

自成像局域空心光束产生的新方法及粒子俘获*

程治明 吴逢铁[†] 张前安 郑维涛

(华侨大学信息科学与工程学院, 泉州 362021)

(2011年8月1日收到; 2011年8月22日收到修改稿)

本文提出了产生自成像局域空心光束 (self-imaged bottle beams) 的一种光学元件——液体轴棱锥. 从衍射理论结合几何光学对经过轴棱锥后的光场进行了分析, 得出注入液体折射率小于轴棱锥材料折射率时可产生自成像局域空心光束. 并通过软件 MathCAD 模拟, 得到一个完整周期光束的变换过程和局域空心光束的演变过程. 研究发现液体轴棱锥产生的自成像局域空心光束具有周期及相干长度可调的特点. 分析了如何利用自成像局域空心光束对粒子进行俘获, 讨论了用自成像局域空心光束进行多层次粒子俘获的优势.

关键词: 液体轴棱锥, 局域空心光束, 自成像, 粒子俘获

PACS: 42.15.Eq, 42.25.-p, 42.25.Fx, 42.15.-i

1 引言

局域空心光束是一种在传播方向上有着一个零光强区域的特殊光束, 该区域被三维高强度的光包围, 犹如一个 bottle, 故而称之为 bottle beam. 由于光束的特殊性质, 它在生命科学和纳米科技中有着重要的应用, 可作为激光导管^[1]、光镊^[2]和光学扳手^[3]等工具, 还可以用于激光囚禁微观粒子和中性原子、分子、生物细胞^[4,5]、原子冷却^[6]等. 因此一直是一个研究的热点.

人们对自成像局域空心光束作了不少研究, 可以用相干贝塞尔光束干涉产生^[7,8], 相应的实验装置及光学元件也被人们一一发明. 例如利用阶变折射率轴棱锥^[9]、double-axicon^[10]等都很好地得到了自成像局域空心光束. 本文提出了产生自成像局域空心光束的又一种光学元件——液体轴棱锥. 这种轴棱锥保留了传统轴棱锥结构简单, 光损伤阈值高, 能量转换效率高(几乎高达100%)的优点, 同时在轴棱锥中注入液体, 由于液体易于更换, 通过更换不同折射率的液体, 可以得到不同参量的自成像局域空心光束, 以满足对不同微粒操控层面的要求. 提高了轴棱锥的利用率, 增强了自成像局域空心光束的实用性, 在某种层面上也大大降低了元件

的制造成本. 与以往设计产生局域空心光束的光学元件相比, 液体轴棱锥非常容易改变局域空心光束的参量, 这正是它的亮点所在. 本文从几何光学的角度分析了自成像局域空心光束的位置及区域长度, 利用衍射理论分析并导出了自成像周期表达式. 通过软件 MathCAD 模拟, 得出了一个完整周期光束的变换过程和自成像局域空心光束的演变过程. 人们对利用激光进行粒子俘获和囚禁已做了不少相关研究^[11,12], 本文分析了如何利用自成像局域空心光束对粒子进行俘获, 讨论了用自成像局域空心光束进行多层次粒子俘获的优势.

2 理论分析

传统的轴棱锥能够产生 Bessel 光束^[13], 而两束不同径向波矢分量的 Bessel 光束相干叠加则会产生自成像的局域空心光束^[7,8]. 现仅用一个液体轴棱锥就能够很好地达到此目的, 如图 1(a) 所示, 其虚线部分为内部储液空腔及注液小孔(小孔的半径很小, 对轴棱锥后的光场几乎不产生影响). 要使两束 Bessel 光发生相干叠加, 要求 $n_2 < n_1$, 其中 n_1 为轴棱锥材料的折射率, n_2 为注入液体的折射率.

