

阶变折射率轴棱锥产生局域空心光束^{*}

马 亮 吴逢铁[†]

(华侨大学信息科学与工程学院, 泉州 362021)

(2009 年 11 月 11 日收到; 2009 年 12 月 3 日收到修改稿)

提出利用折射率成阶跃性变化的轴棱锥产生局域空心光束 (bottle beam). 讨论了折射率沿径向成阶跃式减小或增加两种模型, 从几何光学角度分析了它们产生 bottle beam 的原理, 利用衍射积分理论数值模拟两种轴棱锥光传输的光场分布和不同距离处的二维光斑图, 研究结果表明折射率沿径向阶跃减小的轴棱锥产生单个 bottle beam, 而折射率沿径向阶跃增加的轴棱锥产生具有周期再现的 bottle beams. bottle beam 在原子引导和囚禁、光学俘获及光镊等方面有广泛的应用, 因此本文的研究对 bottle beam 的产生和实际应用具有指导意义.

关键词: 轴棱锥, 阶变折射率, 局域空心光束, 相干贝塞尔光

PACC: 4225, 4225F, 4215D

1. 引 言

局域空心光束 (bottle beam) 可认为是由一束高度汇聚的激光形成的三维势阱, 可以俘获进而操控微小粒子^[1], 实现对微粒的全方位三维操作^[2], 尤其是作为光镊操纵微粒具有非接触、低损伤等优点^[3], 使操纵活体物质成为可能, 已成功应用于生物医学领域, 在细胞及生物大分子的操控和生物大分子生命过程中的动力学行为研究等方面发挥着巨大的作用^[4], 近年来, 将 bottle beam 用作光镊技术俘获金属微粒也有报道^[5,6].

bottle beam 可由轴棱锥-透镜系统^[7]或两束同频率贝塞尔光相干^[8]等方法产生. 由于轴棱锥具有结构简单、光损伤阈值高^[9]、能量转换效率几乎高达 100%^[10], 所以轴棱锥一直以来作为产生无衍射贝塞尔光和 bottle beam 的最佳光学元件而得到广泛的研究^[11-12]. 最近人们提出可利用梯度轴棱锥^[13,14]产生 bottle beam. 本文提出一种新的 bottle beam 的产生方法, 即通过阶变折射率的轴棱锥实现单个和周期再现的 bottle beam. 理论分析了折射率沿轴棱锥径向阶跃式减小和增加两种情况, 折射率沿径向减小的轴棱锥后的光场可以分为两部分, 一部分是顶端折射率较大的部分形成的无衍射光, 另

一部分是底端折射率较小部分形成的无衍射光, 在这两部分无衍射光之间会产生单个 bottle beam, 而折射率沿径向增加的轴棱锥后的光场, 由于两部分无衍射贝塞尔光相干叠加, 会形成具有周期再现的 bottle beams.

2. 理论分析

我们知道将一束平行光入射折射率均匀分布的轴棱锥, 在轴棱锥后面会产生无衍射贝塞尔光, 如图 1 所示, 无衍射光可以看作一系列平面波的叠加, 这些平面波的波矢量都分布在以传播方向 z 轴为中心的一个锥体表面上.

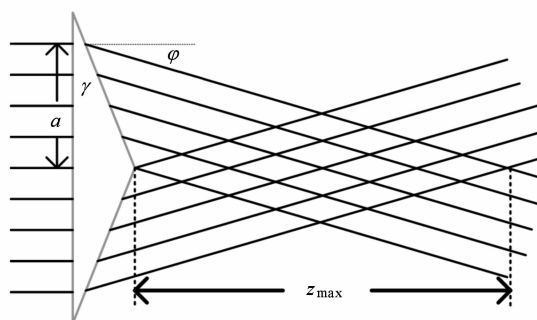


图 1 平行光入射折射率均匀的轴棱锥示意图

^{*} 国家自然科学基金 (批准号: 60977068) 和泉州市科技重点项目 (批准号: 2009G4) 资助的课题.

