

# 不同数值孔径下调控矢量光束聚焦场的反向构建

刘雪宁 王吉明 赫崇君 刘友文

(南京航空航天大学理学院应用物理系, 江苏 南京 211106)

**摘要** 根据电磁辐射理论和矢量光场积分理论,研究了矢量光束聚焦场特性与聚焦透镜数值孔径之间的关系。在透镜焦场区设定电偶极子阵列和磁偶极子阵列,收集其辐射场并反向聚焦,通过调控与优化偶极子阵列参数,反演不同数值孔径透镜下的聚焦光场,获得了聚焦光针场、三维衍射受限光管场随透镜数值孔径的变化规律。研究结果表明,随着数值孔径的减小,光针场的纵向分量纯度、边缘斜率以及光针长度递减,半峰全宽递增,光管场依旧保持纯方位角偏振分布,且中空区域的半峰全宽递增。研究结果对在不同数值孔径下矢量光束聚焦的应用研究具有重要意义。

**关键词** 激光光学;矢量光束;数值孔径;光针场;光管场

**中图分类号** O437 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/AOS201434.0114004

## Backward Focus Engineering with Controlled Cylindrical Vector Beams under Different Numerical Apertures

Liu Xuening Wang Jiming He Chongjun Liu Youwen

(Department of Applied Physics, College of Science, Nanjing University of Aeronautics and Astronautics, Nanjing, Jiangsu 211106, China)

**Abstract** Based on the electro-magnetic radiation theory and the optical vector field integral theory, the relation between the property of optical vector focal fields and the numerical aperture has been studied. The electric and magnetic dipoles arrays are located along the optical axis in the focal volume. The radiation fields of them are collected and focused reversely. By manipulating and optimizing the dipole parameters and reversing the focused optical field with different numerical apertures, we study the rule of the optical needle and diffraction limited three-dimensional optical tube changing with the numerical aperture. The results show that the longitudinal polarization component purity, the edge slope and optical needle length decline with the decrease of numerical aperture and the full-width at half-maximum increases. The optical tube field is still azimuthally polarized with an intensity null at the center. The length of the intensity null along radial direction will increase. The research has significance on the application of focused vector beam under different numerical apertures.

**Key words** laser optics; vectorial beam; numerical aperture; optical needle field; optical tube field

**OCIS codes** 260.5430; 260.2110; 260.1960

## 1 引言

矢量光束是指波前平面上偏振态具有局域相异性的新型激光场,在光的产生、传输、调控和与物质相互作用过程中,其偏振态的时空演化不同于传统的线偏振光、圆偏振光和椭圆偏振光等,这种光束具有独特的矢量化分布特征。其中,最重要的一类矢

量光束是具有以传播方向为轴,偏振态呈空间轴对称分布的激光光束。轴对称矢量光束的最基本形式为径向偏振光束和角向偏振光束,两者从偏振态分布上表现为空间处处垂直。目前,获取矢量光束的方法已经基本成熟,有多种形式的矢量光束获取方法,且各具特点<sup>[1-5]</sup>。已出现商用化的产品,如瑞士

**收稿日期**: 2013-06-27; **收到修改稿日期**: 2013-08-21

**基金项目**: 国家自然科学基金(11104144, 11174147)、江苏省自然科学基金(BK2011721)、南京航空航天大学基本科研业务费(NZ2013206, NZ2013205)

**作者简介**: 刘雪宁(1990—),女,硕士研究生,主要从事偏振光学方面的研究。

**导师简介**: 王吉明(1977—),男,博士,副教授,主要从事矢量光场方面的研究。E-mail: jimingw@nuaa.edu.cn(通信联系人)

Arcoptix 公司的偏振转换器,利用液晶电光效应,能将线偏振光直接转化成径向或者角向偏振光束。矢量光束的研究引起了光学界的广泛关注,相关的研究从矢量光束的产生发展到了矢量化调控和大数值孔径系统的聚焦,从理论和实现方法的研究,扩展到了应用基础的前沿探索性研究,尤其是与强聚焦光场相关的应用领域涉及广泛,包含了光学显微、高密度光存储、光学微操控技术、表面等离子体光子技术、激光精细加工等领域<sup>[6-11]</sup>。

这些矢量光场中,偏振态分布作为矢量光场的重要特性,与光场的振幅、相位一起,可作为完备的调控要素,在空域对光场的相移、振幅和偏振态进行全方位调控,使其随空间坐标的变化而发生变化,获得所需要的调控矢量光束,实现新的光学现象或发展新的应用技术。这类调控矢量光场,尤其在强聚焦光场领域具有重要应用前景。2010 年以来,天线辐射理论被引入到了矢量光场的调控和聚焦领域里,提出了矢量光束相位、振幅和偏振态全自由度的调控思路和方法,通过这些调控矢量光束的聚焦,获取了超长、高质量的光针场<sup>[12]</sup>、光管场<sup>[13]</sup>、三维平顶光场<sup>[13]</sup>、光链场<sup>[14]</sup>以及偏振态可控的多焦点场<sup>[15]</sup>。

实际应用中,在不同数值孔径的聚焦系统下,产生具有预期强度、偏振态分布特性的聚焦场,会引起入射矢量光场相位、振幅或偏振态分布等调控元素的变化,从而导致入射光瞳面上光场分布的变化,因

