

离轴径向偏振光束及其传输特性

陈顺意 丁攀峰 蒲继雄

Off axial radially polarized beam and its propagation characteristics

Chen Shun-Yi Ding Pan-Feng Pu Ji-Xiong

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 64, 204201 (2015) DOI: 10.7498/aps.64.204201

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.204201>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2015/V64/I20>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

基于光学全息中的任意矢量光的生成方法

Generation of arbitrary vector beam based on optical holography

物理学报.2015, 64(12): 124202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.124202>

电光调制对外部光注入垂直腔表面发射激光器的偏振转换及其非线性动力学行为的操控性研究

Manipulation of the polarization switching and the nonlinear dynamic behaviors of the vertical-cavity surface-emitting laser subjected to optical injection by EO modulation

物理学报.2015, 64(11): 114203 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.114203>

基于扭曲向列液晶空间光调制器的矢量光生成

Generation of vector beams in terms of the partial light modulator of a twisted nematic liquid crystal

物理学报.2015, 64(11): 114204 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.114204>

离轴椭圆矢量光场传输中的光斑演变

Propagation evolution of the off-axis ellipse vector beam

物理学报.2015, 64(2): 024204 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.024204>

像素偏振片阵列制备及其在偏振图像增强中的应用

Fabrication of pixelated polarizer array and its application in polarization enhancement

物理学报.2014, 63(18): 184204 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.184204>

离轴径向偏振光束及其传输特性*

陈顺意 丁攀峰† 蒲继雄

(华侨大学信息科学与工程学院, 福建省光传输与变换重点实验室, 厦门 361021)

(2015年4月19日收到; 2015年5月21日收到修改稿)

基于 Wolf 近轴传输理论, 导出离轴径向偏振光束光强的解析表达式, 并研究离轴量对离轴径向偏振光束传输中光强分布的影响, 同时根据一阶矩质心位置的定义推导出离轴径向偏振光束的质心坐标, 研究其质心位置的变化规律. 结果表明, 与径向偏振光束不同, 离轴径向偏振光束在近场处传输时光强分布不均匀, 随着传输距离的增加, 光强分布均匀性逐渐得到改善, 而径向偏振光束在传输中始终保持空心对称光斑. 离轴量较小时, 近场处光强分布呈非对称空心面包圈形, 随着传输距离增大到一定程度, 光强分布演化为对称空心面包圈形, 离轴量越小, 演变距离越短; 离轴量较大时, 随着光束的传输离轴径向偏振光束的空心部分消失, 逐渐由空心面包圈形向高斯型演变, 径向偏振光束特性消失. 另一方面, 离轴径向偏振光束的质心不随传输距离的改变而改变. 质心纵坐标恒为零, 质心横坐标与光斑尺寸及离轴量相关. 随着光斑尺寸增大, 质心横坐标成线性增长. 当离轴量较小时, 质心横坐标随离轴量的增大呈非线性增长, 增长量不明显; 离轴量较大时, 质心横坐标随离轴量的增大呈线性增长, 且变化明显.

关键词: 离轴径向偏振光束, 离轴量, 光强, 质心位置

PACS: 42.25.Ja, 42.25.Bs, 42.25.-p

DOI: 10.7498/aps.64.204201

1 引言

1972年, Mushiake等^[1]首次在实验中得到径向偏振光, 该种光束横截面除中心点外, 其余点都沿着径向线偏振, 并且中心处光强为零, 光斑分布具有完美对称性, 这些新颖的特点引起了研究者的注意. 早在1993年, Tidwell等^[2]通过应用干涉仪将线偏振光转化为径向偏振光, 并首次将径向偏振光应用于粒子加速中; 1999年, Niziev等^[3]又将径向偏振光应用于金属切割, 通过对比发现径向偏振光的切割效率是一般线偏振光及圆偏振光的1.5倍. 此外, 径向偏振光还被应用于光刻、光学存储及提高显微镜分辨等^[4,5]领域. 近些年来人们通过对径向偏振光的深入研究, 发现径向偏振光束广泛应用于上述领域, 得益于其独特的聚焦特性——径向偏振光通过大数值孔径聚焦后, 光斑大小比线偏振光小得多^[6,7]. 同时, 国内关于径向偏振

光的研究也有了许多新进展. 国内研究者不仅对径向偏振光的非傍轴传输特性进行了较为深入的分析^[8], 还对径向虚宗量偏振光的传输特性进行了探讨^[9], 通过矢量角谱理论, 发现径向偏振光的电磁场完全由横向磁场和沿轴向的纵向电场组成^[10]. 在应用方面, 清华大学设计了径向偏振光三维超分辨衍射光学器件^[11]; 在光束的产生方面, 北京工业大学利用激光二极管侧面抽运ND: YAG实现了腔内无偏振选择器下径向偏振光的输出^[12]. 在国外, Ghadyani等^[13]设计了可用于产生径向偏振光的环状金属环; Ahmed等^[14]通过加入内腔环形谐振波导光栅, 完成具有高效率的高功率径向偏振Yb: YAG薄片激光器的设计; 近期Martínez-Herrero和Prado等^[15]讨论了偏振拉盖尔-高斯光束Gouy相位在部分相干径向偏振涡旋光场的偏振演化中的作用.