[†] 通讯联系人. E-mail: ftwu@public.qz.fj.cn

图中 a 为入射光束半径, γ 为轴棱锥的底角, φ 为偏转角 (出射光线与入射光线之间的夹角), $z_{\max}$ 为最大无衍射距离, 由几何关系可得

$$z_{\max} = \frac{a}{\varphi} = \frac{a}{(n-1)\gamma}. \quad (1)$$

下面分析折射率沿径向分布成阶跃式变化的轴棱锥, 并给出它们的几何光学折射示意图。

2.1. 折射率沿径向阶跃减小的轴棱锥

如图 2 所示, 这种轴棱锥的折射率沿径向分布成阶跃式变化, 底端部分的折射率为 n_2 , 顶端部分的折射率为 n_1 , 且 $n_1 > n_2$ 。

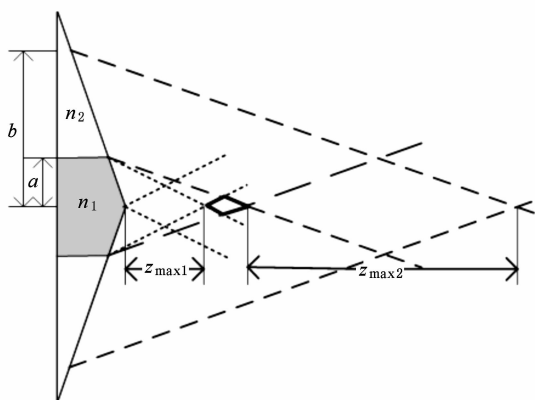


图 2 折射率沿径向减小的轴棱锥产生单个 bottle beam

由偏转角 $\varphi = (n-1)\gamma$ 可知, 当底角一定时, 折射率越大, 其偏转角越大, 即经过折射率 n_1 部分的光线偏转角比经过折射率 n_2 部分的光线偏转角大, 图中短虚线包围的区域为折射率 n_1 部分形成的无衍射贝塞尔光, 无衍射距离为 $z_{\max 1}$; 长虚线包围的区域为折射率 n_2 部分形成的无衍射贝塞尔光, 其无衍射距离为 $z_{\max 2}$ 。

由于折射率 n_1 部分的光线偏转角比折射率 n_2 部分的光线偏转角大, 因此两部分无衍射光之间会形成没有光通过的 bottle beam, 如图中黑实线包围区域即为 bottle beam, 它的起点位置在 $z_{\max 1}$ 的后端点, 结束位置在 $z_{\max 2}$ 的前端点。我们可以通过几何关系得到 $z_{\max 1}$ 和 $z_{\max 2}$ 两部分无衍射光的位置, 进一步确定 bottle beam 的位置, 例如, 取入射光束照在 n_1 部分的半径 $a = 1.5 \text{ mm}$, 轴棱锥的底角 $\gamma = 0.5^\circ$, 折射率 $n_1 = 1.55$, $n_2 = 1.5$, 可以求得 bottle beam 的起点位置 $L_1 = z_{\max 1} = \frac{a}{(n_1-1)\gamma} = 312.5 \text{ mm}$, 终点位置 $L_2 = \frac{a}{(n_2-1)\gamma} = 343.7 \text{ mm}$ 。

上述分析可知, 折射率沿径向减小的轴棱锥会产生单个的 bottle beam, 通过改变轴棱锥顶端和底端部分折射率 n_1 和 n_2 大小, 可以得到不同尺寸的局域空心光, 为操控不同类型的微粒提供了条件。

