

高阶矢量光束高数值孔径聚焦特性的研究

王铮 高春清[†] 辛璟焘

(北京理工大学光电学院, 北京 100081)

(2011年9月23日收到; 2011年11月2日收到修改稿)

本文利用 Richards-Wolf 矢量衍射积分模型对 -2 到 4 阶的贝塞尔型矢量光束经高数值孔径聚焦后焦平面处的光强分布进行了理论仿真和特性研究, 并对矢量光束的聚焦场在真空下俘获玻璃小球的梯度力分布进行了仿真. 结果表明, 聚焦场的形状、尺度及各分量的变化与矢量光束的阶数有密切关系, 且具有特定的规律; 此外, 聚焦场的梯度力分布与矢量光束的阶数也有密切关系, 并且具有多种不同形状和尺度的光陷阱.

关键词: 矢量光束, 高数值孔径, 聚焦, 梯度力

PACS: 42.60.Jf, 42.65.Jx

1 引言

矢量光束是一种偏振态在空间按特定规律非均匀分布的光束, 轴对称矢量光束 (简称矢量光束) 是其中的一个特例, 它在振幅及偏振态分布上均具有轴对称性, 是目前国内外学者研究最多的矢量光束. 其中, 径向偏振光束 (偏振拓扑数为 1) 是偏振态按径向分布的轴对称矢量光束, 这种光束经高数值孔径透镜聚焦后的聚焦光斑可超过衍射极限, 且具有很强的纵向电场^[1,2], 并可以产生较强且相对规则的梯度力分布, 这些特殊的性质使其在微纳光学领域, 特别是光学俘获方面具有重要的应用前景^[3,4], 因此近年来对于径向偏振光束聚焦特性的理论及实验应用研究已被学者们大量的报道^[5-7], 但对于高阶的矢量光束经高数值孔径透镜聚焦后的情况的研究报道还较少, 其中 Rashid, Huang 等人首先对高阶矢量光束的聚焦特性进行了研究^[8,9]. 本文在总结前人对矢量光束聚焦特性研究的基础上, 得到了聚焦场为平顶光束时数值孔径与偏振偏转角的关系曲线, 以及高阶矢量光束各聚焦场分量分裂的瓣数与阶数的对应关系式, 并分析了其聚焦后的梯度力分布. 关于高阶矢量光束的偏振分布及其分类, 文献 [10] 中已有详细介绍, 本文不再赘述.

[†] E-mail: gao@bit.edu.cn

2 矢量光束的高数值孔径聚焦特性

2.1 理论模型

轴对称矢量光束的聚焦场可以表示为

$$E(r, \phi, z) = E_r e_r + E_\phi e_\phi + E_z e_z, \quad (1)$$

式中 e_r , e_ϕ 和 e_z 分别为径向、角向和纵向的单位矢量, E_r , E_ϕ 和 E_z 则分别为三个正交方向的振幅.

对于 p 阶轴对称矢量光束, 透镜遵循正弦近似条件, 利用 Richards-Wolf 矢量衍射积分模型, 可得其聚焦场的表达式为^[8,9]

$$\begin{aligned} E_r = & A i^{p-1} \cos[\phi_0 + (p-1)\phi] \\ & \times \int_0^\alpha \sin \theta \sqrt{\cos \theta} P_p(\theta) e^{i k z \cos \theta} \\ & \times [\cos \theta (J_p(kr \sin \theta) - J_{p-2}(kr \sin \theta)) \\ & + J_p(kr \sin \theta) + J_{p-2}(kr \sin \theta)] d\theta, \quad (2) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} E_\phi = & A i^{p-1} \sin[\phi_0 + (p-1)\phi] \\ & \times \int_0^\alpha \sin \theta \sqrt{\cos \theta} P_p(\theta) e^{i k z \cos \theta} \\ & \times [\cos \theta (J_p(kr \sin \theta) + J_{p-2}(kr \sin \theta)) \\ & + J_p(kr \sin \theta) - J_{p-2}(kr \sin \theta)] d\theta, \quad (3) \end{aligned}$$

$$E_z = 2A i^p \cos[\phi_0 + (p-1)\phi] e^{i k z \cos \theta}$$

$$\begin{aligned} & \times \int_0^\alpha \sin^2 \theta \sqrt{\cos \theta} P_p(\theta) \\ & \times J_{p-1}(kr \sin \theta) d\theta. \end{aligned} \quad (4)$$