实际上, 无论是在径向偏振光束的产生还是应用过程中, 都易造成光束相位中心与几何传播中心

* 国家自然科学基金(批准号: 61307001, 61178015)和福建省自然科学基金(批准号: 2013J05094, 2014J05007)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: dingpanfeng@163.com

存在对准偏差的情况, 即输出的径向偏振光实际上都存在一定的离轴, 所以研究离轴径向偏振光束的传输特性具有实际意义. 同时, 在激光通讯领域, 良好的通信系统对于激光聚焦靶目标的对准精度有很高要求, 通常以目标面处质心位置来衡量对准精度, 因此关于离轴径向偏振光束质心位置的研究具有更深刻的意义. 本文利用近轴传输理论, 主要研究离轴径向偏振光束的光强分布特性及质心位置的变化规律.

2 理论分析

依据离轴位置建立坐标系, 离轴径向偏振光束的振幅在源平面上可表示为

$$\mathbf{E}(x', y', z=0)$$

$$\begin{cases} E_x(x, y, z) = C_m \exp\left(\frac{u^2 + v^2}{w_0^2}\right) \iint x' \exp\left\{-\alpha^2\left[\left(x' + \frac{u}{2\alpha^2}\right)^2 + \left(y' + \frac{v}{2\alpha^2}\right)^2\right]\right\} dx' dy', \\ E_y(x, y, z) = C_m \exp\left(\frac{u^2 + v^2}{w_0^2}\right) \iint y' \exp\left\{-\alpha^2\left[\left(x' + \frac{u}{2\alpha^2}\right)^2 + \left(y' + \frac{v}{2\alpha^2}\right)^2\right]\right\} dx' dy'. \end{cases} \quad (3)$$

其中参量分别为

$$\begin{cases} C_m = \frac{-i}{\lambda w_0 z} \exp(ikz) \exp\left[\frac{ik}{2z}(x^2 + y^2)\right] \\ \quad \times \exp\left(-\frac{d^2}{w_0^2}\right), \\ \alpha^2 = \frac{1}{w_0^2} + \frac{ik}{2z}, \quad u = \frac{ik}{z}x - \frac{2d}{w_0}, \quad v = \frac{ik}{z}y. \end{cases} \quad (4)$$

再利用复变函数公式:

$$\begin{aligned} & \int_{-\infty}^{\infty} \exp(-\beta^2 t^2 - iqt) dt \\ &= \frac{\sqrt{\pi}}{\beta} \exp\left(-\frac{q^2}{4\beta^2}\right), \quad \text{Re}(\beta) > 0, \end{aligned} \quad (5)$$

可得

$$\begin{cases} E_x(x, y, z) = C_m \exp\left(\frac{u^2 + v^2}{4\alpha^2}\right) \frac{u\pi}{2\alpha^4}, \\ E_y(x, y, z) = C_m \exp\left(\frac{u^2 + v^2}{4\alpha^2}\right) \frac{v\pi}{2\alpha^4}. \end{cases} \quad (6)$$

将(6)式代入光强表达式

$$I(x, y, z) = |E_x(x, y, z)|^2 + |E_y(x, y, z)|^2, \quad (7)$$

最终可得离轴径向偏振光束的光强解析式

$$\begin{aligned} I(x, y, z) &= \frac{1}{\lambda^2 w_0^2 z^2} \left[\frac{16\pi^2 d^2 w_0^6 z^4 + 4k^2 \pi^2 w_0^8 z^2 (x^2 + y^2)}{(4z^2 + k^2 w_0^4)^2} \right] \\ &\quad \times \exp\left(-\frac{2d^2}{w_0^2}\right) \end{aligned}$$

$$= \frac{x' \mathbf{e}_x + y' \mathbf{e}_y}{w_0} \exp\left[-\frac{(x' - d)^2 + y'^2}{w_0^2}\right], \quad (1)$$