2.2. 折射率沿径向阶跃增加的轴棱锥

另一方面, 如果轴棱锥的折射率分布与上述轴棱锥相反, 即它的底端部分折射率 n_2 大于顶端部分折射率 n_1 , 结构示意图见图 3。

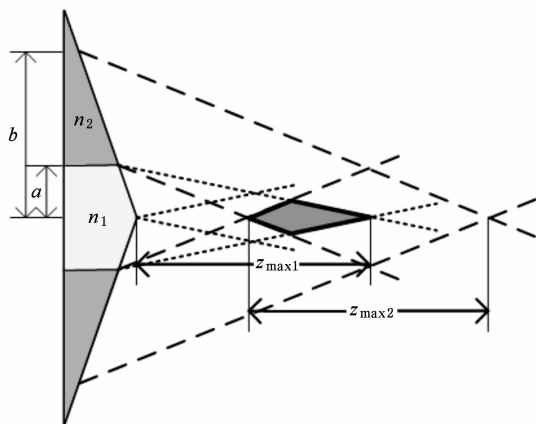


图 3 折射率沿径向增加的轴棱锥光线折射示意图

那么短虚线包围区域为折射率 n_1 部分形成的无衍射光, 无衍射距离为 $z_{\max 1}$; 长虚线包围区域为折射率 n_2 部分形成的无衍射光, 其无衍射距离为 $z_{\max 2}$, 经过 n_2 部分的光线偏转角大于 n_1 部分的光线偏转角, 因此两部分无衍射光会有重叠区域, 图中黑实线包围的阴影部分即为无衍射光重叠区域, 也有人把这种光称为同轴双无衍射光^[15], 我们知道两束相干无衍射贝塞尔光会产生具有塔尔博特效应的 bottle beams, 所以在重叠区域内也会有周期性的 bottle beams 产生^[8]。

3. 数值模拟

由轴棱锥的透射率 $t(r) = \exp(-ik(n-1)\gamma r)$ 和柱坐标系下的菲涅耳衍射积分公式可得出平面波经轴棱锥变换后的光场分布

$$E(r_2, z) = \left(-\frac{ik}{z}\right) \exp(ikz) \exp\left(\frac{ikr_2^2}{z}\right) \times \int_0^R J_0\left(\frac{kr_1 r_2}{z}\right) \times \exp\left[\frac{ikr_1^2}{2z} - ik(n-1)\gamma r_1\right] r_1 dr_1, \quad (2)$$

式中 $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ 是波矢, γ 和 n 分别为轴棱锥的底角和折射率, R 为入射光束半径.

如图 2 所示, 当一束平面波入射到折射率阶变的轴棱锥时, 其后的光场可以分为两部分, 一部分是折射率 n_1 部分形成的无衍射光场 E_1 , 另一部分是折射率 n_2 部分形成的无衍射光场 E_2 , 由 (2) 式可得 E_1 和 E_2 的光场表达式

$$\begin{aligned} E_1(r_2, z) = & \left(-\frac{ik}{z}\right) \exp(ikz) \exp\left(\frac{ikr_2^2}{z}\right) \int_0^a J_0\left(\frac{kr_1r_2}{z}\right) \\ & \times \exp\left[\frac{ikr_1^2}{2z} - ik(n_1 - 1)\gamma r_1\right] \\ & \times r_1 dr_1, \end{aligned} \tag{3}$$

$$\begin{aligned} E_2(r_2, z) = & \left(-\frac{ik}{z}\right) \exp(ikz) \exp\left(\frac{ikr_2^2}{z}\right) \int_a^b J_0\left(\frac{kr_1r_2}{z}\right) \\ & \times \exp\left[\frac{ikr_1^2}{2z} - ik(n_2 - 1)\gamma r_1\right] \\ & \times r_1 dr_1, \end{aligned} \tag{4}$$

a 为入射光束在折射率为 n_1 部分的半径, b 为入射光束半径, 且 $a < b$.

总的光场可以理解为 E_1 和 E_2 相干叠加的结果, 因此阶变折射率轴棱锥后的光强分布可表示为

$$I(r_2, z) = |E_1(r_2, z) + E_2(r_2, z)|^2. \tag{5}$$

3.1. 折射率沿径向阶跃减小的轴棱锥

利用 (3) — (5) 式模拟相应的光强分布图和二维光斑图, 模拟参数取值如下: $\lambda = 632.8 \text{ nm}$, $a = 1.5 \text{ mm}$, $b = 5 \text{ mm}$, $n_1 = 1.55$, $n_2 = 1.5$, $\gamma = 0.5^\circ$. 图 4 为平面波通过轴棱锥后的纵向光强模拟图, 从图中可以看出在两部分无衍射光之间有一个 bottle beam, 当 $z > 0.32$ 时, 开始出现空心光, 轴上光强趋于零, 当 $z > 0.35$ 时, 轴上光强慢慢变大, 又变成无衍射光, 与几何光学分析结果一致. 图 5 为轴上不同距离处的二维光斑图和横截面光强图, 说明随着传播距离的增加, 无衍射光逐渐变成 bottle beam 后又形成无衍射光的过程.

