

# 基于双环混合偏振矢量光束实现光学囚笼 实时操纵的理论研究

刘海港 杨艳芳 何 英 冷 梅 常 强 李春芳

(上海大学理学院物理系, 上海 200444)

**摘要** 理论上提出了一种通过调节双环混合偏振矢量光束的偏振态来实现光学囚笼实时操纵的新方法。双环混合偏振矢量光束是由双环径向光束通过一个波片后形成的, 光束偏振将变为包含线偏振、圆偏振和椭圆偏振的混合状态, 且偏振态强烈依赖于空间位置和相位延迟角度。利用衍射积分公式数值模拟了双环混合偏振矢量光束经过强聚焦系统后在焦点附近的强度分布。数值结果显示当相位延迟角度为 0 时能形成光学囚笼, 当相位延迟角度不为 0 时能控制光学囚笼打开的程度。将液晶可调相位延迟器(LCVR)作为可调波片, LCVR 可以由外部电压实时控制使其相位延迟角度能在  $0 \sim \pi$  之间连续取值, 这样就可以通过调节 LCVR 的外接电压实现焦平面光学囚笼的实时开和关。

**关键词** 物理光学; 光学囚笼; 强聚焦; 液晶可调相位延迟器

**中图分类号** O436.3 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/CJL201239.0302009

## Theoretical Study About Real-Time Manipulation of Optical Cage with Double-Ring-Shaped Hybridly Polarized Vector Beam

Liu Haigang Yang Yanfang He Ying Leng Mei Chang Qiang Li Chunfang

(Department of Physics, College of Science, Shanghai University, Shanghai 200444, China)

**Abstract** A new theoretical method of realizing real-time manipulation of the optical cage by changing the hybrid polarization states of a double-ring-shaped hybridly polarized vector beam is proposed. The hybrid polarization states can be formed by a double-ring-shaped radially polarized beam through a wave plate. The intensity distribution of the focused double-ring-shaped hybridly polarized vector beams is numerically simulated in the vicinity of the focal plane by using Richards-Wolf vectorial diffraction method. The results show that the optical cage can be formed when the phase delay angle is zero, and the optical cage can be real-time manipulated when the phase delay angle is not zero. The polarization state can be changed by adjusting the phase delay angle of the liquid crystal variable retarder, which can be continuously varied from 0 to  $\pi$ . The realization and manipulation of the optical cage in real time aroused by the phase delay angle will have great potential applications in the field of micro-manipulation.

**Key words** physical optics; optical cage; tightly focusing; liquid crystal variable retarder

**OCIS codes** 350.4855; 260.5430; 230.3120

### 1 引 言

近几年, 矢量光束由于其独特的性质和可预见的应用前景, 逐渐受到学术界的关注, 对矢量光束的

研究有重要的科学价值和应用意义。目前研究比较多的局域偏振光束主要是柱矢量光束, 其中径向偏振光束和角向偏振光束是两种最基本的柱矢量光

**收稿日期**: 2011-10-19; **收到修改稿日期**: 2011-12-13

**基金项目**: 国家自然科学基金(61108010, 60877055)、上海市自然科学基金(11ZR1412300)和上海市重点学科建设项目(S30105)资助课题。

**作者简介**: 刘海港(1987—), 男, 硕士研究生, 主要从事矢量光束方面的研究。E-mail: liuhaigang@shu.edu.cn

**导师简介**: 杨艳芳(1973—), 女, 博士, 副教授, 主要从事光信息传输和导波光学等方面的研究。

E-mail: yyfzhaoyb@yahoo.com.cn(通信联系人)

束,其他柱矢量光束可以由两者叠加而成。对柱矢量光束的研究不仅有比较系统的理论<sup>[1,2]</sup>,而且实验上采用不同技术也实现了柱矢量激光的输出<sup>[3~13]</sup>。人们发现矢量光束在强聚焦时会有很多独特的性质<sup>[14~17]</sup>,其中当满足一定条件的矢量光束强聚焦时能形成一个周围被光强围绕的暗斑,将其称之为光学囚笼,它可以实现对微小粒子的捕获和移动。由于是使用无形的光束实现对微粒非机械接触的捕获,不会产生机械损伤,而且所有机械部件离捕获对象的距离都远大于捕获对象的尺度,是“遥控”的操作,因而几乎不影响粒子的周围环境,所以构造矢量光束结构,使得在强聚焦下形成光学囚笼受到越来越多国内外学者的关注<sup>[18~24]</sup>。Arlt等<sup>[19]</sup>用两个含不同Gouy相位的拉盖尔-高斯模叠加形成光学囚笼。Kozawa等<sup>[20]</sup>提出通过聚焦双环径向偏振光束形成光学囚笼,之后他们<sup>[21]</sup>总结了7种矢量光束强聚焦能产生光学囚笼。Wang等<sup>[22]</sup>提出通过调节两个环的偏振状态产生一个可控光学囚笼的方法。Bokor等<sup>[23]</sup>通过两个反向传播的径向偏振拉盖尔-高斯光束实现了一个圆的、周围光强均匀的光学囚笼,这种方法所形成的光学囚笼也可以用在超分辨率荧光显微镜中。

