

基于 4π 聚焦系统实现特殊焦场结构之间的转换

李红艳, 杨艳芳*, 何英, 段慧慧, 阎哲玉

上海大学理学院物理系, 上海 200444

摘要 基于 Richards-Wolf 矢量衍射积分理论, 利用角向偏振涡旋光束经高数值孔径透镜强聚焦后有径向分量的结论, 研究了经衍射光学元件调制的角向偏振拉盖尔-高斯光束的 4π 聚焦特性。模拟结果显示, 通过选取合适的拦截比、数值孔径及衍射光学元件的外环结构三个参量, 可以在焦平面上得到平顶光场。在此基础上, 通过改变三个参量中的任意一个参量, 平顶光场结构均会向光针结构转变; 通过改变三个参量中的任意两个参量, 会获得很好的暗通道结构, 并且获得的暗通道结构基本相同。这些特殊焦场结构之间的转换在光学微操控领域具有潜在的应用价值。

关键词 物理光学; 涡旋光束; 偏振; 平顶光场; 光针; 暗通道

中图分类号 O436

文献标志码 A

doi: 10.3788/AOS202040.1226001

Conversion Between Special Focal Field Structures Based on 4π Focusing System

Li Hongyan, Yang Yanfang*, He Ying, Duan Huihui, Yan Xiyu

Department of Physics, College of Sciences, Shanghai University, Shanghai 200444, China

Abstract Based on the Richards-Wolf vector diffraction integral theory and the conclusion that an angularly polarized vortex beam has a radial component after strong focusing with a high numerical aperture, the 4π focusing characteristics of an angularly polarized Laguerre-Gaussian beam modulated by a diffraction optical element (DOE) are studied. The simulation results show that the flat-top optical field can be obtained in the focal plane by selecting the appropriate intercept ratio, numerical aperture, and outer ring structure of DOE. On this basis, by changing any one of these three parameters, the structure of the flat-topped optical field will be transformed into an optical needle one. By changing any two of these three parameters, a good dark channel structure can be obtained, and all the dark channel structures obtained are basically same. The conversion among these special focal field structures has a potential application in the field of optical micro-manipulation.

Key words physical optics; vortex beam; polarization; flat-top optical field; optical needle; dark channel

OCIS codes 260.5430; 050.1960; 140.3300; 220.2560

1 引 言

矢量光场具有较为特殊的偏振分布特性, 在光信息存储、光纤通信、光与物质的相互作用等众多领域中都有潜在的应用价值。矢量光场独特的轨道角动量和自旋角动量, 常被用于粒子微操纵^[1-2]、DNA 操纵、单细胞捕获^[3-4]等方面。研究表明, 矢量光场在聚焦以及传输等方面展现出了比较多的特殊性质。尤其是矢量光场强聚焦后会出现一些独特的焦场结构, 比如径向偏振矢量光场强聚焦后能形成较

小尺寸的焦斑, 获得较强的纵向电场分量^[5-7], 角向偏振矢量光场强聚焦后可得到纵向电场分量为零的中空焦场, 这种特性可以用于俘获移动微小粒子^[8-9]。为了获得更小的焦斑, 需要进一步提高透镜的数值孔径, 可通过 4π 聚焦系统来实现^[10]。 4π 聚焦系统是由两个焦点重合的相同透镜组合而成, 光束由左右两侧同时入射到透镜上。由于 4π 聚焦系统左右两侧光束的相干作用, 光束聚焦后结构会随着入射光束的振幅、相位以及偏振状态的改变而发生改变。与传统的单透镜聚焦系统相比, 4π 聚

收稿日期: 2020-02-25; 修回日期: 2020-03-16; 录用日期: 2020-03-23

基金项目: 国家自然科学基金(11574195)、上海市自然科学基金(16ZR1411600)

* E-mail: yanfangyang@shu.edu.cn

焦系统通过选择合适的光学参量,可以获得具有三维球形结构的焦斑,显著增大了横向和纵向的梯度力,从而显著增强光镊系统捕获金属微颗粒的稳定性,可以在焦点附近获得高亮度的单光球或者多光球,或者得到中心光强为零、四周光强较大的光学囚笼以及光链等结构^[12-15]。

