

基于 4Pi 聚焦系统的圆柱矢量涡旋光束的焦场调控

章红顺, 覃亚丽*, 郑欢, 任宏亮, 徐梦华

浙江工业大学信息工程学院光纤通信与信息工程研究所, 浙江 杭州 310023

摘要 基于 Richards-Wolf 矢量衍射积分理论, 研究了拉盖尔-高斯分布圆柱矢量 (CV) 涡旋光束同轴相向入射到插入了衍射光学元件 (DOE) 的由两个相同高数值孔径透镜构成的 4Pi 聚焦系统的聚焦特性。数值模拟结果表明, DOE 的相位调制使焦场呈现球形结构, 增加 DOE 的环数可以得到更多的光球。采用六环 DOE 且两侧入射光束同相时, 当拓扑电荷 $m=0$, 径向偏振光束聚焦得到 6 个半峰全宽均为 0.42λ (λ 为波长) 并以间距 0.83λ 沿轴向排列的单体多光球结构; 角向偏振光束聚焦得到每行各 5 个光球且行间距为 0.75λ 的双行多光球结构, 其大小和纵向间距与径向聚焦结果一致; 偏振角为 52° 的 CV 光束聚焦可以形成光链结构。 $m=\pm 1$ 时 CV 涡旋光束的聚焦也能得到光链结构; $m=2$ 时其焦场强度分布会转化为暗通道结构。此外, 通过调节 4Pi 聚焦系统两侧入射光束的相位差还可以控制生成的焦场沿着纵向方向移动, 移动距离与相位差为线性关系, 且移动速度与相位差的变化速率线性相关。这些结果对于微观粒子的捕获和操控具有潜在的应用价值。

关键词 物理光学; 偏振; 涡旋光束; 4Pi 聚焦系统; 光球; 光链

中图分类号 O436

文献标志码 A

DOI: 10.3788/AOS202242.1326002

Focal Field Modulation of Cylindrical Vector Vortex Beams Based on 4Pi Focusing System

Zhang Hongshun, Qin Yali*, Zheng Huan, Ren Hongliang, Xu Menghua

Institute of Optical-Fiber Communication and Information Engineering, College of Information Engineering, Zhejiang University of Technology, Hangzhou 310023, Zhejiang, China

Abstract Based on Richards-Wolf vector diffraction integral theory, we investigate the focusing characteristics of Laguerre-Gaussian-distributed cylindrical vector (CV) vortex beams coaxially incident on a 4Pi focusing system. The focusing system is composed of two identical high-numerical-aperture lenses, with diffractive optical elements (DOEs) inserted. The numerical simulation results show that the phase modulation of DOE makes the focal field exhibit a spherical structure, and more optical spheres can be obtained by increasing the number of DOE rings. Applying six-ring DOE, we obtain six optical spheres arranged axially in one row at the spacing of 0.83λ (λ is wavelength) with a full width at half-maximum (FWHM) of 0.42λ after the focusing of the radially polarized beams under the conditions of in-phase incident beams on both sides and the topological charge $m=0$. The focusing of the azimuthally polarized beams under the same conditions generates a double-row structure with 5 optical spheres in each row and the row spacing of 0.75λ . In such a case, the size and longitudinal spacing are consistent with the radial focusing results. An optical chain can be formed by the focusing of CV beams with a polarization angle of 52° . The optical chain structure can also be obtained by the focusing of CV vortex beams with $m=\pm 1$. The focal field intensity distribution of the focused CV vortex beams transforms into a dark channel structure when $m=2$. Furthermore, the focal field can be controlled to move in the longitudinal direction by adjusting the phase difference of the incident beams on both sides of the 4Pi focusing system. The moving distance has a linear relationship with the phase difference, and the moving speed is linearly related to the change rate of the phase difference. These results have potential applications in microparticle trapping and manipulation.

Key words physical optics; polarization; vortex beams; 4Pi focusing system; optical sphere; optical chain

收稿日期: 2021-12-29; 修回日期: 2022-01-12; 录用日期: 2022-01-17

基金项目: 国家自然科学基金 (61675184, 61275124, 61405178)

通信作者: *ylqin@zjut.edu.cn

1 引言

圆柱矢量(CV)光束是麦克斯韦方程组在振幅和偏振上具有圆柱对称性的矢量解^[1],以其独特的聚焦特性吸引了大量的研究^[2-6]。径向偏振光在紧聚焦后具有比空间均匀偏振光更小的焦斑,并且产生了很强的局域纵向偏振分量^[7-8],纵向分量和横向分量在焦场上空间分离,角向偏振光紧聚焦后会形成中心强度为零的空心焦斑^[9]。圆柱矢量光束在很多领域都有重要的应用,如焦场整形^[10-13]、显微镜^[14-16]、光学捕获和操控^[17-21]等。聚焦后焦斑尺寸随着透镜孔径角的增大和波长的减小而减小,更小的焦斑尺寸能提高分辨率,因此激光束通过高数值孔径(NA)透镜的紧聚焦性质吸引了很多关注^[22]。1992年,Hell和Stelzer^[23]提出了4Pi聚焦系统,该系统可以增大孔径角,等效地增大了透镜的NA,透镜两侧的入射光束在焦点处的结构干涉减小了焦斑的纵向尺寸,使纵向分辨率提升了4倍。2006年,Bokor和Davidson^[24]通过在4Pi聚焦系统中聚焦径向偏振一阶拉盖尔-高斯光束,得到了由强光强环绕的暗空心结构的焦斑。2012年,Chen和Zhao^[25]提出利用振幅滤波器对径向偏振拉盖尔-高斯涡旋光束进行振幅调制,在4Pi聚焦系统中得到了单光球、光链和暗通道结构。2015年,Yu和Zhan^[26]通过在4Pi聚焦系统中反转均匀磁流线源和电流线源的辐射场,实现可变长度的光链结构。2016年,Wang等^[27]提出通过在4Pi聚焦系统下适当调整入射光束的空间分布和聚焦条件,可以生成多光球结构。2017年,Ma等^[28]提出通过构建一个由两块超透镜构成的4Pi聚焦系统,可以实现多焦点光涡旋超透镜,能够在任意位置产生多个特定轨道角动量的焦点。2019年,李维超等^[29]发现高阶角向偏振拉盖尔-高斯涡旋光束的紧聚焦能生成三光链结构。2020年,李红艳等^[30]基于4Pi聚焦系统实现了平顶光场、光针和暗通道的结构转换。