本文提出一种基于双环混合偏振矢量光束实现光学囚笼实时操纵的新方法。双环混合偏振矢量光束在光束横截面上的偏振状态是随相位延迟角度和空间位置的不同在线偏振与椭圆偏振之间变化的,通过在双环径向偏振光束光路后加入液晶可调相位延迟器(LCVR)来产生<sup>[25,26]</sup>。目前产生双环径向偏振矢量光束的方法可以分为两种:一种方法是直接在激光器内产生<sup>[27]</sup>;另一种方法是在激光器外产生,其中最常用的方法的就是让高斯光束通过加有全息图的空间光调制器<sup>[3,9]</sup>来产生。LCVR的相位延迟角度由外接电压控制,能在 $0\sim\pi$ 范围内连续变化,即通过LCVR可以实现对矢量光束偏振状态的实时改变。本文数值模拟了双环混合偏振矢量光束经过高数值孔径透镜聚焦后的强度分布,证实了这种光束聚焦后能形成光学囚笼,并具体分析了引起光束偏振态发生改变的相位延迟角度对光学囚笼的实时操控过程。

## 2 双环混合偏振矢量光束

实验上产生径向或角向偏振光的方法很多,其中利用偏振转换器是一种比较简单的方法。沿 $z$ 轴传播的双环径向偏振光束的电场可表示为矩阵的形式:

$$\mathbf{E} = \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = E_0 \begin{pmatrix} \cos \phi \\ \sin \phi \end{pmatrix}, \quad (1)$$

式中 $\phi$ 是方位角, $E_0$ 是电场的相对振幅,其大小依赖于光束的位置。当光束经过一个相位延迟角度为 $\delta$ 的LCVR(LCVR相当于实时可调的波片,可以通过调节驱动电压来改变其相位延迟角在 $0\sim\pi$ 之间连续取值)。设其快轴方向沿 $y$ 轴,则电场可以表示为

$$\begin{pmatrix} E'_x \\ E'_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ \exp(i\delta) & 0 \end{pmatrix} \mathbf{E} = E_0 \begin{pmatrix} \cos \phi \\ \exp(i\delta) \sin \phi \end{pmatrix}, \quad (2)$$

这样就可以通过改变 $\delta$ 值得到不同的双环混合偏振矢量光束,并且可以通过分析其斯托克斯参数详细研究矢量光束偏振态的分布。图1给出了双环径向光束经过液晶光阀后的光束截面偏振分布的示意图,图1(a)为入射的双环径向光束,其偏振沿径向分布;图1(b),(c)分别对应于径向光束经过 $\delta$ 为 $\pi/2$ 和 $2\pi/3$ 的LCVR时的截面偏振分布图,箭头描述了其偏振旋转方向,椭圆对应于偏振椭圆。当 $\delta$ 改变时椭圆率与椭圆方向都会发生改变,从图中可以看出光束的偏振态变为包含线偏振、圆偏振和椭圆偏振的混合偏振态;图1(d)对应 $\delta$ 为 $\pi$ 时的光束截面的偏振分布,虽然空间偏振态全部变为线偏振,但是偏振方向发生了改变。

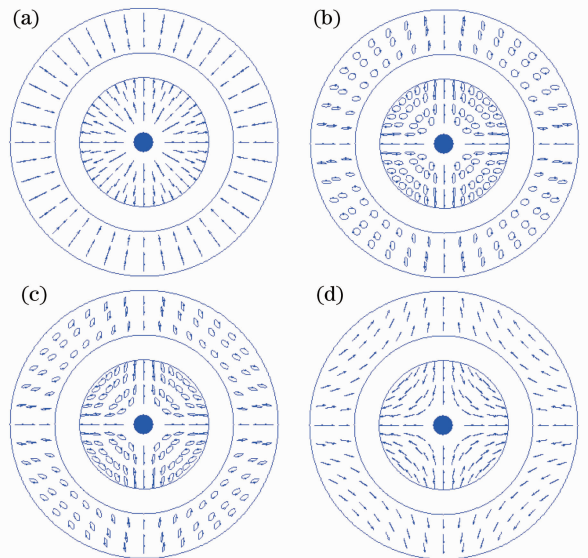


图1 双环径向偏振光束穿过LCVR后光束横截面上的混合偏振状态示意图。(a)  $\delta=0$ ; (b)  $\delta=\pi/2$ ; (c)  $\delta=2\pi/3$ ; (d)  $\delta=\pi$

