

## 圆顶轴棱锥产生多个局域空心光束\*

程治明<sup>1)</sup> 吴逢铁<sup>1)†</sup> 方翔<sup>1)</sup> 范丹丹<sup>1)</sup> 朱健强<sup>2)‡</sup>

1) (华侨大学信息科学与工程学院, 泉州 362021)

2) (中国科学院上海光学精密机械研究所高功率激光物理联合实验室, 上海 201800)

(2012年4月16日收到; 2012年4月16日收到修改稿)

首次提出圆顶轴棱锥这一新型光学元件. 由衍射理论分析了平面波通过圆顶轴棱锥后的光场强度分布, 用软件对光强分布进行仿真. 结果表明, 平行光通过圆顶轴棱锥后可以形成多个局域空心光束 (bottle beam), 由于球面波能量在焦点附近高度集中, 所得的 bottle beam 在焦点附近强度极大. 通过仿真对比得知用圆顶轴棱锥产生的 bottle beam 的暗域周围光强远大于用两束 Bessel 光束干涉所得, 大幅度提高了 bottle beam 囚禁粒子的效率. 通过比较这两种方法产生的 bottle beam 对粒子囚禁的散射力, 证实了圆顶轴棱锥产生 bottle beam 在粒子囚禁方面更具优势.

**关键词:** 圆顶轴棱锥, 局域空心光束, 相干, 球面波

**PACS:** 42.25.-p, 42.25.Fx, 42.25.Kb

## 1 引言

局域空心光束 (bottle beam) 是一种在传播轴上存在暗域的特殊光束, 此暗域是由周边高强度的光环绕而成的一个封闭区域. 由于这种特殊性质, bottle beam 被应用在光学的许多领域, 如光镊<sup>[1]</sup>、激光导管<sup>[2]</sup>、光学扳手<sup>[3]</sup>、厚介质成像<sup>[4]</sup>等, 还可用于粒子囚禁<sup>[5-7]</sup>, 在生命科学和纳米技术中发挥重要的作用, 近十几年来一直是人们研究的一个热点. bottle beam 实现对粒子的囚禁是依靠光的散射力来实现的, 光强梯度的大小直接决定了囚禁粒子的散射力, 因此提高 bottle beam 暗域周围的光强可提高粒子囚禁的效率.

目前产生 bottle beam 的方法主要有 Bessel 光束聚焦产生单个 bottle beam<sup>[8]</sup>、两束 Bessel 光束相干叠加产生自成像 bottle beam<sup>[9,10]</sup>、激光器直接输出 bottle beam<sup>[11]</sup>、平行光入射新型轴棱锥直接产生 bottle beam<sup>[12]</sup>等, 其中用 Bessel 光束聚焦

产生 bottle beam 结构复杂; 两束 Bessel 光束相干产生 bottle beam 要求两束光完全同轴相干, 不易调节; 激光器直接产生 bottle beam 对激光器的调节要求很高; 采用新型轴棱锥产生 bottle beam 结构简单又便于调节. 我们课题组提出的梯度轴棱锥<sup>[13]</sup>和液体轴棱锥<sup>[14]</sup>等都具备这些优点. 本文以双轴棱锥<sup>[15]</sup>为例对两束 Bessel 光束相干叠加产生的自成像 bottle beam 的强度分布做了分析, 结果表明, 两束 Bessel 光束干涉产生的自成像 bottle beam 暗域周围的光强较小, 不利于稳定的粒子囚禁. 本文提出一种能够直接产生多个高强度梯度 bottle beam 的新型光学元件——圆顶轴棱锥, 该元件是在半径为  $R_1$  的传统轴棱锥基础上, 以轴线为中心把轴棱锥的顶角附近半径为  $R_2$  ( $R_2 < R_1$ ) 的区域磨成一个具有特定曲率的球面, 形成一个平凸透镜. 平行光入射圆顶轴棱锥后会产生一个 Bessel 光束与平凸透镜汇聚而成的球面波相干叠加的区域, 并在此区域形成多个高强度的 bottle beam. 圆顶轴棱锥保留了传统轴棱锥结构简单、光损伤阈值高、能量

\* 国家自然科学基金 (批准号: 61178015)、国家高功率激光物理重点实验室开放基金 (批准号: SG001102)、福建省自然科学基金 (批准号: 2012J01278) 和泉州市科技重点项目 (批准号: 2011G9) 资助的课题.