本文研究了角向偏振拉盖尔高斯光束的 4π 焦场特性,通过改变衍射光学元件(DOE)的外环结构、数值孔径(NA)及光束拦截比,在焦平面上获得了平顶光场、光针及暗通道等特殊结构,通过调节 4π 聚焦系统的三个参量,实现了这些特殊焦场结构的转换。研究结论在捕获和移动微小粒子方面有着重要的意义。

2 理论模型

4π 聚焦系统是由两个具有高数值孔径的相同

透镜组成,这两个透镜焦距相等且共焦,如图 1(a)所示。该系统具有较高的对称性,因此在焦点处可以获得高对称性的光学结构。本文采用角向偏振涡旋光束作为源入射光场,两边入射的光束相位相差 π 。利用左右两侧光束的相互干涉作用,使焦平面附近的光场聚焦强度增强。通过振幅滤波,实现对入射光束的振幅调制,即在模拟计算过程中通过改变入射光积分的起始值从而达到调节作用,该调节作用相当于 DOE 结构的作用,设计的 DOE 结构如图 1(b)所示。DOE 结构含有六个环形区域,设定 I、II、III、IV、V、VI 环形区域边缘与光轴的夹角分别为 $\delta_1\alpha, \delta_2\alpha, \delta_3\alpha, \delta_4\alpha, \delta_5\alpha, \delta_6\alpha$, 其中, α 为高数值孔径透镜的最大孔径角, $\alpha = \arcsin(NA/n)$, NA 是高数值孔径透镜的数值孔径, δ_j 为第 j 个环占整个 DOE 结构的面积比例系数, n 为高数值孔径透镜介质的折射率。

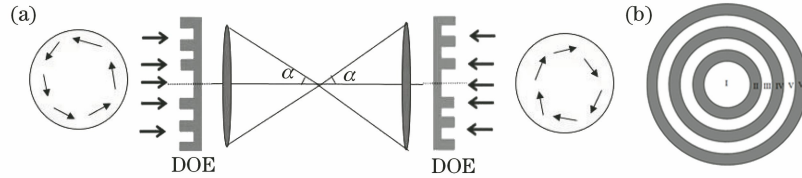


图 1 4π 聚焦系统示意图。(a)强聚焦光学系统;(b) DOE 结构图

Fig. 1 Schematic of 4π focusing optical system. (a) Tightly focusing optical system; (b) structure of DOE

基于 Richards-Wolf 矢量衍射积分理论^[11],利用角向偏振涡旋光束经高数值孔径透镜强聚焦后有径向分量的结论,对角向偏振拉盖尔高斯光束的强聚焦公式进行修正,修正后的高阶角向偏振涡旋光场的焦场^[16]表示为

$$\begin{bmatrix} E_{\rho_s} \\ E_{\varphi_s} \\ E_{z_s} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \sum_{j=0}^5 A i^{m+1} T_{j+1}(\theta) \int_{\delta_j\alpha}^{\delta_{j+1}\alpha} (\cos\theta)^{\frac{1}{2}} \sin\theta l(\theta) \exp(ikz_s \cos\theta) (J_{m+1} + J_{m-1}) d\theta \\ \sum_{j=0}^5 A i^m T_{j+1}(\theta) \int_{\delta_j\alpha}^{\delta_{j+1}\alpha} (\cos\theta)^{\frac{1}{2}} \sin\theta l(\theta) \exp(ikz_s \cos\theta) (J_{m+1} - J_{m-1}) d\theta \\ 0 \end{bmatrix}, \quad (1)$$