此有必要研究不同数值孔径下的聚焦光场特性和所需的人射调控矢量光束。基于上述研究背景,本文根据光频偶极子天线辐射场的反向推演理论和反向构建聚焦矢量光场的方法,研究了不同数值孔径聚焦透镜收集电-磁偶极子的光频电磁辐射场,通过反演聚焦光场,对反向会聚产生的聚焦场性质的影响进行探究分析。在不同数值孔径的条件下,聚焦透镜对偶极子辐射场的收集能力不同,作为输入光场反向聚焦获得的矢量聚焦场性质不同,通过对反向聚焦获得的聚焦矢量场各个参数进行分析,得到聚焦矢量场随数值孔径的变化规律,从而获得不同数值孔径下调控矢量光束的聚焦特性。此研究结果对矢量光束的进一步应用研究具有实际意义。

## 2 基于电-磁偶极子辐射场的反向构建聚焦场理论

基于电-磁偶极子辐射场的反向构建聚焦光场的示意图如图 1 所示。其中图 1(a)为大数值孔径聚焦光学系统的光路示意图。对于不同数值孔径的透镜 L,在聚焦点 F 附近,设定具有特定结构的电-磁偶极子阵列,如图 1(b)和(c)所示。其反向辐射场被透镜收集。偶极子阵列以焦平面为中心成镜像对称,沿轴向排列。电偶极子长度远小于光波波长,其振荡方向沿 z 轴;磁偶极子等效为微小载流圆环,圆环半径远小于光波波长。

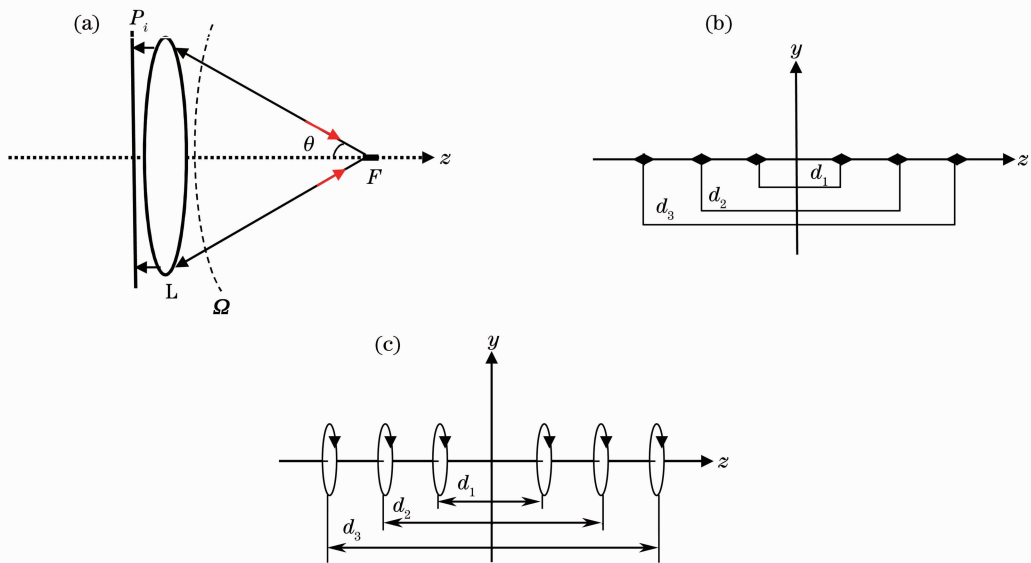


图 1 (a)偶极子阵列辐射场的收集及其反向聚焦;(b)焦点附近电偶极子阵列结构图;(c)焦点附近磁偶极子阵列结构图  
 Fig.1 (a) Schematic of radiation field of dipole array and focusing reversely; (b) schematic diagram of an electric dipole array in the focal volume; (c) schematic diagram of a magnetic dipole array in the focal volume

根据偶极子辐射理论,其到达透镜后曲面  $\Omega$  上任意一点的辐射场分布为  $\mathbf{E}_{\text{eo}}(\theta)$ 、 $\mathbf{E}_{\text{mo}}(\theta, \varphi)$ <sup>[16]</sup>:

$$\begin{cases} \mathbf{E}_{\text{eo}}(\theta) = C_e \sin \theta (AF_e)_N \mathbf{a}_\theta, & (1a) \\ \mathbf{E}_{\text{mo}}(\theta, \varphi) = C_m (AF_m)_N \sin \theta \mathbf{a}_\varphi, & (1b) \end{cases}$$

(1a)式和(1b)式分别表示电、磁偶极子阵列的辐射场到达聚焦透镜后球面  $\Omega$  上的任意一点的场分布。其中,  $C_e = jZ_{\text{air}} I_0 l_0 \exp(-jkf)/4\pi f$ ,  $Z_{\text{air}}$  是空气的固有阻抗,  $I_0$  和  $l_0$  是标准电流和偶极子长度,  $f$  是物镜

的焦距;  $C_m = 2\eta I_m (\pi a/\lambda)^2 \exp(-jkf)/f$ ,  $\eta$  是空气固有阻抗,  $I_m$  是标准回路电流,  $a$  是回路半径。  $\mathbf{a}_\theta$  和  $\mathbf{a}_\varphi$  分别是沿着  $\theta$  和  $\varphi$  方向的单位矢量。在不影响分析的情况下,此处将  $C_e$  和  $C_m$  均归一化为 1。  $(AF_e)_N$  和  $(AF_m)_N$  分别是电偶极子和磁偶极子的阵列因子,其与电、磁偶极子对之间的间距  $d_n$ 、初始相位差  $\beta_n$  以及第  $n$  对电、磁偶极子的归一化振幅比  $A_n$  有关,关系如下<sup>[16]</sup>:

$$\begin{cases} (AF_e)_N = \sum_{n=1}^N A_n \{ \exp[j(kd_n \cos \theta + \beta_n)/2] + \exp[-j(kd_n \cos \theta + \beta_n)/2] \} \\ (AF_m)_N = \sum_{n=1}^N A_n \{ \exp[j(kd_n \cos \theta + \beta_n)/2] + \exp[-j(kd_n \cos \theta + \beta_n)/2] \} \end{cases} \quad (2)$$

