

离轴椭圆矢量光场传输中的光斑演变

李杨 朱竹青 王晓雷 贡丽萍 冯少彤 聂守平

Propagation evolution of the off-axis ellipse vector beam

Li Yang Zhu Zhu-Qing Wang Xiao-Lei Gong Li-Ping Feng Shao-Tong Nie Shou-Ping

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 64, 024204 (2015) DOI: 10.7498/aps.64.024204

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.024204>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2015/V64/I2>

---

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

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>

光源参数及大气湍流对电磁光束传输偏振特性的影响

Effect of source parameters on polarization characteristics of electromagnetic beam propagating in atmospheric turbulence

物理学报.2014, 63(10): 104201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.104201>

偏振无关的旋光双反射结构的实验研究

Experimental study on polarization-independent reflector structure based on magneto-optical crystal and two mirrors

物理学报.2013, 62(13): 134201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.134201>

静态偏振风成像干涉仪光传输特性和光通量改善

The optical transmission and improvement of flux for the static polarization wind imaging interferometer

物理学报.2012, 61(10): 104210 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.104210>

基于新型偏振稳定毫米波发生器的光载无线通信下行链路

Radio-over-fiber downlink system based on a new polarization-stable millimeter-wave generator

物理学报.2012, 61(9): 094205 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.094205>

# 离轴椭圆矢量光场传输中的光斑演变\*

李杨<sup>1)</sup> 朱竹青<sup>1)†</sup> 王晓雷<sup>2)</sup> 贡丽萍<sup>1)</sup> 冯少彤<sup>1)</sup> 聂守平<sup>1)</sup>

1) (南京师范大学物理与科学技术学院, 江苏省光电技术重点实验室, 南京 210023)

2) (南开大学现代光学研究所, 光学信息技术科学教育部重点实验室, 天津 300071)

(2014年6月4日收到; 2014年7月8日收到修改稿)

对离轴椭圆矢量光场的传输特性进行了研究. 推导出离轴椭圆矢量光场在自由空间传输电场和光强的解析表达式. 数值分析结果表明, 离轴高阶圆柱矢量光场具有非对称的光强分布, 传输后的光强分布由传输距离、错位位移、椭圆率决定. 在传输过程中除了光斑会展宽外, 光场中的暗斑会逐渐消失, 最终趋于一种稳态光强分布; 相对于初入射平面的椭圆光斑, 稳态椭圆光斑长短轴互换了. 研究结果有助于深入理解离轴情况下椭圆矢量光场的动态传输特性, 同时可以指导实际椭圆矢量光场的校准.

**关键词:** 椭圆矢量光场, 离轴, 光强分布, 传输特性

**PACS:** 42.25.Ja, 04.30.Nk, 42.30.Va

**DOI:** 10.7498/aps.64.024204

## 1 引言

近些年来, 光束的偏振特性和传输特性得到了广泛的关注. 偏振态是光场的基本特性之一, 它描述了光场的矢量结构. 柱对称矢量光场是麦克斯韦方程组的一组矢量光束解, 它是一种偏振态分布沿光轴具有柱对称分布的矢量光场<sup>[1]</sup>. 通过高数值孔径的透镜后具有紧聚焦特性<sup>[2-6]</sup>, 这在粒子俘获<sup>[7-9]</sup>、粒子加速<sup>[10,11]</sup>、提高成像分辨率<sup>[12-14]</sup>、提高存储密度<sup>[15]</sup>等方面具有广阔的应用前景, 因此柱对称矢量光场成为目前研究的热点.