Fig. 1 Hybrid polarization states in cross-section after the double-ring-shaped radially polarized beam passing through the LCVR. (a)  $\delta=0$ ; (b)  $\delta=\pi/2$ ; (c)  $\delta=2\pi/3$ ; (d)  $\delta=\pi$

### 3 光学囚笼的建立及实时操纵

根据 Richards 和 Wolf 经典的矢量衍射原

理<sup>[28,29]</sup>,可以得到在笛卡儿坐标下矢量光束被高数值孔径透镜聚焦后在焦点附近的电场分布:

$$\mathbf{E} = \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{bmatrix} = \frac{ikf_1}{2\pi} \int_0^{\alpha} \int_0^{2\pi} \sqrt{\cos\theta \sin\theta} \exp[ik(z_s \cos\theta + \rho_s \sin\theta \cos(\phi - \phi_s))] \times \begin{bmatrix} -E'_x [\cos\theta + (1 - \cos\theta) \sin^2\phi + E'_y (1 - \cos\theta) \sin\phi \cos\phi] \\ E'_x (1 - \cos\theta) \cos\phi \sin\phi - E'_y [(1 - \cos\theta) \cos^2\phi + \cos\theta] \\ E'_x \sin\theta \cos\phi + E'_y \sin\theta \sin\phi \end{bmatrix} d\theta d\phi, \quad (3)$$

式中  $E'_x$ 、 $E'_y$  分别是聚焦前入射电场的  $x$ 、 $y$  方向分量,  $\alpha = \sin^{-1}(NA/n)$ , 其值取决于数值孔径  $NA$  和透镜像空间的折射率  $n$ ,  $k$  是像空间的波数,  $f_1$  是透镜的焦距,  $\theta$  是极角,  $(\rho_s, \phi_s, z_s)$  是聚焦后像空间的柱坐标系, 坐标原点在焦点处,  $z_s$  正方向沿光束传输方向,  $\phi_s$  是方位角, 以  $x$  轴为起点。

数值模拟时选择  $R\text{-TEM}_{p1}^*$  作为入射光束, 其电场分布为<sup>[11]</sup>

$$E_0 = \beta^2 \frac{\sin\theta}{\sin^2\alpha} \exp\left[-\beta^2 \left(\frac{\sin\theta}{\sin\alpha}\right)^2\right] L_p^1 \left[2\left(\beta \frac{\sin\theta}{\sin\alpha}\right)^2\right], \quad (4)$$

式中  $L_p^1(t)$  是拉盖尔多项式,  $R\text{-TEM}_{11}^*$  代表双环径向偏振光束, 对于  $R\text{-TEM}_{11}^*$  模来说  $L_p^1(t) = 2 - t$ ,  $\beta$

是截断参数, 它是透镜孔径半径和入射光束光腰半径的比值, 为了保证整个双环光束都被聚焦, 其值必须大于 1。

在数值模拟之前, 先要选择适当的参数使得双环径向偏振光束聚焦后能形成光学囚笼。在(3)式中  $kf_1/2\pi$  只表示相对振幅, 不会影响数值模拟结果, 所以在数值模拟时可以取  $kf_1/2\pi = 1$ 。由于主要研究焦平面场的分布, 所以取  $z_s$  为零。为了确定  $\alpha$  和  $\beta$  的取值, 模拟计算了两个参数变化时光束在焦平面上的光强分布, 如图 2 所示。图中黑色曲线和红色曲线分别代表  $\alpha$  为 1.1 和 0.7 (彩图请见电子版), 图 2(a)~(d) 分别是  $\beta$  为 1.2, 1.3, 1.4, 1.5 时的情况。图中  $I_t$  表示聚焦场的横向分量强度,  $I_z$