设物镜满足正弦条件,则入瞳面上对应电、磁偶极子阵列的光场分布  $\mathbf{E}_{\text{ei}}(\rho_i, \theta)$ 、 $\mathbf{E}_{\text{mi}}(\rho_i, \theta)$  分别如下<sup>[12]</sup>:

$$\begin{cases} \mathbf{E}_{\text{ei}}(\rho_i, \theta) = (AF_e)_N \sin \theta (\cos \varphi \mathbf{x}_i + \sin \varphi \mathbf{y}_i) / \sqrt{\cos \theta} \\ \mathbf{E}_{\text{mi}}(\rho_i, \theta) = (AF_m)_N (\sin \varphi \mathbf{x}_i - \cos \varphi \mathbf{y}_i) / \sqrt{\cos \theta} \end{cases} \quad (3)$$

其中  $\rho_i = f \sin \theta$ 。根据矢量德拜理论,将收集到的入瞳面光场反向传输并通过透镜,可得出焦点  $F$  附近光场分别接近  $2\pi$  空间里反向会聚的电、磁偶极子阵列辐射场<sup>[12]</sup>,其分别为  $\mathbf{E}_e(r, \psi, z)$  和  $\mathbf{E}_m(r, \psi, z)$ :

$$\begin{cases} \mathbf{E}_e(r, \psi, z) = A \int_0^{\theta_{\max}} \int_0^{2\pi} (AF_e)_N \sin \theta (\cos \theta \cos \varphi \mathbf{i} + \cos \theta \sin \varphi \mathbf{j} + \sin \theta \mathbf{k}) \exp[-ikr \sin \theta \cos(\varphi - \psi) - ikz \cos \theta] \sin \theta d\theta d\varphi \\ \mathbf{E}_m(r, \psi, z) = A \int_0^{\theta_{\max}} \int_0^{2\pi} \mathbf{E}_{\text{mo}}(\theta, \varphi) \exp[-ikr \sin \theta \cos(\varphi - \psi) - ikz \cos \theta] \sin \theta d\theta d\varphi \end{cases} \quad (4)$$

式中  $A$  是积分常数,  $\theta_{\max}$  是与数值孔径直接相关的变量,  $\theta_{\max} = \arcsin(NA)$ ,文中取数值孔径分别为  $NA=0.9, 0.85, 0.8, 0.7$ , 偶极子的数目  $2N=6$  的情况进行研究。

## 3 不同数值孔径下的聚焦光场特性

### 3.1 径向偏振光的聚焦与光针场

在相同的电偶极子数目的条件下,对于不同数值孔径的系统,通过调节参数因子  $A_n$ 、 $d_n$  以及  $\beta_n$  对聚焦光场进行优化调节。设置参数初始值  $A_n = 1$ ,  $d_n = 1.5\lambda$ ,  $\beta_n = 0$ 。首先固定其他参数,优先调节  $d_n$ , 观察轴向强度一维分布图,选取能够获得长焦深和陡峭边缘斜率的参数值,进而固定选定的偶极子间距,在  $0 \sim 1$  的范围内调节  $A_n$  使各电偶极子对附近的峰值强度近似相等,最后微调  $\beta_n$ 。优化参数如表 1 所示。

图 2 是根据表 1 中的参数,在不同数值孔径下

获得的聚焦场光强分布,称之为光针场。图 3 给出了在不同  $NA$  下聚焦光针场在  $r=0$  时的轴向光强分布和  $z=0$  时的径向光强分布。若定义焦深  $f_{\text{DOF}}$  为沿轴向最大光强 80% 以上的轴向宽度<sup>[12]</sup>,可以看出,随着数值孔径从 0.9 变到 0.7,焦深从  $8.12\lambda$  降到  $5.8\lambda$ 。对此聚焦场,定义半峰全宽  $\omega_{1/2}$  为光强占最大光强 50% 以上的横向全宽,半峰全宽从  $0.49\lambda$  增加到  $1.054\lambda$ 。聚焦光场质量定义为轴向偏振分量的比重,可表示为  $\eta = \frac{\Phi_z}{\Phi_z + \Phi_r}$ <sup>[4]</sup>,其中  $\Phi_{z(r)} = \int_0^{r_0} |E_{z(r)}(r, z)|^2 r dr$ ,  $r_0$  是光强径向分布的第一零点。可以看出,随着  $NA$  的减小,轴向偏振分量比重逐渐降低,光针质量变差。这是因为使用大数值孔径物镜收集电偶极子辐射场,在入瞳面上的场分布是调控径向偏振光束。聚焦之后各点的振动方向由于光线的偏折可以分解为纵向分量和径向分量,位于焦点