目前已经存在大量关于径向或角向偏振这两类特殊的CV光束的4Pi聚焦特性的研究,本文采用一般性的CV光束,并且引入了涡旋相位^[31-32]。基于Richards-

Wolf矢量衍射积分理论,研究了CV涡旋光束通过衍射光学元件(DOE)后在4Pi聚焦系统中的聚焦特性,通过改变DOE的结构、光束的偏振角及拓扑电荷,在焦平面上获得了亚波长尺寸的光球、光链和暗通道,并且通过改变4Pi聚焦系统两侧光束的相位差来准确控制生成焦场的移动方向和速度,这对于纳米微粒的捕获和操控有潜在的应用价值。

2 理论模型

用Richards-Wolf矢量衍射方法^[33]对高NA透镜聚焦矢量光束进行数值分析, CV光束的电场可分解为径向分量和角向分量,如图1(a)所示。拉盖尔-高斯分布的CV光束在圆柱坐标系下可表示为

$$E_i(\rho, \varphi) = l_0(\theta) \exp(im\varphi) (\cos \varphi_0 \mathbf{e}_\rho + \sin \varphi_0 \mathbf{e}_\varphi), \quad (1)$$

$$l_0(\theta) = \beta^2 \frac{\sin \theta}{\sin^2 \alpha} \exp \left[- \left(\beta \frac{\sin \theta}{\sin \alpha} \right)^2 \right] L_p^m \left[2 \left(\beta \frac{\sin \theta}{\sin \alpha} \right)^2 \right], \quad (2)$$

式中:(ρ, φ)是入射平面的柱坐标; θ 是透镜的孔径角; m 表示拓扑电荷; φ 表示方位角; φ_0 是CV光束的偏振角; \mathbf{e}_ρ 和 \mathbf{e}_φ 分别是径向偏振基矢和角向偏振基矢; $\beta = R/w$ 是透镜拦截比, R 是透镜的光瞳半径, w 是入射光束的束腰半径; $\alpha = \arcsin(NA/n)$ 是最大孔径角, n 是像空间的折射率; $L_p^m[\cdot]$ 是缔合拉盖尔多项式,其中 p 是径向指数,和光束的个数有关, m 是角向指数,同时也是拓扑电荷。

图1(b)是一个6环DOE结构的示例,图中白色代表0相位调制,灰色代表 π 相位调制,DOE可以实现对入射光束对应环空间上的相位调制。DOE的透过率可以表示为 $\exp[i\varphi(\theta)]$, $\varphi(\theta) = 0$ 或者 $\varphi(\theta) = \pi$ 对应了不同范围的 θ ,因此可以将整个DOE的复振幅透过率表示为

$$T(\theta) = \begin{cases} 1, & \theta_j \leq \theta < \theta_{j+1}, j = 0, 2, 4, \dots \\ -1, & \theta_j \leq \theta < \theta_{j+1}, j = 1, 3, 5, \dots \end{cases}, \quad (3)$$

式中: θ_j 为各环形边缘与光轴的夹角。

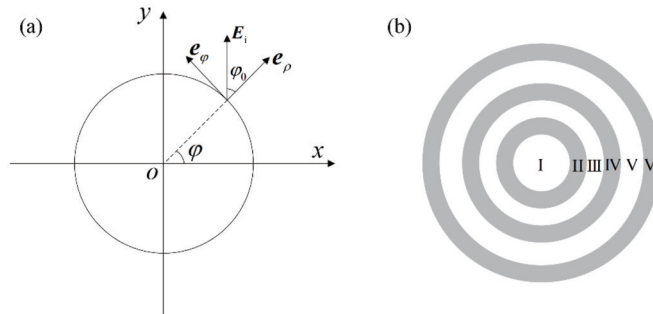


图 1 入射光束偏振态和 DOE 结构。(a) CV 光束;(b) DOE

Fig. 1 Polarization of incident beams and structure of DOE. (a) CV beams; (b) DOE

4Pi 聚焦系统由两块完全相同的高 NA 透镜构成,并且两个透镜的焦点位置相同,如图 2 所示,该结构可获取高度对称的焦场结构。

根据矢量衍射理论, CV 涡旋光束紧聚焦后焦场的电场强度在圆柱坐标系下可表示为

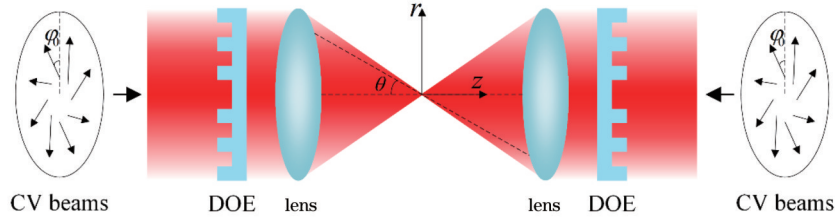


图 2 4Pi 光学聚焦系统

Fig. 2 Schematic of 4Pi optical focusing system

$$\begin{bmatrix} E_r(r, \phi, z) \\ E_\phi(r, \phi, z) \\ E_z(r, \phi, z) \end{bmatrix} = -\frac{iA}{\pi} \int_0^\alpha \int_0^{2\pi} \sin \theta \sqrt{\cos \theta} l_0(\theta) \exp(im\phi) T(\theta) \times \\ \exp\{ik[z \cos \theta + r \sin \theta \cos(\phi - \theta)]\} \times \left\{ \cos \varphi_0 \begin{bmatrix} \cos \theta \cos(\phi - \theta) \\ \cos \theta \sin(\phi - \theta) \\ \sin \theta \end{bmatrix} + \sin \varphi_0 \begin{bmatrix} -\sin(\phi - \theta) \\ \cos(\phi - \theta) \\ 0 \end{bmatrix} \right\} d\varphi d\theta, \quad (4)$$

进一步简化为

$$\begin{bmatrix} E_r(r, \phi, z) \\ E_\phi(r, \phi, z) \\ E_z(r, \phi, z) \end{bmatrix} = -iA \exp(im\phi) \int_0^\alpha \sin \theta \sqrt{\cos \theta} l_0(\theta) T(\theta) \exp(ikz \cos \theta) \times \\ \left\{ \cos \varphi_0 \begin{bmatrix} i^{m+1} \cos \theta (J_{m+1} - J_{m-1}) \\ i^m \cos \theta (J_{m+1} + J_{m-1}) \\ i^m 2 \sin \theta J_m \end{bmatrix} + \sin \varphi_0 \begin{bmatrix} i^{m+2} (J_{m+1} + J_{m-1}) \\ i^{m+1} (J_{m+1} - J_{m-1}) \\ 0 \end{bmatrix} \right\} d\theta, \quad (5)$$

