

# 紧聚焦条件下的轴向双焦点波带片

冀胜哲<sup>1</sup> 朱林伟<sup>1\*</sup> 孙美玉<sup>1</sup> 王丽丽<sup>2</sup> 李志刚<sup>1</sup>

<sup>1</sup>鲁东大学物理与光电工程学院, 山东 烟台 264025

<sup>2</sup>鲁东大学信息与电气工程学院, 山东 烟台 264025

**摘要** 基于紧聚焦条件下的矢量衍射理论推出了一个解析解形式的环半径公式,利用此公式设计得到的二元相位波带片可以使入射光的紧聚焦区域呈现轴向双焦点分布。并且,公式中的两个焦点的轴向距离和环半径直接相关,可以设计一系列的具有不同轴向距离的二元相位波带片,用来调制高数值孔径物镜,使其产生轴向可调的双焦点。以径向偏振贝塞尔-高斯光束为例,数值模拟了在不同轴向偏移距离的二元相位波带片的调制下的紧聚焦场的空间强度分布。数值模拟结果表明,基于此类二元相位波带片可以成功地实现轴向距离可调的双焦点。此外,利用一些具有特殊轴向距离的二元相位波带片,还可产生“光泡”与“光针”等特殊的紧聚焦场分布。因此,此类二元相位波带片有望应用于微粒子的动态操控与捕获。

**关键词** 衍射;二元相位波带片;紧聚焦;径向偏振光

中图分类号 O436

文献标识码 A

doi: 10.3788/AOS201535.0305003

## Axial Two Focus Zone Plate under Tight Focusing Conditions

Ji Shengzhe<sup>1</sup> Zhu Linwei<sup>1</sup> Sun Meiyu<sup>1</sup> Wang Lili<sup>2</sup> Li Zhigang<sup>1</sup>

<sup>1</sup>School of Physics and Optoelectronic Engineering, Ludong University, Yantai, Shandong 264025, China

<sup>2</sup>School of Information and Electrical Engineering, Ludong University, Yantai, Shandong 264025, China

**Abstract** An analytic formula of the radius of a zone plate is deduced by the vector diffraction theory under the tight-focusing conditions. Based on the binary phase zone plate designed by the formula, axial two focuses can be created in the focusing area of a high numerical aperture (NA) objective lens. Because the formula of the radius of the zone plate is related to the axial shifting distance of the two focuses, it is possible to design a set of zone plates with different axial shifting distances for generating tunable axial two focuses. For a high NA objective illuminated by a radial polarized Bessel-Gaussian light, the field distributions of the objective modulated by the binary zone plate with different axial shifting distances are simulated. It is shown that axial tunable two focuses can be realized successfully. In addition, using the zone plate with suitable axial distance, some special focusing fields, such as “optical bubble” and “optical needle” can also be realized under the tight-focusing condition. Hence, such binary zone plates could be utilized for optical trapping and manipulation of particles.

**Key words** diffraction; binary phase zone plate; tight-focusing; radially polarized light

**OCIS codes** 050.1960; 260.5430; 140.3300

## 1 引 言

近年来,径向偏振光在紧聚焦条件下焦点区域的光场分布,引起了众多学者的关注<sup>[1-8]</sup>。对于径向偏振光在焦点区域的调制,大都采用在高数值孔径前加上二元相位波带片的方法,并且取得了一定的进展<sup>[9-14]</sup>。

收稿日期: 2014-09-04; 收到修改稿日期: 2014-11-18

基金项目: 国家自然科学基金(61205014,41206003)、山东省博士基金(BS2012DX006)、山东省自然科学基金(ZR2012FL21)、山东省高校科技计划项目(J12LJ02)

作者简介: 冀胜哲(1993—),男,本科生,主要从事信息光学方面的研究。E-mail: alvin\_home@163.com

导师简介: 朱林伟(1983—),男,博士研究生,讲师,主要从事衍射光学、全息等方面的研究。E-mail: lwzhu@siom.ac.cn (通信联系人)

用径向偏振光外加二元相位波带片可突破衍射极限,产生更小的聚焦光斑<sup>[15]</sup>,在高分辨率显微成像<sup>[16-17]</sup>、高分辨椭偏仪<sup>[18]</sup>及光存储<sup>[19]</sup>等方面具有潜在的应用价值。并且,利用二元相位波带片的调制还可以产生特殊的光场强度分布,可以使聚焦场的分布呈现比较独特的结构,比如“光泡”、“光链”<sup>[20-23]</sup>、“光针”<sup>[24-26]</sup>等,这些特殊的光场分布在光捕获与操纵微粒子<sup>[27]</sup>方面具有非常诱人的应用前景。

但现如今,对于应用于紧聚焦条件下的二元相位光瞳滤波片,其环带半径的设计几乎全部采用数值优化算法,并没有给出一种类似于菲涅耳波带片的环半径形式的解析解。但是基于标量衍射场理论的制作成的普通的菲涅耳波带片,却不能直接应用到高数值孔径透镜聚焦中。用一般的菲涅耳波带片也不能任意地调制紧聚焦场的焦点沿轴向的距离。因为在紧聚焦条件下的光场分布是一矢量场,所以一般需采用数值迭代优化算法来得到特殊的聚焦矢量光场分布。但是,利用数值优化算法得到环半径的方法存在有两个方面的问题:1)计算量大,得到一种理想的波带片所需的数值迭代次数较多,计算时间比较长;2)可移植性较差,通用性差,对于一个优化结果,只能应用于特定的光场分布,并且由于没有得到环半径解析解,一个参数的改变就需要重新进行优化计算,计算效率不高。