及焦点附近的光线,所分解的径向分量能够相互抵消,只剩纵向分量存在,而远离焦点的位置,径向分量仍将保持。因而数值孔径越小,聚焦之后光场所分解的径向分量相应增大,纵向分量减少,导致聚焦光束展宽变短,纵向场分量占总场强的百分比减小。定义边缘斜率  $K = \left| \frac{80\%I_{\max} - 10\%I_{\max}}{Z_{80\%I_{\max}} - Z_{10\%I_{\max}}} \right|$ ,四个数值孔径下  $r=0$  轴向强度边缘斜率分别为  $K_{NA=0.9} = 0.486, K_{NA=0.85} = 0.432, K_{NA=0.8} = 0.318, K_{NA=0.7} = 0.259$ 。边缘斜率表明了边缘强度下降的速度,斜率

值越大说明边缘强度的变化越快,在整个光针长度的范围内具有长焦深。在数值孔径改变量相同的条件下,低数值孔径下,焦深、半峰全宽以及纵向场分量比重的变化率逐渐变大。数值孔径从大变小,  $f_{\text{DOF}}$  的变化率依次为 0.49%、6.86%、23.68%;  $\omega_{1/2}$  的变化率依次为 6.50%、16.79%、145.75%;  $\eta$  的变化率依次为 3.34%、10.34%、20.92%,呈非线性关系。这是由于 NA 与  $\theta$  之间的正弦关系  $\theta_{\max} = \arcsin(NA)$  导致的结果。当 NA 下降到 0.7 时,聚焦

表 1 不同数值孔径下电偶极子阵列参数及强度分布

Table 1 Parameters of electric dipole array with different NA and intensity distributions

NA	$A_n$	$d_n$	$\beta_n$	$f_{\text{DOF}}$	$\omega_{1/2}$	$\eta / \%$
0.9	$A_1 = 0.979$	$d_1 = 1.675\lambda$	$\beta_1 = 0.220\pi$	8.12 $\lambda$	0.492 $\lambda$	83.19
	$A_2 = 0.979$	$d_2 = 5.406\lambda$	$\beta_2 = -0.012\pi$			
	$A_3 = 0.985$	$d_3 = 8.625\lambda$	$\beta_3 = 0.310\pi$			
0.85	$A_1 = 0.920$	$d_1 = 1.745\lambda$	$\beta_1 = 0$	8.16 $\lambda$	0.524 $\lambda$	50.51
	$A_2 = 0.862$	$d_2 = 5.147\lambda$	$\beta_2 = 0.014\pi$			
	$A_3 = 0.932$	$d_3 = 8.400\lambda$	$\beta_3 = 0.030\pi$			
0.8	$A_1 = 0.940$	$d_1 = 2.066\lambda$	$\beta_1 = 1.214\pi$	7.60 $\lambda$	0.612 $\lambda$	72.18
	$A_2 = 1$	$d_2 = 5.360\lambda$	$\beta_2 = 0.946\pi$			
	$A_3 = 0.940$	$d_3 = 8.330\lambda$	$\beta_3 = 1.120\pi$			
0.7	$A_1 = 0.748$	$d_1 = 1.860\lambda$	$\beta_1 = -0.038\pi$	5.80 $\lambda$	1.054 $\lambda$	57.08
	$A_2 = 1$	$d_2 = 3.530\lambda$	$\beta_2 = -0.380\pi$			
	$A_3 = 0.966$	$d_3 = 6.180\lambda$	$\beta_3 = 0.480\pi$			

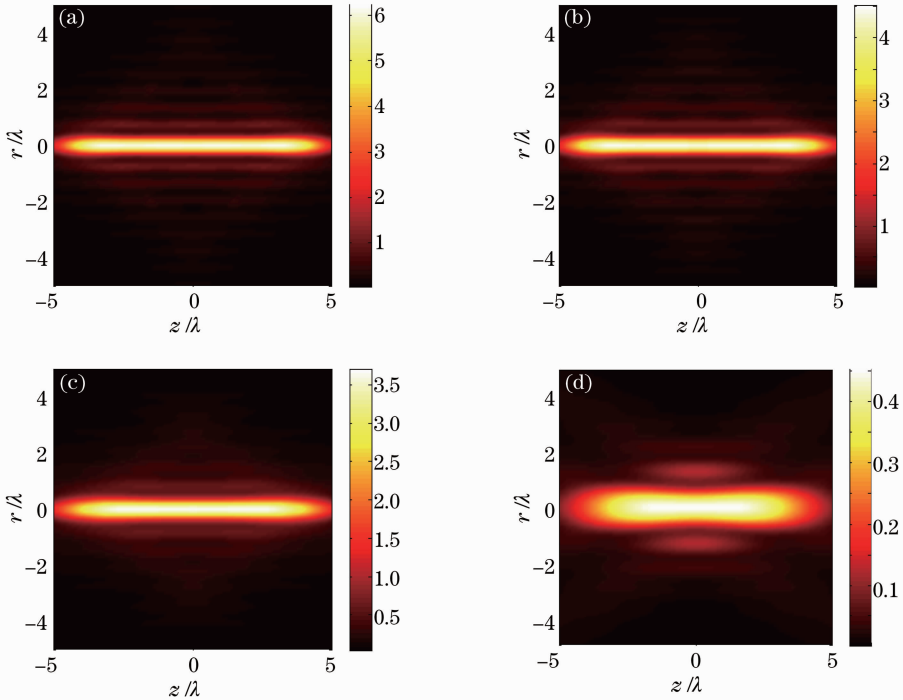


图 2 聚焦场轴向光强分布二维图。(a)  $NA=0.9$ ; (b)  $NA=0.85$ ; (c)  $NA=0.8$ ; (d)  $NA=0.7$

Fig. 2 Axial intensity distributions in the focal volume. (a)  $NA=0.9$ ; (b)  $NA=0.85$ ; (c)  $NA=0.8$ ; (d)  $NA=0.7$