激光的传输特性是自由空间光通信和远程传光的理论基础, 传统的光学编码方法都是对光的强度、频率、偏振等进行调制从而传输二进制数据. 而最新研究表明, 对光场轨道角动量编码能够提高数据的传输速率和密度<sup>[16,17]</sup>. 因此以涡旋光作为载波, 对轨道角动量进行编码, 可以提高通信的有效性. 由于矢量奇点与相位奇点相比, 在大气湍流中传输时具有更好的稳定性, 能够缓和大气的影响,

因此矢量光场在自由空间光通信中也具有潜在的应用前景. 目前, 涡旋光的自由空间传输<sup>[18]</sup>和单缝衍射<sup>[19,20]</sup>、离轴涡旋光的自由空间传输<sup>[21]</sup>和半屏衍射<sup>[22]</sup>、离轴涡旋光的单缝衍射<sup>[23]</sup>、离轴椭圆涡旋光自由空间传输特性<sup>[24]</sup>以及径向矢量光束在湍流大气中的传输特性<sup>[25,26]</sup>都已经取得了一定的研究成果.

与涡旋光离轴特点相似, 在实际应用中由于径向偏振转换器的中心很难与激光束的中心完全对准, 两者之间存在微小的错位位移, 因而产生的柱对称矢量光场的矢量奇点<sup>[27,28]</sup>与激光器输出的高斯光束中心间存在偏移, 从而形成离轴柱对称矢量光场. 我们选择高斯光束的中心作为光轴, 则矢量奇点不在光轴上. 现阶段对矢量光束的研究主要集中在普通的理想柱对称矢量光场, 而对椭圆矢量光场 (EVB) 的研究<sup>[29,30]</sup>很少. 通常半导体激光器输出的激光或通过圆柱透镜后的高斯光束都是椭圆高斯光束. 利用椭圆光束通过径向偏振转换器得到的矢量光场便是椭圆矢量光场. 对于椭圆矢量光场, 目前还没有关于其离轴方面的研究, 而

\* 国家自然科学基金 (批准号: 61275133, 61377003)、江苏省高等学校研究生科研创新计划 (批准号: KYLX0720) 和江苏省高校优势学科建设工程项目资助的课题.

† 通信作者. E-mail: njzqzhu@163.com

离轴传输是实际应用中常常发生的现象, 因此, 研究离轴椭圆矢量光场 (off-axis ellipse vector beam, OEVB) 的传输特性具有重要的实际意义.

本文从理论上推导出 OEVB 传输过程中的电场和光强的解析表达式, 通过数值模拟分析了传输距离、椭圆率、错位位移等参数对传输过程中光斑强度分布的影响.

## 2 理论基础

图 1 所示为一束线偏振的椭圆高斯光束垂直入射径向偏振转换器后产生椭圆矢量光场的示意图. 当径向偏振转换器的中心  $C_2$  与入射光光场中心  $C_1$  错位位移  $a_0 = 0$  时, 产生理想椭圆矢量光场, 如图 1(a) 所示. 当  $a_0 \neq 0$  时, 产生 OEVB,  $C_3$  点为暗斑中心, 如图 1(b) 所示. 假设初入射平面的坐标系为  $(x_0, y_0)$ , 传输距离  $z$  处观察面的坐标系为  $(x, y)$ . 选取入射光椭圆高斯光束的中心点为坐标原点, 椭圆的短轴为  $x_0$  轴, 长轴为  $y_0$  轴. 根据理想柱对称矢量光束数学表示式<sup>[31,32]</sup>, 在初入射平面 ( $z = 0$ ) 处, 离轴椭圆矢量光场  $\mathbf{E}(x_0, y_0, 0)$  可以表示为

$$\begin{aligned} \mathbf{E}(x_0, y_0, 0) &= E_x(x_0, y_0, 0)\mathbf{e}_{x_0} + E_y(x_0, y_0, 0)\mathbf{e}_{y_0}, \\ E_x(x_0, y_0, 0) &= E_0[(x_0 - a_0) \cdot \cos \varphi_0 - a(y_0 - b_0) \cdot \sin \varphi_0] \\ &\quad \times \exp\left[-\frac{x_0^2 + (ay_0)^2}{\omega_0^2}\right], \\ E_y(x_0, y_0, 0) &= E_0[a(y_0 - b_0) \cdot \cos \varphi_0 + (x_0 - a_0) \cdot \sin \varphi_0] \\ &\quad \times \exp\left[-\frac{x_0^2 + (ay_0)^2}{\omega_0^2}\right], \end{aligned} \quad (1)$$