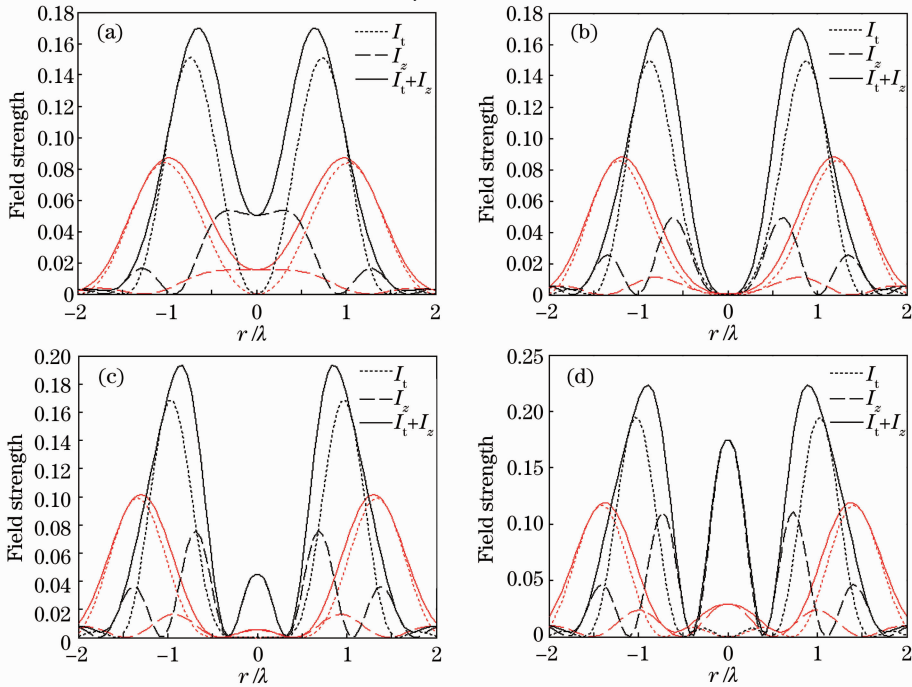


图 2  $\alpha=0.7$  (红色曲线) 和  $\alpha=1.1$  (黑色曲线) 时, 不同  $\beta$  值对应的焦平面上光强分布。(a)  $\beta=1.2$ ; (b)  $\beta=1.3$ ; (c)  $\beta=1.4$ ; (d)  $\beta=1.5$

Fig. 2 Intensity distribution in the focal plane of  $\alpha=0.7$  (red curve) and  $\alpha=1.1$  (black line) when  $\beta$  is changed.

(a)  $\beta=1.2$ ; (b)  $\beta=1.3$ ; (c)  $\beta=1.4$ ; (d)  $\beta=1.5$

表示聚焦场的纵向分量强度,  $I_t + I_z$  就表示聚焦场的总场强度。从图中可以明显看出不管  $\alpha$  取何值,  $\beta=1.3$  时焦点处场强为 0, 即可以形成光学囚笼。从图 2(b) 中还可以看出  $\alpha=1.1$  时(黑色曲线所示), 焦点两侧光强更强并且暗斑的尺寸更小, 所以增加  $\alpha$  值不仅可以增加光束的聚焦程度而且还可以增加聚焦深度。为了形成更好的光学囚笼, 在后面的模拟中取  $\beta=1.3$  和  $\alpha=1.1$ 。

下面依据选取的参数具体分析双环混合偏振矢量光束强聚焦后的横向和纵向场强分布, 如图 3 和图 4 所示。图 3 和图 4(a)~(d) 分别是对应于相位延迟角度  $\delta$  为  $0, \pi/2, 2\pi/3$  和  $\pi$  时光束强聚焦后焦平面上的横向和纵向场强分布, 其中坐标均以波长为单位。从图 3 和图 4 可以看出, 横向聚焦场随相位延迟角  $\delta$  的变化比较小, 而纵向聚焦场随  $\delta$  的变化比较大。虽然在  $\delta=0$  时, 光束纵向聚焦场的强度比横向聚焦场的强度大, 但是随着延迟角度的增加

纵向聚焦场分布不断向四周扩散, 强度不断减小, 如图 4 所示。图 4(a) 可以看作是一个光学囚笼, 低折射率粒子可以被囚禁在光学囚笼中间的暗区内。图 4(b) 是  $\delta=\pi/2$  时的聚焦强度分布图, 图中三条直线  $e, f, g$  分别表示沿焦平面径向、与  $Z$  轴正方向成  $45^\circ$  方向和  $Z$  轴正方向。图中沿  $f$  方向光强基本减弱为 0, 随着相位延迟角度  $\delta$  的进一步增加, 在  $\delta=0$  时形成的光学囚笼渐渐被打开, 聚焦光强度渐渐向径向扩展。当  $\delta=\pi$  时, 光学囚笼沿传播方向将会完全打开。根据上面的分析可知, 如果选择合适的相位延迟角度就可以在与  $Z$  轴正方向成  $45^\circ$  方向和传播方向上控制光学囚笼的开与关。但是由于双环混合偏振矢量光在  $\delta$  增大的过程中, 它的聚焦纵向场强度慢慢变小, 在  $\delta$  较大时, 纵向场强度变得比横向场强度小, 所以如果考虑聚焦场对微小粒子的捕获问题, 必须进一步讨论光束的聚焦总场变化, 而且实验上一般也是利用光束强聚焦后的总场捕获粒子的。