† E-mail: fengtie@hqu.edu.cn

‡ E-mail: jqzhu@mail.shcnc.ac.cn

转换效率高(几乎高达 100%)的优点,而且用圆顶轴棱锥产生的 bottle beam 光强梯度极大,囚禁粒子的散射力也得到大幅度的提高,对 bottle beam 的产生及应用具有指导意义.

## 2 元件设计

圆顶轴棱锥是在传统轴棱锥的基础上加工而成的,如图 1(a) 示. 传统轴棱锥底角为  $\gamma$ , 底面半径为  $R_1$ , 以轴线为中心、 $R_2$  为半径把传统轴棱锥顶端磨成一个曲率半径为  $r$  的球面, 形成一个平凸透镜.

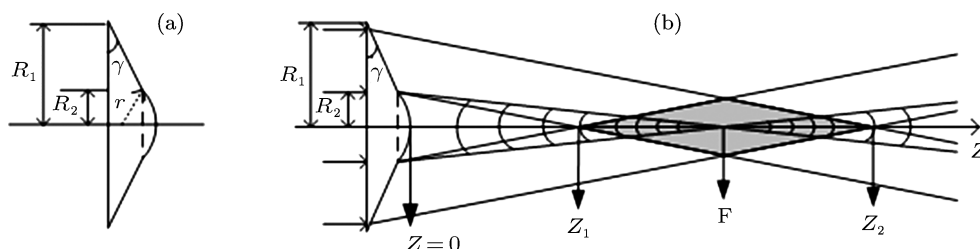


图 1 (a) 圆顶轴棱锥结构图; (b) 平面光入射圆顶轴棱锥的光路图

其中  $n$  为轴棱锥材料的折射率. 由简单的几何关系可得

$$Z_1 \approx \frac{R_2}{(n-1)\gamma}, \quad Z_2 \approx \frac{R_1}{(n-1)\gamma}. \quad (2)$$

令  $f = \frac{Z_1 + Z_2}{2}$ , 有

$$r = \frac{R_1 + R_2}{2\gamma}. \quad (3)$$

按 (3) 式给定的曲率半径对传统轴棱锥顶角进行加工即可使平凸透镜的焦点在 Bessel 光束无衍射区域的中点. 相应地改变  $f$  与  $Z_1, Z_2$  的关系即可改变 Bessel 光束与球面波的叠加区域.

## 3 光束变换

平面光波入射圆顶轴棱锥后的衍射光场可分为两部分进行分析. 第一部分为  $0 < R < R_2$  的区域, 光场入射此区域等效于入射一焦距为  $f$  的凸透镜, 其后场强分布可由柱坐标系下的 Collins 公式及透镜的 ABCD 矩阵求出:

$$E_1(r_2, z) = -\frac{ik}{z} \exp \left[ ik \left( z + \frac{r_2^2}{2z} \right) \right]$$

如图 1(b) 所示, 当平面波入射圆顶轴棱锥时, 被分为两部分: 第一部分为  $0 < R < R_2$  的区域, 经过该区域的光线被平凸透镜汇聚于焦点  $F$  处; 第二部分为  $R_2 < R < R_1$  的区域, 此时光线可等效于经过轴棱锥折射的情形, 在  $Z_1$  与  $Z_2$  之间(图 1(b) 中阴影部分) 形成 Bessel 光束. 若能够选取某一特定的曲率半径  $r$ , 使焦点  $F$  刚好位于  $Z_1$  与  $Z_2$  中间, 便可以得到传播轴上以焦点左右对称的 Bessel 光束和球面波相干叠加的图样. 由磨镜者公式可知此平凸透镜的焦距

$$f = \frac{r}{n-1}, \quad (1)$$

$$\begin{aligned} & \times \int_0^{R_2} E_0 J_0 \left( \frac{kr_1 r_2}{z} \right) \\ & \times \exp \left( \frac{ikr_1^2}{2z} - \frac{ikr_1^2}{2f} \right) r_1 dr_1, \quad (4) \end{aligned}$$