(1) 式中,  $E_0$  为光场振幅常数,  $a$  为椭圆率, 即短轴对长轴的比率 ( $0 < a \leq 1$ ), 椭圆的长轴在  $y_0$  轴方向, 椭圆的短轴在  $x_0$  轴方向,  $\omega_0$  为  $x_0$  轴方向束腰半径,  $\omega_0/a$  为  $y_0$  轴方向束腰半径,  $a_0$  为暗斑中心沿  $x_0$  轴的错位位移,  $b_0$  为暗斑中心沿  $y_0$  轴的错位位移,  $\varphi_0$  为初相角. 当  $a = 1$  时为离轴柱对称矢量光场, 当  $\varphi_0 = 0$  时为离轴椭圆径向矢量光场. 当  $\varphi_0 = \pi/2$  时为离轴椭圆角向矢量光场.

根据菲涅尔衍射积分公式, 观察平面上电场分布为

$$\begin{aligned} E_x(x, y, z) &= \frac{\exp(ikz)}{i\lambda z} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} E_x(x_0, y_0, 0) \\ &\quad \times \exp\left\{\frac{ik}{2z} \cdot [(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2]\right\} dx_0 dy_0, \\ E_y(x, y, z) &= \frac{\exp(ikz)}{i\lambda z} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} E_y(x_0, y_0, 0) \\ &\quad \times \exp\left\{\frac{ik}{2z} [(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2]\right\} dx_0 dy_0, \end{aligned} \quad (2)$$

其中  $\lambda$  为波长,  $k = 2\pi/\lambda$  为波数.

把 (2) 式记为

$$\begin{aligned} E_x(x, y, z) &= \Im\{E_x(x_0, y_0, 0)\}, \\ E_y(x, y, z) &= \Im\{E_y(x_0, y_0, 0)\}. \end{aligned}$$

化简求解中间变量  $A, B$ <sup>[33]</sup>:

$$\begin{aligned} A &= \Im\left\{E_0(x_0 - a_0) \exp\left[-\frac{x_0^2 + (ay_0)^2}{\omega_0^2}\right]\right\} \\ &= \frac{-i\pi E_0}{p^{\frac{1}{2}}t^{\frac{1}{2}}(k\omega_0^2 + 2zi)\lambda z} [k\omega_0^2(x - a_0) - 2a_0zi] \\ &\quad \times \exp(ikz) \\ &\quad \times \exp\left(-\frac{kx^2}{k\omega_0^2 + 2zi} - \frac{ka^2y^2}{k\omega_0^2 + 2a^2zi}\right), \end{aligned}$$

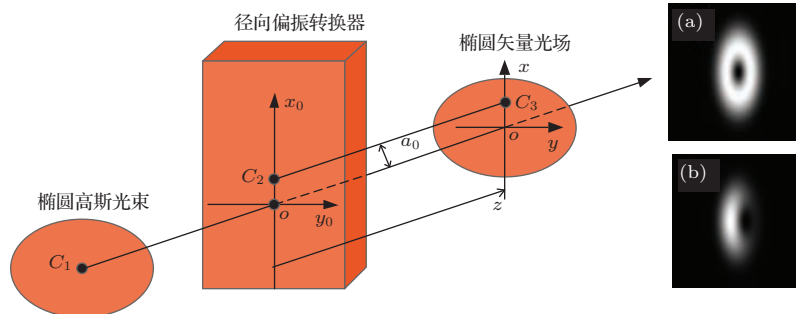


图 1 (网刊彩色)  $z = 0$  平面上理想和离轴椭圆矢量光场的光强分布 (a) 理想  $a_0 = 0$ ; (b) 离轴  $a_0 \neq 0$