我们取焦平面处 $z = 0$ 平面进行研究, 因此 (2)—(4) 式中 $e^{ikz \cos \theta} = 1$; A 为振幅常数, 我们取 $A = 1$; ϕ_0 是矢量光束的偏振偏转角, $\phi_0 = 0$ 时为径向偏振光束, $\phi_0 = \pi/2$ 时为角向偏振光束; α 为光束的最大会聚角, $\alpha = \arcsin(\text{NA}/n)$, 其中 NA 为透镜的数值孔径, 我们取 $\text{NA} = 0.9$, n 为折射率, 取 $n = 1$; k 为波数, $k = 2\pi/\lambda$, $\lambda = 632.8 \text{ nm}$; $P(\theta)$ 为入射光场的分布函数, 我们对贝塞尔型矢量光束进行研究, p 阶贝塞尔 - 高斯光束在 $z = 0$ 平面上场关于 θ 的分布函数为

$$P(\theta) = \exp \left[-\beta_0^2 \left(\frac{\sin \theta}{\sin \alpha} \right)^2 \right] J_p \left(2\beta_0 \frac{\sin \theta}{\sin \alpha} \right), \quad (5)$$

其中 β_0 为出瞳半径与束腰半径的比, 我们取 $\beta_0 = 3/2$. 将 (2)—(4) 式代入 (1) 式即可求得总光场强度 E , 进而求得总光强 I .

2.2 仿真结果

在 $p = 1$ 的情况下, 即一阶矢量光束, 当 $\phi_0 = 0$ 时为径向偏振光束, 其在 $z = 0$ 焦平面上的聚焦场

如图 1(a)—(d) 所示. 从图 1(a) 中可以看到, 径向偏振光束在高数值孔径聚焦下其光场的角向分量为 0, 即光场的横向分量为纯径向偏振方向; 径向分量在焦点中心附近为 0; 光场强度的纵向分量要比横向分量强. 数值孔径为 0.9 时总光场的半峰全宽 (FWHM) 为 1.35λ . 径向光场能量与纵向光场能量的比值为 1.44:1.17.

当 $\phi_0 = 90^\circ$ 时, 即角向偏振光束的聚焦场如图 1(e), (f) 所示. 从图 1(e) 中可以看到, 角向偏振光束在高数值孔径聚焦下其光场的径向分量和纵向分量均为 0, 即光场只有横向分量且为纯角向偏振方向; 角向分量在焦点中心附近为 0, 因此聚焦光斑为中空.

矢量光束的偏振偏转角 ϕ_0 可以通过两个平行放置的 $1/2$ 波片来任意调节 [11], 由 (2)—(4) 式可知, 焦点附近的光场分布是同 ϕ_0 紧密相关的, 通过调节 ϕ_0 可以调整径向、角向及纵向分量的比例关系, 从而根据不同的应用需要得到相应的光强分布. 如图 1(g), 在我们所设定的仿真条件下, 当 $\phi_0 = 20^\circ$ 时其聚焦场可形成平顶光束. 如图 2 所示, 我们通过曲线拟合给出了特定条件下不同的数值孔径对应形成平顶光束需要的偏振偏转角的关系拟合曲线.