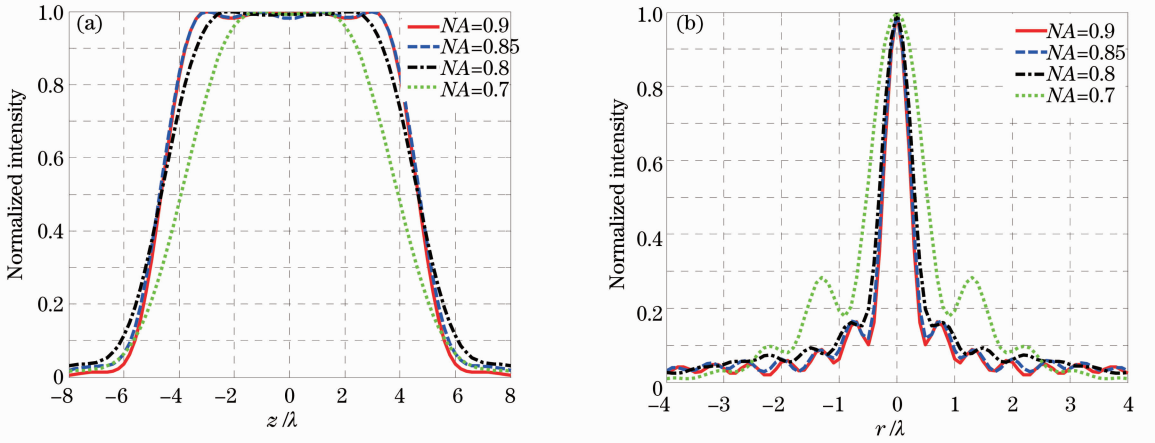

 图 3 不同数值孔径下聚焦场(a)  $r=0$  的轴向光强分布和(b)  $z=0$  的径向光强分布

 Fig. 3 (a) Axial intensity distributions for different NA at  $r=0$  in the focal volume; (b) radial intensity distributions for different NA at  $z=0$  in the focal volume

场的半峰全宽已超过波长,且纵向场分量比下降接近 50%,出现的旁瓣光强接近光强最大值的 30%,聚焦场相比于其他数值孔径下的光针场出现明显变形。

总体上,随着数值孔径的减小,光场的焦深呈现变短的趋势,从  $8.16\lambda$  减小到  $5.8\lambda$ ,纵向强度分量比  $\eta$  逐渐减小,从 83.19% 减小到 57.08%;而半峰全宽逐渐增加,从  $0.492\lambda$  增加至  $1.054\lambda$ 。边缘斜率  $K$  减小,光针场边缘强度的下降变慢。这主要是由于物镜聚焦性能逐渐变弱的结果,数值孔径的改变影响了

聚焦场的场分布,数值孔径越小,光针场的纵向分量越少,径向分量越多,表现为光针场焦深变短和径向半峰全宽的展宽,及边缘斜率下降。对比  $NA = 0.95$  ( $f_{\text{DOF}} = 8\lambda$ ,  $\omega_{1/2} = 0.405\lambda$ ,  $\eta = 87\%$ )<sup>[12]</sup>,从表 1 的数据以及图 3 可以看出,数值孔径大于 0.8 的光针场仍能保持比较好的性质, $f_{\text{DOF}}$  维持在  $7.5\lambda$  以上, $\eta$  保持在 70% 以上,并且在  $-3.2\lambda < z < 3.2\lambda$  的范围内  $\omega_{1/2}$  基本保持不变。 $NA = 0.7$  时,已经不能获得理想光针。