式中: $E_{\rho_s}, E_{\varphi_s}, E_{z_s}$ 为 ρ_s, φ_s, z_s 三个方向的电场强度; (ρ_s, φ_s, z_s) 为像空间焦点处的柱矢量坐标,坐标原点在焦点处, ρ_s 为角向偏振涡旋光束经强聚焦后产生的径向分量, φ_s 为方位角, z_s 为光束传输方向的光强; i 是虚数单位; A 为振幅参量; m 为拓扑核数; θ 为入射光束与光轴之间的夹角; $T_{j+1}(\theta)$ 为 DOE 的透射函数; $l(\theta)$ 为光场在透镜光阑表面的切趾函数; 第一类贝塞尔函数 $J_m = J_m(k\rho_s \sin\theta)$, $k = 2\pi/\lambda$ 为光束经过透镜后的波矢大小, λ 为波长。

从(1)式可以看出,当 $m=0$ 时径向分量为 0,即角向偏振涡旋光束强聚焦后无径向分量,当 m 不等于 0 时,径向分量不为 0,即角向偏振涡旋光束强聚

焦后有径向分量。因此,在研究有相位编码的角向偏振涡旋光的强聚焦特性时不能采用德拜尔矢量积分理论,该理论认为角向偏振矢量光经光学系统聚焦后只有角向分量^[17]。DOE 的透射函数设为

$$T_{j+1}(\theta) = \begin{cases} 1, \delta_j\alpha \leq \theta \leq \delta_{j+1}\alpha, j = 1, 5 \\ 0, \delta_j\alpha \leq \theta \leq \delta_{j+1}\alpha, j = 0, 2, 4. \\ -1, \delta_j\alpha \leq \theta \leq \delta_{j+1}\alpha, j = 3 \end{cases} \quad (2)$$

本文选取拉盖尔-高斯光束为研究对象, $l(\theta)$ 表示为

$$l(\theta) = \beta^2 \frac{\sin\theta}{\sin^2\alpha} \exp\left[-\left(\beta \frac{\sin\theta}{\sin\alpha}\right)^2\right] L_p^m \left[2\left(\beta \frac{\sin\theta}{\sin\alpha}\right)^2\right], \quad (3)$$

式中: β 是光束的拦截比,即透镜光瞳半径与入射光束光腰半径的比值; L_p^m 是缔合拉盖尔多项式, p 为径向模数。

$$E(\rho_s, \phi_s, z_s) = E_1(\rho_s, \phi_s, z_s) + E_2(\rho_s, \phi_s, -z_s), \quad (4)$$

式中: $E_1(\rho_s, \phi_s, z_s)$ 和 $E_2(\rho_s, \phi_s, -z_s)$ 分别为左右两束偏振方向相反的角向偏振涡旋光束经大数值孔径透镜聚焦后在焦平面上产生的电场。4pi聚焦系统的焦场依赖于积分的起始值,即DOE透射函数的取值,因此通过选取合适的DOE环数和透射函数以及其他各个光学参量的变化,就可以在焦平面上获得特殊的焦斑。

3 模拟结果与讨论

由于所获得的焦场结构与选取的光学参量有着密切的关系,为了实现对焦场结构的调控,需要研究各个参量对焦场的影响。下面详细分析NA、拦截比 β 和DOE环参量 δ_i 对4pi聚焦系统焦场的影响,进而实现特殊焦场之间的转换。

模拟计算选取参量 $A=1, \lambda=1, n=1, p=2, m=1, \beta=1.2, NA=0.9$,DOE各环参量设计为 $\delta_1=0.25, \delta_2=0.3, \delta_3=0.585, \delta_4=0.605, \delta_5=0.96,$

$\delta_6=1$ 。为了说明高数值孔径单透镜的聚焦系统和4pi聚焦系统产生焦场的不同,先给出角向偏振拉盖尔高斯光束经过由DOE和高数值孔径单透镜组成的光学系统后的焦场分布。焦场形成了以 $\rho=0$ (ρ 为物空间坐标系中的径向分量)轴为对称轴的周期性三条链状结构,该结构包含一条主光链和两条旁轴次光链,且每个光孔的链宽均相等,这在课题组以前的文章中有详细的报道^[18]。