* 国家自然科学基金(批准号: 60977068, 61178015), 国家高功率激光物理重点实验室开放基金(批准号: SG—001102), 华侨大学学科重点建设项目经费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

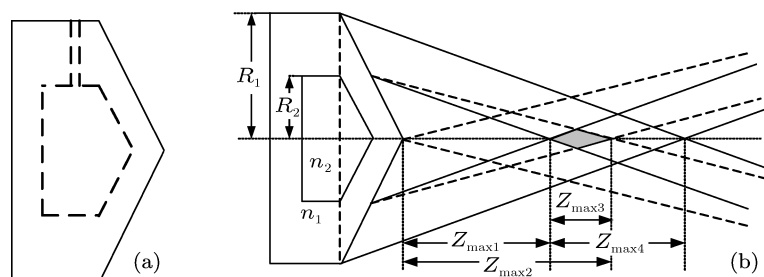


图1 (a) 液体轴棱锥; (b) 液体轴棱锥产生自成像局域空心光束示意图

图 1(b) 为液体轴棱锥产生自成像局域空心光束的几何光路图. 其中 $Z_{\max 2}$ 是半径为 R_2 , 底角为 γ , 折射率为 n_2 的传统轴棱锥产生 Bessel 光的最大无衍射距离

$$Z_{\max 2} \approx R_2 / [(n_2 - 1) \gamma], \quad (1)$$

$Z_{\max 4}$ 是半径在 $R_2 < r \leq R_1$ 区域的轴棱锥产生 Bessel 光的最大无衍射距离

$$Z_{\max 4} \approx R_1 / [(n_1 - 1) \gamma] - Z_{\max 1}. \quad (2)$$

而 $Z_{\max 1}$ 相当于半径为 R_2 , 底角为 γ , 折射率为 n_1 的传统轴棱锥产生 Bessel 光的最大无衍射距离

$$Z_{\max 1} \approx R_2 / [(n_1 - 1) \gamma]. \quad (3)$$

由于 $n_2 < n_1$, 在 $0 < r \leq R_2$ 区域的光比 $R_2 < r \leq R_1$ 区域的光偏折角小, 故两束 Bessel 光会产生交叠, 图 1(b) 中阴影部分 $Z_{\max 3}$ 即为交叠区域. 交叠的两束光具有相同频率, 不同的径向波矢分量, 将产生相干叠加, 由文献 [8] 可知, 交叠区域将产生自成像局域空心光束. 该区域的轴向长度 $Z_{\max 3}$ 可由 $Z_{\max 1}$ 和 $Z_{\max 2}$ 求得.

$$\begin{aligned} Z_{\max 3} &= Z_{\max 2} - Z_{\max 1} \\ &= \frac{R_2}{\gamma} \left(\frac{1}{n_2 - 1} - \frac{1}{n_1 - 1} \right). \end{aligned} \quad (4)$$

自成像局域空心光束的周期可表示为 [8]

$$Z_T = \left| \frac{2\pi}{k_{z1} - k_{z2}} \right|, \quad (5)$$

其中, 轴向波矢分量 $k_{z1} = \sqrt{k_1^2 - k_{r1}^2}$, $k_{z2} = \sqrt{k_2^2 - k_{r2}^2}$, 波数 $k_1 = k_2 = \frac{2\pi}{\lambda}$, 径向波矢分量 $k_{r1} = \frac{2\pi}{\lambda}(n_2 - 1)\gamma$, $k_{r2} = \frac{2\pi}{\lambda}(n_1 - 1)\gamma$.

由 (1)–(5) 式知, 改变轴棱锥中液体的折射率 n_2 的大小就可以很方便地调节自成像局域空心光束区域的位置、相干区域的轴向长度和局域空心光束自成像周期, 因此使用一个轴棱锥就可以根据实际要求得到不同参量的自成像局域空心光束.

3 数值模拟

3.1 液体轴棱锥产生自成像局域空心光束

平面波经轴棱锥变换后的光场分布可由柱坐标系下的菲涅耳衍射积分公式和轴棱锥的透过率函数 $t(r) = \exp(-ik(n-1)\gamma r)$ 导出 [14]

$$\begin{aligned} E(r_2, z) &= \left(-\frac{ik}{z} \right) \exp(ikz) \exp\left(\frac{ikr_2^2}{2z}\right) \\ &\times \int_0^R J_0\left(\frac{kr_1 r_2}{z}\right) \exp\left[\frac{ikr_1^2}{2z} - ik(n-1)\gamma r_1\right] r_1 dr_1, \end{aligned} \quad (6)$$

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.