本文基于理查德-沃尔夫矢量场模型,推导出了一个类似于菲涅耳波带片形式的解析解的环半径公式。基于此公式可以设计二元相位波带片,用于使径向偏振入射光在高数值孔径透镜聚焦的条件下,在聚焦区域呈现双焦点分布。并且,公式中的两个焦点之间的轴向偏移距离和环半径直接相关。针对不同的聚焦场分布需要,只需通过改变公式中双焦点之间的轴向距离,就可以直接得到对应于不同轴向偏移距离的环带半径,从而快速地实现了对于径向偏振光束的聚焦整形,也可以产生可调的、轴向等强度分布的双焦点。基于与轴向距离相关的解析半径公式得出的波带片,与现有的用来调制高数值孔径物镜的波带片设计相比,具有效率较高,可靠性强,并且可以实现对双焦点轴向距离的动态调控,在并行加工、深度显微成像等方面有着良好的应用前景。

## 2 理论分析

根据理查德-沃尔夫公式<sup>[28-29]</sup>,光束在经过高数值孔径透镜聚焦后的光场分布为

$$\mathbf{E}(x, y, z) = \iint_0^{\alpha} \int_0^{2\pi} \mathbf{E}_l(\theta, \varphi) \exp(ikz \cos \theta) \sin \theta \exp\left\{ik\sqrt{x^2 + y^2} \sin \theta \cos\left[\arctan\left(\frac{y}{x} - \varphi\right)\right]\right\} d\varphi d\theta, \quad (1)$$

式中  $x$ 、 $y$ 、 $z$  分别为场平面上观察点的三维直角坐标系形式,  $\mathbf{E}_l(\theta, \varphi)$  为透镜后的透射场分布,  $k = 2\pi/\lambda$ , 表示波数,  $\lambda$  为真空中波长。

从(1)式中可以看出,在焦平面上,即当  $z = 0$  时,(1)式中与轴向距离有关的指数项  $\exp(ikz \cos \theta) = 1$ 。反之,假设  $z = \Delta z \neq 0$  时,有一附加相位分布  $k|\Delta z| \cos \theta$ , 并且满足  $\exp(ik|\Delta z| \cos \theta) = 1$ , 则此时表示的还是一个焦平面上的光场分布。所以,将此附加相位分布放在高数值孔径透镜的后焦面上,同样可得到一个焦点,但其位置与原焦点  $z = 0$  相比,有一偏移距离  $\Delta z$ 。由此条件,即

$$\exp(ik|\Delta z| \cos \theta) = 1, \quad (2)$$

式中由透镜满足正弦条件  $\sin \theta = r/f$  可得,偏折角  $\theta$  满足的关系式为:

$$\cos \theta = \sqrt{1 - \frac{r^2}{f^2}}, \quad (3)$$

式中  $f = R_0/NA$  为聚焦透镜的焦距,  $R_0$  为透镜的入射光瞳的切趾半径,  $NA$  为透镜的数值孔径,  $r$  为透镜后焦面上环带的半径。将(3)式代入(2)式得

$$\exp\left(i|\Delta z| \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{1 - \frac{r^2}{f^2}}\right) = 1, \quad (4)$$

由此得,与  $r$  有关的相位差满足:

$$|\Delta z| \sqrt{1 - \frac{r^2}{f^2}} = m \frac{\lambda}{2}, \quad m = 2l, \quad l = 0, 1, 2, \dots, \quad (5)$$

即由轴向偏移距离  $\Delta z$  引起的光程差为半波长的偶数倍。整理(5)式有:

$$r_m = f \sqrt{1 - \left(\frac{m\lambda}{2\Delta z}\right)^2}, m = 2l, l = 0, 1, 2, \dots, \quad (6)$$

因此,由(6)式得到的环半径( $m$ 为偶数时)产生的环波带,将使得透镜的焦点偏移到  $z = \Delta z$  的位置处。同理,若  $\exp(ik|\Delta z|\cos\theta) = -1$ ,那么

$$r_m = f \sqrt{1 - \left(\frac{m\lambda}{2\Delta z}\right)^2}, m = 2l + 1, l = 0, 1, 2, \dots, \quad (7)$$

即由(7)式得到的环半径( $m$ 为奇数时)产生的环波带,将使得透镜的焦点偏移到  $z = -\Delta z$  的位置处。最后,综合(6)式和(7)式,便得到了二元相位波带片的半径的解析式:

$$r_m = f \sqrt{1 - \left(\frac{m\lambda}{2\Delta z}\right)^2}, m = 0, 1, 2, \dots, \quad (8)$$

式中  $m$  ( $m > 1$ )为奇数时,  $r_m$  和  $r_{m-1}$  之间的环带区域里的相位取值为  $0$ ,对应的  $m$  为偶数时,  $r_m$  和  $r_{m-1}$  之间的环带区域里的相位取值为  $\pi$ ;或者,  $m$  ( $m > 1$ )为偶数时,  $r_m$  和  $r_{m-1}$  之间的环带区域里的相位取值为  $0$ ,对应的  $m$  为奇数时,  $r_m$  和  $r_{m-1}$  之间的环带区域里的相位取值为  $\pi$ 。由(8)式可以看出,  $m$  有一定的取值范围。当  $r_m = 0$ ,  $m$  有最大值  $m_{\max} = 2\Delta z/\lambda$ ;当  $r_m = R_0$ ,  $R_0$  为入射光瞳半径,  $m$  有最小值  $m_{\min} = 2|\Delta z|(1 - NA^2)^{1/2}/\lambda$ , 相应的环带个数  $N = m_{\max} - m_{\min}$ 。