基于单透镜聚焦研究,在不改变模拟参量的条件下,研究了4pi聚焦系统的焦场分布,发现焦场在 $\rho-z$ (z 为物空间坐标系中光束传输方向的光强)平面呈光针结构,如图2所示。拓扑核数 $m=1$ 的角向偏振拉盖尔高斯光束经过DOE和4pi聚焦系统后不再是对称分布的周期性链状结构,而是光场强度呈明显差异的拉伸型针状结构,中心聚焦部分的光场强度大大增加且分布均匀。这是因为在4pi聚焦系统中,从两个相反方向入射的角向偏振涡旋光场具有相位差 π ,互相干涉作用使得焦场会沿着 ρ 方向叠加。为了更详细说明光针结构,图2(b)、(c)给出了 $z=0$ 平面处沿 ρ 方向的强度分布线图和 $\rho=0$ 平面处总焦场沿 z 方向的强度分布,可以看出,总光强关于 $\rho=0$ 对称分布,并且 $\rho=0$ 时沿 z 方向的焦场是不变的。

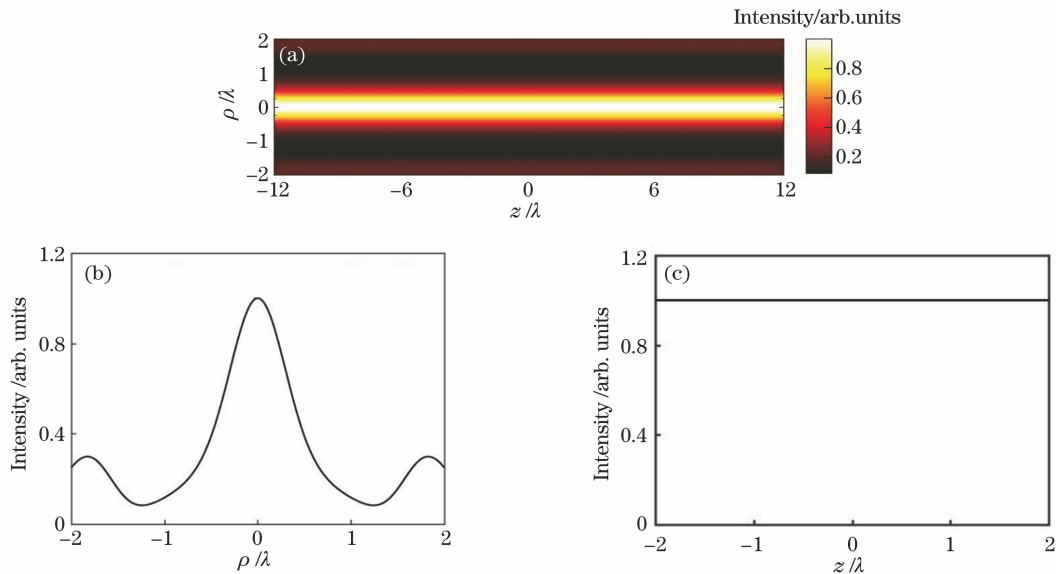


图2 角向偏振涡旋光束在4pi聚焦系统的光场强度分布。(a) $\rho-z$ 平面的光场强度分布;(b)光场强度沿径向的线形分布;(c)光场强度沿纵向的线形分布

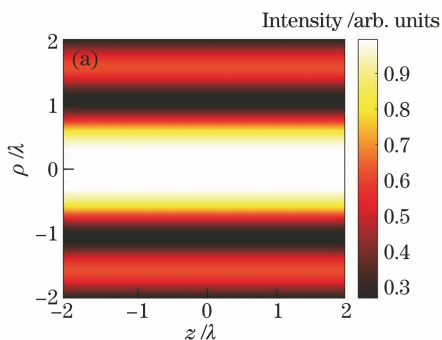
Fig. 2 Intensity distribution of angularly polarized vortex beam in 4pi focusing system. (a) Intensity distribution of light field in $\rho-z$ plane; (b) radial linear-type distribution of total intensity; (c) longitudinal linear-type distribution of total intensity