式中： (r, ϕ, z) 是像空间的坐标，4Pi系统的共焦点为坐标原点； E_r 、 E_ϕ 、 E_z 分别是径向、角向和纵向三个正交电场偏振分量； A 是振幅相关的常数； J_{m+1} 和 J_{m-1} 分别是 $m+1$ 阶和 $m-1$ 阶的第一类型贝塞尔函数； $k=2\pi/\lambda$ 是波数， λ 是波长。

最终，可以得到在4Pi光学聚焦系统中焦点附近的电场表达式为

$$\mathbf{E}(r, \phi, z) = \mathbf{E}_L(r, \phi, z) + \exp(i\Delta\varphi) \mathbf{E}_R(r, \phi, -z), \quad (6)$$

式中： \mathbf{E}_L 和 \mathbf{E}_R 分别表示左侧和右侧透镜的聚焦电场； $\Delta\varphi$ 表示两侧光束的相位差。

3 模拟结果和讨论

式(5)中的 A 是振幅相关的常数，模拟时取 $A=1$ ， $\lambda=632\text{ nm}$ ， $\beta=1.2$ ， $NA=0.95$ ， $n=1.0$ ， $\Delta\varphi=0$ ， $p=0$ ，模拟时所有的位置坐标都关于介质中的波长 (λ/n) 归一化，分析DOE调制、CV光束的偏振角 φ_0 、拓扑电荷 m 对4Pi聚焦系统焦场的影响。

首先研究 $m=0$ 时CV光束的聚焦特性，为了显示DOE在4Pi聚焦系统中对入射光束相位调制的作用，图3(a)和图3(b)分别给出了径向光束未经过和经过DOE后焦点的 x - y 面光斑演化图。图3(c)是未经调制的 r - z 面焦场强度分布，焦点附近有两个焦斑，其周围环绕了

强度较低的旁瓣。图3(d)是4环DOE调制后 r - z 平面的光场强度分布。图3(e)显示焦斑位于 $r=0$ 、 $z=\pm 0.36\lambda$ 处，两个焦斑的结构一致，并且纵向尺寸较单透镜聚焦更小，显示了4Pi聚焦系统的聚焦对称性和纵向分辨率的提升。但是焦斑呈椭圆形，横向FWHM大小约为 0.48λ ，纵向FWHM约为 0.36λ ，横向和纵向尺寸不一致会导致两个方向上的分辨率存在差异，达不到三维分辨率相等的目的。在单透镜系统中，径向偏振光束的纵向尺寸比横向尺寸大，而在4Pi聚焦系统中，两束反方向传播的光束聚焦波阵面相互干涉，减小了焦斑的纵向尺寸。通过DOE对入射光束进行适当的相位调制，可以得到横向尺寸和纵向尺寸相同的光球结构，使得三维空间分辨率相等。采用4环DOE对入射光束进行相位调制^[34]，设定环参数 $\theta_1=0.279\alpha$ ， $\theta_2=0.418\alpha$ ， $\theta_3=0.543\alpha$ ， $\theta_4=\alpha$ 。从图3(d)的 r - z 面强度分布可以看出生成的焦斑个数和未经DOE调制的一致，但旁瓣分布更集中，在靠近焦点的中心区域。图3(f)的线形图显示两个焦斑分别位于 $r=0$ 、 $z=\pm 0.45\lambda$ 处，两个焦斑的横向和纵向的FWHM均约为 0.45λ ，这表示两个焦斑不仅在横向上呈圆对称，在纵向上也是圆对称的，将这种结构称为光球，计算出光球的体积大小约为 $0.048\lambda^3$ ，这与Chen等^[35]生成的光球大小相似。

4环DOE只能生成两个光球，通过增加DOE环的个数来增强环之间的干涉，可以得到更多的光球，为此

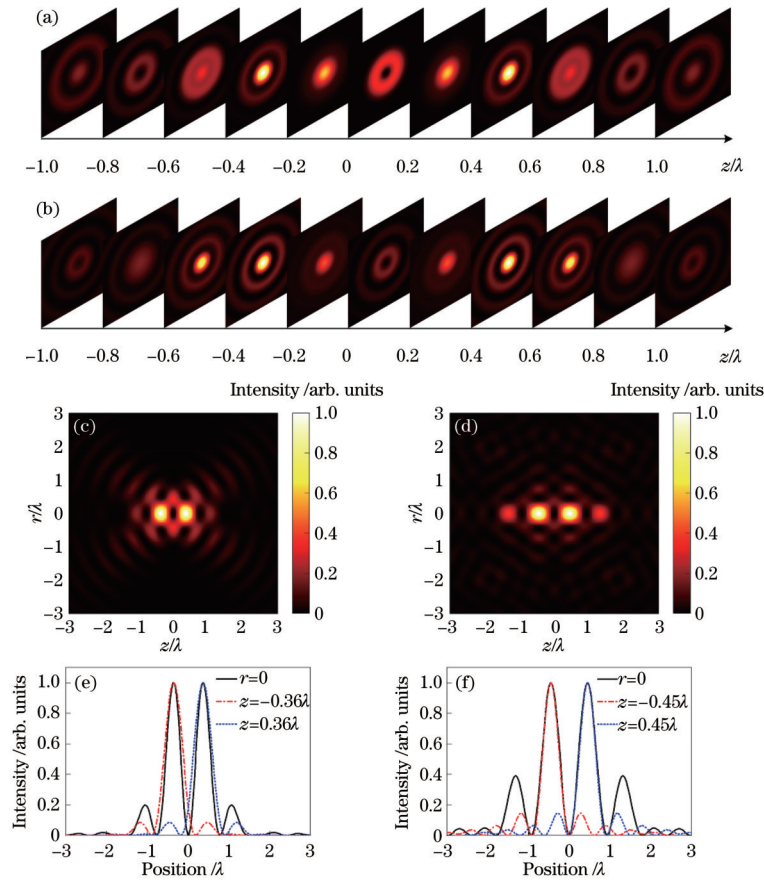


图 3 光场总强度分布。(a) 未经 DOE 调制和 (b) 4 环 DOE 调制后 $z = 0$ 附近的 $x-y$ 面强度演化; (c) 未经 DOE 调制和 (d) 4 环 DOE 调制后 $r-z$ 平面的光场强度分布; (e) 未经 DOE 调制和 (f) 4 环 DOE 调制后光场强度沿不同方向的线形分布
 Fig. 3 Total intensity distributions of light field. Intensity evolutions of $x-y$ plane in vicinity of $z = 0$ (a) without DOE modulation and (b) with 4 ring DOE modulation; intensity distributions of light field in $r-z$ plane (c) without DOE modulation and (d) with 4 ring DOE modulation; intensity distributions of light field along different directions (e) without DOE modulation and (f) with 4 ring DOE modulation

