

文章编号:1004-4213(2010)01-0131-4

彗差对线偏振贝塞耳-高斯光束聚焦场的影响*

赵肇雄, 刘勇

(肇庆学院 物理系, 广东 肇庆 526061)

摘要:利用 Richards-Wolf 矢量衍射积分公式, 获得线偏振贝塞耳-高斯光束经具有初级彗差的高数值孔径系统聚焦后的三维光场复振幅函数, 根据复振幅函数模拟了不同彗差系数下线偏振贝塞耳-高斯光束各分量及总光场在焦平面上的光强分布模式. 研究表明, 初级彗差使线偏振贝塞耳-高斯光束聚焦光场在焦平面的分布由双轴对称变成单轴对称, 光强模式发生改变; 各分量及总光场的光强模式中的光斑位置随初级彗差系数的增大偏离光轴; 大的初级彗差使焦平面出现干涉条纹.

关键词:物理光学; 高数值孔径; 贝塞耳-高斯光束; Richards-Wolf 矢量衍射积分; 线偏振; 彗差

中图分类号: O435

文献标识码: A

doi: 10.3788/gzxb20103901.0131

0 引言

由于贝塞耳-高斯光束通过光学系统聚焦后容易形成局域空心光束或平顶光束, 可以应用于粒子捕获、激光加工, 以及超衍射极限的高分辨率显微成像等领域^[1-6]. 当贝塞耳-高斯光束通过高数值孔径系统聚焦时, 入射光束的偏振态^[7]将直接影响着系统焦点附近的三维光场分布, 标量衍射理论往往不能给出这种情况下的正确分析结果; 另一方面, 光路系统各单元的调整偏差或者外部实验条件的变化容易在高数值孔径聚焦系统引入像差^[8](球差、彗差、像散等), 像差也会改变聚焦光场的大小或形状. 因此, 很有必要利用矢量衍射理论分析初级像差对贝塞耳-高斯光束聚焦场的影响, 以便帮助指导设计和装配高数值孔径系统. 本文利用 Richards-Wolf 矢量衍射积分公式, 主要分析了线偏振贝塞耳-高斯光束通过高数值孔径聚焦系统时彗差对聚焦光场的影响, 得到相应的三维光场分布函数, 分别模拟了矢量光场三个分量及总光场在不同彗差系数下对应的光强分布, 得到了焦平面上的光强分布模式与初级彗差的关系.

1 理论分析

假定贝塞耳-高斯光束在高数值孔径聚焦系统入瞳处的分布函数^[9]是

$$A_1(\theta) = J_1\left(\frac{2\beta\sin\theta}{\sin\alpha}\right) \exp\left(\frac{-\beta^2\sin^2\theta}{\sin^2\alpha}\right) \quad (1)$$

式中自变量 θ 是出射光线跟系统光轴之间的夹角, 系数 β 是高数值孔径聚焦系统的瞳孔半径和贝塞耳-高斯光束的束腰宽度的比值, α 是高数值聚焦系统孔径角的半角, J_1 表示一阶贝塞耳函数. 像差函数反映了系统出瞳区中波阵面偏离理想高斯参考球面的形变大小. 对于初级彗差, 像差函数可以表示成^[10]

$$A_2(\theta, \phi) = \exp\left[i\left(\frac{2\pi A_c \cos\phi \sin^3\theta}{\lambda \sin^3\alpha}\right)\right] \quad (2)$$

其中 A_c 是球差系数, λ 是入射光的波长.