由此可见,(8)式的形式类似于标量场理论下的菲涅耳波带片的半径公式,是一个半径  $r$  与焦距  $f$  和轴向偏移距离  $\Delta z$  直接相关的解析式。因此,通过对焦斑距焦点的轴向偏移距离  $\Delta z$  的调整可以快速实现对波带片的设计,从而实现轴向动态可调的双焦点。

基于以上公式,可以设计任意轴向偏移距离的二元相位波带片。二元相位波带片的复振幅透射率用  $T(\theta)$  表示。如图1所示,设计的二元相位波带片的结构示意图。对于  $N$  个多环带的波带片,环带的半径分别为  $r_1, r_2, r_3, \dots, r_{N-1}, r_N$ ,那么在聚焦系统中这些环带外边沿对应的光束会聚角分别为  $\theta_1, \theta_2, \theta_3, \dots, \theta_{N-1}, \theta_N$ 。会聚角的取值可由对应的半径  $r_i$  求出,其结果为

$$\theta_i = \arcsin(r_i NA), \quad (9)$$

式中半径  $r_i$  为对切趾半径  $R_0$  的归一化半径,即  $r_i = r_m/R_0$ 。由此,二元相位波带片的透射率函数表示为

$$T(\theta) = \begin{cases} 1, & 0 \leq \theta \leq \theta_1, \theta_2 \leq \theta \leq \theta_3, \dots, \theta_n \leq \theta \leq \alpha \\ -1, & \theta_1 < \theta < \theta_2, \theta_3 < \theta < \theta_4, \dots, \theta_{n-1} \leq \theta < \theta_n \end{cases} \quad (10)$$

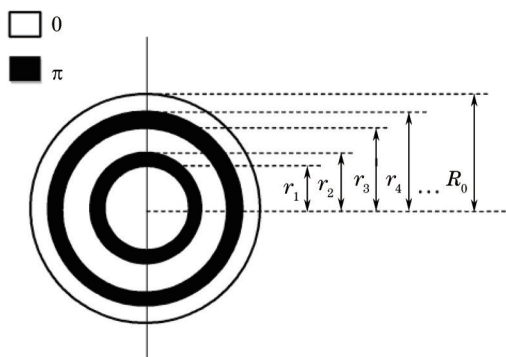


图1 二元相位波带片结构示意图

Fig.1 Sketch of the binary phase zone plate

如图2所示,以径向偏振光的贝塞尔-高斯光束为例,来说明此二元相位波带片对紧聚焦场的调制作用。根据德拜衍射理论,径向偏振光束经二元相位波带片和高数值孔径透镜聚焦后的光场有以下公式<sup>[13]</sup>:

$$\begin{cases} E_r = A \int_0^\alpha \sqrt{\cos \theta} \sin(2\theta) l(\theta) T(\theta) J_1(kr \sin \theta) \exp(ikz \cos \theta) d\theta, \\ E_z = 2iA \int_0^\alpha \sqrt{\cos \theta} \sin^2(\theta) l(\theta) T(\theta) J_0(kr \sin \theta) \exp(ikz \cos \theta) d\theta \end{cases}, \quad (11)$$

式中  $E_r$  和  $E_z$  分别表示聚焦光场沿径向和轴向的振幅分量,  $\alpha = \arcsin(NA/n_i)$ , 是由  $NA$  决定的最大会聚角,  $n_i$  为周围介质的折射率,  $A = f\pi E_0/\lambda$  为常数,  $E_0$  为入射光振幅,  $J_0$  和  $J_1$  分别表示级次为 0 和 1 的第一类贝塞尔函数,  $l(\theta)$  是贝塞尔-高斯光束的振幅分布, 其表达式为<sup>[13]</sup>

$$l(\theta) = \exp\left[-\beta^2 \left(\frac{\sin \theta}{\sin \alpha}\right)^2\right] J_1\left(2\gamma \frac{\sin \theta}{\sin \alpha}\right). \quad (12)$$

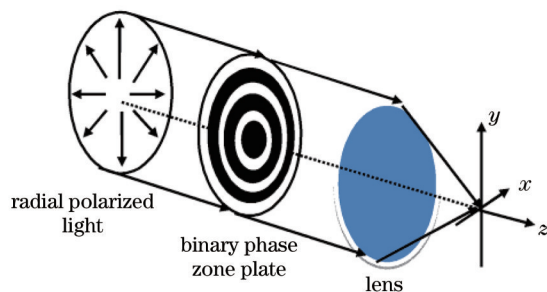


图 2 光路示意图

Fig.2 Schematic of the set-up

### 3 数值模拟与讨论

#### 3.1 二元相位波带片

数值模拟的参数设定为: 入射光波长  $\lambda = 632.8 \text{ nm}$ , 周围介质折射率  $n_i = 1$ , 透镜采用的数值孔径  $NA = 0.95$ , 入射光瞳的切趾半径  $R_0 = 3.25 \text{ mm}$ 。利用(8)式, 分别计算出  $\Delta z$  为  $5\lambda$ 、 $4\lambda$ 、 $3\lambda$ 、 $2\lambda$ 、 $0.8\lambda$ 、 $0.6\lambda$  时的各个环带的归一化半径, 其计算结果如表 1 所示。

表 1 不同轴向偏移距离波带片的归一化半径及偏折角

Table 1 Normalized radii and angles of the zone plate with different axial shifting distances