其中 x', y' 分别对应源平面上点的坐标; $\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y$ 分别为 x, y 方向上的单位矢量; w_0 表示光斑尺寸, d 为离轴量. 根据 Wolf 近轴传输理论, 传输一段距离 z 后, 观测平面处的电场可以表示为^[14]

$$\begin{aligned} \mathbf{E}(x, y, z) &= -\frac{i \exp(ikz)}{\lambda z} \iint \mathbf{E}(x', y', z=0) \\ &\quad \times \exp\left\{\frac{ik}{2z}[(x-x')^2 + (y-y')^2]\right\} dx' dy', \end{aligned} \quad (2)$$

式中 k 为传播常数, λ 为波长, 传播常数与波长关系满足 $k = 2\pi/\lambda$; 而 x, y 分别对应目标平面上点的坐标. 将(1)式代入(2)式可得电场在 x, y 方向的分量分别为

$$\begin{aligned} & \times \exp\left[\frac{-2k^2 w_0^2 (x^2 + y^2) + 8d^2 z^2 - 4dk^2 w_0^3 x}{4z^2 + k^2 w_0^4}\right]. \end{aligned} \quad (8)$$

3 光斑传输特性

为了详细了解离轴径向偏振光束的传输特性, 我们采用(8)式进行数值计算, 其中模拟参量为: 光斑尺寸 $w_0 = 0.5$ mm, 光源波长 $\lambda = 632.8$ nm. 模拟中以瑞利长度 Z_r 作为传输距离的参照比, $Z_r = \pi w_0^2/\lambda$.

3.1 离轴与非离轴的对比

图1中各分图是离轴及非离轴径向偏振光束传输中的光强分布.

对于离轴径向偏振光束, 传输过程中光强分布均匀性得到改善. 具体表现为: 其在近场处光强分布不均匀, 呈非对称空心面包圈形如图1(a)–(c); 随着传输距离的增大, 光强减弱, 光斑展宽, 至远场处如图1(d), 光强分布逐渐趋于对称的空心面包圈形; 而对于非离轴径向偏振光束如图1(e)–(h), 无论近场及远场传输, 光强始终保持空心面包圈分布形式.

为具体了解离轴量 d 对光强演变的影响, 以下设置不同离轴量 d 值, 进行对比分析.