使用 6 环 DOE 对入射光束进行相位调制^[34], DOE 的环参数 $\theta_1 = 0.055\alpha$, $\theta_2 = 0.279\alpha$, $\theta_3 = 0.418\alpha$, $\theta_4 = 0.557\alpha$, $\theta_5 = 0.993\alpha$, $\theta_6 = \alpha$, 通过改变 CV 光束的偏振角 $\varphi_0 = 0^\circ$ 和 $\varphi_0 = 90^\circ$, 研究了径向偏振和角向偏振两种最常见的偏振态光束的聚焦特性, 得到的结果如图 4 所示。图 4(a) 和图 4(c) 是径向偏振光束聚焦的总强度分布, 从图中可以看出光束经过 6 环 DOE 调制后形成 6 个纵向排列的焦斑, 测量得到焦斑之间的间距相等, 均约为 0.83λ , 每个焦斑横向和纵向的 FWHM 均约为 0.42λ , 表示 6 个焦斑都是光球结构, 计算得到光球的体积约为 $0.039\lambda^3$, 比 4 环 DOE 得到的光球体积更小。图 4(b) 和 4(d) 是角向偏振 CV 光束聚焦的总强度分布, 从图中可以看出两行焦斑分布在光轴附近, 每一行均有 5 个强度较大的焦斑, 两行焦斑的横向间距约为 0.75λ , 每一行焦斑的纵向间距均约为 0.83λ , 测得每个焦斑的横向 FWHM 均约为 0.40λ , 纵向 FWHM 均约为 0.42λ , 其结构近似为光球。图 4(d) 是位于 $r = 0.38\lambda$ 处的 5 个光球的强度线形分布, $r = -0.38\lambda$ 的 5 个光球强度分布与之一致。利用角向偏振光得到的光球与利用径向偏振光所得到的尺寸近乎一致, 且光球之间的纵向间距相同, 利用角向偏振

光得到双行多光球结构, 利用径向偏振光得到单行多光球结构, 利用角向偏振光虽然能得到更多的光球, 但是其旁瓣较径向偏振光更多。

观察径向偏振和角向偏振光束的焦场, 可以发现径向偏振的焦场强度几乎分布在光轴上, 而角向偏振的焦场强度是离轴分布的, 两者的叠加态有可能构成光链结构, 而 CV 光束同时具有径向分量和角向分量, 这给光链的形成提供了有利条件。通过改变 CV 光束的偏振角 φ_0 调节径向偏振分量和角向偏振分量的比例, 模拟仿真发现当 $\varphi_0 = 52^\circ$ 时, 可以得到强度分布较均匀的光链结构, 结果如图 5(a) 和图 5(c) 所示。图 5(a) 显示纵向和横向两个方向上的焦场强度近似, 纵向和横向的最大强度比接近于 1, 这有利于提升沿不同方向捕获粒子的稳定性^[36]。图 5(c) 是焦场强度的轴上线形分布, 生成的光链有 6 个峰值点, 峰值之间存在 5 个零点, 其分布对应了图 5(a) 中的亮区域和暗区域, 可用于同时捕获多个粒子, 测量得到光链峰值点的间距约为 0.83λ , 这比李维超等^[29]报道的光链峰值间距更小, 可用于捕获尺寸更小的粒子。通过研究拓扑电荷 m 对聚焦特性的影响, 发现 $m = 1$ 时也能形成光链结构, 同样地, 通过调节

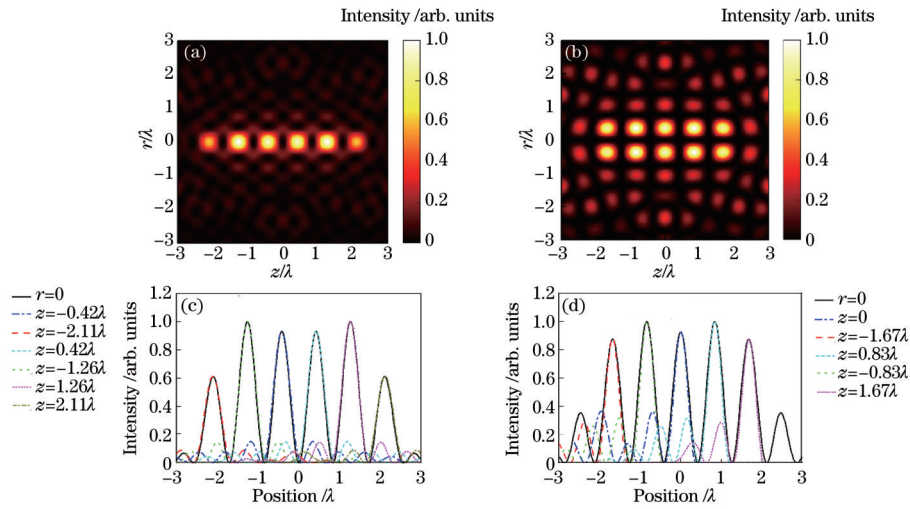


图 4 径向偏振和角向偏振的 CV 光束聚焦的光场总强度分布。(a) 径向偏振和 (b) 角向偏振下 $r-z$ 平面的光场强度分布; (c) 径向偏振和 (d) 角向偏振下光场强度沿不同方向的线形分布

Fig. 4 Total intensity distributions of focused CV beams with radial polarization and azimuthal polarization. Intensity distributions of light field in $r-z$ plane with (a) radial polarization and (b) azimuthal polarization; intensity linear distributions of light field along different directions with (c) radial polarization and (d) azimuthal polarization

偏振角也可以调节光链沿着纵向和横向的最大强度比, 因此选择 $\varphi_0 = 16^\circ$ 的 CV 涡旋光束, 结果如图 5(b) 和图 5 (d) 所示。图 5(b) 的焦场强度分布也呈光链结构, 图 5 (d) 中曲线上存在 5 个高强度的峰值点, 峰值点之间存在 4 个零点, 峰值点间距约为 0.83λ 。 $m = -1$ 时也能形成光链结构, 其焦场强度分布与 $m = 1$ 的情况完全一致。