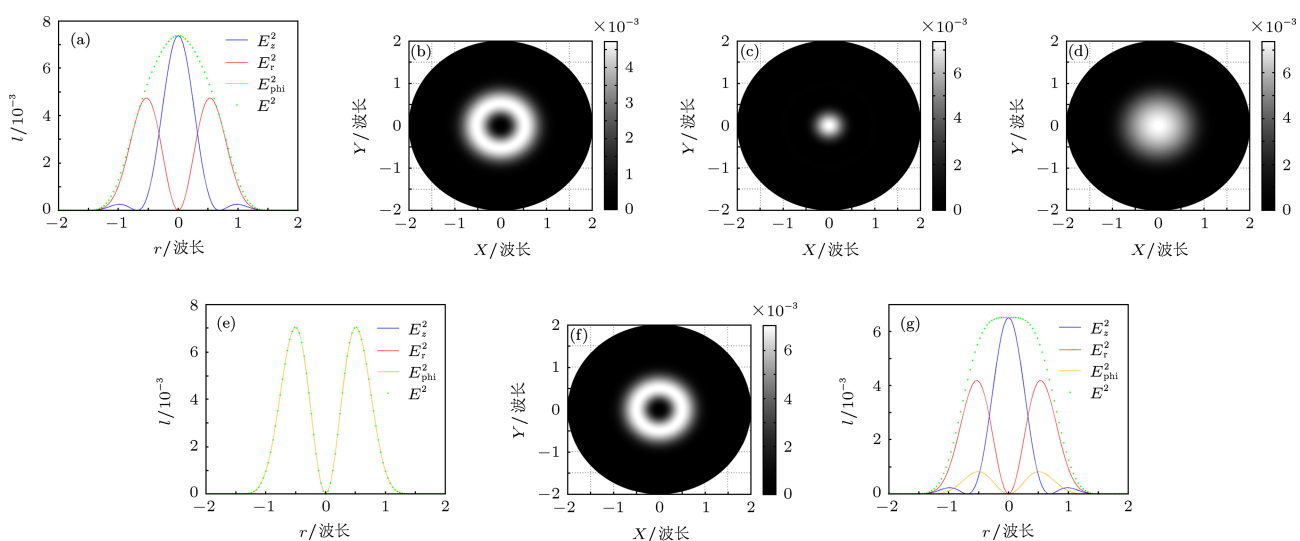


图 1 一阶轴对称矢量光束在焦平面上的强度分布 (a) 为 $\phi_0 = 0^\circ$ 时的二维分布; (b) 为 $\phi_0 = 0^\circ$ 时 E_r^2 的强度分布; (c) 为 $\phi_0 = 0^\circ$ 时 E_z^2 的强度分布; (d) 为 $\phi_0 = 0^\circ$ 时 E^2 的强度分布; (e) 为 $\phi_0 = 90^\circ$ 时 E_ϕ^2 的二维分布; (f) 为 $\phi_0 = 90^\circ$ 时 E^2 的强度分布; (g) 为 $\phi_0 = 20^\circ$ 时形成的平顶光束

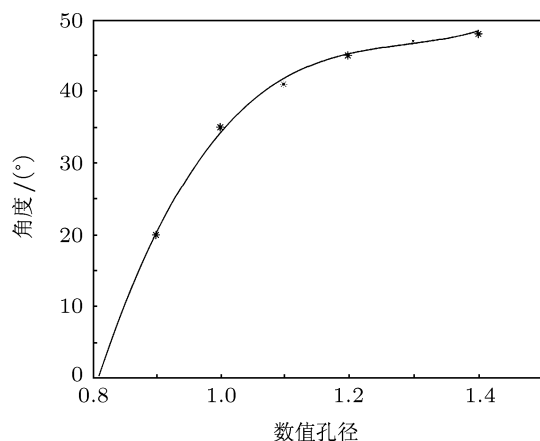


图2 不同数值孔径对应形成平顶光束需要的偏振偏转角

高阶矢量光束的横截面上的偏振态也成轴对称分布,其偏振拓扑数为 $p > 1$ 或 $p < 0$ 的整数.

当 $p = 2$ 时,即二阶矢量光束,其聚焦场如图 3(a)—(d) 所示.从图 3(d) 中可以看到,在相同条件下二阶矢量光束的聚焦光斑要比一阶大;并且聚焦场中心位置并不是实心的;光场的横向分量与纵向分量的能量比为 3.1:1.1.

当 $p = 3$ 时,即三阶矢量光束,其聚焦场如图 3(e)—(h) 所示.从图 3(h) 中可以看到,在相同条件下三阶矢量光束的聚焦光斑要比二阶更大;并且聚焦场中心位置完全空心;光场的横向分量与纵向分量的能量比为 3.5:1.4.

当 $p = 4$ 时,即四阶矢量光束,其聚焦场如图 3(i)—(l) 所示.从图 3(l) 中可以看到,四阶矢量光束的聚焦场中心位置完全空心;光场的横向分量与纵向分量的能量比为 2.7:1.2.

当 $p = -1$ 时,即负一阶矢量光束,它是径向偏振光束通过一个 0 度放置的半波片后得到的.负一阶矢量光束的聚焦场如图 3(m)—(p) 所示.从图 3(p) 中可以看到,负一阶矢量光束的聚焦场与正三阶矢量光束的聚焦场有相似之处,中心位置是完全空心的;光场的横向分量与纵向分量的能量比为 17.2:1.7

当 $p = -2$ 时,即负二阶矢量光束,其聚焦场如图 3(q)—(t) 所示.从图 3(t) 中可以看到,负二阶矢量光束的聚焦场与正四阶矢量光束的聚焦场有相似之处,中心位置是完全空心的;光场的横向分量与纵向分量的能量比为 29.9:5.7.