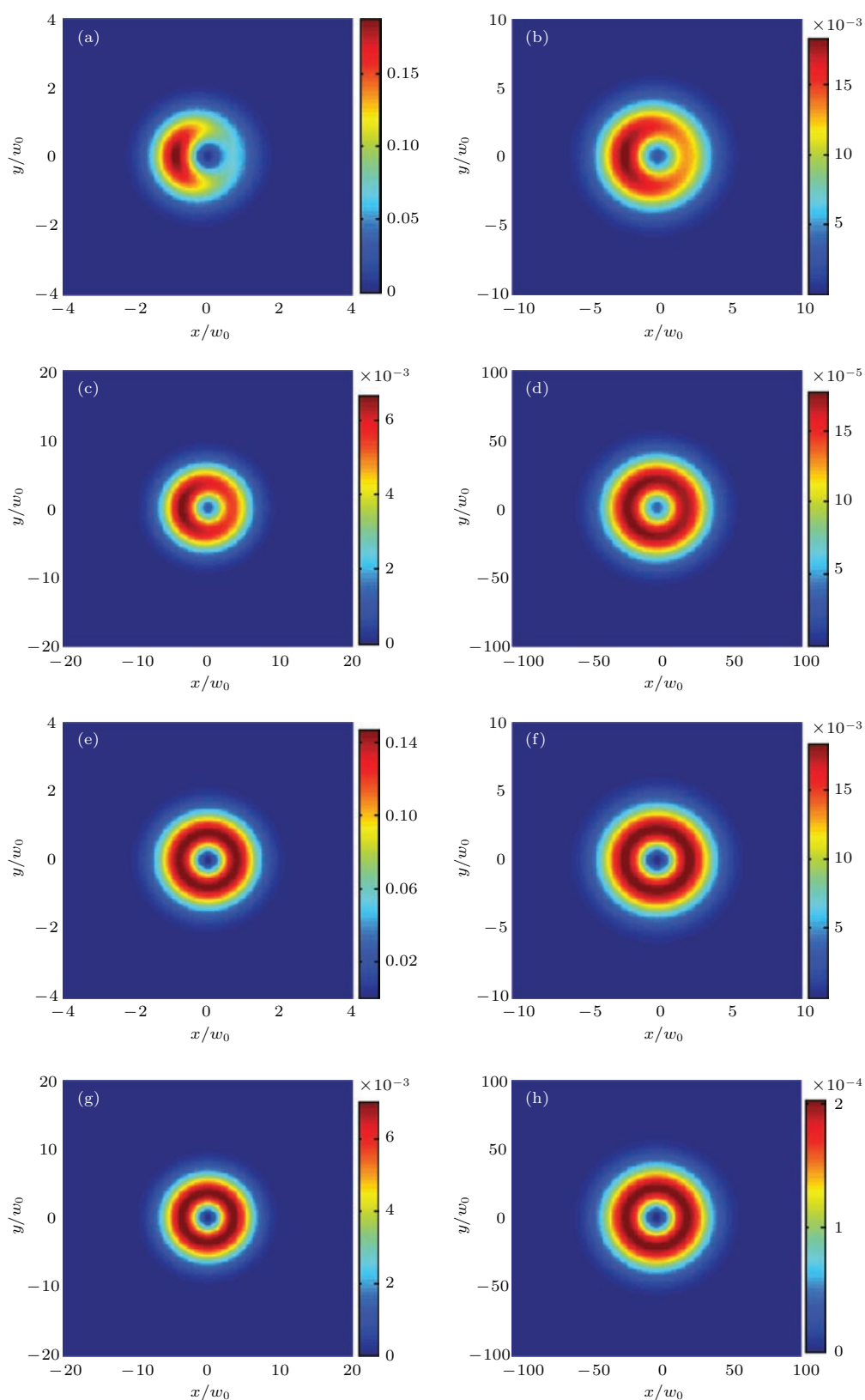


图1 (网刊彩色) 离轴及非离轴时径向偏振光束传输中的光强分布 (a)—(d) $d = 0.4w_0$: (a) $z = 0.5Zr$, (b) $z = 3Zr$, (c) $z = 5Zr$, (d) $z = 30Zr$; (e)—(h) $d = 0$: (e) $z = 0.5Zr$, (f) $z = 3Zr$, (g) $z = 5Zr$, (h) $z = 30Zr$

Fig. 1. (color online) Plots of the distribution of intensity of off and on axial radially polarized beam during propagation. (a)–(d) $d = 0.4w_0$: (a) $z = 0.5Zr$, (b) $z = 3Zr$, (c) $z = 5Zr$, (d) $z = 30Zr$; (e)–(h) $d = 0$: (e) $z = 0.5Zr$, (f) $z = 3Zr$, (g) $z = 5Zr$, (h) $z = 30Zr$.

3.2 离轴量 d 较小时光强的演变

离轴量较小是针对于光斑尺寸而言, 即 d 相对于 w_0 较小, 图 2(a)—(d) 为离轴量 $d = 0.2w_0$ 的离轴径向偏振光束传输中的光强分布演变图. 由图可知, 至传输距离为 $10Zr$ 时, 基本完成光强由非对称空心面包圈形向对称空心面包圈形分布的演变. 而当离轴量增大时, 原有光强分布的中心空

心部分开始变得模糊, 如图 2(e)—(h), 此时, 传输距离为 $3Zr$ 处, 光强分布的均匀对称性明显比离轴量较小时的光强分布均匀对称性差 (这一点通过对比图 2(c) 与图 2(e) 明显可知) 直至传输距离达到 $40Zr$, 光强基本实现对称空心面包圈形分布. 可见, 离轴量越大, 离轴径向偏振光束光强分布由非对称空心面包圈形向对称空心面包圈形演变所需的传输距离越大.