平面波垂直入射到液体轴棱锥时, 出射光场则分为两部分, 一部分是 $0 < r \leq R_2$ 区域形成的无衍射光场 E_1 , 另一部分是 $R_2 < r \leq R_1$ 区域形成的无衍射光场 E_2 , 由 (6) 式得 E_1 和 E_2 的光场表达式

$$\begin{aligned} E_1(r_2, z) &= \left(-\frac{ik}{z} \right) \exp(ikz) \exp\left(\frac{ikr_2^2}{2z}\right) \\ &\times \int_0^{R_2} J_0\left(\frac{kr_1 r_2}{z}\right) \exp\left[\frac{ikr_1^2}{2z} - ik(n_2 - 1)\gamma r_1\right] r_1 dr_1, \end{aligned} \quad (7)$$

$$\begin{aligned} E_2(r_2, z) &= \left(-\frac{ik}{z} \right) \exp(ikz) \exp\left(\frac{ikr_2^2}{2z}\right) \\ &\times \int_{R_2}^{R_1} J_0\left(\frac{kr_1 r_2}{z}\right) \exp\left[\frac{ikr_1^2}{2z} - ik(n_1 - 1)\gamma r_1\right] r_1 dr_1. \end{aligned} \quad (8)$$

相干区域的总光场即为 E_1 和 E_2 的相干叠加, 因此液体轴棱锥后的光强分布可表示为

$$I(r_2, z) = |E_1(r_2, z) + E_2(r_2, z)|^2. \quad (9)$$

采用 MathCAD 进行仿真模拟. 光源选用 Nd:

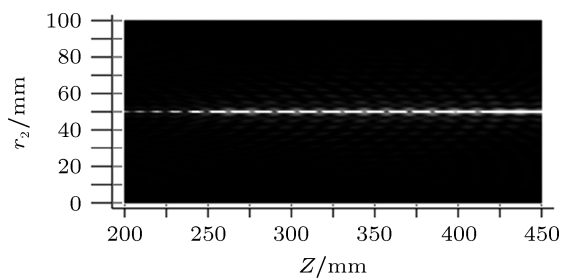


图2 液体轴棱锥产生自成像局域空心光束

YAG 的倍频光 $\lambda = 532 \text{ nm}$, 轴棱锥材料选用 F14 玻璃, 其折射率 $n_1 = 1.60661$, 内部液体选用纯净水, 其折射率 $n_2 = 1.33$, 其他参量 $R_1 = 5 \text{ mm}$, $R_2 = 2.5 \text{ mm}$, $\gamma = 1^\circ$. 利用 (7), (8), (9) 式模拟激光经液体轴棱锥后的衍射光强.