图 4 给出了不同 NA 下光瞳面上所需要入射

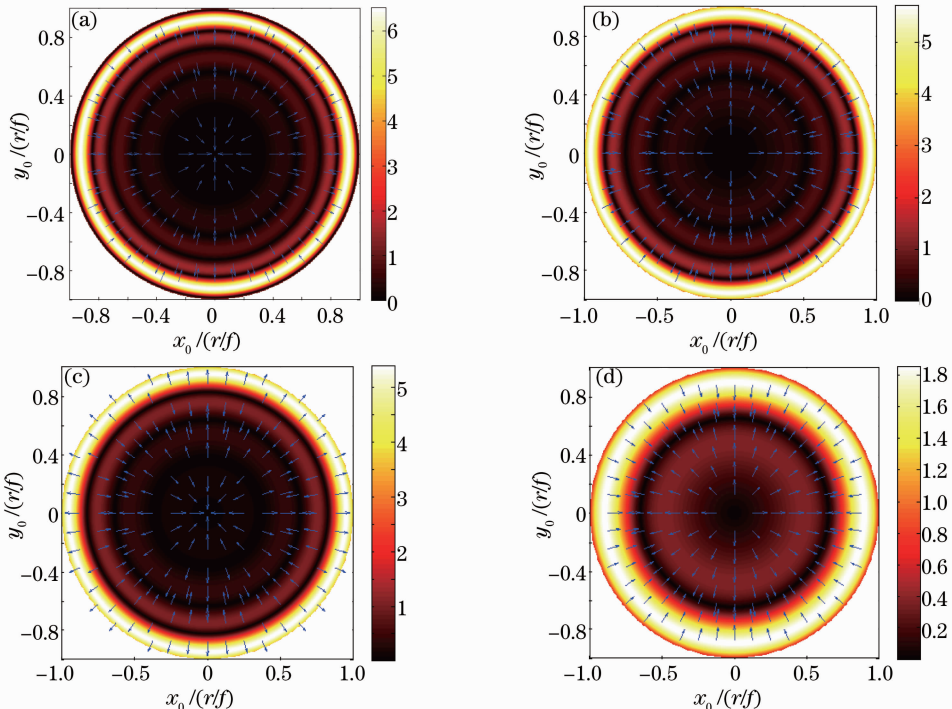

 图 4 入瞳面光场分布。(a)  $NA=0.9$ ; (b)  $NA=0.85$ ; (c)  $NA=0.8$ ; (d)  $NA=0.7$ 

 Fig. 4 Corresponding distributions in the pupil plane. (a)  $NA=0.9$ ; (b)  $NA=0.85$ ; (c)  $NA=0.8$ ; (d)  $NA=0.7$

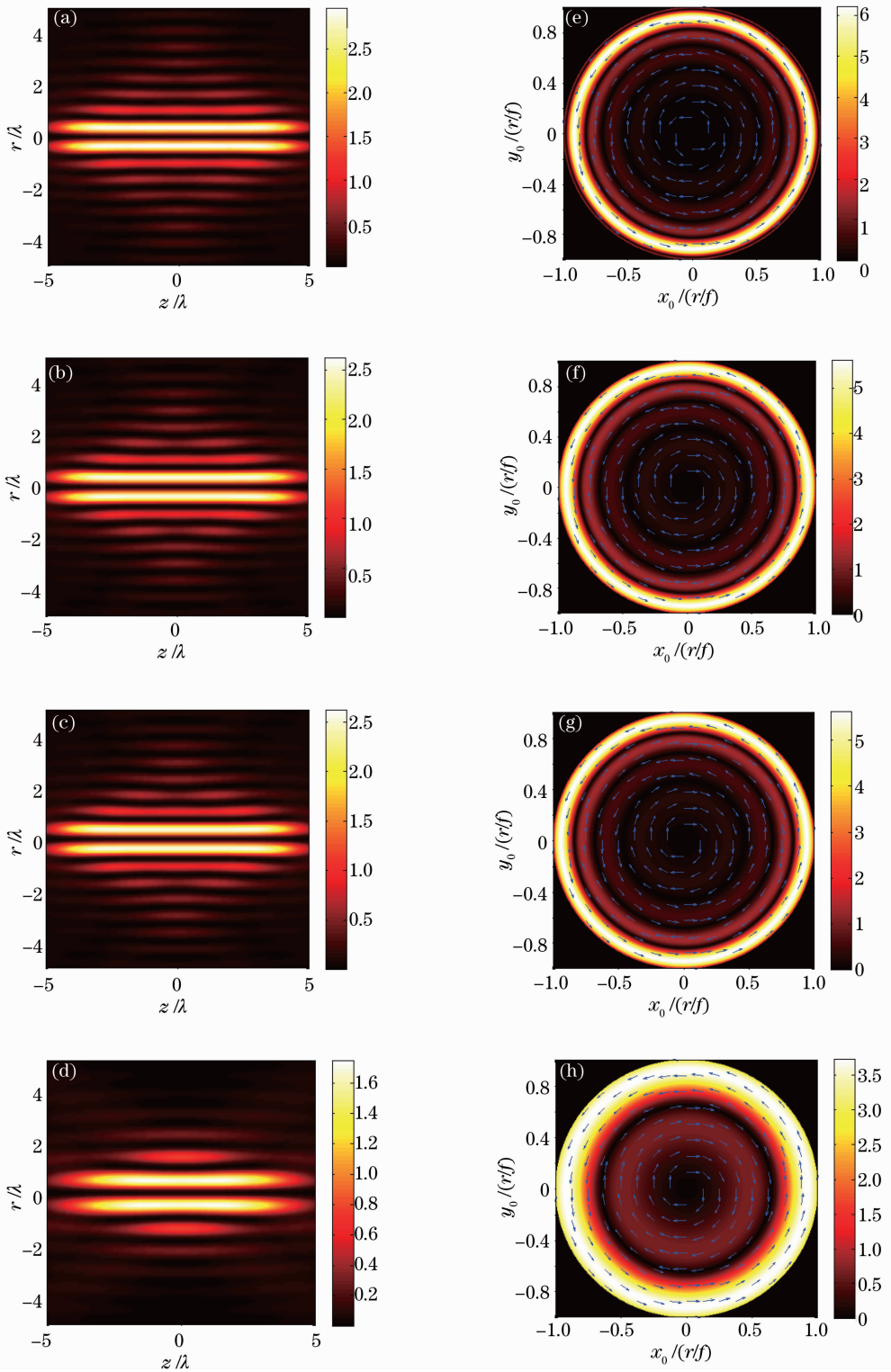


图 5 基于磁偶极子阵列反向获得的三维光管场和相应入瞳场分布。(a)~(d)数值孔径依次为  $NA=0.9, NA=0.85, NA=0.8, NA=0.7$  光管场二维光强分布图;(e)~(h)数值孔径依次为  $NA=0.9, NA=0.85, NA=0.8, NA=0.7$  入瞳面光场二维分布图