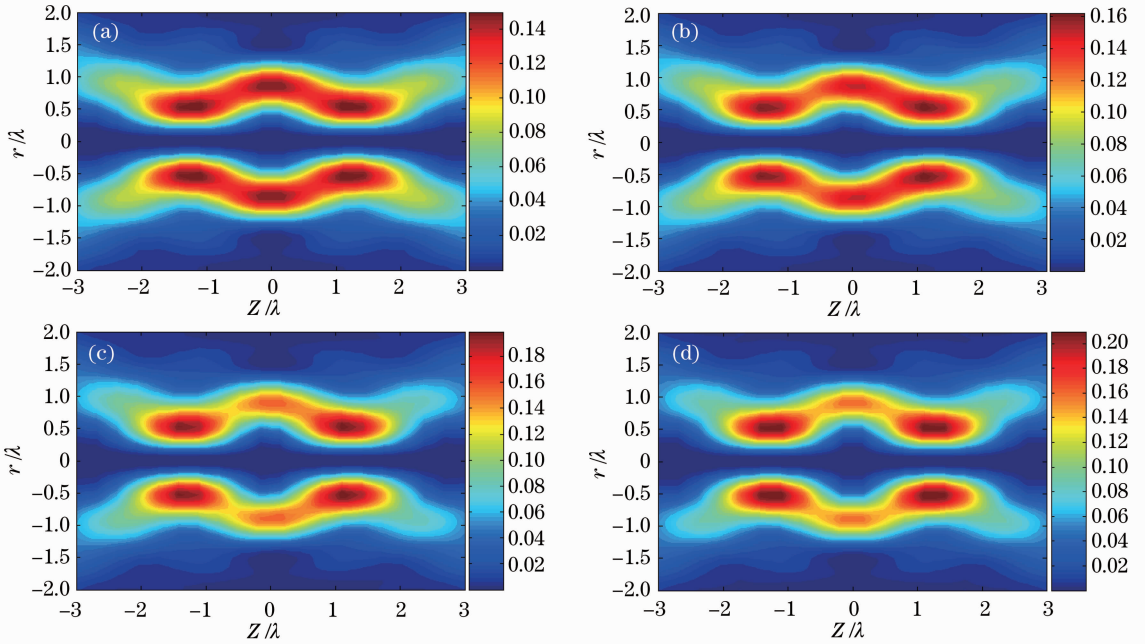


图 3 双环混合偏振矢量光束强聚焦后在焦点附近横向场强分布随  $\delta$  的变化。(a)  $\delta=0$ ; (b)  $\delta=\pi/2$ ; (c)  $\delta=2\pi/3$ ; (d)  $\delta=\pi$

Fig. 3 Focusing intensity of transversal component of the double-ring-shaped hybridly polarized vector beam near the focusing region when  $\delta$  is changed. (a)  $\delta=0$ ; (b)  $\delta=\pi/2$ ; (c)  $\delta=2\pi/3$ ; (d)  $\delta=\pi$

图 5 给出了双环混合偏振矢量光束强聚焦后在焦平面上总场的光强分布。由图 3 和图 4 可知,  $\delta=0$  时, 由于光束纵向聚焦场的强度比横向聚焦场的强度大, 而且此时纵向场的分布是一个光学囚笼, 因此在  $\delta=0$  时, 总场分布也是光学囚笼, 如图 5(a) 所示。产生的光学囚笼不仅可以在焦点暗区捕获低折射系数粒子, 还可以在两侧亮区捕获高折射系数粒

子<sup>[30]</sup>。当  $\delta=\pi/2$  时, 光学囚笼没有打开, 如图 5(b) 所示。图 5(d) 是相位延迟角度为  $\pi$  时所形成的总场强分布, 由于此时横向场的强度比纵向场大, 所以总场的分布基本和横向场相同, 可以看出光学囚笼在传播方向完全打开。从图 4 和图 5 可知, 相比于纵向场, 总场的优势在于随着相位延迟角度  $\delta$  的增加, 聚焦后总的光强不会减弱; 总场的光强更大, 在