$\Delta z$	radii and angle	Number of rings ( $i$ )					
		1	2	3	4	5	6
$5\lambda$	$r_i$	0.45	0.63	0.75	0.84	0.91	0.96
	$\theta_i$	25.8	36.8	45.5	53.1	60	66.4
$4\lambda$	$r_i$	0.51	0.70	0.82	0.91	0.98	-
	$\theta_i$	29.0	41.4	51.3	60.0	68.0	-
$3\lambda$	$r_i$	0.58	0.78	0.91	0.99	-	-
	$\theta_i$	33.6	48.2	60.0	70.5	-	-
$2\lambda$	$r_i$	0.70	0.91	-	-	-	-
	$\theta_i$	41.4	60.0	-	-	-	-
$0.8\lambda$	$r_i$	0.82	-	-	-	-	-
	$\theta_i$	51.3	-	-	-	-	-
$0.6\lambda$	$r_i$	0.58	-	-	-	-	-
	$\theta_i$	33.6	-	-	-	-	-

#### 3.2 聚焦场的数值模拟结果与分析

为了便于比较, 数值模拟了不加二元相位波带片调制时径向偏振贝塞尔-高斯光束光束的聚焦场分布。图 3(a)~(c) 分别为数值模拟得到的  $xy$  截面上的轴向分量、纵向分量和总光强的分布。图 3(d) 为对应在图 3(a)~(c) 中的中心位置强度沿  $x$  轴方向上的变化曲线。可以看出, 在不加任何相位调制片的情况下, 径向

偏振贝塞尔-高斯光束在焦点处形成的焦斑的半峰全宽为  $0.68\lambda$ 。如图 3(a) 中所示, 因径向偏振光聚焦时, 其横向分量占有一定比例, 所以此时的焦点尺寸大于理论衍射极限值:  $\lambda/2NA = 0.526\lambda$ 。

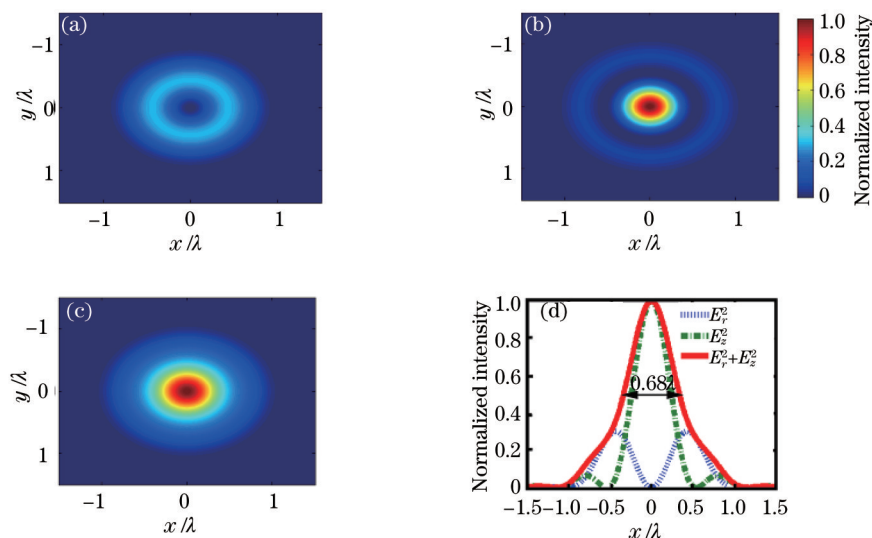


图 3 未加波带片调制时聚焦场光强分布示意图。(a) 径向分量; (b) 轴向分量; (c) 总光强; (d) 各强度分量沿  $x$  方向的变化曲线图  
 Fig.3 Focusing field distribution of a high NA objective without binary phase zone plate. (a) Radial component; (b) longitudinal component; (c) total intensity; (d) intensity profile of the radial, longitudinal and the total field components

将数值模拟加上相位波带片调制之后, 聚焦光场的分布变化情况如图 4 所示。图 4 所示为数值模拟的  $\Delta z = 5\lambda$  时的结果。图 4(a) 为  $\Delta z = 5\lambda$  的二元波带片的相位分布图。图 4(b) 为紧聚焦场区域的三维强度等值

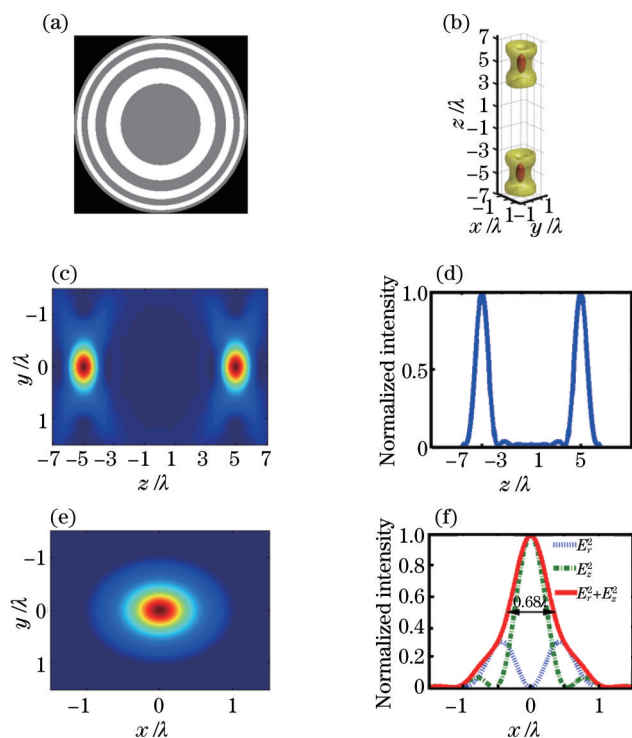


图 4 加上二元相位波带片时的数值模拟结果,  $\Delta z = 5\lambda$ 。(a) 波带片的相位分布; (b) 三维强度等值面分布图,  $I_1 = \exp(-1)I_{\max}$ ,  $I_2 = \exp(-2)I_{\max}$ ; (c)  $yz$  截面上的总光强分布; (d) 总光强沿  $z$  轴的变化曲线; (e)  $xy$  截面总光强分布; (f) 轴向、纵向及总光强沿  $x$  方向的变化曲线图