其中  $k = \frac{2\pi}{\lambda}$  为波矢;  $r_1, r_2$  分别为圆顶轴棱锥入射面和光场接收面的径向坐标;  $E_0$  为入射光场, 可视为常量 1. 第二部分是  $R_2 < R < R_1$  的区域, 由 Collins 公式及轴棱锥的透过率函数  $t(r) = \exp[-ik(n-1)\gamma r]$  可知<sup>[16]</sup>

$$\begin{aligned} E_2(r_2, z) = & -\frac{ik}{z} \exp \left[ ik \left( z + \frac{r_2^2}{2z} \right) \right] \\ & \times \int_{R_2}^{R_1} E_0 J_0 \left( \frac{kr_1 r_2}{z} \right) \exp \left( \frac{ikr_1^2}{2z} \right. \\ & \left. - ik(n-1)\gamma r_1 \right) r_1 dr_1, \quad (5) \end{aligned}$$

圆顶轴棱锥后的总光场即为  $E_1$  和  $E_2$  的相干叠加, 因此圆顶轴棱锥后的光强分布可表示为

$$I(r_2, z) = |E_1(r_2, z) + E_2(r_2, z)|^2. \quad (6)$$

根据 (4)—(6) 式对圆顶轴棱锥后的光强分布进行仿真, 光源采用 He-Ne 激光器  $\lambda = 632.8 \text{ nm}$ , 圆顶轴棱锥材料采用石英玻璃  $n = 1.45$ , 底面半

径  $R_1 = 5 \text{ mm}$ ,  $R_2 = 1.5 \text{ mm}$ , 底角  $\gamma = 2^\circ$ . 图 2 为光束经圆顶轴棱锥变换后的轴向光强分布图, 从图中可以看出, 在平凸透镜的焦点 ( $f \approx 206.9 \text{ mm}$ ) 附近形成了多个 bottle beam. 取圆顶轴棱锥顶点处为  $z = 0 \text{ mm}$ , 得到圆顶轴棱锥后不同位置的光强截面图如图 3 示, 可以观察到光束在一个完整周期内的演变过程.