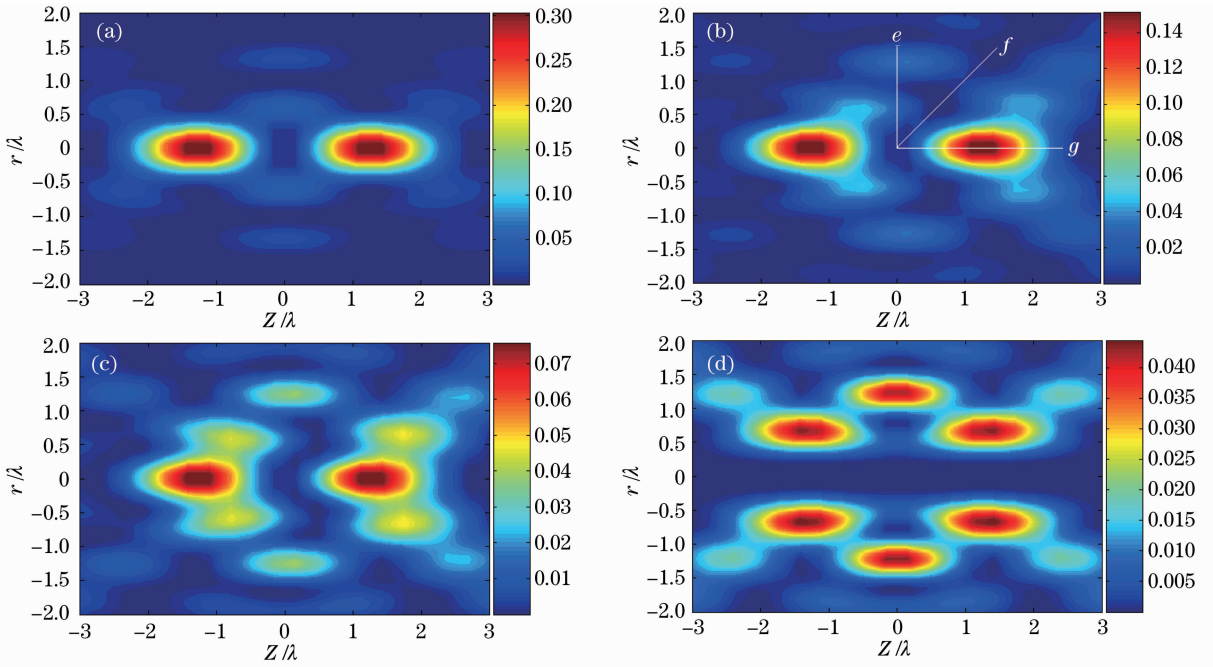


图 4 双环混合偏振矢量光束强聚焦后在焦点附近纵向场强分布随  $\delta$  的变化。(a)  $\delta=0$ ; (b)  $\delta=\pi/2$ ; (c)  $\delta=2\pi/3$ ; (d)  $\delta=\pi$

Fig. 4 Focusing intensity of longitudinal component of the double-ring-shaped hybridly polarized vector beam near the focusing region when  $\delta$  is changed. (a)  $\delta=0$ ; (b)  $\delta=\pi/2$ ; (c)  $\delta=2\pi/3$ ; (d)  $\delta=\pi$