$$\begin{aligned}
 B &= \Im \left\{ E_0 a (y_0 - b_0) \exp \left[ -\frac{x_0^2 + (ay_0)^2}{\omega_0^2} \right] \right\} \\
 &= \frac{-i a \pi E_0}{p^{\frac{1}{2}} t^{\frac{1}{2}} (k \omega_0^2 + 2a^2 z i) \lambda z} [k \omega_0^2 (y - b_0) - 2a^2 b_0 z i] \\
 &\quad \times \exp(i k z) \\
 &\quad \times \exp \left( -\frac{k x^2}{k \omega_0^2 + 2z i} - \frac{k a^2 y^2}{k \omega_0^2 + 2a^2 z i} \right), \quad (3)
 \end{aligned}$$

$$\text{其中, } p = \frac{1}{\omega_0^2} - \frac{i k}{2z}, \quad t = \frac{a^2}{\omega_0^2} - \frac{i k}{2z}.$$

把(1)式代入(2)式, 并利用(3)式, 化简后, OEVB在自由观察平面处的电场  $\mathbf{E}(x, y, z)$  为

$$\begin{aligned}
 \mathbf{E}(x, y, z) &= E_x(x, y, z) \mathbf{e}_x + E_y(x, y, z) \mathbf{e}_y, \\
 E_x(x, y, z) &= \Im \{ E_x(x_0, y_0, 0) \} \\
 &= \Im \left\{ E_0 [(x_0 - a_0) \cdot \cos \varphi_0 - a(y_0 - b_0) \cdot \sin \varphi_0] \right. \\
 &\quad \left. \times \exp \left[ -\frac{x_0^2 + (ay_0)^2}{\omega_0^2} \right] \right\} \\
 &= \Im \left\{ E_0 (x_0 - a_0) \exp \left[ -\frac{x_0^2 + (ay_0)^2}{\omega_0^2} \right] \right\} \cos \varphi_0 \\
 &\quad - \Im \left\{ E_0 a (y_0 - b_0) \exp \left[ -\frac{x_0^2 + (ay_0)^2}{\omega_0^2} \right] \right\} \\
 &\quad \times \sin \varphi_0 \\
 &= A \cdot \cos \varphi_0 - B \cdot \sin \varphi_0, \\
 E_y(x, y, z) &= \Im \{ E_y(x_0, y_0, 0) \} \\
 &= \Im \left\{ E_0 [a(y_0 - b_0) \cdot \cos \varphi_0 + (x_0 - a_0) \cdot \sin \varphi_0] \right. \\
 &\quad \left. \times \exp \left[ -\frac{x_0^2 + (ay_0)^2}{\omega_0^2} \right] \right\} \\
 &= \Im \left\{ E_0 a (y_0 - b_0) \exp \left[ -\frac{x_0^2 + (ay_0)^2}{\omega_0^2} \right] \right\} \cdot \cos \varphi_0 \\
 &\quad + \Im \left\{ E_0 (x_0 - a_0) \exp \left[ -\frac{x_0^2 + (ay_0)^2}{\omega_0^2} \right] \right\} \\
 &\quad \times \sin \varphi_0 \\
 &= B \cdot \cos \varphi_0 + A \cdot \sin \varphi_0. \quad (4)
 \end{aligned}$$

根据  $I = E_x E_x^* + E_y E_y^*$ , 由(4)式可以得出 OEVB的光强分布

$$\begin{aligned}
 I &= E_x(x, y, z) \cdot E_x(x, y, z)^* \\
 &\quad + E_y(x, y, z) \cdot E_y(x, y, z)^*
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 &= A \cdot A^* + B \cdot B^* \\
 &= \frac{4\pi^2 \omega_0^4 E_0^2}{\lambda^2} \left\{ \frac{k^2 \omega_0^4 (x - a_0)^2 + 4a_0^2 z^2}{\xi^2 \eta^2} \right. \\
 &\quad \left. + \frac{a^2 [k^2 \omega_0^4 (y - b_0)^2 + 4a^4 b_0^2 z^2]}{\frac{1}{\xi^2} \frac{3}{\eta^2}} \right\} \\
 &\quad \times \exp \left( -\frac{2k^2 \omega_0^2 x^2}{\xi} - \frac{2k^2 \omega_0^2 a^2 y^2}{\eta} \right), \quad (5)
 \end{aligned}$$

$$\text{其中 } \xi = k^2 \omega_0^4 + 4z^2, \quad \eta = k^2 \omega_0^4 + 4a^4 z^2.$$