从图 2 中可以看出在液体轴棱锥后有明显的自成像局域空心光束. 利用选取的参量及 (1)—(4) 式可以计算出自成像局域空心光束区域起点

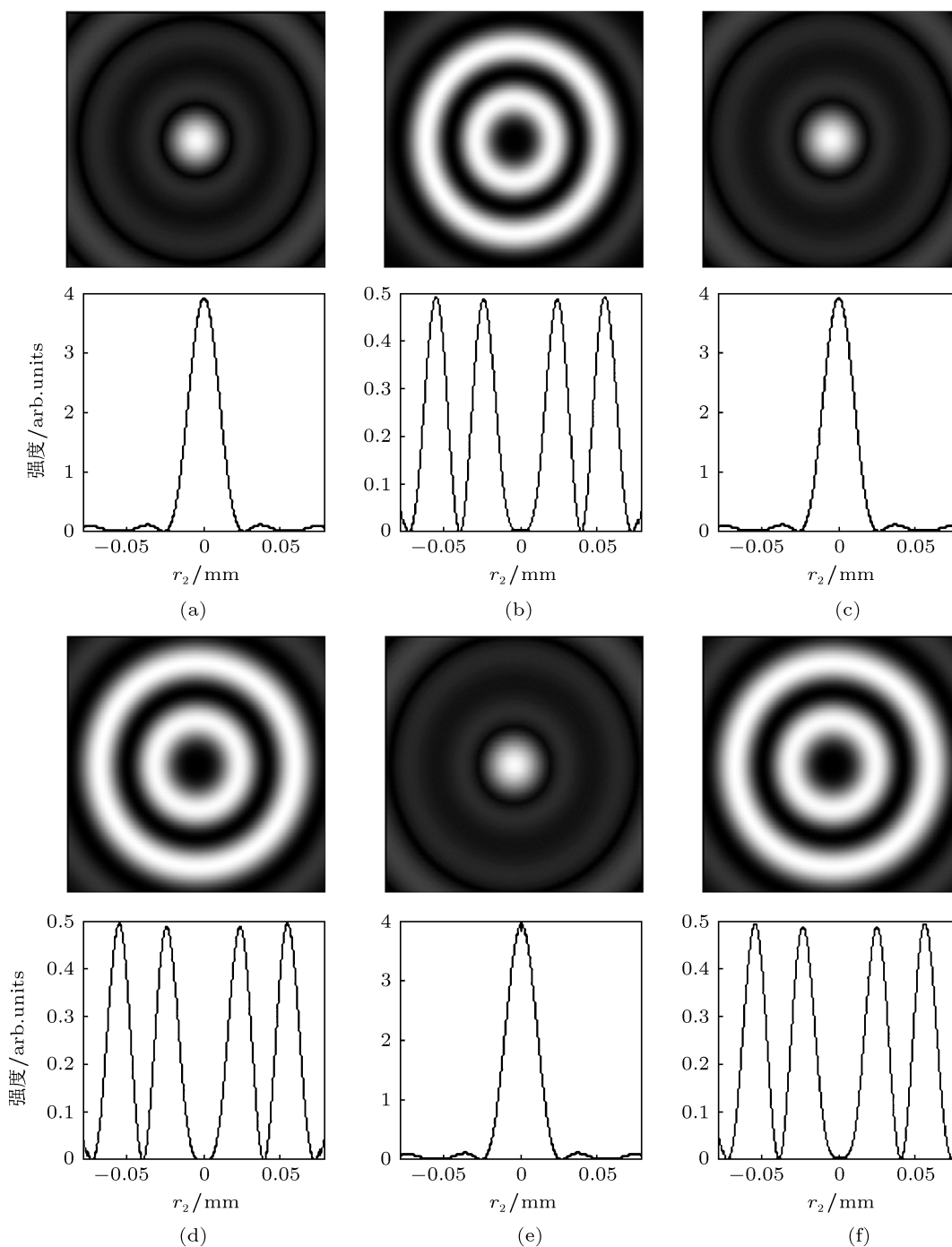


图3 自成像局域空心光束不同距离处截面光强分图 (a) $z = 243.33 \text{ mm}$; (b) $z = 249.15 \text{ mm}$; (c) $z = 256.79 \text{ mm}$; (d) $z = 262.62 \text{ mm}$; (e) $z = 270.25 \text{ mm}$; (f) $z = 276.09 \text{ mm}$

位置 $Z_{\max 1} = 236.131 \text{ mm}$, 终点位置 $Z_{\max 2} = 434.059 \text{ mm}$, 产生自成像局域空心光束区域的轴向长度 $Z_{\max 3} = 197.928 \text{ mm}$. 与图 2 中的结果基本符合.

在轴上截取两个周期的截面光强分布, 如图 3 所示.

由 (5) 式可以算出自成像局域空心光束的周期 $Z_T = 13.474 \text{ mm}$, 与图 3 中所得平均周

期 $\bar{Z}_T = 13.465 \text{ mm}$ 非常符合.