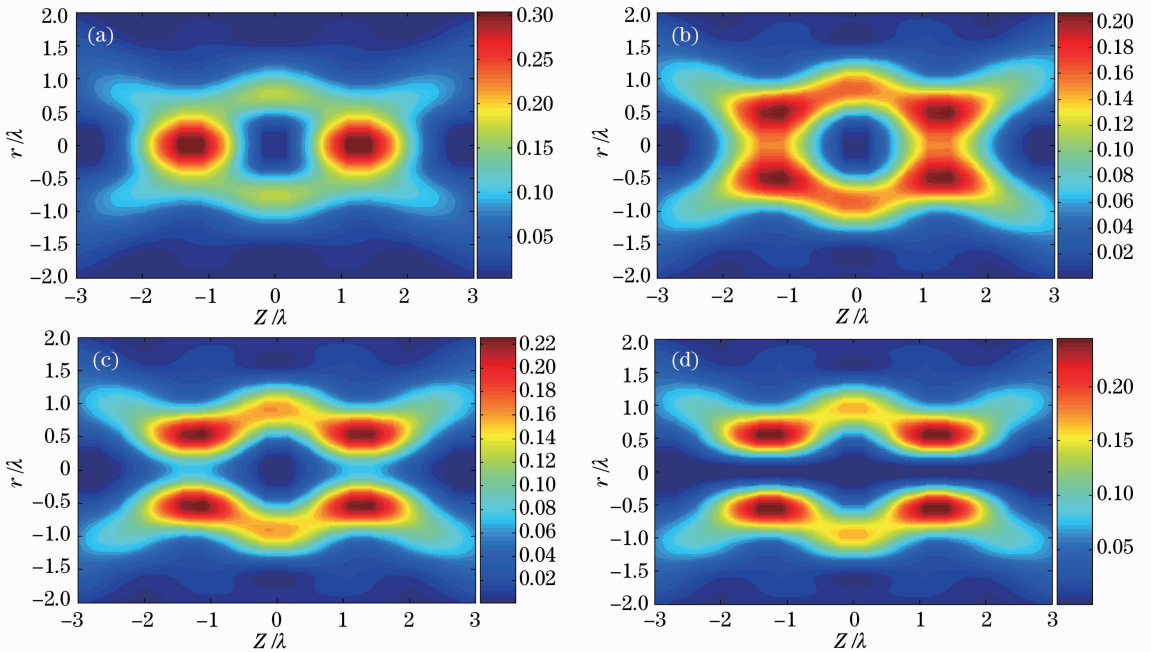


图 5 双环混合偏振矢量光束强聚焦后焦点附近总场强度分布。(a)  $\delta=0$ ; (b)  $\delta=\pi/2$ ; (c)  $\delta=2\pi/3$ ; (d)  $\delta=\pi$

Fig. 5 Intensity distribution of total field near the focusing region when the double-ring-shaped hybridly polarized vector beam is focused. (a)  $\delta=0$ ; (b)  $\delta=\pi/2$ ; (c)  $\delta=2\pi/3$ ; (d)  $\delta=\pi$

实验上更容易测量,而且使俘获的微小粒子更稳定。

上述研究表明,双环混合偏振矢量光束强聚焦场的变化仅来源于一个参量——相位延迟角度  $\delta$ ——改变入射光束的偏振状态。这个引入的相位

延迟角度的变化是通过改变 LCVR 的外接电压实现的,所以在实验上很容易实现对产生的光学囚笼的实时调控。

## 4 结 论

提出了利用双环混合偏振矢量光束实现光学囚笼实时操纵的新方法,该方法仅利用改变光路中LCVR的外接电压使其相位延迟角在 $0\sim\pi$ 之间连续取值,实时改变入射光束的偏振态分布,即可改变光束总聚焦场的变化。数值模拟结果显示,对于聚焦总场,当延迟角度为 $0$ 时能建立光学囚笼模型,当延迟角度慢慢变大时光学囚笼慢慢被破坏,延迟角度增大到 $\pi$ 时光学囚笼会在传播方向完全打开。这种实时调控光学囚笼的新方法在实验上易于操作,实时操纵光学囚笼的开与关可以实现对微小粒子在不同位置的捕获和释放,这在光学微操纵领域具有潜在的应用价值。