上面的推导表明, 传输过程光斑的强度分布  $I(x, y, z)$  与初相角  $\varphi_0$  无关. 此外,  $\xi, \eta$  随着  $z$  的增大而增大, 所以光强分布在传输中会展宽. 当  $a_0 = 0$  且  $b_0 = 0$  时, (4) 和 (5) 式简化为理想椭圆矢量光场的电场和光强分布, 由于  $E_x(0, 0, z) = E_y(0, 0, z) = 0$ , 矢量奇点始终在中心光轴上, 传输后光斑的形状仍然保持圆对称. 当  $a_0 \neq 0$  或  $b_0 \neq 0$  时为 OEVB, 由于  $E_x(a_0, b_0, 0) = E_y(a_0, b_0, 0) = 0$ , 所以在  $z = 0$  m 处,  $(a_0, b_0)$  为矢量奇点, 当  $z$  足够大时,  $\frac{\xi}{2k^2 \omega_0^2} > \frac{\eta}{2k^2 \omega_0^2 a^2}$ , 此时椭圆的长轴在  $x$  轴方向, 椭圆的短轴在  $y$  轴方向, 与输入光相比椭圆的长短轴互换了. 由于  $4a_0^2 z^2 > 0, 4a^4 b_0^2 z^2 > 0$ , 所以总光强  $I(x, y, z) > 0$ , 即矢量奇点消失. 光斑的形状与传输距离  $z$ 、椭圆率  $a$ 、错位位移  $a_0$  参数有关.

### 3 数值模拟

从(5)式可以看出, 传输距离  $z$ 、椭圆率  $a$  和错位位移  $a_0$  是影响 OEVB 传输特性的关键因素, 下面分别对这三个因素进行研究.

#### 3.1 传输距离 $z$ 对 OEVB 传输后光强分布的影响

我们选择波长  $\lambda = 633$  nm, 束腰半径  $\omega_0 = 1$  mm, 椭圆率  $a = 0.5$ , 错位位移  $a_0 = 0.4\omega_0, b_0 = 0$ , 振幅常数  $E_0 = 1$ , 经过不同传输距离后 (0, 5, 10, 15, 20 m) 光强分布如图 2.

由图 2 可以看出, 当  $z = 0$  m, 即在初入射平面处, 矢量奇点处的光强为 0. 传输后, 矢量奇点消失, 而且随着传输距离的增大, 光斑轮廓拓宽, 强度相应的变小. 由于  $x$  轴方向拓宽速度比  $y$  轴方向的快, 所以传输后, 椭圆光斑的长短轴互换.