研究发现,改变4pi聚焦系统中某一个光学参量,光针结构很容易被破坏,进而形成其他特殊的焦

场结构。为了说明焦点附近特殊光场结构之间的转换和焦场结构的可调控性,选择三个参量为研究对

象,分别是调节参量 δ_4 、合适的 NA 和拦截比 β 值。

图 3(a)给出了 $\beta=1.4, NA=0.94, \delta_4=0.7$ 时总焦场在 $\rho-z$ 平面的强度分布,可以看出,角向偏振拉盖尔高斯光束经过 DOE 和高数值孔径透镜后在焦平面附近形成了以 $\rho=0$ 轴为对称轴的平顶光场聚焦图。图 3(b)给出了在 $z=0$ 平面处焦场沿 ρ 方向的强度分布曲线图,可以看出, DOE 外环参量对



焦点附近的光场强度分布具有拉伸作用,在 $\rho=0$ 两侧附近出现了宽度大约为 0.7λ 的平顶光场,光场强度较高且均匀分布。对比单透镜聚焦形成的三光链结构,发现原来的两侧次光链的光场强度在 4π 聚焦系统中也会发生改变,这是由两侧光场的相干叠加引起的。这些结果说明 DOE 外环参量的改变会大大影响 4π 焦场的结构。

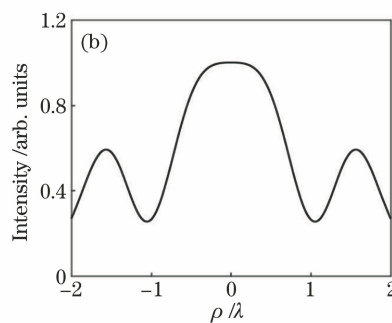


图 3 总光强。(a) $\rho-z$ 平面总光强分布;(b) $z=0$ 平面处总光强沿 ρ 轴的线形分布图

Fig. 3 Total intensity. (a) Total intensity distribution in $\rho-z$ plane; (b) linear-type distribution of total intensity along ρ -axis in $z=0$ plane

为了详细了解 δ_4 对焦场的影响,保持其他参量与图 3 的模拟参量相同。图 4 给出了 $z=0$ 平面处总光强在不同 δ_4 值下沿 ρ 轴的线性分布图。可以看出, δ_4 的取值对焦场的结构有很大的影响,当 δ_4 由 0.68 增大到 0.69 时,光针结构不改变,但光针宽度增加;当 δ_4 由 0.69 增加到 0.70 时,光针结构消失,出现了平顶光场结构;当 δ_4 增大到 0.71 时,平顶光场结构消失,光场结构有向暗通道结构转变的趋势,这为暗通道结构的产生提供了一个理论依据。

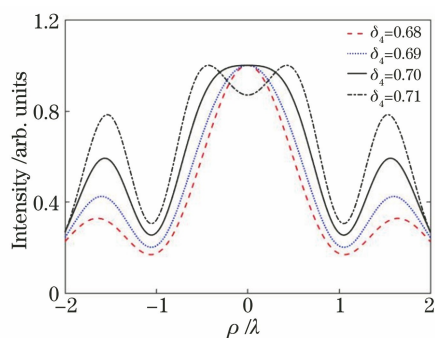


图 4 $z=0$ 平面处总光强在不同 δ_4 值下沿 ρ 轴的线形分布
Fig. 4 Total intensity distributions along ρ -axis in $z=0$ plane under different δ_4 values

保持其他参量与图 3 的模拟参量相同,图 5 给出了 $z=0$ 平面处总光强在不同 NA 值下沿 ρ 轴的线性分布图。可以看出,随着 NA 的增大,焦平面的焦场有明显的变化,当 NA 从 0.92 变化到 0.93 时光针的宽度增大,直到 $NA=0.94$ 时光针结构突