当贝塞耳-高斯光束平行于高数值孔径聚焦系统的光轴入射时, 根据 Richards-Wolf 矢量衍射积分公式^[11], 利用柱坐标, 则初级彗差存在时, 会聚焦点附近光场的复振幅可以写成

$$E(u, v) = \frac{-iA}{\lambda} \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \left\{ A_0(\theta) A_1(\theta) A_2(\theta, \phi) P(\theta, \phi) \cdot \exp\left[\frac{-i\sin\theta \cos(\phi - \phi_p)}{\sin\alpha} - \frac{i u \cos\theta}{\sin^2\alpha}\right] \sin\theta \right\} d\theta d\phi \quad (3)$$

式中 A 是系统确定的比例常数; $A_0(\theta)$ 是高数值孔径系统的切趾因子, 本文假定高数值孔径系统类似消球差透镜, 则它等于 $\sqrt{\cos\theta}$, 而 $P(\theta, \phi)$ 表示入射光场的偏振分布, ϕ_p 是观察点的方位角, 观察点 (x_p, y_p, z_p) 的光学坐标: $v = k \sqrt{x_p^2 + y_p^2} \sin\alpha$; $u = k z_p \sin^2\alpha$.

对于 x 轴线偏振的贝塞耳-高斯入射光束, 其偏振态^[12]分布可以表示成

$$P(\theta, \phi) = \begin{pmatrix} \cos\theta + \sin^2\phi(1 - \cos\theta) \\ \cos\phi \sin\phi(\cos\theta - 1) \\ -\cos\phi \sin\theta \end{pmatrix} \quad (4)$$

* 广东省科技计划项目(2004B10101015)资助

Tel: 0758-2752025

Email: zhaosn@21cn.com

收稿日期: 2009-05-25

修回日期: 2009-07-20

利用式(3)可得焦平面($u=0$)上电场矢量沿经 x 、 y 、 z 三个方向的复振幅分别为

$$E_x(v_x, v_y) = \frac{-iA}{\lambda} \int_0^{2\pi} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \left\{ \sqrt{\cos \theta} A_1 A_2 [\cos \theta + \sin^2 \phi \cdot (1 - \cos \theta)] \exp \left[\frac{-i v \sin \theta \cos(\phi - \phi_p)}{\sin \alpha} \right] \sin \theta \right\} d\theta d\phi \quad (5a)$$

$$E_y(v_x, v_y) = \frac{-iA}{\lambda} \int_0^{2\pi} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \left\{ \sqrt{\cos \theta} A_1 A_2 [\cos \phi \sin \phi (\cos \theta + 1)] \exp \left[\frac{-i v \sin \theta \cos(\phi - \phi_p)}{\sin \alpha} \right] \sin \theta \right\} d\theta d\phi \quad (5b)$$

$$E_z(v_x, v_y) = \frac{-iA}{\lambda} \int_0^{2\pi} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \left\{ \sqrt{\cos \theta} A_1 A_2 \sin \theta \cos \phi \cdot \exp \left[\frac{-i v \sin \theta \cos(\phi - \phi_p)}{\sin \alpha} \right] \sin \theta \right\} d\theta d\phi \quad (5c)$$

它们都要受到高数值孔径系统的切趾因子, 入射光场分布和初级彗差函数的共同影响。

综合各式可以看出, 在入射光场和高数值孔径聚焦系统确定的情况下, 初级彗差函数一定会影响贝塞耳-高斯光束聚焦场的电场矢量各个分量的复振幅, 即各分量的光强 ($I_{x,y,z} = |E_{x,y,z}|^2$) 或总光强 ($I_{\text{sum}} = I_x + I_y + I_z$) 都要受彗差大小的影响。