现假设要求获得自成像局域空心光束的周期为 $Z_T = 23 \text{ mm}$, 我们利用液体轴棱锥能够通过很简单的计算和调节就可以得到. 将 k_{z1} 和 k_{z2} 代入 (5) 式中得

$$Z_T = \left| \frac{\lambda}{\sqrt{1 - (n_2 - 1)^2 \gamma^2} - \sqrt{1 - (n_1 - 1)^2 \gamma^2}} \right|. \quad (10)$$

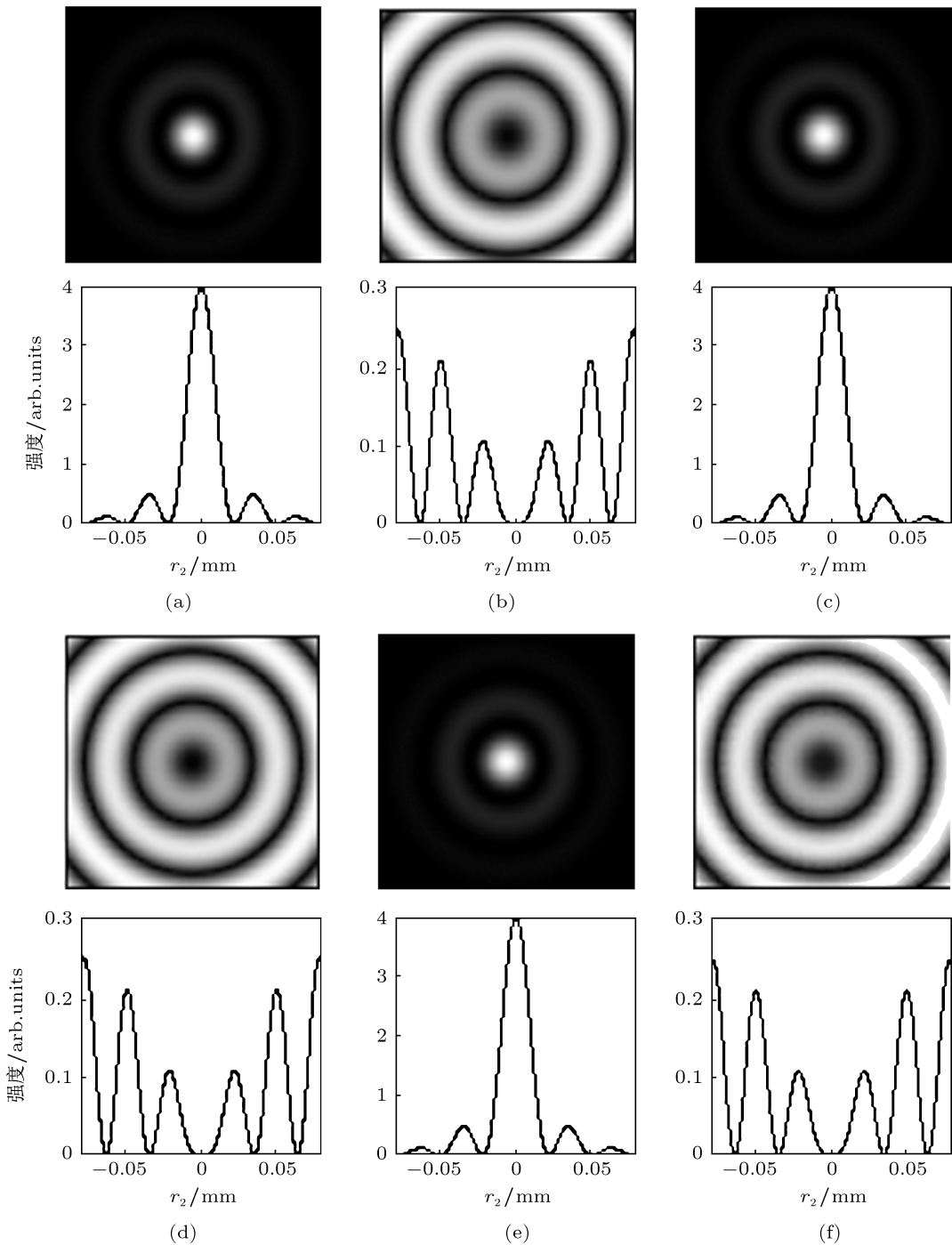


图 4 不同位置截面光强图 (a) $z = 253.2 \text{ mm}$; (b) $z = 264.5 \text{ mm}$; (c) $z = 276.2 \text{ mm}$; (d) $z = 287.5 \text{ mm}$; (e) $z = 299.1 \text{ mm}$; (f) $z = 310.5 \text{ mm}$

选用的参量除 n_2 外均与前文相同, 将相关参量代入 (10) 式可计算得出 $n_2 = 1.4648$. 查表可知乙酸异龙脑酯 (熔点 10°C , 沸点 227.0°C , 折射率 1.4649) 与计算所得折射率相差不大, 熔沸点也符合实用要求, 可以试用. 用模拟仿真来进行验证, 得到截面图如图 4 所示.

模拟得到的自成像局域空心光束的平均周期 $\bar{Z}_T = 22.975 \text{ mm}$, 与要求十分接近. 可见通过一些简单的计算得到合适的液体折射率, 再将相对应的液体注入液体轴棱锥中即可得到满足要求的自成像局域空心光束.

3.2 自成像局域空心光束实现对多层面粒子的俘获

自成像局域空心光束有周期性的空域排布同时又有自重建^[15]的性质, 可以作为很好的俘获多层面粒子的工具.

