为 15, 100 mm 的倒望远镜系统扩束准直后, 正入射到带有光阑的轴棱锥上. 其中, 光阑半径  $R = 6$  mm, 轴棱锥的折射率  $n = 1.516$ , 轴棱锥底角  $\gamma = 0.5^\circ$ . 由公式  $z_{\max} = R / (n - 1) \gamma$  可知,  $z_{\max} = 133$  cm. 因此, 在距轴棱锥 100 cm 处 ( $z = 0$ ) 放置障碍物, 再利用旋转屏进行接收, 用体视显微镜和 CCD 照相机组成的系统拍摄, 结果如图 5 所示.

从图 5 中可以清晰地看到, 随着传播距离的增大, 中心暗斑逐渐变小; 当  $z = z_{\min}$  时, 中心开始出现亮斑, 无衍射光束开始自重建; 而当  $z = 4z_{\min}$  时, 可以清晰地看到无衍射光束的自重建.

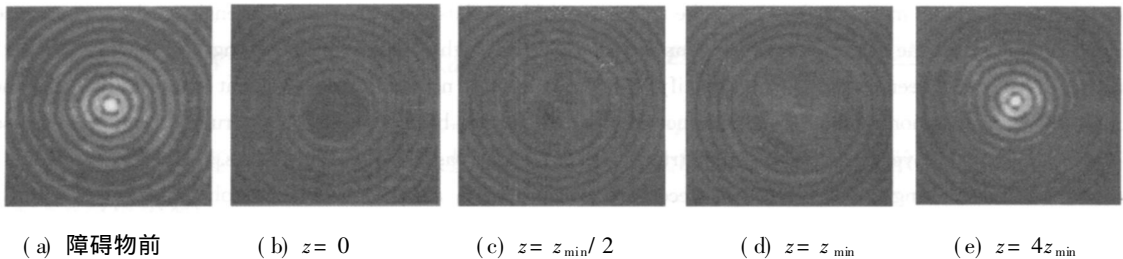


图 5 Bessel 光经障碍物重建的横截面光强分布实验图

Fig.5 The cross section intensity distribution in the experiment of the reconstructed Bessel beam blocked by an obstacle

### 3 结 论

从上面的分析可以看出, 利用透镜聚焦实现无衍射光束自重建, 对所产生的局域空心光束的暗中空区域大小容易进行操控; 而利用障碍物自重建方法, 则容易实现多层面粒子捕获. 利用聚焦透镜与障碍物都可以使无衍射光重建, 但重建后的无衍射光束的中心光斑的光强都较重建前弱, 且光斑半径较大, 亮环也较稀疏.

利用聚焦透镜实现重建, 只要加另一透镜进行矫正, 便可得到光束质量非常好的无衍射光, 而且无衍射距离较重建前更长. 此外, 第一个透镜后面会形成暗中空局域空心光束, 局域空心光束的尺寸大小可以根据聚焦透镜的焦距 $f$  进行控制<sup>[8-9]</sup>.

由于不同尺寸的局域空心光束可以囚禁不同尺寸的微粒, 因而可以容易地选择不同尺寸的局域空心光束对不同微粒进行囚禁. 这种方法对微粒操控具有非常重要的现实意义. 利用 Bessel 光经障碍物重建, 无需借助额外的实验装置, 便可方便地对粒子进行捕获, 而且重建后的无衍射光经过障碍物可再重建, 这为多层面的捕获粒子提供了有利的条件.

#### 参考文献:

- [1] DURNIN J. Diffraction free beams [J]. Physical Review Letters, 1987, 58(15): 1499-1501.
- [2] DURNIN J. Exact solutions for nondiffracting beams (I): The scalar theory [J]. J Opt Soc Am (A), 1987(4): 651-654.
- [3] BOUCHAL Z, WAGNER J, CHLUP M. Self reconstruction of a distorted nondiffracting beam [J]. Opt Commun, 1996, 122: 169-177.
- [4] 吴逢铁, 陈云彬, 郭东栋, 等. 纳秒无衍射贝塞尔光脉冲参量的分析与测定 [J]. 中国激光, 2007, 34(8): 1073-1076.
- [5] WU Feng-tie, CHEN Yun-bin, GUO Dong-dong. Nanosecond Bessel-Gauss pulse generated directly from an Nd:YAG axicon-based resonator [J]. Appl Opt, 2007, 46(23): 4943-4947.
- [6] 吕百达, 张 彬, 蔡邦维, 等. 有限束宽无衍射光束特性的研究 [J]. 科学通报, 1994, 39(1): 125-128.
- [7] 刘 岚, 吴逢铁. 衍射理论对局域空心光及无衍射光重建的描述 [J]. 光学学报, 2008, 28(2): 370-374.
- [8] 刘 彬, 吴逢铁, 刘 岚. 透镜焦距对局域空心光束尺寸的影响 [J]. 中国激光, 2008, 35(3): 406-409.
- [9] 吴逢铁, 刘 岚. 局域空心光束的描述 [J]. 华侨大学学报: 自然科学版, 2008, 29(2): 161-166.

## Two Methods of Generating the Self-Reconstruction of the Non-Diffracting Beams

LU Wen-he, WU Feng-tie, LIU Bin

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

**Abstract:** The reconstruction property of the non-diffracting beam generated by using the axicon lens system and by passing through an opaque obstacle was studied. The propagation property and the optical intensity distribution of the reconstructed Bessel beam were simulated by the computer. It is shown that the non-diffracting beam can be reconstructed by the forementioned two methods, however, the reconstructed beam has a weaker central intensity, a larger spot size and fewer bright rings than the original beam. By lens focusing method, high quality non-diffracting beams with a longer non-diffracting distance has been obtained with a rectifying lens. However, no additional equipment is needed by using the obstruction self-reconstruction method to reconstruct the non-diffracting beam and the reconstructed beam can be used to trap the particles. Moreover, it could be reconstructed again when it passes another obstacles.

**Keywords:** non-diffracting Bessel beam; self-reconstruction property; axicon lens system; obstruction self-reconstruction

(责任编辑: 鲁 斌 英文审校: 吴逢铁)