Fig.4 Simulation results of a binary phase zone plate when  $\Delta z = 5\lambda$ . (a) Phase distribution of the zone plate; (b) three dimensional iso-surface of the total intensity with  $I_1 = \exp(-1)I_{\max}$  and  $I_2 = \exp(-2)I_{\max}$ ; (c) total intensity on the  $yz$  cross-section; (d) profile of the total intensity along  $z$  direction; (e) total intensity on the  $xy$  cross-section; (f) profiles of the radial, longitudinal and the total field components in  $x$  axis

面分布图。图4(c)为聚焦场在  $yz$  截面上的二维强度分布。图4(d)为对应于图4(c)中,中心位置强度在  $z$  方向上的变化曲线图。可以看出,加上此相位调制片后,产生了沿轴向分布的等强度的两个焦点。并且,这两个焦点的偏移距离与理论相一致,位置变为  $z = \pm 5\lambda$ 。图4(e)为其中单个焦点的聚焦场在  $xy$  截面上的二维强度分布。图4(f)为单个焦点的轴向分量、纵向分量及总光强沿一维  $x$  方向的变化曲线。对比图3(d)和图4(f)发现,加上相位波带片之后,单个焦点的半峰全宽并没有变化。即,加上二元相位波带片的调制后,只是使得光斑沿轴向发生了偏移,产生了两个焦点,但每个焦点的强度分布并没有受到调制波带片的影响。

随后数值模拟了  $\Delta z$  取不同值时的聚焦场分布。由数值模拟结果得出,双焦点的偏移距离与波带片中的  $\Delta z$  完全相符。当两个焦点相距很远时,每个焦点的强度分布不会发生变化,但随着  $\Delta z$  的减小,两个焦点距离逐渐缩短并相互靠近时,两个焦点的光强分布将会发生变化。如图5所示,当  $\Delta z = 2\lambda$  时,两个焦点周围空间的光场分布发生了变化,两个焦点之间的强度分布将会产生相互影响。进一步发现,继续减小  $\Delta z$  时,将会产生一些具有特殊强度分布的光斑。

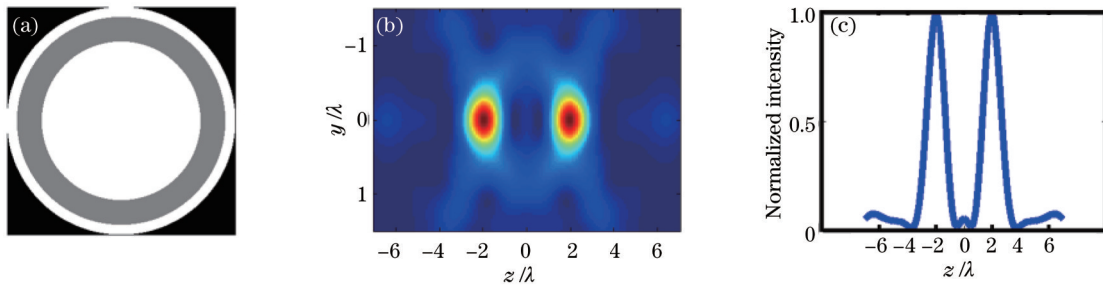


图5 轴向偏移距离  $\Delta z = 2\lambda$  的二元波带片的模拟结果。(a)波带片的相位分布;(b) $yz$ 截面上的总光强分布;(c)沿  $z$ 轴方向上的光强分布曲线

Fig.5 Simulation results of the binary zone plate with axial shifting distances  $\Delta z = 2\lambda$ . (a) Phase distribution of the zone plate; (b) total intensity distribution on  $yz$  cross-section; (c) profile of the total intensity in  $z$  axis

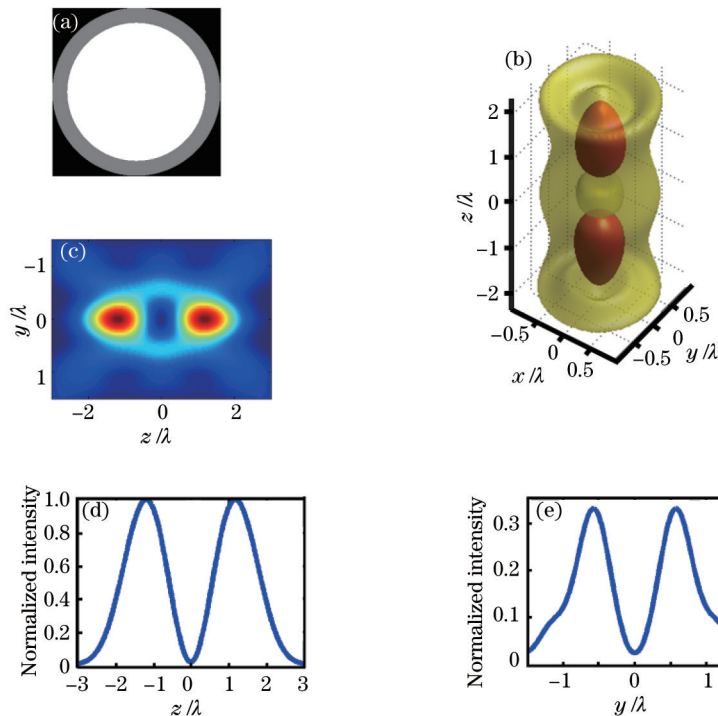


图6 当  $\Delta z = 0.8\lambda$  时的数值模拟结果。(a)二元波带片的相位分布;(b)三维强度等值面分布图,  $I_1 = \exp(-1)I_{\max}, I_2 = \exp(-2)I_{\max}$ ; (c) $yz$ 截面上总光强分布图;(d)总光强沿  $z$ 轴向上的变化曲线图;(e)总光强沿  $y$ 轴的变化曲线图