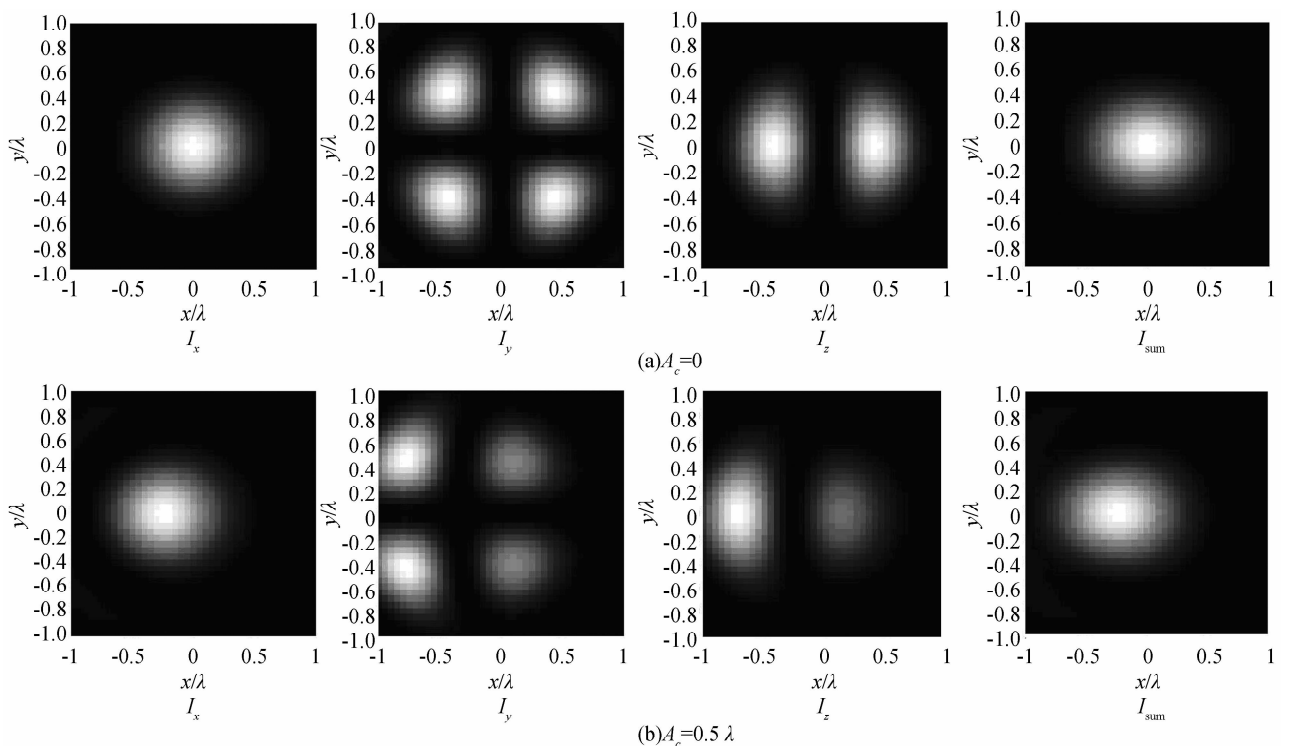
2 数据模拟和分析

在数据模拟中, 本文拟采用的部分参数分别是: $\beta=3/2$, $\alpha=75^\circ$, $A=1$ 。根据聚焦电场各个分量的复振幅分布求解数值积分, 可以获得 x 轴线偏振贝塞耳-高斯光束通过高数值孔径透镜聚焦后, 不同初级彗差对应的各光场分量以及总光场在系统焦平面上

的光强分布。

图 1 给出了不同初级彗差系数下, 在高数值孔径聚焦系统的焦平面上, 贝塞耳-高斯光束聚焦场各分量以及总光强分布。如图 1(a), 当系统不存在初级彗差时, 横向 x 轴分量的强度模式为中心位于系统焦点的单光斑模式, 横向 y 轴分量的强度模式是位于 x - y 平面四个象限的四光斑模式, 而纵向 z 分量的强度模式是位于 y 轴两侧对称分布的双光斑模式。数值模拟中发现各分量的强度最大值满足关系: $|E_x|_{\text{max}}^2 > |E_z|_{\text{max}}^2 \gg |E_y|_{\text{max}}^2$ 。正是由于 x 轴线偏振贝塞耳-高斯入射光经高数值孔径系统会聚时, 存在一定强度的图 1(a) 所示光场轴向分量, 这导致聚焦场总光强的分布是以 x 轴为长轴的椭圆形光斑。当线偏振的均匀或者高斯光束通过高数值孔径的聚焦系统时, 偏振态^[11]会导致焦平面光强分布沿 x 、 y 轴出现不一致的情况, 区别于标量衍射理论所获得的结果。对于沿 x 轴线偏振的贝塞耳-高斯入射光束, 偏振态导致聚焦场出现类似的光场变化。