用高斯光束进行粒子 (比周围环境折射率大的粒子) 俘获^[16] 利用的是光与物质间动量传递的力学效应. 若粒子小球在横向 (垂直于光轴方向) 偏离中心位置, 会受到一个指向光束中心的作用力使小球锁定在光轴. 其对轴上粒子的束缚源于梯度力 F_{grad} 和散射力 F_{scat} ^[16], 在 $F_{\text{grad}} \geq F_{\text{scat}}$ 时粒子才被束缚在光腰附近. 而用自成像局域空心光束进行粒子俘获时则无需此条件. 在图 5 中可以看出在光轴上, 若 $F_{\text{grad}} > F_{\text{scat}}$, 则粒子会被拉到空域 1 中囚禁; 反之则被推到空域 2 中囚禁; 如果恰好 $F_{\text{grad}} = F_{\text{scat}}$, 粒子就会被束缚在原处. 三种情况下均能实现粒子的俘获和囚禁.

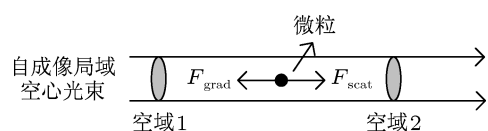


图 5 自成像局域空心光束俘获粒子示意图

粒子处在空域中 (前两种情况) 并不会对光束造成影响, 被束缚在光束亮域 (第三种情况) 的粒子 (很少) 会使其后的光完成自重建后又能进行粒子俘获, 从而实现多层面的粒子俘获.

相对于高斯光束囚禁粒子和贝塞尔光束进行的多层面粒子操控^[2], 自成像局域空心光束具有以下优势:

1) 易于操作. 高斯光束将粒子束缚在光腰附近, 而自成像局域空心光束在相干长度内都可以俘获和囚禁粒子. 用液体轴棱锥产生自成像局域空心光束时按 (4) 式调节液体折射率即可得到相应的相干长度.

2) 受粒子影响小. 贝塞尔光束进行多层面粒子操控时所有光束内的粒子都会引起光束畸变; 自成像局域空心光束进行粒子囚禁时只有处于光束亮域的粒子会影响光束, 而恰好满足 $F_{\text{grad}} = F_{\text{scat}}$ 的粒子不多, 所以囚禁的粒子对光束的影响并不大.