Fig. 6 Simulated results when  $\Delta z = 0.8\lambda$ . (a) Phase distribution of the zone plate; (b) three dimensional iso-surface of the total intensity with  $I_1 = \exp(-1)I_{\max}$  and  $I_2 = \exp(-2)I_{\max}$ ; (c) total intensity distribution on the  $yz$  cross-section; (d) profile of the total intensity along  $z$  axis; (e) profile of the total intensity along  $y$  axis

如图6所示为  $\Delta z=0.8\lambda$  时的数值模拟结果。图6(a)为  $\Delta z=0.8\lambda$  的二元波带片的相位分布图。图6(b)为其三维聚焦场的强度分布。图6(c)为  $yz$  截面总光强分布图。图6(d)和6(e)分别表示为总光强沿  $z$  轴和  $y$  轴方向上的强度变化曲线图。从图6(b)和6(c)中可以看出,两个焦斑靠近相互影响作用已经十分明显。聚焦场周围形成了类似“光泡”的光场分布。由图6(d)可看出焦点处的光强为零,并且焦点附近有较强光强存在,但图6(e)显示焦平面上暗斑周围的光强不是非常大,可以依据(8)式,改变  $\Delta z$  的值,对形成的光泡做进一步的优化,使得暗斑周围光强更强,并且使“光泡”的面积更大,更有利于微利捕捉,以满足实际需求。

当进一步减小  $\Delta z$  的值到  $0.6\lambda$  时,发现在此二元相位波带片的调制下,其紧聚焦的光场分布有类似“光针”的强度分布。图7(a)为  $\Delta z=0.6\lambda$  的二元波带片的相位分布图。图7(b)为其三维聚焦场的等值面强度分布。图7(c)为  $yz$  截面上的总光强分布图。图7(d)为总光强沿  $z$  轴方向变化曲线图。可以看出,加上相位波带片调制后,形成沿光轴方向类似针状的纵向场分布。总光强沿着光轴方向的焦深变长,约为  $2\lambda$ 。因此,在高数值孔径物镜前加入二元相位波带片,同样可以产生一种有效压缩光斑的方法。通过对入射的径向偏振光进行相位调制改变其入射波前,使得聚焦后的纵向场分量增强,从而达到减小光斑的效果。径向偏振光在加入二元相位波带片后在聚焦场横截面的总电场强度分布如图7(e)所示。图7(f)为对应的焦点处轴向分量、纵向分量及总光强沿  $x$  轴方向的变化曲线图。对比图7(f)和图3(d)可以看出,加上相位波带片后的电场强度分布曲线的半峰全宽为  $0.46\lambda$ ,小于相同条件下不使用二元相位波带片时的电场强度分布曲线的半峰全宽  $0.68\lambda$ 。因此,由于相位波带片的调制作用,有效抑制了光束的径向成分,光场的振动方向更加趋于轴向方向。由图7(c)和7(e)看出,光束的能量在  $z$  轴方向分布的更加均匀,并且主要集中在轴向分量,在焦点处的区域形成了“光针”,并且通过改变(8)式中的  $\Delta z$  值,可以继续得到符合实际需求的“光针”型光场分布。

为了进一步说明,紧聚焦场的强度分布随着轴向偏移距离的变化规律,数值模拟了在  $z=0$  的平面上的强度最大值随着轴向偏移距离的变化曲线,如图8所示。可以看出,不同的轴向偏移距离有着不同的光场强度分布。当  $\Delta z$  的取值范围为  $0\lambda$  到  $0.5\lambda$  时,其强度为最大值,且保持不变,即当  $\Delta z$  小于  $0.5\lambda$  时,波带片对入射光

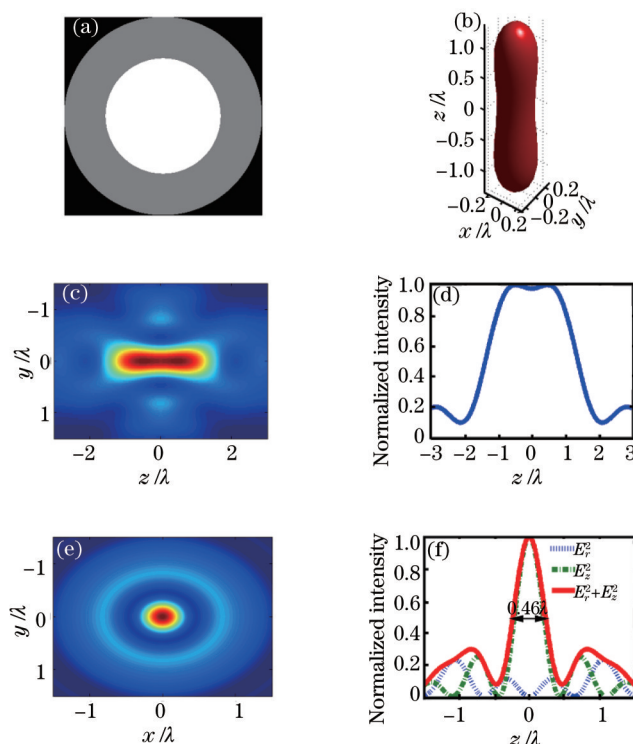


图7 当  $\Delta z=0.6\lambda$  时的数值模拟结果。(a)二元波带片的相位分布;(b)三维强度等值面分布图,  $I=0.5I_{max}$ ;(c) $yz$ 截面上总光强分布图;(d)总光强沿  $z$  轴向的变化曲线图;(e)总光强在  $xy$  横截面上的光场分布;(f)各强度分量沿  $x$  轴的变化曲线图