图 1(b)~(d) 是初级彗差系数 A_c 分别等于 0 、 5λ 、 λ 和 1.5λ 时, 相应各分量及总光场的光强分布模式。对比无初级彗差的情况, 相应各光斑的形状和位置发生了明显的变化。其中: 当高数值孔径系统存在初级彗差时, 各分量及总光场的光场模式由关于 x 、 y 轴的双轴对称分布变成仅关于 x 轴的单轴分布; 随着初级彗差系数的增大, 各分量及总光场的光场模式都是逐渐远离高数值孔径系统的焦点, 在给定的模拟参数下朝着 x 轴的负方向移动, 即向远离系



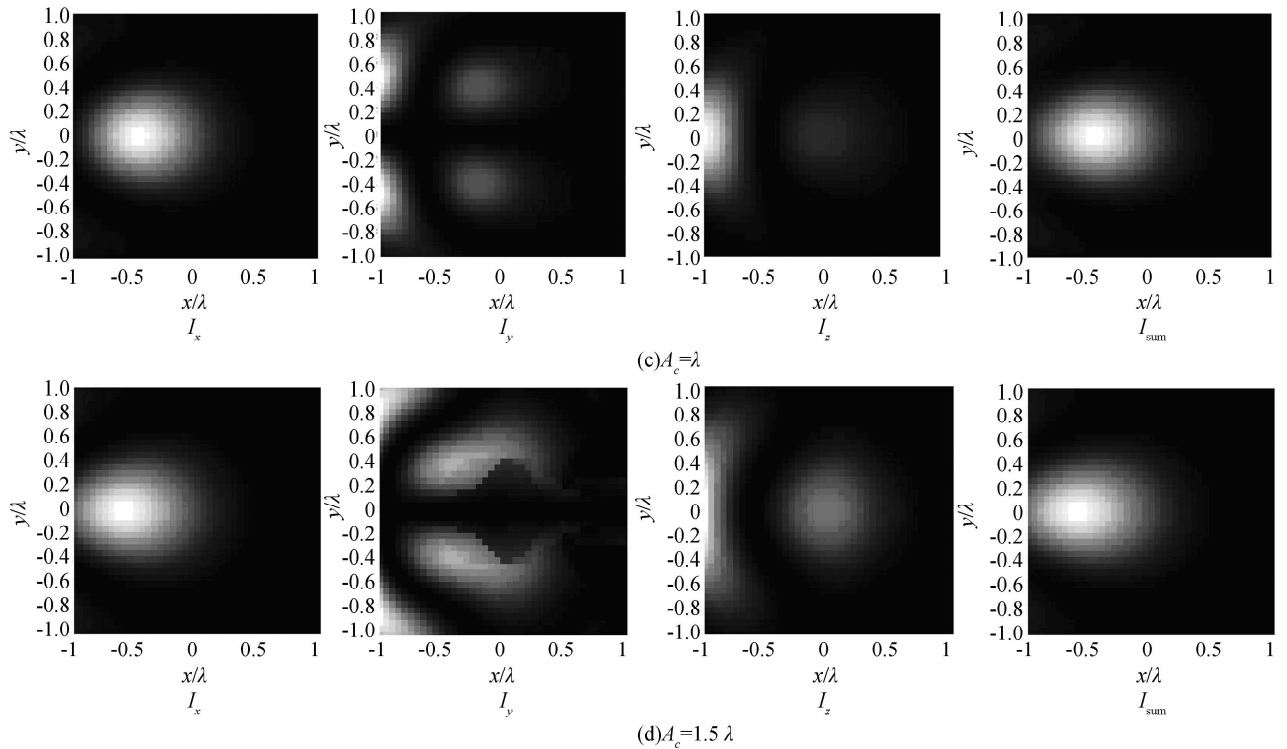


图 1 轴线偏振贝塞耳-高斯光束各偏振分量及总光场分布

Fig. 1 Total intensity distribution of an x -polarized Bessel-Gaussian beam

统光轴的一侧移动;当初级彗差系数增大时,横向 x 轴分量和总光场的强度模式中远离光轴的一端收缩,而靠近光轴的一端扩张,光斑逐渐呈现出明显的彗星状;对于横向 y 轴分量和纵向 z 分量对应的光强模式,初级彗差系数的增大使得图中所示沿 y 轴的光斑间暗区呈弧状弯曲,暗区一边光斑扩张,相对强度增大,而相对的一边光斑则收缩,相对强度减小。

图 2 给出了不同初级彗差系数下,焦平面总光场沿 x 轴的分布情况. 结果显示:随着初级彗差系数的增大,光强峰值逐渐减小;峰值的空间位置偏离系统焦点,对应图 1 的模拟结果;光强峰值一侧的旁瓣抖动越来越大,意味着焦平面要出现明暗相间的