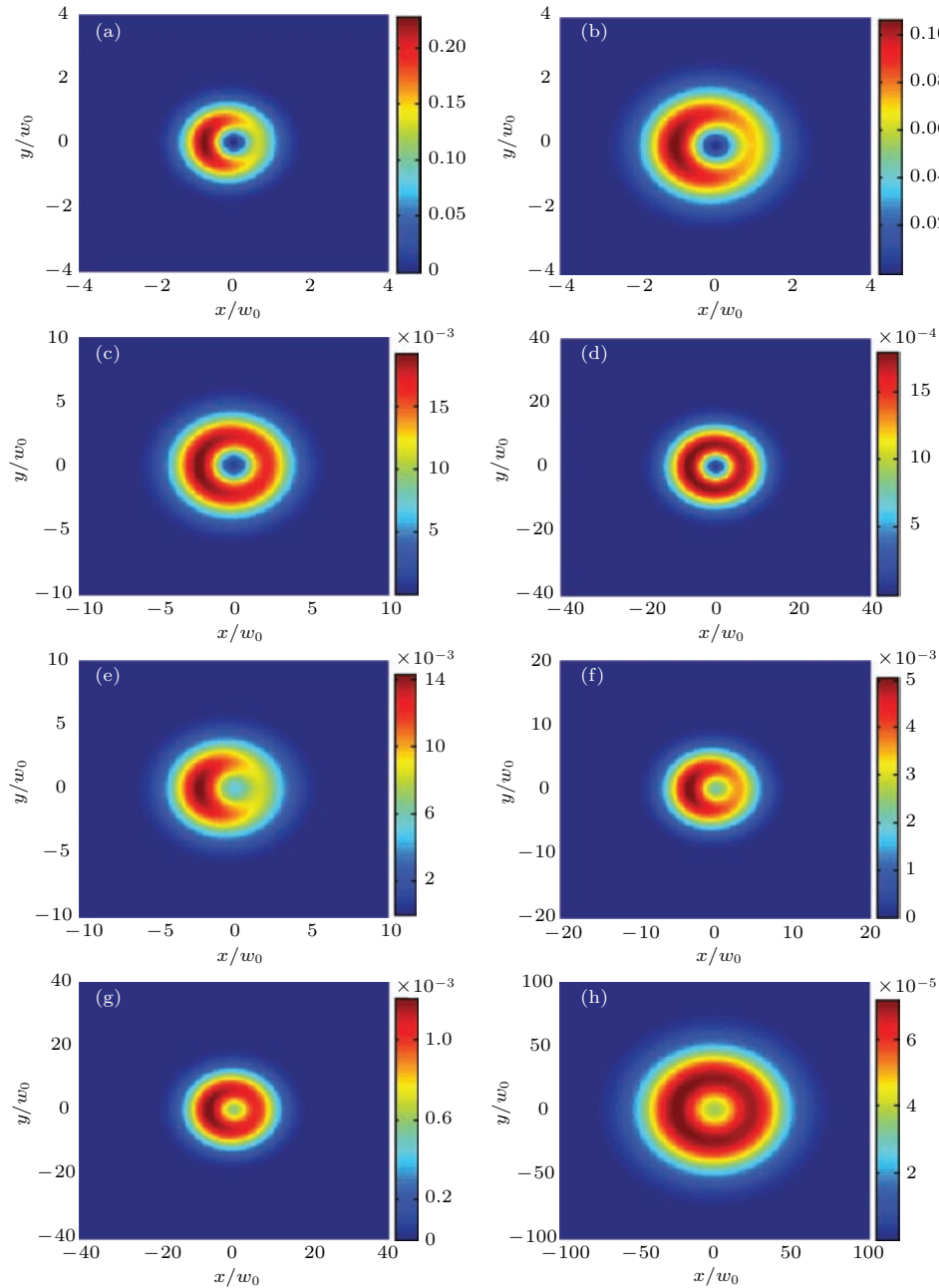


图 2 (网刊彩色) 离轴径向偏振光束传输中的光强分布 (a)—(d) $d = 0.2w_0$: (a) $z = 0.01Zr$, (b) $z = 1Zr$, (c) $z = 3Zr$, (d) $z = 10Zr$; (e)—(f) $d = 0.7w_0$: (e) $z = 3Zr$, (f) $z = 5Zr$, (g) $z = 10Zr$, (h) $z = 40Zr$

Fig. 2. (color online) Plots of the distribution of intensity of off axial radially polarized beam during propagation. (a)—(d) $d = 0.2w_0$: (a) $z = 0.01Zr$, (b) $z = 1Zr$, (c) $z = 3Zr$, (d) $z = 10Zr$; (e)—(f) $d = 0.7w_0$: (e) $z = 3Zr$, (f) $z = 5Zr$, (g) $z = 10Zr$, (h) $z = 40Zr$.

3.3 离轴量 d 较大时光强的演变

离轴量较大指参数 d 与 w_0 相比, 比较接近甚至大于 w_0 , 图 3(a)—(d) 为离轴量 $d = 1w_0$ 时光强分布演变, 此时, 近场处, 光强分布中心空心态模糊可见, 随着传输距离的增大, 光斑逐渐增宽, 光强分布的均匀性增强, 至传输距离为 $50Zr$ 处, 光强

中心空心部分基本消失呈对称圆斑分布. 当离轴量过大时, 如图 3(e)—(h) 所示, $d = 3w_0$, 光强分布呈高斯型, 中心的空心部分已完全消失, 随着传输距离的增大, 光斑展宽, 光强减弱, 保持高斯分布形式. 可见, 离轴量较大时, 离轴径向偏振光束开始失去径向偏振光束的特性, 逐渐向高斯光束特性过渡.