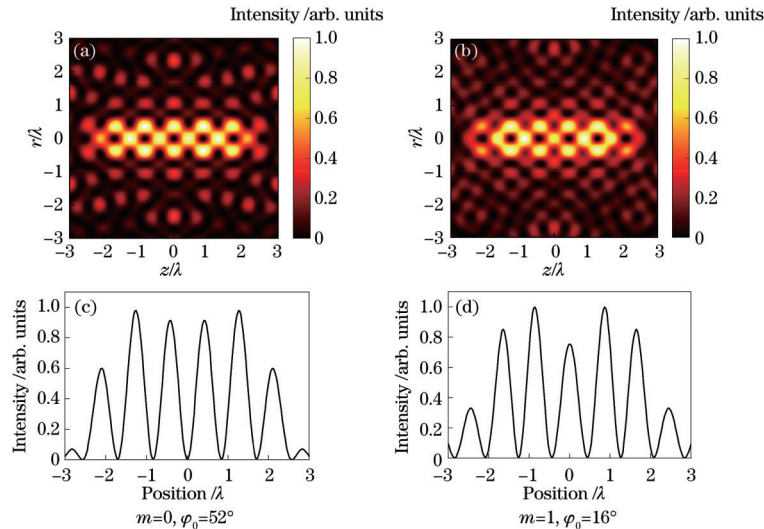


图 5 光链的生成。(a)(b) $r-z$ 平面的光场强度布; (c)(d) 光场强度沿 z 轴的线形分布

Fig. 5 Generation of optical chain. (a)(b) Intensity distributions of light field in $r-z$ plane; (c)(d) intensity linear distributions of light field along z axis

由式(5)可知, 输入光束的拓扑电荷会影响积分中的贝塞尔函数的阶数, 从而影响焦场强度分布。当 $m = 0$ 时, 纵向电场分量分布在光轴上, 而横向电场分量则分布在光轴附近, 类似甜甜圈形状。因此 $m = 0$ 时所构成光链的轴上强度是纵向偏振分量贡献的, 离轴的强度则主要由横向偏振分量贡献。当拓扑荷 $m = \pm 1$ 时, 纵向电场分量对应的焦场强度分布呈现离轴结构, 只有横向电场分量具有不为 0 的轴上强度, 此时光链的轴上强度完全由横向偏振分量贡献。当 $|m| \geq 2$ 时, 式(5)的积

分中不含 0 阶贝塞尔函数, 因此所有偏振分量在光轴上的强度分布均为 0。光链是由高强度光环绕暗区域的结构, 其轴上强度不为 0, 仅当 $m = 0$ 和 $m = \pm 1$ 能提供轴上强度不为零的电场分量, 进而可能形成光链结构。

光球和光链这两种结构都可用于粒子捕获, 光球结构用于捕获高折射率粒子, 而光链结构可捕获低折射率粒子。光场会对瑞利粒子施加梯度力和散射力 F_{Scat} , 根据瑞利散射理论可以计算其受力情况^[22, 37]。图 6 给出了半径 $R = 30 \text{ nm}$ 的折射率为 $n_1 = 1.59$ 和 $n_2 = 1.0$ 的两

类球形瑞利粒子分别在光球和光链中受到的辐射力分布, 焦场位于折射率 $n_t=1.33$ 的液态水中。图 6(a)~6(c) 为图 4(a) 中光球结构的焦场对高折射率粒子的辐射力, 正的横向梯度力 $F_{\text{Grad},r}$ 和纵向梯度力 $F_{\text{Grad},z}$ 分别表示力的方向沿 $+r$ 和 $+z$ 方向, 正的散射力沿 $+z$ 方向。当微粒在 6 个光球所处的位置附近时, 横向梯度力使其靠近光轴移动, 纵向梯度力使其沿轴向移动, 最终将粒子移动到光球的中心处, 从而实现三维捕获, 图中也用圆点标出了这 6 个平衡位置。散射力会破坏粒子的轴向平衡, 但其远小于纵向梯度力, 不足以使粒子失衡。

图 6(d)~6(f) 为图 5(a) 中光链结构的焦场对低折射率粒子的辐射力, 图中也标出了 5 个平衡位置, 对应了 5 个被强光强所包围的暗区域的中心。此外, 拓扑电荷不为 0 的光束具有螺旋波前, 它和粒子的相互作用使得轨道角动量从光转移到粒子上, 进而使粒子旋转^[38]。图 7 给出了不同拓扑电荷的入射 CV 光束聚焦后焦平面上的相位分布, 根据相位旋转的次数, 三幅分图从左到右的拓扑电荷依次是 0, 1, 2, 和输入光束的拓扑电荷保持一致。涡旋光聚焦后的焦场同样也携带了轨道角动量, 这可能会使捕获到的粒子绕轴旋转。

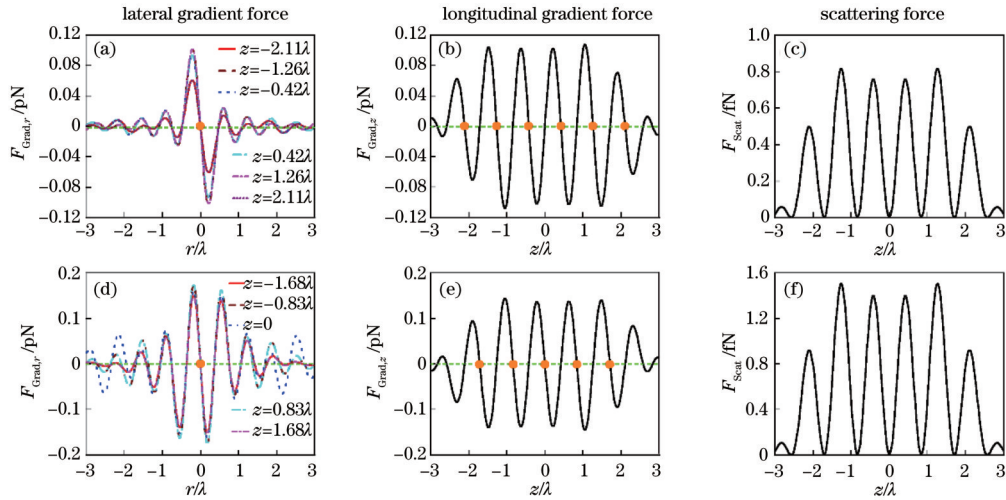


图 6 光场对瑞利粒子的辐射力。(a)~(c)光球结构对高折射率瑞利粒子的辐射力;(d)~(f)光链结构对低折射率瑞利粒子的辐射力

Fig. 6 Radiation force of light field exerted on Rayleigh particles. (a)~(c) Radiation force of optical spheres exerted on high-refractive-index Rayleigh particles; (d)~(f) radiation force of optical chain exerted on low-refractive-index Rayleigh particles