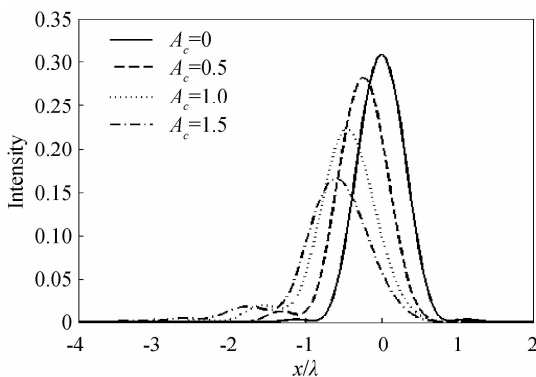


图 2 不同初级彗差系数对应的焦平面上沿 x 轴总光强分布
Fig. 2 Intensity distribution along x -axis in the focal plane under different primary coma aberration

条纹. 当均匀光束通过具有初级彗差的系统会聚时,由于光束的干涉,较大的彗差使焦平面光场出现干涉条纹^[13]. 同样,当初级彗差较大时,光束干涉也会导致贝塞耳-高斯光束聚焦场出现上述条纹. 由此看来,通过观察这些光强分布模式的变化,可以判断线偏振贝塞耳-高斯光束聚焦时存在彗差. 如果高数值孔径的聚集光学系统是消像差的,则实验操作时应该注意调节入射贝塞耳-高斯光束的方向,使贝塞耳-高斯的对称轴与高数值孔径的聚集系统的光轴平行,消除彗差导致聚焦光场的变化。

3 结论

通过 Richards-Wolf 矢量衍射积分公式,获得高数值孔径系统存在初级彗差时,线偏振贝塞耳-高斯光束经其聚焦后的三维光场的复振幅分布函数,说明初级彗差将对线偏振贝塞耳-高斯光束在焦平面上的光场分布产生影响,利用复振幅分布函数数值模拟了在不同初级彗差系数下 x 轴线偏振贝塞耳-高斯光束各分量在焦平面上的光场分布模式. 研究表明,初级彗差的存在使得系统焦平面的光场发生明显变化;聚焦光场各分量和总光场的光强模式由双轴对称变成单轴对称;各光强模式的空间位置随着初级彗差系数的增加逐渐远离系统光轴;当初级彗差系数较大时,焦平面光场出现明暗相间的干涉条纹。