从图 3 中我们可以看出一些规律,如图 3(a), (e), (i), (m), (q) 分别对应着 2, 3, 4, -1, -2 阶矢量光束的径向光强分量,它们分裂的瓣数为 $|2(p - 1)|$,

因此理论上可以通过一个径向检偏器将矢量光束聚焦场的径向分量滤出从而分辨其阶数.

3 矢量光束经高数值孔径聚焦后的梯度力分布

光波对微粒的作用力从效果上可分为两类,一类是反射和吸收施加给微粒的散射力,它总是沿着光线方向将微粒推跑;另一类是由于光强的空间不均匀分布形成的梯度力,它的作用是把微粒拉向光束中的某点处使微粒束缚在该点附近而被俘获,因此激光俘获微粒主要是依靠光的梯度力.近年来利用光梯度力实现对微粒三维操控的光镊或光学扳手已成为人们研究的热点 [12,13].

我们对真空中各阶矢量光束经 $NA = 0.9$ 的高数值孔径透镜聚焦后施加在玻璃小球上的梯度力分布进行研究.已有研究表明,相比于其他形式的光束,用径向偏振光束俘获电介质微粒可获得更高的三维俘获效率 [14-17].在此基础上,我们对高阶矢量光束聚焦后的梯度力分布进行理论研究.光束的梯度力可表示如下 [18]:

$$F_{\text{grad}} = \frac{n_b^2 r_m^3}{2} \left(\frac{\frac{n_m^2}{n_b^2} - 1}{\frac{n_m^2}{n_b^2} + 2} \right) \nabla |E(r)|^2. \quad (6)$$

(6) 式中 n_b 是周围介质的折射率; n_m 是被俘获微粒的折射率; r_m 是被俘获微粒的半径.在微粒折射率大于周围介质的情况下,梯度力 F_{grad} 指向光强极大处.我们对各阶矢量光束在真空中俘获直径为 $1 \mu\text{m}$ 的玻璃小球产生的梯度力进行理论仿真, $n_b = 1$, $n_m = 1.5$, $r_m = 1 \mu\text{m}$.

我们对一阶矢量光束的梯度力分布的仿真结果如图 4(a)—(c) 所示.由于我们假设的微粒折射率大于周围介质,因此对于径向偏振光束其梯度力方向由外向内,如图 4(a),其焦点中心出现一个圆形光陷阱,最大梯度力为 $1.0832 \times 10^{-15} \text{ N}$;对于 $\phi_0 = 45^\circ$ 的一阶矢量光束,如图 4(b),其焦点中心外围出现一个环型光陷阱,其内环梯度力方向沿半径指向外,而外环梯度力方向沿半径指向内,最大梯度力为 $7.6556 \times 10^{-16} \text{ N}$;对于角向偏振光束,如图 4(c),其焦点中心外围也出现一个环型光陷阱,但内环梯度力强于外环梯度力,其内环梯度力方向沿半径指向外,而外环梯度力方向沿半径指向内,最大梯度力为 $1.3053 \times 10^{-15} \text{ N}$.