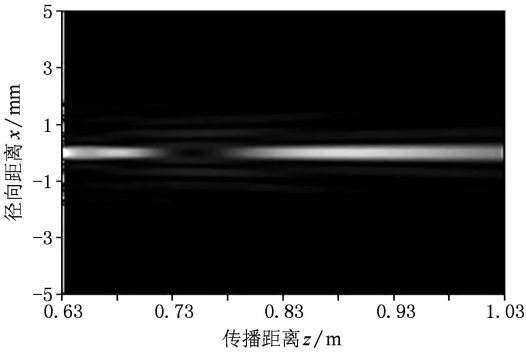


图 4 折射率沿径向减小的轴棱锥后的纵向光场分布图

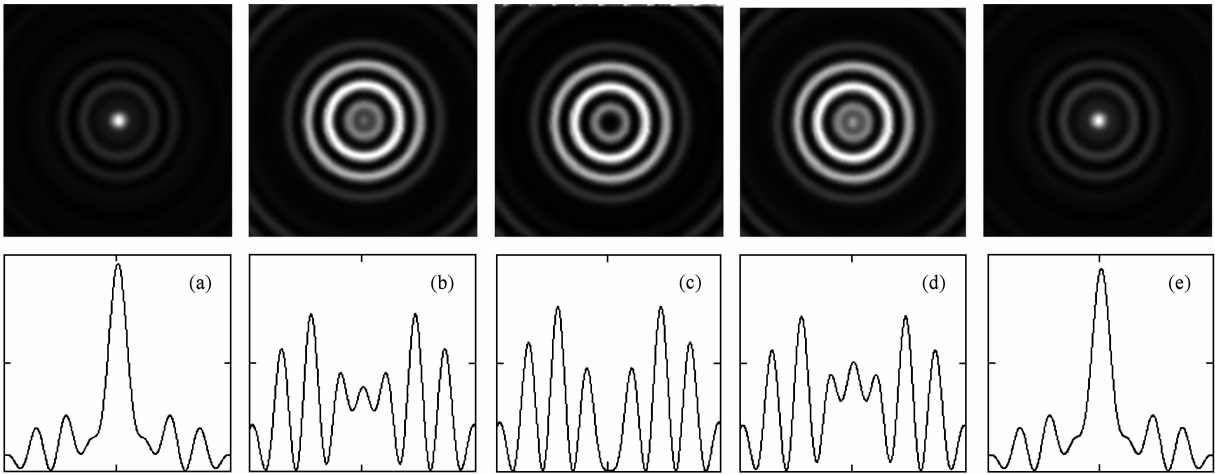


图 5 轴上不同位置处的二维光斑图及横截面光强图 (a) $z = 0.29$; (b) $z = 0.31$; (c) $z = 0.33$; (d) $z = 0.35$; (e) $z = 0.38$

3.2. 折射率沿径向阶跃增加的轴棱锥

同样利用 (3) — (5) 式模拟, 模拟参数取值如下: $\lambda = 632.8 \text{ nm}$, $a = 1.9 \text{ mm}$, $b = 5 \text{ mm}$, $n_1 = 1.5$, $n_2 = 1.8$, $\gamma = 0.5^\circ$. 图 6 为两束无衍射贝塞尔

光重叠区域的纵向光强分布图, 可以发现随着传播距离的增加, 出现具有周期性效应的 bottle beams, 进一步证实了其产生原因是两束同频率贝塞尔光相干的结果.