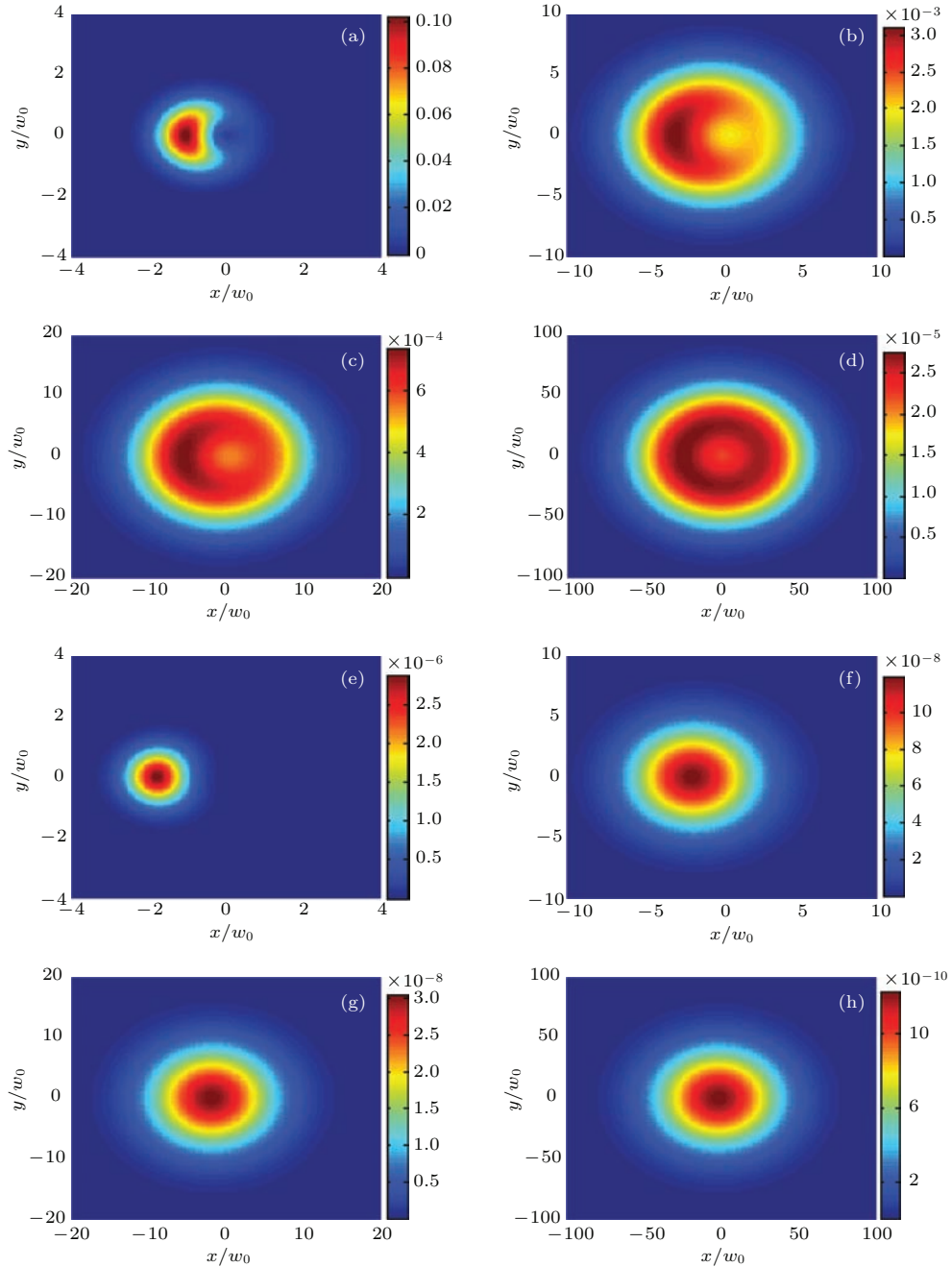


图3 (网刊彩色) 离轴径向偏振光束传输中的光强分布 (a)—(d) $d = 1w_0$: (a) $z = 0.5Zr$, (b) $z = 5Zr$, (c) $z = 10Zr$, (d) $z = 50Zr$; (e)—(h) $d = 3w_0$: (e) $z = 0.5Zr$, (f) $z = 5Zr$, (g) $z = 10Zr$, (h) $z = 50Zr$

Fig. 3. (color online) Plots of the distribution of intensity of off axial radially polarized beam during propagation. (a)—(d) $d = 1w_0$: (a) $z = 0.5Zr$, (b) $z = 5Zr$, (c) $z = 10Zr$, (d) $z = 50Zr$; (e)—(h) $d = 3w_0$: (e) $z = 0.5Zr$, (f) $z = 5Zr$, (g) $z = 10Zr$, (h) $z = 50Zr$.