Fig. 5 Obtained 3D optical tube field with the reversal radiation of a magnetic dipole array and the corresponding pupil field distributions. (a)~(d) 2D intensity distributions of the optical tube and (e)~(h) corresponding pupil field distributions with  $NA=0.9, NA=0.85, NA=0.8, NA=0.7$

矢量光场分布。与  $NA=0.95$  相似,径向偏振光场也需经过振幅和相位的调控,偏振态呈现相邻环带反向分布特征。在明环环带数目上, $NA=0.95$  明环数目为 6<sup>[12]</sup>,在较小数值孔径下,随着数值孔径的减小,明环数目依次为 4、4、4、2,环带的密集程度减小,明环区域环的宽度展宽,越趋向于外环光强度越大,中心区域由于具有偏振奇点,仍呈现为暗区,并且中心暗区的半径随数值孔径的减小而减小。

### 3.2 角向偏振光聚焦与衍射受限光管场

角向偏振光聚焦后偏振态不发生改变,焦点附近为中空光场。与电偶极子的调节过程相似,通过调整和优化磁偶极子间的  $A_n$ 、 $d_n$  以及  $\beta_n$  使得中空光场管壁轴向的强度均匀分布,产生具有方位角偏

振的中空光管场。表 2 给出了不同数值孔径下磁偶极子阵列参数及获得的焦点附近光场强度分布特点。图 5 给出了在这些优化参数下,反演磁偶极子阵列辐射场获得的三维光管场和相应的入瞳场分布。图 6 给出了不同数值孔径下光管场管壁( $r=0.35\lambda$ )轴向强度分布和聚焦场  $z=0$  径向光强分布。数值孔径的减小使得物镜对光束的聚焦能力变弱。光管的长度(管壁光强大于 80% 以上最大光强的轴向长度)递减,由于数值孔径与  $\theta_{\max}$  之间的正弦关系,光管长度递减的幅度增大。当数值孔径从  $NA=0.9$  变化到 0.85、从 0.85 变化到 0.8、从 0.8 变化到 0.7 时,光管长度的改变率分别为 1.29%、5.25% 和 22.16%。

表 2 不同数值孔径下磁偶极子阵列参数及强度分布

Table 2 Parameters of magnetic dipole array with different NA and intensity distributions

NA	$A_n$	$d_n$	$\beta_n$	Tube length	$\omega_{1/2}$
0.9	$A_1=1$	$d_1=1.7175\lambda$	$\beta_1=0.098\pi$	$7.72\lambda$	$0.352\lambda$
	$A_2=1$	$d_2=5.350\lambda$	$\beta_2=-0.090\pi$		
	$A_3=0.850$	$d_3=8.500\lambda$	$\beta_3=0.250\pi$		
0.85	$A_1=0.900$	$d_1=1.6925\lambda$	$\beta_1=0$	$7.62\lambda$	$0.362\lambda$
	$A_2=0.900$	$d_2=5.000\lambda$	$\beta_2=0.010\pi$		
	$A_3=0.942$	$d_3=8.210\lambda$	$\beta_3=0$		
0.8	$A_1=1$	$d_1=1.470\lambda$	$\beta_1=0.182\pi$	$7.22\lambda$	$0.382\lambda$
	$A_2=1$	$d_2=4.640\lambda$	$\beta_2=0$		
	$A_3=0.882$	$d_3=7.700\lambda$	$\beta_3=0.120\pi$		
0.7	$A_1=1$	$d_1=1.170\lambda$	$\beta_1=0$	$5.62\lambda$	$0.456\lambda$
	$A_2=1$	$d_2=4.600\lambda$	$\beta_2=-0.659\pi$		
	$A_3=1$	$d_3=6.400\lambda$	$\beta_3=-0.250\pi$		

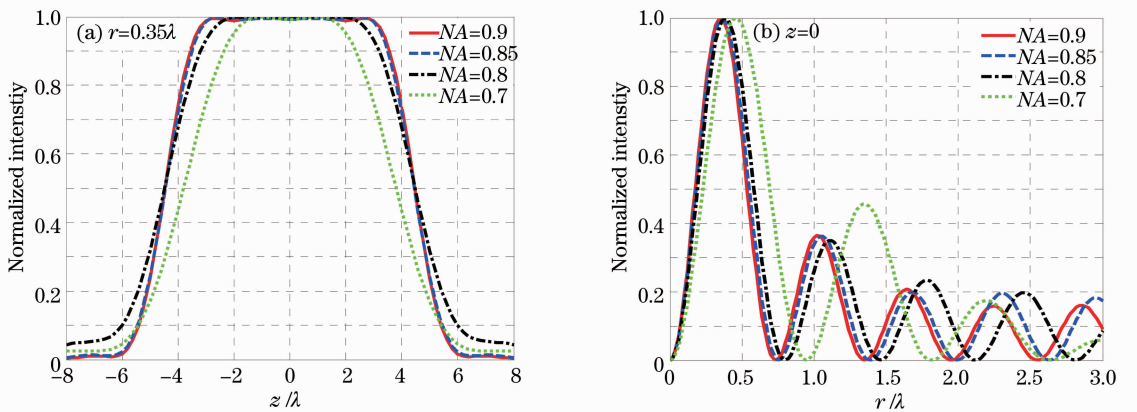


图 6 不同数值孔径下(a)光管场管壁( $r=0.35\lambda$ )轴向强度分布;(b)聚焦场  $z=0$  径向光强分布

Fig. 6 (a) Axial field intensity along wall of the tube at  $r=0.35\lambda$  and (b) radial intensity distributions at  $z=0$  in the focal volume for different NA