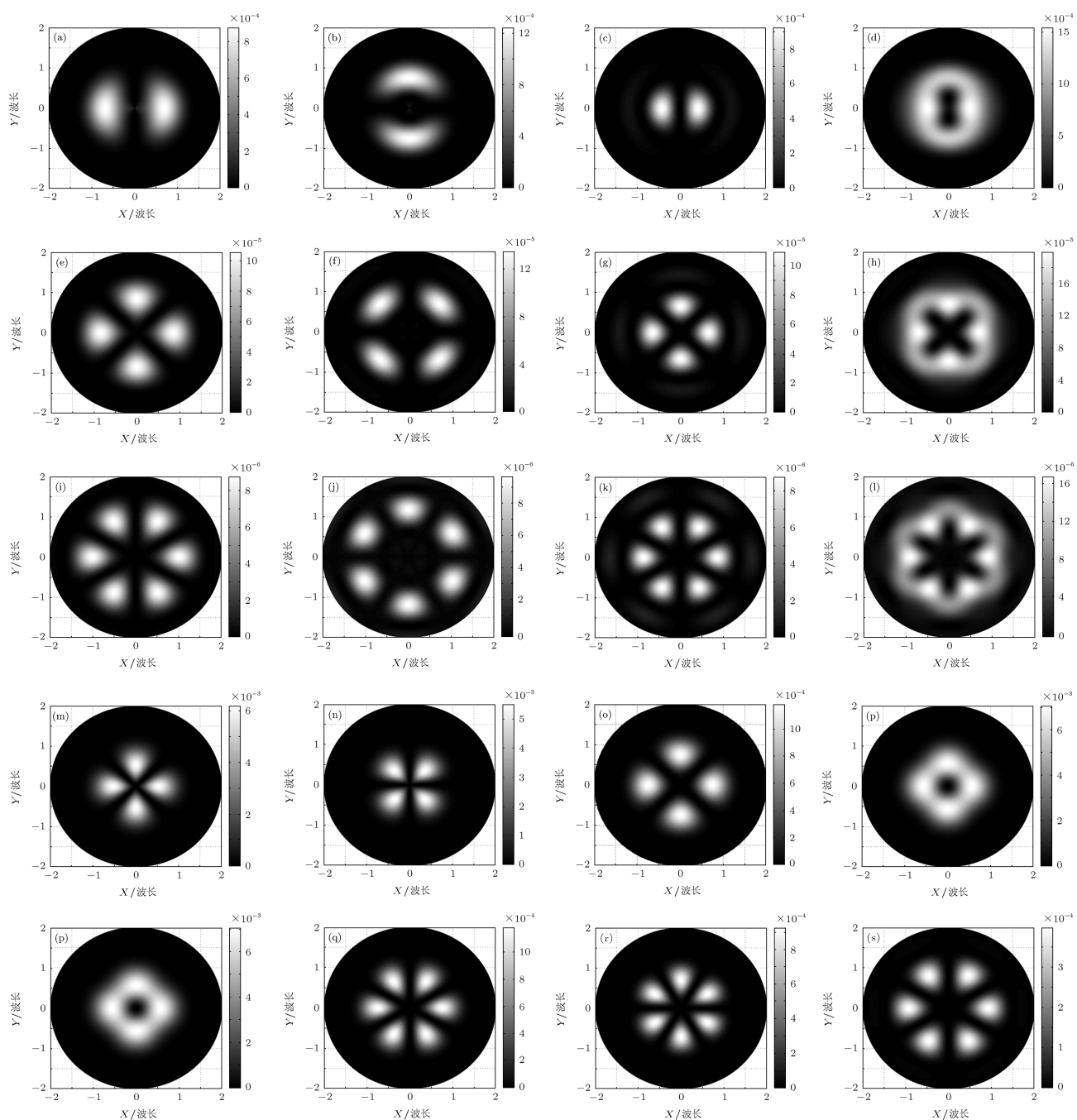


图3 高阶轴对称矢量光束在焦平面上的强度分布 (a)—(d)二阶矢量光束 $E_r^2, E_\phi^2, E_z^2, E^2$ 在焦平面上的强度分布; (e)—(h)三阶矢量光束 $E_r^2, E_\phi^2, E_z^2, E^2$ 在焦平面上的强度分布; (i)—(l)四阶矢量光束 $E_r^2, E_\phi^2, E_z^2, E^2$ 在焦平面上的强度分布; (m)—(p)负一阶矢量光束 $E_r^2, E_\phi^2, E_z^2, E^2$ 在焦平面上的强度分布; (q)—(t)负二阶矢量光束 $E_r^2, E_\phi^2, E_z^2, E^2$ 在焦平面上的强度分布

二至四阶矢量光束的梯度力分布的仿真结果如图 4(d)—(f) 所示, 负一、负二阶矢量光束的梯度力分布的仿真结果如图 4(g), (h) 所示. 它们的梯度力场分布大致都具有一个中心光陷阱和一个环型光陷阱, 其形状随阶数变化而各不相同, 内环梯度

力方向均沿半径指向外, 而外环梯度力方向均沿半径指向内, 最大梯度力分别为 2.6823×10^{-16} N(二阶), 3.4392×10^{-17} N(三阶), 3.9339×10^{-18} N(四阶), 1.1648×10^{-15} N(负一阶), 2.6467×10^{-16} N(负二阶).