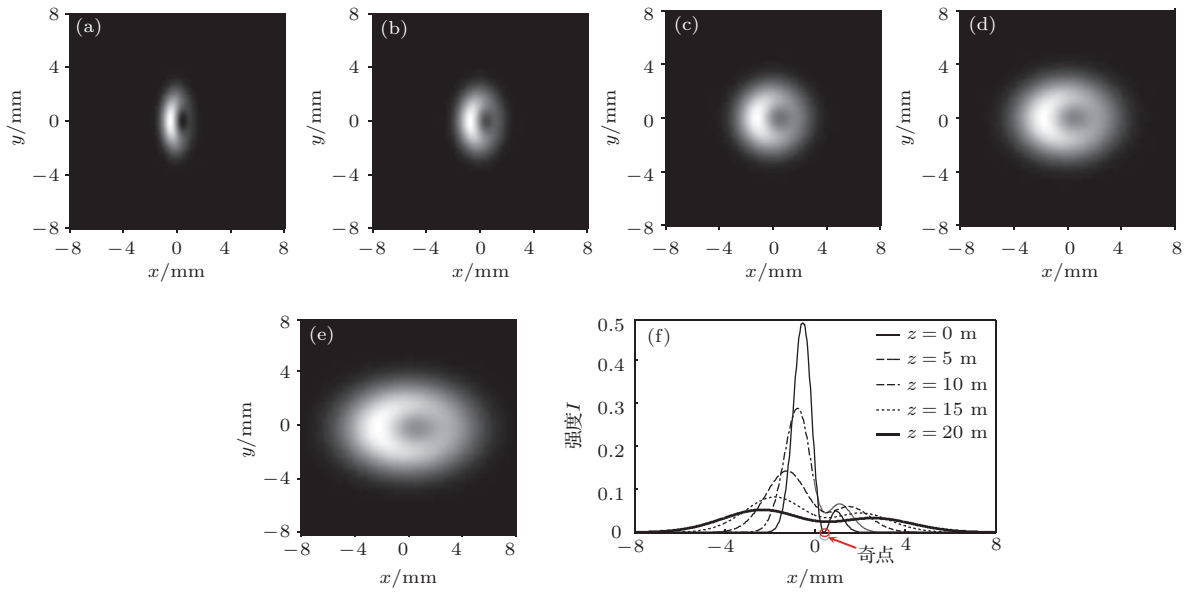


图2 OEVB不同传输距离的光强分布 (a) $z=0$ ; (b) $z=5$  m; (c)  $z=10$  m; (d)  $z=15$  m; (e)  $z=20$  m; (f) (a)—(e)在 $x$ 轴方向上( $y=0$ )的一维光强分布

假设暗斑中心位置为 $(x_1, y_1)$ 、光强为 $I_{\min}$ , 光斑最亮光强为 $I_{\max}$ , 则错位位移 $d(z) = \sqrt{x_1^2 + y_1^2}$ , 定义光斑均匀度 $V = (I_{\max} - I_{\min}) / (I_{\max} + I_{\min})$ 来描述光斑强度的变化,  $V$ 越小表示光斑越均匀. 定义传输后的椭圆率

$$a(z) = \sqrt{\frac{\xi}{2k^2\omega_0^2}} : \sqrt{\frac{\eta}{2k^2\omega_0^2 a^2}}$$

来描述椭圆光斑传输中的长短轴的变化.

由传输后椭圆率的定义得到:

$$\begin{aligned} a(z) &= \sqrt{\frac{\xi}{2k^2\omega_0^2}} : \sqrt{\frac{\eta}{2k^2\omega_0^2 a^2}} \\ &= \sqrt{\frac{a^2(k^2\omega_0^4 + 4z^2)}{k^2\omega_0^4 + 4a^4z^2}}; \end{aligned}$$

初入射平面( $z=0$ )的 $a(z)$ 为

$$\begin{aligned} \lim_{z \rightarrow 0} \sqrt{\frac{a^2(k^2\omega_0^4 + 4z^2)}{k^2\omega_0^4 + 4a^4z^2}} \\ = \sqrt{\frac{a^2k^2\omega_0^4}{k^2\omega_0^4}} = a = 0.5; \end{aligned}$$

观察面处的 $a(z)$ 为

$$\begin{aligned} \lim_{z \rightarrow \infty} a(z) &= \lim_{z \rightarrow \infty} \sqrt{\frac{a^2(k^2\omega_0^4 + 4z^2)}{k^2\omega_0^4 + 4a^4z^2}} \\ &= \frac{1}{a} = 2. \end{aligned}$$

上式表明, 从初入射平面到观察平面 $a(z)$ 从0.5增大为2, 可见长短轴互换.