半峰全宽表征光管中空区域的宽度大小,随着数值孔径的减小,光管的半峰全宽逐渐递增。当  $NA$  从 0.9 减小到 0.7 时,半峰全宽的变化率依次为 2.84%、5.52%、19.37%。定义光管的厚度  $D =$

$|r_{50\%I_{\max}}^1 - r_{50\%I_{\max}}^2|$ ,  $D_{NA=0.9} = 0.354\lambda$ ,  $D_{NA=0.85} = 0.368\lambda$ ,  $D_{NA=0.8} = 0.394\lambda$ ,  $D_{NA=0.7} = 0.466\lambda$ 。光管厚度随数值孔径的减小而增加。 $NA > 0.8$  时,光管长度能够保持在 7 倍波长以上,半峰全宽以及光管厚

度均小于波长的 40%。在整个光管厚度范围内,在不同厚度位置处,沿轴向的各处光场强度能够保持近似相等,具有平整的光场分布模式,使得在光管长度范围内轴向的不同位置处,光管的截面分布相同。 $NA = 0.7$ ,光管长度小于 6 倍波长,半峰全宽增加到  $0.456\lambda$ ,光管厚度增加至  $0.466\lambda$ 。

在入瞳面上入射场需具备相位和振幅调控的方位角偏振的模式,如图 5(e)~(h)所示。强度分布是明暗相间的环带式,中心为暗区。从中心向外环明环的强度逐渐变大。相邻环带的局域化偏振方向相反。 $NA=0.9, 0.85, 0.8$  和  $0.7$  时环带数目分别为 4,4,4,2。随着数值孔径的减小,环带的宽度逐渐展宽,密集程度减小。

相比于光针场,数值孔径对光管场各参数的影响较小,这是由于经透镜会聚前后光场的分布始终是纯方位角偏振模式,光管的长度随数值孔径的减小而变短,光管厚度以及半峰全宽相应有所增加,但由于场分布模式未发生改变,各参量的变化相对较小。

## 4 结 论

通过反转偶极子辐射场获取超长光针场及光管场的方法,探讨了物镜数值孔径变化对聚焦场分布及其相应光瞳面上入射矢量场分布的影响,研究了不同数值孔径下,由电、磁偶极子辐射场得到的光针场、光管场特性的变化,给出了在较低数值孔径系统中构建特殊聚焦矢量场的方法。研究结果获得的调控矢量光束模式,对实际中为利于实际操控而牺牲数值孔径来提高焦距且无需较大数值孔径的聚焦系统有重要意义,拓展了矢量光束的进一步应用。

## 参 考 文 献

1 Q Zhan. Cylindrical vector beams: from mathematical concepts to applications [J]. *Adv Opt Photon*, 2009, 1(1): 1–57.

- 2 T G Brown. Unconventional polarization states; beam propagation, focusing, and imaging [J]. *Progress in Optics*, 2011, 56: 81–129.
- 3 Z Chen, L Hua, J Pu. Tight focusing of light beams; effect of polarization, phase and coherence [J]. *Progress in Optics*, 2012, 57: 219–259.
- 4 X Wang, J Ding, W 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.
- 5 J Li, K Ueda, M Musha, *et al.*. Generation of radially polarized mode in Yb fiber laser by using a dually conical prism [J]. *Opt Lett*, 2006, 31(20): 2969–2971.
- 6 K S Youngworth, T G Brown. Focusing of high numerical aperture cylindrical-vector beams [J]. *Opt Express*, 2000, 7(2): 77–87.
- 7 Q Zhan, J R Leger. Focus shaping using cylindrical vector beams [J]. *Opt Express*, 2002, 10(7): 324–331.
- 8 H Kang, B H Jia, M Gu. Polarization characterization in the focal volume of high numerical aperture objective [J]. *Opt Express*, 2010, 18(10): 10813–10821.
- 9 H Chen, Z Zheng, B F Zhang, *et al.*. Polarization structuring of focused field through polarization-only modulation of incident beam [J]. *Opt Lett*, 2010, 35(16): 2825–2827.
- 10 K Hu, Z Chen, J Pu. Generation of super-length optical needle by focusing hybridly polarized vector beams through a dielectric interface [J]. *Opt Lett*, 2012, 37(16): 3303–3305.
- 11 S Yan, B Yao, W Zhao, *et al.*. Generation of multiple spherical spots with a radially polarized beam in a  $4\pi$  focusing system [J]. *J Opt Soc Am A*, 2010, 27(9): 2033–2037.
- 12 J Wang, W Chen, Q Zhan. Engineering of high purity ultra-long optical needle field through reversing the electric dipole array radiation [J]. *Opt Express*, 2010, 18(21): 21965–21972.
- 13 J Wang, W Chen, Q Zhan. Three-dimensional focus engineering using dipole array radiation pattern [J]. *Opt Commun*, 2011, 284(12): 2668–2671.
- 14 J Wang, W Chen, Q Zhan. Creation of uniform three-dimensional optical chain through tight focusing of space-variant polarized beams [J]. *J Opt*, 2012, 14(5): 055004.
- 15 J Wang, Q Liu, C He, *et al.*. Reversal construction of polarization-controlled focusing field with multiple focal spots [J]. *Opt Eng*, 2013, 52(4): 048002.
- 16 A Balanis. *Antenna Theory: Analysis and Design* (3rd Edition) [M]. New Jersey: Wiley-Interscience, 2005.

栏目编辑: 张 腾