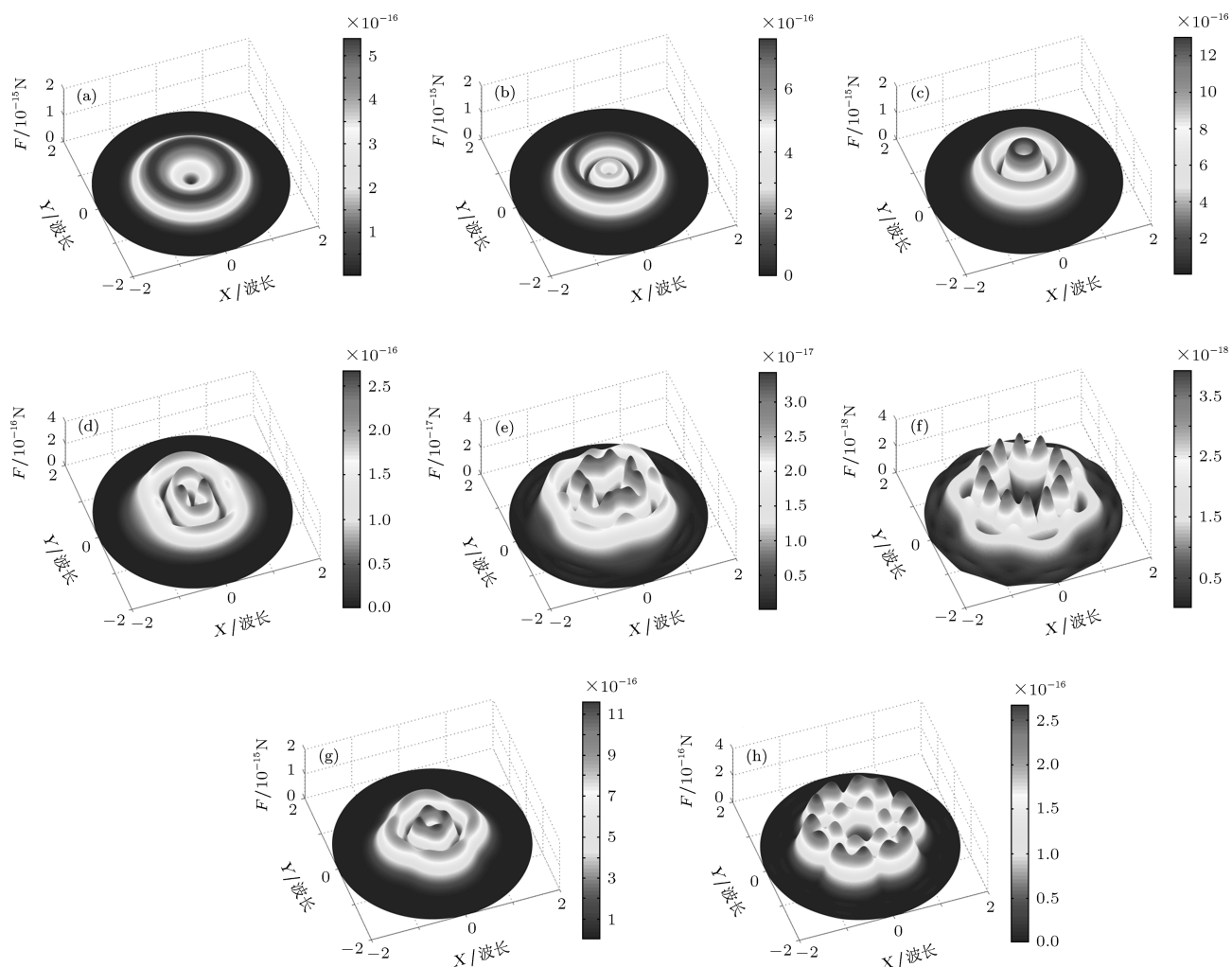


图 4 矢量光束产生的梯度力在焦平面处的分布图 (a) 径向偏振光束的梯度力分布; (b) $\phi_0 = 45^\circ$ 的一阶矢量光束的梯度力分布; (c) 角向偏振光束的梯度力分布; (d) 二阶矢量光束的梯度力分布; (e) 三阶矢量光束的梯度力分布; (f) 四阶矢量光束的梯度力分布; (g) 负一阶矢量光束的梯度力分布; (h) 负二阶矢量光束的梯度力分布