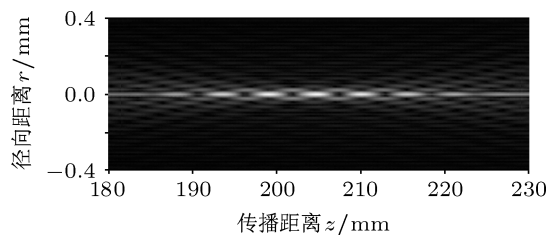


图 2 轴向光强分布图

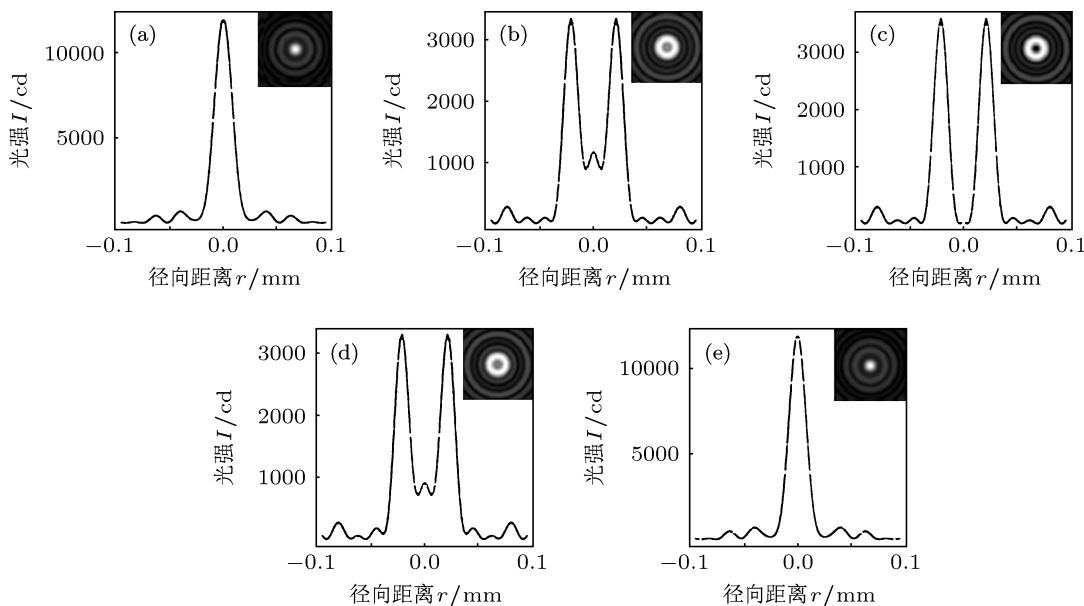


图 3 不同位置处截面光强分布 (a)  $z = 205.5 \text{ mm}$ ; (b)  $z = 208 \text{ mm}$ ; (c)  $z = 208.5 \text{ mm}$ ; (d)  $z = 209 \text{ mm}$ ; (e)  $z = 211.5 \text{ mm}$

#### 4 与两束 Bessel 光束干涉所得 bottle beam 的比较

2006 年袁小聪教授课题组<sup>[15]</sup>设计并制造出了双轴棱锥, 用一个光学元件就实现了两束 Bessel 光束的相干叠加, 得到自成像 bottle beam 并实现粒子操控, 在 bottle beam 的研究及应用方面有重大的意义. 双轴棱锥结构如图 4 所示, 在  $0 < R < R_2$  的区域可视为底角为  $\gamma_1$  的轴棱锥, 在  $R_2 < R < R_1$  的区域可视为底角为  $\gamma_2$  ( $\gamma_2 < \gamma_1$ ) 的轴棱锥, 平行光通过双轴棱锥后两部分场强分布可表示为

$$E'_1(r_2, z) = -\frac{ik}{z} \exp\left[ik\left(z + \frac{r_2^2}{2z}\right)\right] \int_0^{R_2} E_0 J_0\left(\frac{kr_1 r_2}{z}\right) \times \exp\left(\frac{ikr_1^2}{2z} - ik(n-1)\gamma_2 r_1\right) r_1 dr_1, \quad (7)$$

$$E'_2(r_2, z) = -\frac{ik}{z} \exp\left[ik\left(z + \frac{r_2^2}{2z}\right)\right] \int_{R_1}^{R_2} E_0 J_0\left(\frac{kr_1 r_2}{z}\right) \times \exp\left(\frac{ikr_1^2}{2z} - ik(n-1)\gamma_1 r_1\right) r_1 dr_1, \quad (8)$$

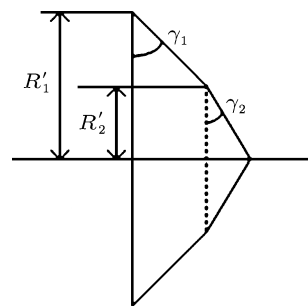


图 4 双轴棱锥结构图

光强分布为

$$I'(r_2, z) = |E'_1(r_2, z) + E'_2(r_2, z)|^2. \quad (9)$$

为便于与圆顶轴棱锥做比较, 我们选择与圆顶轴棱锥相同大小、相同底角的双轴棱锥模型进行模拟. 取参量  $\lambda = 632.8 \text{ nm}$ ,  $R'_1 = 5 \text{ mm}$ ,  $R'_2 = 1.5 \text{ mm}$ ,  $n = 1.45$ ,  $\gamma_1 = 2^\circ$ ,  $\gamma_2 = 1.4^\circ$  进行模拟, 得到双轴棱锥后的轴向光强分布图如图 5 示, 能够形成较好的自成像是 bottle beam.