Fig.7 Simulated results when  $\Delta z=0.6\lambda$ . (a) Phase distribution of the zone plate; (b) three dimensional iso-surface of the total intensity with  $I=0.5I_{max}$ ; (c) total intensity distribution on the  $yz$  cross-section; (d) profile of the total intensity along  $z$  axis; (e) total intensity distribution on the  $xy$  cross-section; (f) intensity profile of the radial, longitudinal and the total field components

不产生任何调制作用,其相位分布与不加波带片时一致,在聚焦场将会产生一个焦点;当 $\Delta z$ 的取值范围为 $0.5\lambda$ 到 $0.6\lambda$ 时,强度分布不断减小,在此区域内的紧聚焦场分布将会产生“光针”型焦点分布;当 $\Delta z$ 的取值范围为 $0.6\lambda$ 到 $1.5\lambda$ 时,在双焦点的相互影响下,在聚焦场将会产生“光泡”分布,并且在 $\Delta z=1.0\lambda$ ,中心处光强取最大值,表明此时的“光泡”的强度最大值与中心的对比度最大;当 $\Delta z$ 大于 $1.5\lambda$ 时,即随着双焦点距离的逐渐增加,中心光强逐渐降低,两个焦点的相互影响作用逐渐减弱,此时双焦点将会逐渐分开。

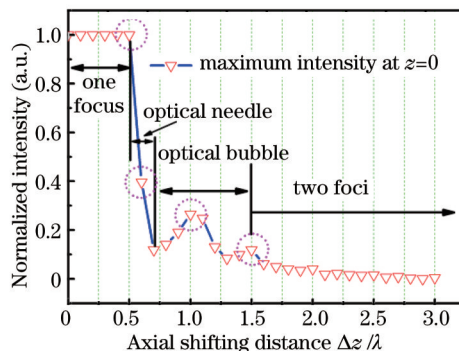


图 8 在  $z=0$  平面上的光场强度最大值随轴向偏移距离变化曲线图

Fig.8 Maximum intensity in the plane of  $z=0$  as a function of axial distances

## 4 结 论

基于紧聚焦条件下的矢量衍射理论,推导出了—种新的设计二元相位波带片的半径公式。由其确定的环带的半径,不同于以往利用迭代优化算法得出的环半径,此公式是一个与焦点的轴向偏移距离有关的解析式。由此半径解析式,可以设计—系列具有不同轴向移动距离的二元相位波带片。高数值孔径透镜在基于此二元相位波带片的调制下,可在紧聚焦场区域得到轴向偏移距离可调的双焦点。数值模拟结果已表明,利用此方法可以成功的实现轴向双焦点分布。并且,还发现在—定的轴向偏移距离处,还能产生“光泡”、“光针”等特殊的聚焦场结构。因此,这种波带片具有可以集成动态可调的双焦点与特殊场的聚焦光斑的优点,能够实现超衍射极限的、长焦深的或具有中心暗场的三维强度分布,其有望能在微粒子的动态操控与捕获方面有—定的实际应用价值。

## 参 考 文 献

- 1 X Li, P Venugopalan, H Ren, *et al.*. Super-resolved pure-transverse focal fields with an enhanced energy density through focus of an azimuthally polarized first-order vortex beam [J]. *Opt Lett*, 2014, 39(20): 5961-5964.
- 2 S Wang, X Li, J Zhou, *et al.*. Ultralong pure longitudinal magnetization needle induced by annular vortex binary optics [J]. *Opt Lett*, 2014, 39(17): 5022-5025.
- 3 X Y Weng, X M Gao, H M Guo, *et al.*. Creation of tunable multiple 3D dark spots with cylindrical vector beam [J]. *Appl Opt*, 2014, 53(11): 2470-2476.
- 4 L Zhu, J Yu, D Zhang, *et al.*. Multifocal spot array generated by fractional Talbot effect phase-only modulation [J]. *Opt Express*, 2014, 22(8): 9798-9808.
- 5 L Zhu, M Sun, M Zhu, *et al.*. Three-dimensional shape-controllable focal spot array created by focusing vortex beams modulated by multi-value pure-phase grating [J]. *Opt Express*, 2014, 22(18): 21354-21367.
- 6 Liu Xuening, Wang Jiming, He Chongjun, *et al.*. Backward focus engineering with controlled cylindrical vector beams under different numerical aperture [J]. *Acta Optica Sinica*, 2014, 34(1): 0114004.  
刘雪宁, 王吉明, 赫崇君, 等. 不同数值孔径下调控矢量光束聚焦场的反向构建[J]. *光学学报*, 2014, 34(1): 0114004.
- 7 Wang Yifan, Kuang Cuifang, Gu Zhaotai, *et al.*. Generation of polarization-adjustable cylindrical vector beams based on vortex phase modulation and interference [J]. *Acta Optica Sinica*, 2013, 33(10): 1005001.  
王轶凡, 匡翠芳, 顾兆泰, 等. 基于相干涡旋位相调制的偏振可调柱状矢量偏振光的产生[J]. *光学学报*, 2013, 33(10): 1005001.
- 8 Xiu Peng, Jiang Yunshan, Wang Yifang, *et al.*. Measuring method and evaluation of cylindrical vector polarized beams [J]. *Acta*