然消失,出现了平顶光场结构, NA 继续增大到 0.95 时平顶光场结构消失,光场结构向暗通道结构转变,这为暗通道结构的产生提供了第二个理论依据。

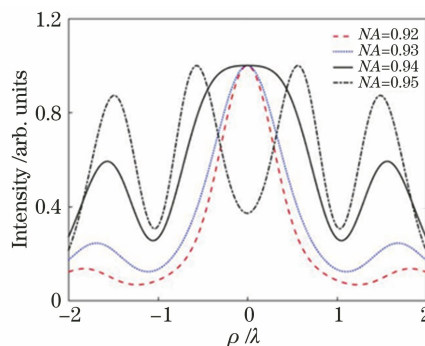


图 5 $z=0$ 平面处总光强在不同数值孔径下沿 ρ 轴的线形分布。

Fig. 5 Total intensity distribution along ρ -axis in $z=0$ plane under different NA values

保持其他参量与图 3 的模拟参量相同,图 6 给出了 $z=0$ 平面处总光强在不同拦截比 β 值下沿 ρ 轴的线形分布图。可以看出,改变拦截比 β 的取值,焦平面光场也会发生大的变化。 β 从 1.6 以 0.1 为间隔逐步变化到 1.3,焦场由光针结构向平顶光场结构转变,当 β 从 1.4 减小到 1.3 的时候,焦场的平顶光场结构有向暗通道结构转变的趋势,这为暗通道结构的产生提供了第三个理论依据。

从图 4~6 可知,要在焦场获得较好的暗通道结构,可以通过同时改变 δ_4 、 NA 和 β 三个参量中的两

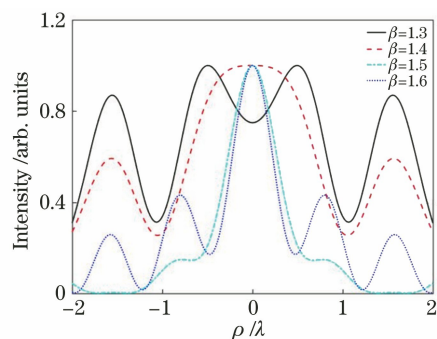


图 6 $z=0$ 平面处总光强在不同拦截比值下沿 ρ 轴的线形分布

Fig. 6 Total intensity distribution in $z=0$ plane along ρ -axis with different β

个参量来实现。三个参量的取值正是图 4、图 5 和图 6 的研究结果,分别是 $\delta_4=0.71, \beta=1.3$ 和 $NA=0.95, \beta=1.3$ 及 $\delta_4=0.71, NA=0.95$, 三种取值方法获得的暗通道结构基本相同,如图 7 所示。图 7 给出了 $NA=0.95, \beta=1.3$ 时 ρ - z 平面的总光场强度分布图,可以看出,在焦平面处获得了较宽的暗通道结构,该结构可以用于微小粒子的俘获和移动。

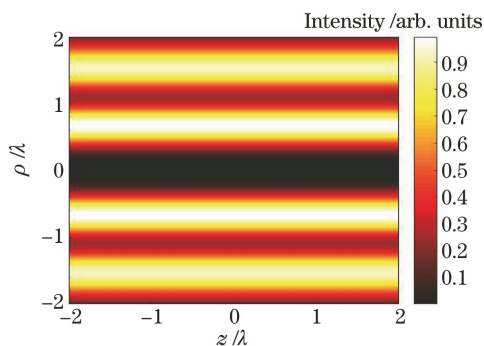


图 7 $NA=0.95, \beta=1.3$ 时 ρ - z 平面的总光场强度分布图

Fig. 7 Total intensity distribution in ρ - z plane when $NA=0.95$ and $\beta=1.3$

4 结 论

利用 Richards-Wolf 矢量衍射积分模型,在高阶角向偏振涡旋光束强聚焦修正公式的基础上,研究了 $m=1$ 的角向偏振拉盖尔高斯光束经过由 DOE 和高数值孔径透镜组成的光学系统后的聚焦特性,并详细分析了入射光束的拦截比 β 、数值孔径 NA 和衍射光学元件 DOE 的第四外环参量 δ_4 对焦场的影响。研究发现,通过选取合适的 β 、 NA 和 δ_4 ,可以在焦平面获得平顶光场结构;改变三个参量中的任意一个参量,均会使平顶光场结构向光针结构转变;改变三个参量中的任意两个参量,会获得很好