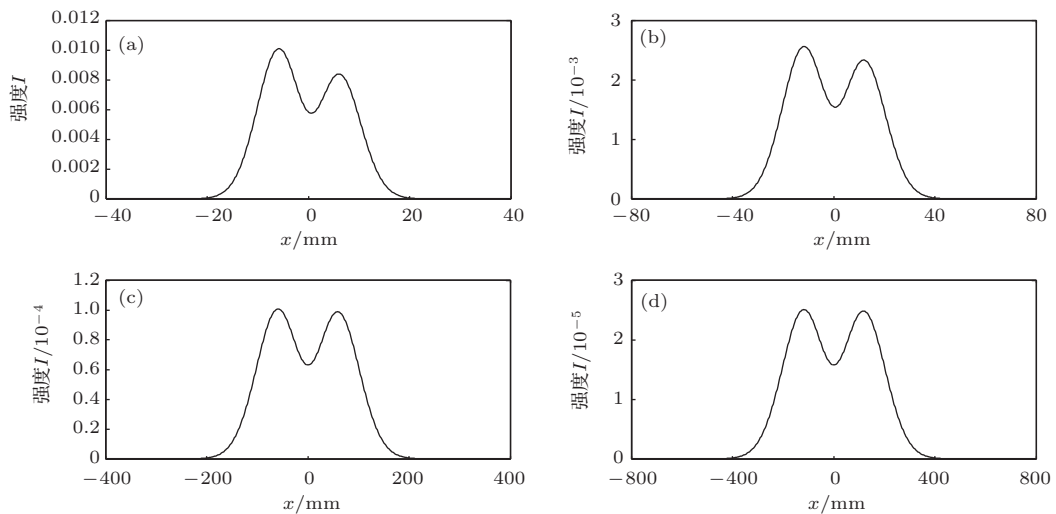


图3 不同传输距离处OEVB在 $x$ 轴方向上( $y=0$ )的一维光强分布 (a)  $z=50$  m; (b)  $z=100$  m; (c)  $z=500$  m; (d)  $z=1000$  m

进一步分别数值分析了光强的分布趋势、错位位移  $d(z)$ 、光斑均匀度  $V$  和椭圆率  $a$  与传输距离  $z$  的变化关系. 图 3 所示为不同传输距离的 OEVB 在  $x$  轴上一维光强分布示意图. 图 4 所示为  $V$  随着传输距离  $z$  的变化、 $d(z)$  随着传输距离  $z$  的变换, 以及椭圆率  $a(z)$  随着传输距离  $z$  的变化.

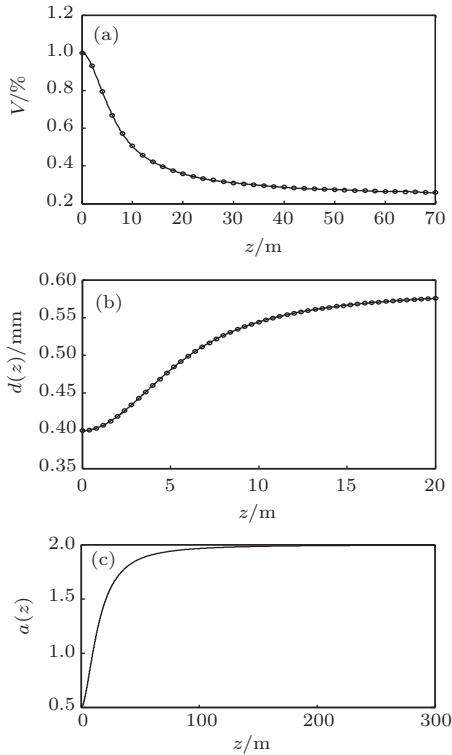


图 4 (a)  $V$  随着传输距离  $z$  的变化; (b)  $d(z)$  随着传输距离  $z$  的变换; (c)  $a(z)$  随着传输距离  $z$  的变化

由图 3 可以看出, 假设两个峰的强度分别为  $I_L, I_R$ , 则在  $x$  轴方向, 初始时  $I_L > I_R$ , 如图 3(a)