## 参 考 文 献

- 1 R. H. Jordan, D. G. Hall. Free-space azimuthal paraxial wave equation: the azimuthal Bessel-Gauss beam solution[J]. *Opt. Lett.*, 1994, **19**(7): 427~429
- 2 D. G. Hall. Vector-beam solutions of Maxwell's wave equation[J]. *Opt. Lett.*, 1996, **21**(1): 9~11
- 3 X. L. Wang, J. P. Ding, W. J. Ni *et al.*. Generation of arbitrary vector beams with a spatial light modulator and a common path interferometric arrangement[J]. *Opt. Lett.*, 2007, **32**(24): 3549~3551
- 4 V. G. Niziev, R. S. Chang, A. V. Nesterov *et al.*. Generation of inhomogeneously polarized laser beams by use of a Sagnac interferometer[J]. *Appl. Opt.*, 2006, **45**(33): 8393~8399
- 5 B. C. Lim, P. B. Phua, W. J. Lai *et al.*. Fast switchable electro-optic radial polarization retarder[J]. *Opt. Lett.*, 2008, **33**(9): 950~952
- 6 J. Li, K. Ueda, M. Musha *et al.*. Generation of radially polarized mode in Yb fiber laser by using a dual conical prism[J]. *Opt. Lett.*, 2006, **31**(20): 2969~2971
- 7 M. A. Ahmed, A. Voss, M. M. Vogel *et al.*. Multilayer polarizing grating mirror used for the generation of radial polarization in Yb:YAG thin-disk lasers[J]. *Opt. Lett.*, 2007, **32**(22): 3272~3274
- 8 Z. Bomzon, G. Biener, V. Kleiner *et al.*. Radially and azimuthally polarized beams generated by space-variant dielectric subwavelength gratings[J]. *Opt. Lett.*, 2002, **27**(5): 285~287
- 9 C. Maurer, A. Jesacher, S. Fürhapter *et al.*. Tailoring of arbitrary optical vector beams[J]. *New J. Phys.*, 2007, **9**(3): 78
- 10 K. Yonezawa, Y. Kozawa, S. Sato. Generation of a radially polarized laser beam by use of the birefringence of a c-cut Nd:YVO<sub>4</sub> crystal[J]. *Opt. Lett.*, 2006, **31**(14): 2151~2153
- 11 Y. Kozawa, S. Sato. Generation of a radially polarized laser beam by use of a conical Brewster prism[J]. *Opt. Lett.*, 2005, **30**(22): 3063~3065
- 12 Zhang Yanli, Li Xiaoyan, Zhu Jianqiang. Generation and focusing property with high-numerical aperture lens of vectorial polarized beam[J]. *Chinese J. Lasers*, 2009, **36**(1): 129~133
- 张艳丽, 李小燕, 朱健强. 矢量偏振光束的产生及其高数值孔径聚焦性质[J]. *中国激光*, 2009, **36**(1): 129~133
- 13 Lin Huichuan, Liu Hui, Pu Jixiong. Extra cavity coherent superposition for generation of radially polarized beam[J]. *Chinese J. Lasers*, 2009, **36**(s1): 251~256
- 林惠川, 刘辉, 蒲继雄. 腔外相干叠加产生径向偏振光[J]. *中国激光*, 2009, **36**(s1): 251~256
- 14 K. S. Youngworth, T. G. Brown. Focusing of high numerical aperture cylindrical-vector beams[J]. *Opt. Express*, 2000, **7**(2): 77~87
- 15 R. Dorn, S. Quabis, G. Leuchs. Sharper focus for a radially polarized light beam[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2003, **91**(23): 233901
- 16 S. Quabis, R. Dorn, M. Eberler *et al.*. Focusing light to a tighter spot[J]. *Opt. Commun.*, 2000, **179**(1-6): 1~7
- 17 Chen Baosuan, Pu Jixiong. Focusing of elliptically polarized vortex beams through a high numerical-aperture objective[J]. *Chinese J. Lasers*, 2009, **36**(s1): 244~250
- 陈宝算, 蒲继雄. 椭圆偏振涡旋光束经高数值孔径透镜的聚焦[J]. *中国激光*, 2009, **36**(s1): 244~250
- 18 W. Chen, Q. Zhan. Three-dimensional focus shaping with cylindrical vector beams[J]. *Opt. Commun.*, 2006, **265**(2): 411~417
- 19 J. Arlt, M. J. Padgett. Generation of a beam with a dark focus surrounded by regions of higher intensity: the optical bottle beam[J]. *Opt. Lett.*, 2000, **25**(4): 191~193
- 20 Y. Kozawa, S. Sato. Focusing property of a double-ring-shaped radially polarized beam[J]. *Opt. Lett.*, 2006, **31**(6): 820~822
- 21 Y. Kozawa, S. Sato. Dark-spot formation by vector beams[J]. *Opt. Lett.*, 2008, **33**(20): 2326~2328
- 22 X. L. Wang, J. P. Ding, J. Q. Qin *et al.*. Configurable three-dimensional optical cage generated from cylindrical vector beams[J]. *Opt. Commun.*, 2009, **282**(17): 3421~3425
- 23 N. Bokor, N. Davidson. Generation of a hollow dark spherical spot by  $4\pi$  focusing of a radially polarized Laguerre-Gaussian beam[J]. *Opt. Lett.*, 2006, **31**(2): 149~151
- 24 N. Bokor, N. Davidson. A three dimensional dark focal spot uniformly surrounded by light[J]. *Opt. Commun.*, 2007, **279**(2): 229~234
- 25 Xu Kai, Yang Yanfang, He Ying *et al.*. Study on the tight focusing of the local elliptically polarized beam[J]. *Acta Physica Sinica*, 2010, **59**(9): 6125~6130
- 徐凯, 杨艳芳, 何英等. 局域椭圆偏振光束强聚焦性质的研究[J]. *物理学报*, 2010, **59**(9): 6125~6130
- 26 K. Xu, Y. F. Yang, Y. He *et al.*. Liquid crystal retarder modulation for generating real time non-uniformly polarized beams[J]. *J. Opt. Soc. Am. A*, 2010, **27**(3): 572~577
- 27 T. Moser, H. Glur, V. Romano *et al.*. Polarization-selective grating mirrors used in the generation of radial polarization[J]. *Appl. Phys. B*, 2005, **80**(6): 707~713
- 28 E. Wolf. Electromagnetic diffraction in optical systems. I. an integral representation of the image field[J]. *Proc. R. Soc. Lond. A*, 1959, **253**(1274): 349~357
- 29 B. Richards, E. Wolf. Electromagnetic diffraction in optical systems. II. structure of the image field in an aplanatic system[J]. *Proc. R. Soc. Lond. A*, 1959, **253**(1274): 358~379
- 30 Y. J. Zhang, B. F. Ding, T. Suyama. Trapping two types of particles using a double-ring-shaped radially polarized beam[J]. *Phys. Rev. A*, 2010, **81**(2): 023831