4 结论

我们利用 Richards-Wolf 矢量衍射积分模型, 得到了任意阶轴对称矢量光束经高数值孔径透镜聚焦的光场表达式, 并利用 matlab 软件模拟了焦平面处各阶矢量光束光场的强度分布及梯度力分布. 对光强的仿真结果表明, 径向偏振光束在高数值孔径聚焦条件下在焦点处会产生超过衍射极限的极小光斑, 并且具有很强的纵向场分量; 将一阶矢量光束的偏振偏转角旋转到特定角度时, 可以得到平顶光束; 随着矢量光束阶数的升高, 其焦平面处光场

面积有所增大, 纵向分量所占比例有所减小, 其聚焦光场逐渐变成空心且形状发生变化. 对梯度力分布的理论仿真结果表明, 径向、角向偏振光束以及负一阶矢量光束的梯度力场较强, 特别是角向偏振光束的梯度力场中心具有一个尺度非常小的光陷阱, 从而具有广泛的实际应用, 如粒子的俘获、导引和诱导旋转、充当光学扳手以及激光打印和材料加工等领域的应用. 此外, 光场梯度力分布形状与矢量光束的阶数有密切关系, 并且具有一定规律, 能够形成多种不同形状和尺度的光陷阱, 可适用于对不同形状粒子俘获的光镊系统.

- [1] Dorn R, Quabis S, Leuchs G 2003 *Phys. Rev. Lett.* **91** 233901
- [2] Kitamura K, Sakai K, Noda S 2010 *Opt. Express* **18** 4518
- [3] Kuga T, Torii Y, Shiokawa N 1997 *Phys. Rev. Lett.* **78** 4713
- [4] Sato S, Harada Y, Waseda Y 1994 *Opt. Lett.* **19** 1807
- [5] Elijah Y S, Colin J R 2007 *Opt. Lett.* **32** 3417
- [6] Zhang Y L, Li X Y, Zhu J Q 2009 *Chinese J. Lasers* **36** 129 (in Chinese) [张艳丽, 李小燕, 朱健强 2009 中国激光 **36** 129]
- [7] Zhang Z M, Pu J X, Wang X Q 2008 *Chinese J. Lasers* **35** 401 (in Chinese) [张志明, 蒲继雄, 王喜庆 2008 中国激光 **35** 129]
- [8] Rashid M, Marago O M, Jones P H 2009 *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* **11** 065204
- [9] Huang K, Shi P, Cao G W, Li K, Zhang X B, Li Y P 2011 *Opt. Lett.* **36** 888
- [10] Stalder M, Schadt M 1996 *Opt. Lett.* **21** 1948
- [11] Zhan Q W, Leger J R 2002 *Opt. Express* **10** 324
- [12] Zhang Y L, Zhao Y Q, Zhan Q W, Li Y P 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 1253 (in Chinese) [张艳丽, 赵逸琼, 詹其文, 李永平 2006 物理学报 **55** 1253]
- [13] Gao M W, Gao C Q, He X Y, Li J Z, Wei G H 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 413 (in Chinese) [高明伟, 高春清, 何晓燕, 李家泽, 魏光辉 2004 物理学报 **53** 413]
- [14] Zhan Q W 2004 *Opt. Express* **12** 3377
- [15] Kawauchi H, Yonezawa K, Kozawa Y, Sato S 2007 *Opt. Lett.* **32** 1839
- [16] Michihata M, Hayashi T, Takaya Y 2009 *Appl. Opt.* **48** 6143
- [17] Kozawa Y, Sato S 2010 *Opt. Express* **18** 10828
- [18] Li J S, Zhuang S L, Xie Y Z 2007 *Opt. Engng.* **46** 124201

Focusing properties of the high order vector beam by a high numerical aperture lens

Wang Zheng Gao Chun-Qing[†] Xin Jing-Tao

(School of Optoelectronics, Beijing Institute of Technology, Beijing 100081, China)

(Received 23 September 2011; revised manuscript received 2 November 2011)

Abstract

The intensity distributions of the -2 to 4-order vector Bessel beams in the focal planes of a high numerical aperture lens are simulated based on the Richards-Wolf's vector diffraction integral model, and the distribution of gradient force capturing a glass ball in vacuum is also simulated. The simulated results show that the patterns, the areas of the focused light field and the variation of components are closely related to the order of the vector beams. Additionally, the distribution of the focused light field gradient force is closely related to the order of the vector beams, which can form optical traps with different shapes and scales.

Keywords: vector beams, high numerical-aperture, focus, gradient force

PACS: 42.60.Jf, 42.65.Jx

[†] E-mail: gao@bit.edu.cn