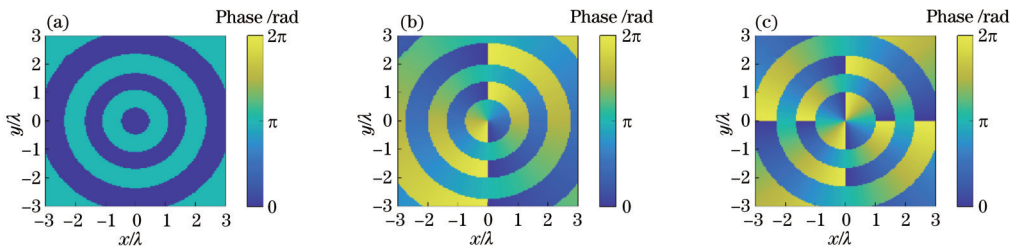


图 7 不同拓扑电荷的 CV 光束聚焦后纵向分量的相位分布。(a) $m=0$; (b) $m=1$; (c) $m=2$

Fig. 7 Phase distributions of longitudinal component of focused CV beams with different topological charges. (a) $m=0$; (b) $m=1$; (c) $m=2$

除了可以生成光球和光链结构, CV 涡旋光束的 4Pi 光学聚焦还可以生成近似的暗通道结构, 暗通道可用于原子光学和单分子检测^[39]。众所周知, 通常涡旋光束的中心暗核大小会随着拓扑电荷的增大而增大, 这意味着 $m = \pm 1$ 时产生光链的轴上亮区域会随着拓扑电荷的增大而消失。图 8(a) 和图 8(b) 分别是 $m=2$ 和 $m=3$ 时 $\varphi_0 = 16^\circ$ 的 CV 涡旋光束的 4Pi 聚焦总强度分布, 可以看出: 当增大拓扑电荷到大于 1 时, 焦场强度分布由光链结构转化为暗通道结构。图 8(c) 是焦平面上的切线分布, 定义 $r=0$ 附近最近的两个峰值点的间距为暗通道的宽度, 图 8(d) 是不同拓扑电荷的光束所生成暗通道的宽度, 可以看出更大的拓扑电荷能

生成更宽的暗通道, 且拓扑电荷和通道宽度近似为线性关系。

Zhao 等^[18] 利用一个三环 DOE 对光束进行相位调制, 然后通过透镜紧聚焦得到了间距约为 1.4λ 的光链, 并且通过调节 DOE 内外环相位差实现可控微粒传输。为了在 4Pi 聚焦系统下实现可控传输目的, 改变 4Pi 聚焦系统两侧光束的相位差 $\Delta\varphi$ ^[34], 并以图 5(a) 中光链结构为例来说明如何实现粒子的可控传输, 结果显示在图 9。当 $\Delta\varphi$ 从 0 增大到 2π 时, 光链刚好向右移动间距 D , 测得 $D = 0.83\lambda$, $\Delta\varphi$ 减小时, 光链向左移动。当光链一端捕获到粒子时, 如果连续地改变 $\Delta\varphi$, 可以实现粒子的移动。图 10(a) 拟合了移动距离 Δz 随相位差

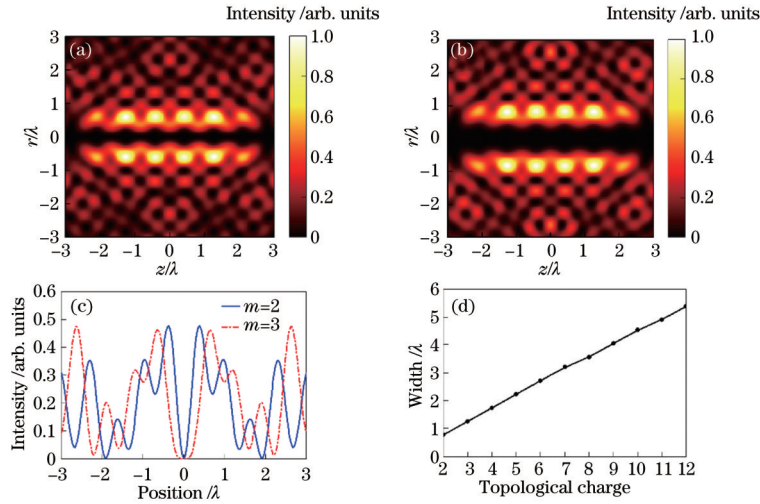


图 8 CV 涡旋光束聚焦生成暗通道。(a) $m = 2$ 时的强度分布; (b) $m = 3$ 时的强度分布; (c) $z = 0$ 时沿 r 轴的线强度分布; (d) 不同拓扑电荷对应的暗通道宽度

Fig. 8 Generation of dark channel by focusing CV vortex beams. (a) Intensity distribution for $m = 2$; (b) line intensity distribution for $m = 3$; (c) intensity linear distribution along r -axis when $z = 0$; (d) width of dark channel for different topological charges

$\Delta\varphi$ 的变化曲线,可以看出两者满足线性关系 $\Delta z = D\Delta\varphi/(2\pi)$, 其移动速度 $v = d(\Delta z)/dt = Dd(\Delta\varphi)/(2\pi dt)$ 。图 10(b)是施加在粒子上的纵向辐射力分布,将纵向梯度力和散射力相加,得到粒子在轴向上受到的合力,粒子受力后会沿轴移动至平衡位置处,从而被捕获。 $\Delta\varphi = 0$ 时捕获的粒子处于平衡位置处, $\Delta\varphi = \pi/2$ 时这些粒子轴向上将受到 $+z$ 方向的合

力,这会使其沿轴移动到新的平衡位置。每次相位差变化后新的平衡位置都对应了相应光链暗核的中心,且中心移动距离 Δz 和 $\Delta\varphi$ 为线性关系,因此逐步地改变 $\Delta\varphi$ 可以实现粒子的移动,其速度与相位差的时间导数线性相关。多个粒子被分隔在单独的三维陷势中,准确控制它们的移动方向和速度能实现对更微小粒子的捕获、移动和加速操作。