参考文献

- [1] ZHANG Zhi-ming, PU Ji-xiong, WANG Xi-qing. Focusing of cylindrically polarized Bessel-Gaussian beams through a high numerical-aperture lens[J]. *Chinese J Lasers*, 2008, **35**(3): 401-405.
张志明, 蒲继雄, 王喜庆. 圆柱偏振贝塞尔-高斯光束经高数值孔径透镜的聚焦[J]. *中国激光*, 2008, **35**(3): 401-405.
- [2] GREENE P L, HALL D G. Diffraction characteristics of the azimuthal Bessel-Gauss beam[J]. *JOSA A*, 1996, **13**(5): 962-966.
- [3] REN Xiang-gui, LÜ Bai-da. Evolution of phase singularities of higher-order Bessel beam diffracted by aperture [J]. *Acta Photonic Sinica*, 2009, **38**(2): 259-263.
任祥贵, 吕百达. 经光阑衍射的高阶贝塞尔光束位相奇点演化特性[J]. *光子学报*, 2009, **38**(2): 259-263.
- [4] GREENE P L, HALL D G. Properties and diffraction of vector Bessel-Gauss beams[J]. *JOSA A*, 1998, **15**(12): 3020-3027.
- [5] LEI Ming, YAO Bao-li. The explanation of Bessel-like beam from axicon with three-beam interference model [J]. *Acta Photonic Sinica*, 2006, **35**(1): 146-148.
雷铭, 姚保利. 用三光束干涉模型解释锥镜产生类贝塞尔光束[J]. *光子学报*, 2006, **35**(1): 146-148.
- [6] SHEPPARD C J R, MATTHEWS H J. Imaging in a high aperture optical systems[J]. *JOSA A*, 1987, **4**(8): 1354 - 1360.
- [7] BISS D P, BROWN T G. Cylindrical vector beam focusing through a dielectric interface[J]. *Opt Express*, 2001, **9**(10): 490-497.
- [8] TOROK P, MUNRO P R T. The use of Gauss-Laguerre vector beams in STED microscopy[J]. *Opt Express*, 2004, **12**(15): 3605-3617.
- [9] REBECCA H J, DENNIS G H. Free-space azimuthal paraxial wave equation: the azimuthal Bessel-Gauss beam solution[J]. *Opt Lett*, 1994, **19**(7): 427-429.
- [10] KANT R. An analytical solution of vector diffraction for focusing optical systems with Seidel aberrations I. Spherical aberration, curvature of field, and distortion[J]. *J Mod Opt*, 1993, **40**(11): 2293-2310.
- [11] RICHARDS B, WOLF E. Electromagnetic diffraction in optical systems II. Structure of the image field in an aplanatic system[J]. *Proc Roy Soc A*, 1959, **253**: 358-379.
- [12] SINGH R K, SENTHILKUMARAN P, SINGH K. Effect of primary spherical aberration on high-numerical-aperture focusing of a Laguerre - Gaussian beam[J]. *JOSA A*, 2008, **25**(6): 1307-1317.
- [13] BORN M, WOLF E. Principles of optics[M]. Yang Jia-sun transl. Beijing: Publishing House of Electronic Industry, 2006: 447-449.
玻恩 M, 沃尔夫 E. 光学原理[M]. 杨葭孙, 译. 北京: 电子工业出版社, 2006: 447-449.

Effect of Primary Coma Aberration on High Numerical-aperture Focusing of a Linearly Polarized Bessel-Gaussian Beam

ZHAO Zhao-xiong, LIU Yong

(Physics Department, Zhaoqing University, Zhaoqing, Guangdong 526061, China)

Abstract: Using Richards-Wolf vectorial diffraction integral, three-dimensional light field complex amplitude function is presented when linearly polarized Bessel-Gaussian beam passes through a high numerical-aperture system with primary coma aberration. In the case of linearly polarized Bessel-Gaussian beam, the intensity distribution of polarization components at the focal plane are simulated under different comatic aberration coefficients. It is shown that the primary coma aberration makes the intensity distribution transform into uniaxial symmetry from biaxial symmetry, and the position of all high intensity lobes is taken a shift. For large primary coma aberration, interference fringe presents.

Key words: Physical optics; High numerical-aperture; Bessel-Gaussian beam; Richards-Wolf vectorial diffraction integral; Linearly polarization; Primary coma aberration

ZHAO Zhao-xiong was born in 1964. He obtained the M. S. degree from Guangdong University of Technology, and his research interests focus on optical fiber communications.