4 光束质心

光束的质心与物体的重心类似, 对于通常的径向偏振光束而言, 其中心与质心重合并位于几何光轴上, 而离轴径向偏振光束由于非圆对称性, 在传输的过程中, 中心与质心不再重合, 其质心位置坐标与光强的一阶矩相关^[15]:

$$\begin{cases} x_0 = \frac{\iint xI(x, y, z) dx dy}{\iint I(x, y, z) dx dy}, \\ y_0 = \frac{\iint yI(x, y, z) dx dy}{\iint I(x, y, z) dx dy}. \end{cases} \quad (9)$$

根据(8)式离轴径向偏振光束的光强 I 表达式, 经过数学计算, 最终可得离轴径向偏振光束的质心坐标位置为

$$\begin{cases} x_0 = -2w_0 \frac{d(1+d^2)}{(2d^2+1)}, \\ y_0 = 0. \end{cases} \quad (10)$$

由(10)式可知, 离轴径向偏振光束质心纵坐标值 y_0 为0即离轴径向偏振光束传输过程中质心在 y 方向上不产生偏移, 而其质心横坐标值 x_0 仅与光斑尺寸及离轴量 d 有关, 并且横坐标值 x_0 与光斑尺寸成线性关系, 而其与离轴量 d 的具体关系如图4所示.

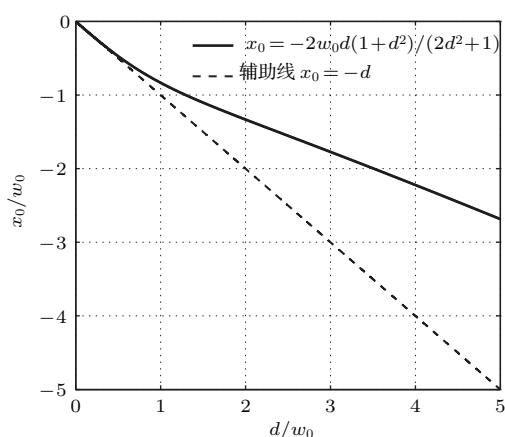


图4 离轴径向偏振光束质心横坐标随离轴量的变化

Fig. 4. Curve of abscissa x_0 of centroid of OARP beam versus off axial magnitude.

由图4可知, 当离轴量 $d < w_0$ 时, 曲线斜率较小, 质心横坐标 $|x_0|$ 随离轴量 d 的增大呈非线性增长, 并且增长量较小; 而当离轴量 $d > w_0$ 时, 曲线斜率明显增大, 质心横坐标 $|x_0|$ 随离轴量 d 的增大

而呈线性增长, 且变化明显. 因此, 总体上质心横坐标 $|x_0|$ 随离轴量 d 的增大而增大.

5 结论

本文依据近轴传输理论, 研究离轴径向偏振光束的光强分布特性及质心位置变化规律. 研究结果表明, 离轴径向偏振光束光强分布及其质心位置都与离轴量 d 有关, 并且质心位置还与光斑尺寸相关. 当离轴量 $d < w_0$, 随着传输距离的增大, 离轴径向偏振光束逐渐由非对称空心面包圈形向对称空心面包圈形演变, 而演变所需的传输距离随着离轴量 d 的增大而增大; 而当离轴量 $d > w_0$ 时, 随着离轴量的增大, 光强分布空心部分逐渐消失, 开始由空心面包圈形向高斯型演变, 逐渐失去径向偏振光特性, 高斯光束特性突显, 最终光强成高斯型分布. 至于质心位置, 通过研究可知离轴径向偏振光束的质心纵坐标 y_0 为0即其质心位置在 y 方向上不产生偏移, 而质心横坐标 $|x_0|$ 与光斑尺寸呈线性关系, 同时, 总体上质心横坐标 $|x_0|$ 随离轴量 d 的增大而增大, 具体的增长量与离轴量 d 的范围有关, 在 $d < w_0$ 范围内, 质心横坐标 $|x_0|$ 随离轴量 d 的增大成非线性增长, 增长量较小, 而在 $d > w_0$ 的范围里, 质心横坐标 $|x_0|$ 随离轴量 d 的增大成明显线性增长. 在径向偏振光束发射系统及其作为准直手段的实际光学系统中, 对于光强分布及对准精度有很高要求, 以上有关离轴径向偏振光束光强分布及质心位置变化规律的研究, 对于完善相关系统有一定的指导意义.