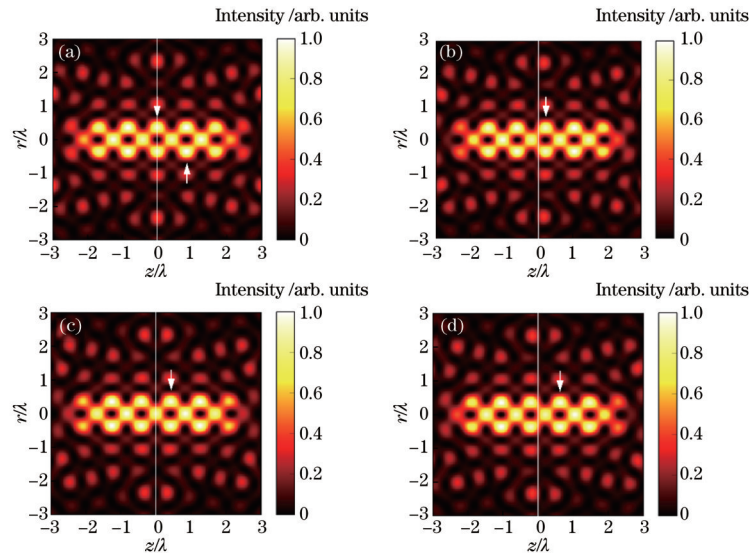


图 9 通过从 0 到 2π 改变相位差 $\Delta\varphi$ 来移动焦场,白线位于 $z = 0$ 的焦平面。(a) $\Delta\varphi = 0$ (白色向下的箭头), $\Delta\varphi = 2\pi$ (白色向上的箭头); (b) $\Delta\varphi = \pi/2$; (c) $\Delta\varphi = \pi$; (d) $\Delta\varphi = 3\pi/2$

Fig. 9 Moving of focal field by changing $\Delta\varphi$ from 0 to 2π (white line is at focus plane $z = 0$). (a) $\Delta\varphi = 0$ (downward-facing white arrow), $\Delta\varphi = 2\pi$ (upward-facing white arrow); (b) $\Delta\varphi = \pi/2$; (c) $\Delta\varphi = \pi$; (d) $\Delta\varphi = 3\pi/2$

4 结 论

通过研究 DOE 调制、CV 光束的偏振角 φ_0 、拓扑电荷 m 以及 4π 两侧光束的相位差 $\Delta\varphi$ 对焦场的影响,

可以发现:由于环之间存在干涉,DOE 的调制可以使光束的焦场强度分布表现为光球结构,通过增加 DOE 的环数可以加强环之间的干涉,从而能得到更多的光球。 $m = 0$ 时,径向偏振 CV 光束聚焦得到单行多光球

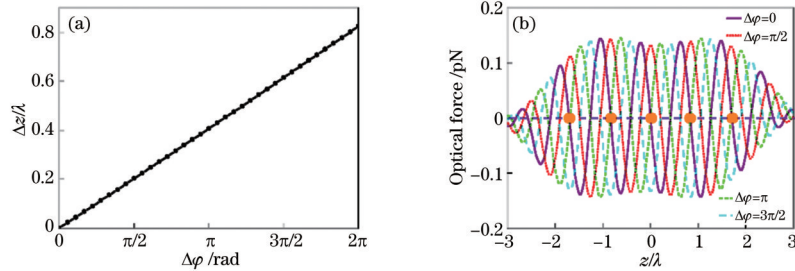


图 10 移动距离与相位差的关系和施加在捕获粒子上的纵向辐射力。(a)移动距离 Δz 关于相位差 $\Delta\varphi$ 的函数;(b)不同 $\Delta\varphi$ 时的辐射力
Fig. 10 Relationship between moving distance and phase difference and longitudinal radiation force exerted on trapped particles.

(a) Moving distance Δz as a function of phase difference $\Delta\varphi$; (b) radiation force for different $\Delta\varphi$

结构的焦场,角向偏振 CV 光束聚焦得到双行多光球结构的焦场。径向偏振紧聚焦除了生成横向偏振分量还能生成纵向偏振分量,角向偏振紧聚焦只形成横向分量。横向偏振分量和纵向偏振分量历经不同的过程,导致两者空间结构不同,通过改变 φ_0 可以调节径向偏振和角向偏振的比例,从而改变焦场的空间分布。 $m=0$ 和 $m=\pm 1$ 的光束聚焦后都具有轴上强度不为零的电场偏振分量,因此调节 φ_0 可以使两者都形成光链结构。拓扑电荷增大使涡旋光束中心暗核增大, $m=2$ 时 CV 涡旋光束聚焦的焦场强度分布从光链结构转化为暗通道结构。此外,通过调节 $\Delta\varphi$ 还可以精确控制焦场强度的移动方向和速度。这些结论在 CV 涡旋光束在微观粒子捕获和操控等应用方面具有潜在的价值。