为进行进一步考察双轴棱锥所得 bottle beam 的光强分布, 我们对光束的截面光强分布进行模拟, 如图 6 所示, 从图中可以观察 bottle beam 在一个完整周期内的光强变化. 把图 6 与图 3 进行对比可知, 用双轴棱锥产生的 bottle beam 暗域处轴外亮环的数量较多, 能量分散, 而用圆顶轴棱锥产生的 bottle

beam 暗域处轴外的亮环数量极少——只有一个较亮的环, 但能量分布高度集中. 由图 3(c) 中可以读出暗域处轴外亮环的第一个亮环的光强为 3500 cd 左右, 而图 6(c) 中可以读出暗域处轴外亮环的第一个亮环光强仅为 250 cd 左右. 可见在入射光强度、光束半径都相等的情况下, 两者暗域中心光强都几乎为零, 而用圆顶轴棱锥产生的 bottle beam 轴上及

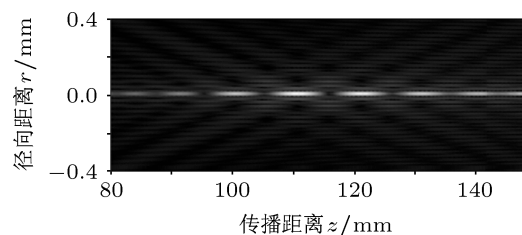


图 5 双轴棱锥所得轴向光强分布图

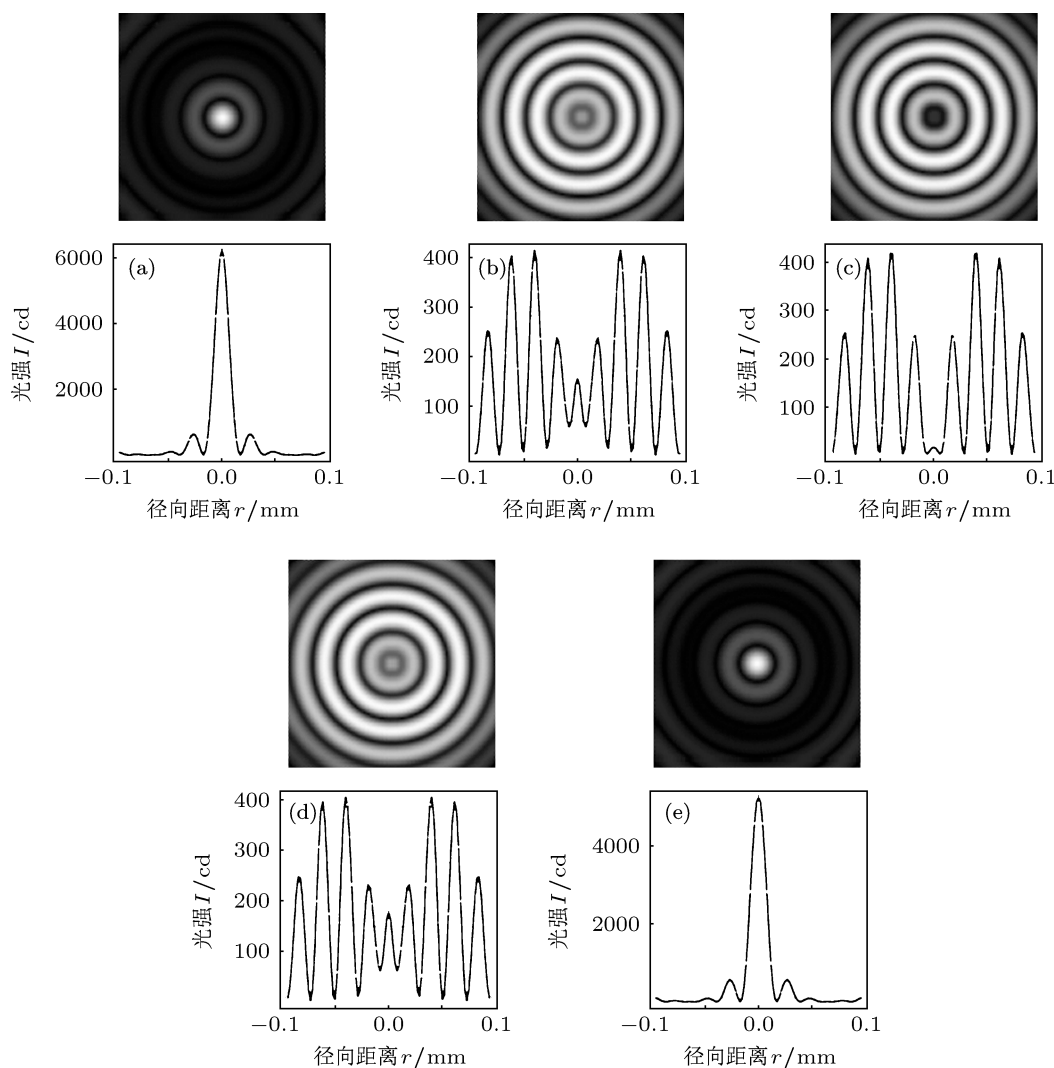


图 6 双轴棱锥所得截面光强图 (a)  $z = 111 \text{ mm}$ ; (b)  $z = 115.5 \text{ mm}$ ; (c)  $z = 116 \text{ mm}$ ; (d)  $z = 116.4 \text{ mm}$ ; (e)  $z = 121 \text{ mm}$

暗域处的轴外亮环光强比用双轴棱锥所得提高了 14 倍左右,大幅度提高了光强梯度.在粒子囚禁等应用方面具有重大意义.

bottle beam 对粒子的囚禁主要是依靠散射力来实现的,由文献 [17] 可知散射力  $F_S$  表示为

$$F_S = n_m \frac{128\pi^5 a^6}{3\lambda^4} \left( \frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right) \frac{I}{c}, \quad (10)$$