参考文献

- [1] Mushiaki Y, Matsumura K, Nakajima N 1972 *Proc. IEEE* **60** 1107
- [2] Tidwell S C, Kim G H, Kimura W D 1993 *Appl. Opt.* **32** 5222
- [3] Niziev V G, Nesterov A V 1999 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **32** 1455
- [4] Novotny L, Beversluis M R, Youngworth K S, Brow T G 2001 *Phys. Rev. Lett.* **86** 5251
- [5] Dom R, Quabis S, Leuchs G 2003 *Phys. Rev. Lett.* **91** 233901
- [6] Bokor N, Davidson N 2007 *Opt. Commun.* **279** 229
- [7] Grosjean T, Courjon D 2007 *Opt. Commun.* **272** 314
- [8] Deng D M 2006 *J. Opt. Soc. Am. B* **23** 1228
- [9] Deng D M, Guo Q, Wu L, Yang X B 2007 *J. Opt. Soc. Am. B* **24** 636
- [10] Deng D M, Guo Q 2007 *Opt. Lett.* **32** 2711

- [11] Cheng K, Tan Q F, Zhou Z H, Jin G F 2010 *Acta Opt. Sin.* **11** 3295 (in Chinese) [程侃, 谭峭峰, 周哲海, 金国藩 2010 光学学报 **11** 3295]
- [12] Li Z W, Chen M, Li G 2014 *Chin. J. Lasers* **41** 0102006 (in Chinese) [李政委, 陈檬, 李港 2014 中国激光 **41** 0102006]
- [13] Ghadyani Z, Vartiainen I, Harder I, Iff W, Berger A, Lindlein N, Kuittinen M 2011 *Appl. Opt.* **50** 2451
- [14] Ahmed M A, Haefner M, Vogel M, Pruss C, Voss A, Osten W, Graf T 2011 *Opt. Express* **19** 5093
- [15] Martínez-Herrero R, Prado F 2015 *Opt. Express* **23** 5043

Off axial radially polarized beam and its propagation characteristics*

Chen Shun-Yi Ding Pan-Feng[†] Pu Ji-Xiong

(Fujian Provincial Key Laboratory of Light Propagation and Transformation, College of Information Science and Engineering, Huaqiao University, Xiamen 361021, China)

(Received 19 April 2015; revised manuscript received 21 May 2015)

Abstract

Based on the theory of paraxial approximation of beam propagation, the analytical expression of the intensity of the off axial radially polarized beam (OARPB) is derived and the effect of the off axial magnitude on the distribution of intensity of the OARPB is studied. Meanwhile, according to the definition of the first-order moment of centroid, the coordinate of centroid of the OARPB is derived and the variation of cenreoid of the OARPB is studied. Simulation result shows that the intensity distribution of the OARPB is different from that of the radially polarized beam. The intensity distribution of the OARPB is not uniform in the near-field. With increasing propagation distance, the beam spreads and the uniformity of intensity of the OARPB is improved gradually. However, the intensity distribution of the radially polarized beam keeps the form of symmetric doughnut spot during propagation all the time. When the off axial magnitude is small, the intensity distribution of the OARBP is obviously asymmetric in the near-field, and it becomes nearly symmetric while the beam propagates a certain distance. The smaller the off axial magnitude, the shorter the required propagation distance to become symmetric for the OARPB. When the off axial magnitude is larger, the hollow part of intensity distribution disappears, and the doughnut beam of the OARPB changes into a Gaussian beam spot gradually during propagation. On the other hand, the centroid of the OARPB does not change with increasing propagation distance. The value of the ordinate of centroid is equal to zero all the time. And the value of the abscissa of centroid is related to the beam size and the off axial magnitude. While the beam size increases, the abscissa of centroid increases linearly at the same time. When the off axial magnitude is small, the abscissa of the centroid of the OARPB increases with the increase of the off axial magnitude, nonlinearly and slightly; however, when the off axial magnitude is larger, the abscissa of centroid of the OARPB increases with the increase of the off axial magnitude, linearly and significantly.

Keywords: off axial radially polarized beam, off axial magnitude, intensity, centroid position

PACS: 42.25.Ja, 42.25.Bs, 42.25.-p

DOI: 10.7498/aps.64.204201

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 61307001, 61178015) and the Natural Science Foundation of Fujian Province, China (Grant Nos. 2013J05094, 2014J05007).

[†] Corresponding author. E-mail: dingpanfeng@163.com