的暗通道结构。可以看出,在 4π 聚焦系统中,通过对不同参量进行微小调控,就能实现特殊焦场之间的转换。这种易于调控的光场对角向偏振涡旋光场在捕获和移动微小粒子等方面有着潜在的应用价值。

参 考 文 献

- [1] Curtis J E, Koss B A, Grier D G. Dynamic holographic optical tweezers [J]. Optics Communications, 2002, 207 (1/2/3/4/5/6): 169-175.
- [2] Eriksen R L, Mogensen P C, Glückstad J. Multiple-beam optical tweezers generated by the generalized phase-contrast method[J]. Optics Letters, 2002, 27 (4): 267-269.
- [3] Brouhard G J, Schek H T, Hunt A J. Advanced optical tweezers for the study of cellular and molecular biomechanics [J]. IEEE Transactions on Biomedical Engineering, 2003, 50(1): 121-125.
- [4] Chen W B, Zhan Q W. Field enhancement analysis of an apertureless near field scanning optical microscope probe with finite element method[J]. Chinese Optics Letters, 2007, 5(12): 709-711.
- [5] Chen G J, Zhou Q Q, Ji X M, et al. Study on high-numerical-aperture-focused characteristics of vector beam produced by π phase plate [J]. Acta Optica Sinica, 2014, 34(12): 1226001.
陈国钧,周巧巧,纪宪明,等. π 相位板产生矢量光束的高数值孔径聚焦特性研究[J]. 光学学报, 2014, 34(12): 1226001.
- [6] Quabis S, Dorn R, Eberler M, et al. Focusing light to a tighter spot[J]. Optics Communications, 2000, 179(1/2/3/4/5/6): 1-7.
- [7] Chen J, Zhan Q W. Tailoring laser focal fields with vectorial optical fields[J]. Acta Optica Sinica, 2019, 39(1): 0126002.
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.
- [8] Hao X, Kuang C F, Wang T T, et al. Phase encoding for sharper focus of the azimuthally polarized beam [J]. Optics Letters, 2010, 35(23): 3928-3930.
- [9] Mushiake Y, Matsumura K, Nakajima N. Generation of radially polarized optical beam mode by laser oscillation[J]. Proceedings of the IEEE, 1972, 60(9): 1107-1109.
- [10] Hell S, Stelzer E H K. Properties of a 4π confocal fluorescence microscope [J]. Journal of the Optical Society of America A, 1992, 9(12): 2159-2166.
- [11] 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 Series A, 1959, 253(1274): 358-379.
- [12] Davidson N, Bokor N. High-numerical-aperture focusing of radially polarized doughnut beams with a parabolic mirror and a flat diffractive lens[J]. Optics Letters, 2004, 29(12): 1318-1320.
- [13] 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.
- [14] Chang Q, Yang Y F, He Y, et al. Study of the focusing features of spatial amplitude and phase modulated radially polarized vortex beams in a 4pi focusing system[J]. Acta Physica Sinica, 2013, 62(10): 104202.
常强, 杨艳芳, 何英, 等. 4pi 聚焦系统中振幅和相位调制的径向偏振涡旋光束聚焦特性的研究[J]. 物理学报, 2013, 62(10): 104202.
- [15] Chen Z Y, Zhao D M. 4pi focusing of spatially modulated radially polarized vortex beams[J]. Optics Letters, 2012, 37(8): 1286-1288.
- [16] Liu J, Yang Y F, He Y, et al. Amendment for tightly focusing of cylindrically polarized vortex beams[J]. Acta Photonica Sinica, 2014, 43(7): 200-205.
刘键, 杨艳芳, 何英, 等. 柱矢量涡旋光束强聚焦特性的修正研究[J]. 光子学报, 2014, 43(7): 200-205.
- [17] Youngworth K S, Brown T G. Focusing of high numerical aperture cylindrical-vector beams [J]. Optics Express, 2000, 7(2): 77-87.
- [18] 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.
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.