- Optica Sinica, 2014, 34(6): 0612002.  
修 鹏, 江芸珊, 王轶凡, 等. 一种柱状矢量偏振光的检测与评价方法[J]. 光学学报, 2014, 34(6): 0612002.
- 9 Q Zhan. Cylindrical vector beams from mathematical concepts to applications [J]. Adv Opt Photon, 2009, 1(1): 1–57.
- 10 T Grosjean, D Courjon, M Spajer. An all-fiber device for generating radially and other polarized light beams [J]. Opt Commun, 2002, 203(1–2): 1–5.
- 11 Cheng Kan, Tan Qiaofeng, Zhou Zhehai, *et al.*. Design of three-dimensional superresolution diffractive optical elements for radially polarized beam [J]. Acta Optica Sinica, 2010, 30 (11): 3295–3299.  
程 侃, 谭峭峰, 周哲海, 等. 径向偏振光三维超分辨衍射光学元件设计[J]. 光学学报, 2010, 30(11): 3295–3299.
- 12 Tan Zhihua, Weng Xiaoyu, Sui Guorong, *et al.*. Multi-focal spots formed by the modulation of double ring-shape vortex phase plate [J]. Optical Instruments, 2013, 35(5): 46–50.  
谭志华, 翁晓羽, 隋国荣, 等. 基于双环形旋涡相位调制的多焦点产生[J]. 光学仪器, 2013, 35(5): 46–50.
- 13 Liu Haigang, Yang Yanfang, He Ying, *et al.*. Generation of multifocal spherical spots with Bessel-Gaussian radially polarized beam modulated with diffractive optical element [J]. Chinese J Quantum Electronics, 2013, 30(4): 385–390.  
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.
- 14 Cao Guowei, Li Yongping, Bi Guoqiang. Improve axial resolution of fluorescent microscopy using cylindrical vector beams modulated by diffractive optical elements [J]. Chinese J Lasers, 2013, 40(4): 0410001.  
曹国威, 李永平, 毕国强. 利用衍射光学元件调制轴对称偏振光提高荧光显微镜纵向分辨率[J]. 中国激光, 2013, 40(4): 0410001.
- 15 K S Youngworth, T G Brown. Focusing of high numerical aperture cylindrical-vector beams [J]. Opt Express, 2000, 7(2): 77–87.
- 16 Godai Miyaji, Noriaki Miyanaga, Koji Tsubakimoto, *et al.*. Intense longitudinal electric fields generated from transverse electromagnetic waves [J]. Appl Phys Lett, 2004, 84 (19): 3855–3857.
- 17 Wei Tongda, Zhang Yunhai, Xiao Yun, *et al.*. Effects of polarization state and effective numerical aperture on the resolution in confocal total internal reflection microscopy [J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2014, 51(1): 011102.  
魏通达, 张运海, 肖 昀, 等. 偏振态和有效数值孔径对共聚焦全内反射显微术分辨率的影响[J]. 激光与光电子进展, 2014, 51(1): 011102.
- 18 Q W Zhan, J R Leger. Microellipsometer with radial symmetry [J]. Appl Opt, 2002, 41(22): 4630–4637.
- 19 D P Biss, T G Brown. Cylindrical vector beam focusing through a dielectric interface [J]. Opt Express, 2001, 9(10): 490–497.
- 20 Q W Zhan. Trapping metallic Rayleigh particles with radial polarization [J]. Opt Express, 2004, 12(15): 3377–3382.
- 21 Y Q Zhao, Q W Zhan, Y L Zhang, *et al.*. Creation of a three-dimensional optical chain for controllable particle delivery [J]. Opt Lett, 2005, 30(8): 848–850.
- 22 Z H Zhou, Q F Tan, G F Jin. Focusing of high polarization order axially-symmetric polarized beams [J]. Chin Opt Lett, 2009, 7(10): 938–940.
- 23 Tian Bo, Chen Ziyang, Pu Jixiong. Optical chain generated by tight focusing of radially polarized higher-order Laguerre-Gaussian beams [J]. J Optoelectronics Laser, 2013, 24(12): 2435–2439.  
田 博, 陈子阳, 蒲继雄. 高阶拉盖尔-高斯径向偏振光束强聚焦产生的光链[J]. 光电子·激光, 2013, 24(12): 2435–2439.
- 24 H F Wang, L P Shi, C T Chong. Creation of a needle of longitudinally polarized light in vacuum using binary optics [J]. Nat Photonics, 2008, 2(8): 501–505.
- 25 Y Q Zhao, Q W Zhan, Y P Li. Design of DOE for beam shaping with highly NA focused cylindrical vector beam [C]. SPIE, 2005, 5636: 56–65.
- 26 Liu Jian, Yang Yanfang, He Ying, *et al.*. Flattop beam creation based on strong focusing of circularly polarized vortex beams [J]. Acta Optica Sinica, 2014, 34 (5): 0526003.  
刘 健, 杨艳芳, 何 英, 等. 基于圆偏振涡旋光束强聚焦的平顶光束的构成[J]. 光学学报, 2014, 34(5): 0524003.
- 27 Q W Zhan. Trapping metallic Rayleigh particles with radial polarization [J]. Opt Express, 2004, 12(15): 3377–3382.
- 28 E Wolf. Electromagnetic diffraction in optical systems I. An integral representation of the image field [C]. Proc R Soc London, 1959, 253(1274): 349–357.
- 29 B Richard, E Wolf. Electromagnetic diffraction in optical systems II. Structure of the image field in an aplanatic system [C]. Proc R Soc London, 1959, 253 (1274): 358–379.