其中  $n_m$  为粒子所在介质折射率,  $m = \frac{n_p}{n_m}$ ,  $n_p$  为粒子的折射率,  $a$  为粒子的尺寸,  $c$  为光速. 以瑞利粒子为例,取粒子半径  $a = 10 \text{ nm}$ , 介质为水折射

率  $n_m = 1.33$ , 粒子折射率  $n_p = 1.592$ , 得到两种方法所得 bottle beam 对粒子的散射力如图 7 所示, 其中图 7(a) 为圆顶轴棱锥产生的 bottle beam 在  $z = 208.5 \text{ mm}$  处的散射力, 图 7(b) 为双轴棱锥产生的 bottle beam 在  $z = 116 \text{ mm}$  处的散射力. 粒子在轴上  $r = 0$  时受到的散射力为零, 当粒子偏离光轴而靠近轴外亮环时会受到散射力被推向光轴, 使粒子保持在暗域中, 从而实现对粒子的囚禁. 比较图 7(a) 和 (b) 可知, 用圆顶轴棱锥所得 bottle beam 的散射力远比用双轴棱锥所得的大, 更有利于稳定的粒子囚禁.

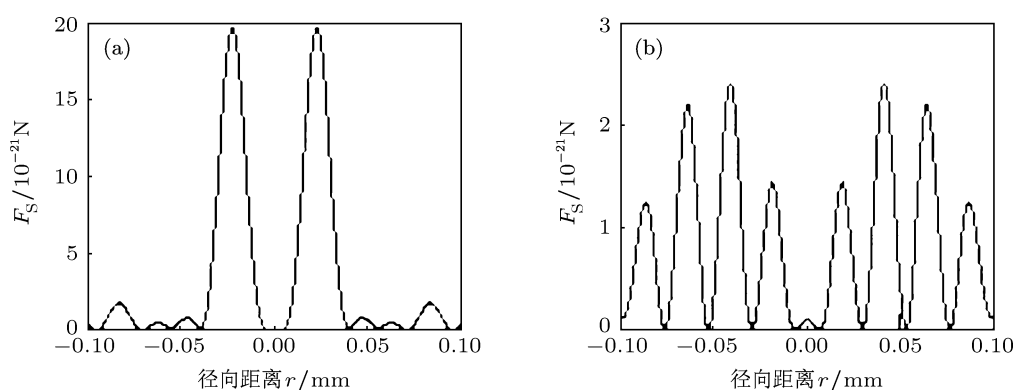


图 7 散射力的比较 (a) 圆顶轴棱锥产生的 bottle beam 在  $z = 208.5 \text{ mm}$  处的散射力; (b) 双轴棱锥产生的 bottle beam 在  $z = 116 \text{ mm}$  处的散射力

## 5 结论

本文首次提出用 Bessel 光束与球面波相干叠加产生 bottle beam, 并设计了新型光学元件——圆顶轴棱锥来实现这两种光场的叠加. 仿真结果表明, 平面波入射圆顶轴棱锥能够产生多个 bottle beam,

并且 bottle beam 能量集中, 对粒子囚禁的效率有极大的提高. 与用两束 Bessel 光束相干产生 bottle beam 的方法相比, 圆顶轴棱锥产生的 bottle beam 在粒子囚禁方面更具优势, 在粒子囚禁等方面具有指导意义.