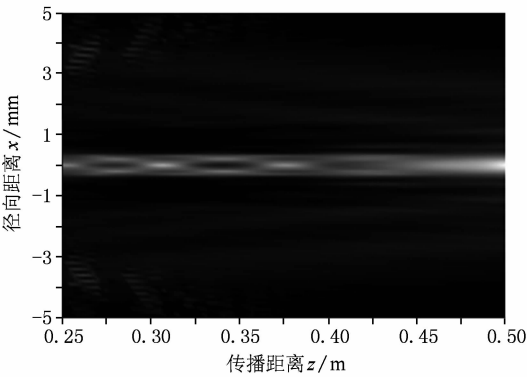


图6 折射率沿径向增加的轴棱锥后的纵向光场分布图

4. 结 论

研究了阶变折射率的轴棱锥的光束传输特性,研究结果表明折射率沿径向减小的轴棱锥产生单个 bottle beam,而折射率沿径向增加的轴棱锥会产生具有周期再现的 bottle beams,从几何光学角度分析了它们产生 bottle beam 的原理,利用衍射和相干理论模拟结果与几何光学分析结果基本吻合,提出了新的 bottle beam 的产生方法,利用单一元件即可实现,具有装置简单,容易控制等优点,可方便的对粒子进行俘获,且为多层面俘获粒子提供了有利的条件.

[1] Lsenhower L, Williams W, Daaly A, Saffman M 2009 *Opt. Lett.* **34** 1159

[2] Wang Z L, Yin J P 2008 *Chin. Phys. B* **17** 2466

[3] Han G X, Han Y P 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 6167 (in Chinese) [韩国霞、韩一平 2009 物理学报 **58** 6167]

[4] Moffitt J R, Chemla Y R, Smith S B, Bustamante C 2008 *Annual Review of Biochemistry* **77** 205

[5] Hansen P M, Bhatia V K, Harrit N, Oddershede L 2005 *Nano. Lett.* **5** 1937

[6] Dienerowitz M, Mazilu M, Reece P J, Krauss T F, Dholakia K 2008 *Opt. Exp.* **16** 4991

[7] Liu L, Wu F T 2008 *Acta Opt. Sin.* **28** 370 (in Chinese) [刘 岚、吴逢铁 2008 光学学报 **28** 370]

[8] Wu F T, Zeng X H 2008 *Acta Opt. Sin.* **28** 174 (in Chinese) [吴逢铁、曾夏辉 2008 光学学报 **28** 174]

[9] Wu F T, Chen Y B, Guo D D 2007 *Appl. Opt.* **46** 4943

[10] Angelis M D, Cacciapuoti L, Pierattini G, Tino G M, 2003 *Opt. Laser Eng.* **39** 283

[11] Jiang X G, Wu F T 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 4202 (in Chinese) [江新光、吴逢铁 2008 物理学报 **57** 4202]

[12] Wu F T, Jiang X G, Liu B, Qiu Z X 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 3125 (in chinese) [吴逢铁、江新光、刘彬、邱振兴 2009 物理学报 **58** 3125]

[13] Ahluwalia B P S, Cheong W C, Yuan X C, Zhang L S, Tao S H, Bu J, Wang H 2006 *Opt. Lett.* **31** 987

[14] Wu F T, Jiang X G, Liu B, Qiu Z X 2009 *Acta Phys. Sin.* **48** 2410 (in Chinese) [吴逢铁、江新光、刘 彬、邱振兴 2009 物理学报 **48** 2410]

[15] Zhao B 2003 *Acta Opt. Sin.* **23** 1460 (in Chinese) [赵 斌 2003 光学学报 **23** 1460]

A bottle beam generated by a step refractive index axicon

Ma Liang Wu Feng-Tie[†]

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

(Received 11 November 2009; revised manuscript received 3 December 2009)

Abstract

Step refractive index axicon for generating bottle beam is proposed for the first time, and the two kinds of models-refractive index step-increase or decrease in radial direction are discussed. The principle of the bottle beam generation is analyzed by geometrical optics. The optical field distribution and 2D light spot image at different propagation distance behind the two kinds of axicons are numerically simulated using the diffraction integral theory. Research result shows that the step-decrease refractive index axicon generates single bottle beam, and the step-increase refractive index axicon generates periodic bottle beams. Bottle beam has a wild application in atom guiding and trapping, optical capture and optical tweezers. Research results in this paper give the significant guidance for the practical applications of the bottle beam.

Keywords: axicon, step refractive index, bottle beam, interfering Bessel beam

PACC: 4225, 4225F, 4215D

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 60977068) and Science and Technology Key Project of Quanzhou City (Grant No. 2009G4).

[†] Corresponding author. E-mail: ftwu@public.qz.fj.cn