3) 根据文献 [15] 可知自成像局域空心光束能囚禁比周围环境折射率低的粒子.

可见自成像局域空心光束能够较为完美地进行粒子俘获和囚禁.

4 结论

分析了产生自成像局域空心光束的光学元件——液体轴棱锥, 理论与模拟实验相结合, 表明了液体轴棱锥能够产生自成像局域空心光束, 适当更换不同折射率的液体时可以得到具有不同参量的自成像局域空心光束. 所得到的自成像局域空心光束为多层面的粒子操控提供了一种更为有效的新途径.

- [1] Tatarikova S A, Sibbett W, Dholakia K 2003 *Phys. Rev. Lett.* **91** 038101
 [2] Garcés-Chavez V, McGloin D, Melville H, Sibbett W, Dholakia K 2002 *Nature* **419** 145
 [3] Li Q, Feng W L, Hu X M, Cao Q, Sha D G, Lin J M 2008 *Chin. Phys. B* **17** 726
 [4] Zhou Q, Lu J F, Yin J P 2010 *Chin. Phys. B* **19** 093202
 [5] Moffitt J R, Chemla Y R, Smith S B, Bustamante C 2008 *Annual Review of Biochemistry* **77** 205
 [6] Yin J P, Gao W J 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 4157 (in Chinese) [印建

- 平, 高伟建 2004 物理学报 **53** 4157]
 [7] Ahluwalia B P S, Yuan X C, Tao S H 2004 *Opt. Commun.* **238** 177
 [8] Wu F T, Zeng X H 2008 *Acta Optica Sinica* **28** 174 (in Chinese) [吴逢铁, 曾夏辉 2008 光学学报 **28** 174]
 [9] Liang M, Wu F T 2010 *Acta Phys. Sin.* **49** 6096 (in Chinese) [马亮, 吴逢铁, 马宝田 2010 物理学报 **49** 6096]
 [10] 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
 [11] 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]

- [12] Lu J F, Zhou Q, Ji X M, Yin J P 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 063701
(in Chinese) [陆俊发, 周琦, 纪宪明, 印建平 2011 物理学报 **60**
063701]
- [13] Scott G, McArdle N 1992 *Opt. Eng.* **31** 2640
- [14] Friberg A T 1996 *J. Opt. Soc. Am. A* **13** 743
- [15] Ahluwalia B P S, Yuan X C, Tao S H, Cheong W C, Zhang L S, Wang H 2006 *J. Appl. Phys.* **99** 113104
- [16] Ashkin A, Dziedzic J M, Bjorkholm J E, Chu S 1986 *Opt. Lett.* **11** 288

New method of generating self-imaged optical bottle beams and particles captured*

Cheng Zhi-Ming Wu Feng-Tie[†] Zhang Qian-An Zheng Wei-Tao

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

(Received 1 August 2011; revised manuscript received 22 August 2011)

Abstract

We propose an novel optical element-liquid axicon-to generate self-imaged bottle beams in this paper. From the diffraction theory combined with geometrical optics the light field behind the liquid axicon is analyzed, and the result shows that when the refractive index of infused liquid is smaller than that of the axicon material, it can produce self-imaged optical bottle beams. Through simulation with software MathCAD, we obtain the conversion process of a complete self-imaged optical bottle beam cycle and the evolution process of the bottle beam. We find that the coherent length of self-imaged bottle beams generated by liquid axicon is adjustable. In this paper, we analyze how to use self-imaged bottle beams to capture the particles, and the advantages of capturing multilayer particles using self-imaged bottle beams are also discussed.

Keywords: liquid axicon, bottle beam, self-imaged, particles captured

PACS: 42.15.Eq, 42.25.-p, 42.25.Fx, 42.15.-i

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 60977068, 61178015), the High Power Laser Physics Key Laboratory Open Foundation of China (Grant No. SG—001102), and the Science and Technology Key Project of Quanzhou City (Grant No. 2011G9).

[†] E-mail: fengtie@hqu.edu.cn