- [1] Garcés-Chavez V, McGloin D, Melville H, Sibbett W, Dholakia K 2000 *Nature* **419** 145
- [2] Tatarkova S A, Sibbett W, Dholakia K 2003 *Phys. Rev. Lett.* **91** 038101
- [3] Li Q, Feng W L, Hu X M, Cao Q, Sha D G, Lin J M 2008 *Chin. Phys. B* **17** 726
- [4] Fahrback F O, Rohrbach A 2012 *Nature Commun.* **3** 632
- [5] Zhou Q, Lu J F, Yin J P 2010 *Chin. Phys. B* **19** 093202
- [6] Moffitt J R, Chemla Y R, Smith S B, Bustamante C 2008 *Ann. Rev. Biochem.* **77** 205
- [7] Xu P, He X D, Wang J, Zhan M S 2010 *Opt. Lett.* **35** 2164
- [8] Wei M D, Shiao W L, Lin Y T 2005 *Opt. Commun.* **248** 7
- [9] Ahluwalia B P S, Yuan X C, Tao S H 2004 *Opt. Commun.* **238** 177
- [10] Wu F T, Lu W H, Liu B 2010 *SPIE* **7721** 7721
- [11] Tai P T, Hsieh W F, Chen C H 2004 *Opt. Express* **12** 5827
- [12] Zhang Q A, Wu F T, Zheng W T, Ma L 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 094201 (in Chinese) [张前安, 吴逢铁, 郑维涛, 马亮 2011 物理学报 **60** 094201]
- [13] Wu F T, Jiang X G, Liu B, Qiu Z X 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 2410 (in Chinese) [吴逢铁, 江新光, 刘彬, 邱振兴 2009 物理学报 **58** 2410]
- [14] Cheng Z M, Wu F T, Zhang Q A, Zheng W T 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 094201 (in Chinese) [程治明, 吴逢铁, 张前安, 郑维涛 2012 物理学报 **61** 094201]
- [15] 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
- [16] Friberg A T 1996 *J. Opt. Soc. Am. A* **13** 743
- [17] Harada Y, Asakura T 1996 *Opt. Commun.* **124** 529

# Multi-bottle beam generated by vaulted axicon\*

Cheng Zhi-Ming<sup>1)</sup> Wu Feng-Tie<sup>1)†</sup> Fang Xiang<sup>1)</sup> Fan Dan-Dan<sup>1)</sup>  
Zhu Jian-Qiang<sup>2)‡</sup>

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

2) (Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 29800, China)

(Received 16 April 2012; revised manuscript received 16 April 2012)

## Abstract

A novel optical element, vaulted axicon, is proposed for the first time in this paper. We analyze the distribution of light field with diffraction theory, and simulate the intensity distribution behind vaulted axicon. The result shows that multi-bottle beam can be obtained after a plane wave has passed through an vaulted axicon, moreover the intensity of the bottle beam is very high in the focal region because of the energy of spherical wave is significant concentrated in this region. The simulation and comparison show that the intensity around the bottle beam generated by vaulted axicon is far higher than that generated by superposition of two Bessel beams, therefore the particle trapping efficiency can be significantly increased. By comparing the scattering forces of bottle beam generated by the two methods, we demonstrate that the bottle beam generated by vaulted axicon is superior in particle trapping.

**Keywords:** vaulted axicon, bottle beam, coherent, spherical wave

**PACS:** 42.25.-p, 42.25.Fx, 42.25.Kb

---

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 61178015), the High Power Laser Physics Key Laboratory Open Foundation of China (Grant No. SG001102), the Natural Science Foundation of Fujian Province, China (Grant No. 2012J0/278), and the Science and Technology Key Project of Quanzhou, China (Grant No. 2011G9).

† E-mail: fengtie@hqu.edu.cn

‡ E-mail: jqzhu@mail.shenc.ac.cn