参 考 文 献

- [1] Hall D G. Vector-beam solutions of Maxwell's wave equation[J]. Optics Letters, 1996, 21(1): 9-11.
- [2] Youngworth K S, Brown T G. Focusing of high numerical aperture cylindrical-vector beams[J]. Optics Express, 2000, 7(2): 77-87.
- [3] Lerman G M, Levy U. Effect of radial polarization and apodization on spot size under tight focusing conditions [J]. Optics Express, 2008, 16(7): 4567-4581.
- [4] Stadler J, Stanciu C, Stupperich C, et al. Tighter focusing with a parabolic mirror[J]. Optics Letters, 2008, 33(7): 681-683.
- [5] 陈建, 詹其文. 矢量光场与激光焦场定制[J]. 光学学报, 2019, 39(1): 0126002.
Chen J, Zhan Q W. Tailoring laser focal fields with vectorial optical fields[J]. Acta Optica Sinica, 2019, 39(1): 0126002.
- [6] Mao D, Zheng Y, Zeng C, et al. Generation of polarization and phase singular beams in fibers and fiber lasers[J]. Advanced Photonics, 2021, 3(1): 014002.
- [7] Quabis S, Dorn R, Eberler M, et al. Focusing light to a tighter spot[J]. Optics Communications, 2000, 179(1-6): 1-7.
- [8] Dorn R, Quabis S, Leuchs G. Sharper focus for a radially polarized light beam[J]. Physical Review Letters, 2003, 91(23): 233901.
- [9] Shu J H, Chen Z Y, Pu J X, et al. Tight focusing of a double-ring-shaped, azimuthally polarized beam through a dielectric interface[J]. Journal of the Optical Society of America A, 2014, 31(6): 1180-1185.
- [10] Wang H F, Shi L P, Lukyanchuk B, et al. Creation of a needle of longitudinally polarized light in vacuum using binary optics[J]. Nature Photonics, 2008, 2(8): 501-505.
- [11] Zhan Q W, Leger J R. Focus shaping using cylindrical vector beams[J]. Optics Express, 2002, 10(7): 324-331.
- [12] Chen W B, Zhan Q W. Three-dimensional focus shaping with cylindrical vector beams[J]. Optics Communications, 2006, 265(2): 411-417.
- [13] Rao L Z, Pu J X, Chen Z Y, et al. Focus shaping of cylindrically polarized vortex beams by a high numerical-aperture lens[J]. Optics & Laser Technology, 2009, 41(3): 241-246.
- [14] Biss D P, Brown T G. Polarization-vortex-driven second-harmonic generation[J]. Optics Letters, 2003, 28(11): 923-925.
- [15] Bokor N, Davidson N. Toward a spherical spot distribution with 4π focusing of radially polarized light[J]. Optics Letters, 2004, 29(17): 1968-1970.
- [16] Carrasco S, Saleh B E A, Teich M C, et al. Second- and third-harmonic generation with vector Gaussian beams[J]. Journal of the Optical Society of America B, 2006, 23(10): 2134-2141.
- [17] Zhan Q W. Trapping metallic Rayleigh particles with radial polarization[J]. Optics Express, 2004, 12(15): 3377-3382.
- [18] Zhao Y Q, Zhan Q W, Zhang Y L, et al. Creation of a three-dimensional optical chain for controllable particle delivery[J]. Optics Letters, 2005, 30(8): 848-850.
- [19] Zhan Q W. Trapping nanoparticles with cylindrical polarization[J]. Proceedings of SPIE, 2004, 5514: 275-282.
- [20] Kozawa Y, Sato S. Focusing property of a double-ring-shaped radially polarized beam[J]. Optics Letters, 2006, 31(6): 820-822.
- [21] 罗祝裕, 杨艳芳, 何英. 高数值孔径聚焦系统中的光学参量对三维双光链的影响[J]. 光学学报, 2017, 37(2): 0226001.
Luo Z Y, Yang Y F, He Y. Influence of optical parameters of high numerical aperture focusing system on three-

- dimensional twin-optical chain[J]. *Acta Optica Sinica*, 2017, 37(2): 0226001.
- [22] Yang Y J, Ren Y X, Chen M Z, et al. Optical trapping with structured light: a review[J]. *Advanced Photonics*, 2021, 3(3): 034001.
- [23] Hell S, Stelzer E H K. Properties of a 4Pi confocal fluorescence microscope[J]. *Journal of the Optical Society of America A*, 1992, 9(12): 2159-2166.
- [24] Bokor N, Davidson N. Generation of a hollow dark spherical spot by 4π focusing of a radially polarized Laguerre-Gaussian beam[J]. *Optics Letters*, 2006, 31(2): 149-151.
- [25] Chen Z Y, Zhao D M. 4Pi focusing of spatially modulated radially polarized vortex beams[J]. *Optics Letters*, 2012, 37(8): 1286-1288.
- [26] Yu Y Z, Zhan Q W. Generation of uniform three-dimensional optical chain with controllable characteristics [J]. *Journal of Optics*, 2015, 17(10): 105606.
- [27] Wang X Y, Rui G H, Gong L P, et al. Manipulation of resonant metallic nanoparticle using 4Pi focusing system [J]. *Optics Express*, 2016, 24(21): 24143-24152.
- [28] Ma Y B, Rui G H, Gu B, et al. Trapping and manipulation of nanoparticles using multifocal optical vortex metalens[J]. *Scientific Reports*, 2017, 7: 14611.
- [29] 李维超, 杨艳芳, 何英, 等. 基于高阶角向偏振拉盖尔高斯涡旋光束强聚焦的三光链结构[J]. *光学学报*, 2019, 39(8): 0826002.
Li W C, Yang Y F, He Y, et al. Triple optical chain generated by tight focusing of azimuthally polarized higher-order Laguerre-Gauss vortex beams[J]. *Acta Optica Sinica*, 2019, 39(8): 0826002.
- [30] 李红艳, 杨艳芳, 何英, 等. 基于 4pi 聚焦系统实现特殊焦场结构之间的转换[J]. *光学学报*, 2020, 40(12): 1226001.
Li H Y, Yang Y F, He Y, et al. Conversion between special focal field structures based on 4pi focusing system [J]. *Acta Optica Sinica*, 2020, 40(12): 1226001.
- [31] Gianani I, Suprano A, Giordani T, et al. Transmission of vector vortex beams in dispersive media[J]. *Advanced Photonics*, 2020, 2(3): 036003.
- [32] Chen J, Wan C H, Zhan Q W. Engineering photonic angular momentum with structured light: a review[J]. *Advanced Photonics*, 2021, 3(6): 064001.
- [33] Richards B, Wolf E. Electromagnetic diffraction in optical systems, II. Structure of the image field in an aplanatic system[J]. *Proceedings of the Royal Society of London*, 1959, 253(1274): 358-379.
- [34] 刘海港, 杨艳芳, 何英, 等. 贝塞尔高斯径向偏振光束在衍射光学元件调制下多光球的产生[J]. *量子电子学报*, 2013, 30(4): 385-390.
Liu H G, Yang Y F, He Y, et al. Generation of multifocal spherical spots with Bessel-Gaussian radially polarized beam modulated with diffractive optical element [J]. *Chinese Journal of Quantum Electronics*, 2013, 30(4): 385-390.
- [35] Chen W B, Zhan Q W. Creating a spherical focal spot with spatially modulated radial polarization in 4Pi microscopy[J]. *Optics Letters*, 2009, 34(16): 2444-2446.
- [36] Wang J M, Chen W B, Zhan Q W. Creation of uniform three-dimensional optical chain through tight focusing of space-variant polarized beams[J]. *Journal of Optics*, 2012, 14(5): 055004.
- [37] Harada Y, Asakura T. Radiation forces on a dielectric sphere in the Rayleigh scattering regime[J]. *Optics Communications*, 1996, 124(5/6): 529-541.
- [38] Zhang D W, Yuan X C. Optical doughnut for optical tweezers[J]. *Optics Letters*, 2003, 28(9): 740-742.
- [39] Tian B, Pu J X. Tight focusing of a double-ring-shaped, azimuthally polarized beam[J]. *Optics Letters*, 2011, 36(11): 2014-2016.