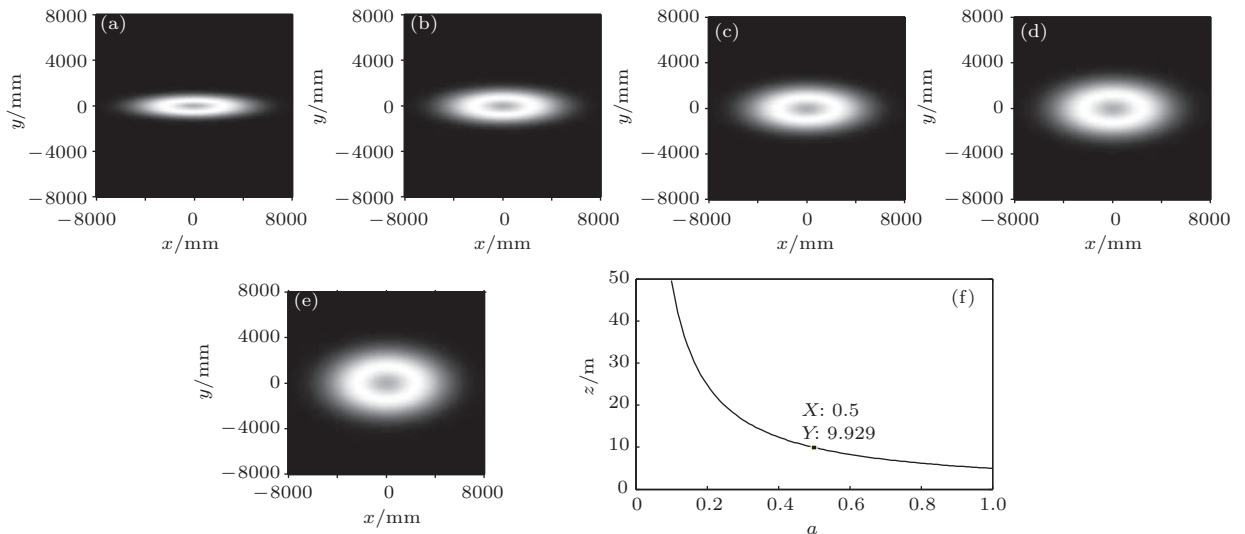


图 5 OEVB 在不同椭圆率  $a$  下的稳态光强分布 (a)  $a = 0.2$ ; (b)  $a = 0.3$ ; (c)  $a = 0.4$ ; (d)  $a = 0.5$ ; (e)  $a = 0.6$ ; (f) 长短轴互换时传输距离  $z$  与椭圆率  $a$  的关系

所示. 随着传输距离的增大, 光斑不对称峰之间的能量在转换, 光斑能量从能量较大的峰流向能量较小的峰(如图 3(b), (c) 所示). 最终能量达到平衡, 光强的分布趋于稳定, 即  $I_L = I_R$  (图 3(d)). 我们将  $I_L = I_R$  定义为光强分布达到稳态的判据. 如果传输距离继续增大只会使光斑相应增宽, 光强相应减小, 但是光强分布的整体轮廓不变,  $I_L = I_R$  条件仍然成立, 光斑达到稳态分布. 由图 4 可以看出, 当传输距离  $z$  足够远时, 光斑均匀度  $V$  将趋于一个常数, 这个常数就是稳态时的  $V$ . 同样地, 在传输过程中错位位移  $d(z)$  也将趋于一个常数, 这个常数就是稳态时暗斑中心的位置. 而图 4(c) 中当传输 300 m 时,  $a(z)$  趋于 2, 传输后的椭圆率  $a(z)$  趋近于 2, 即椭圆光斑的长短轴互换了.

### 3.2 椭圆率对 OEVB 传输后稳态光强分布的影响

我们选择的参数为波长  $\lambda = 633$  nm, 束腰半径  $\omega_0 = 1$  mm, 传输距离  $z = 20$  km, 错位位移  $a_0 = 0.4\omega_0, b_0 = 0$ , 振幅常数  $E_0 = 1$ , 在此基础上计算了椭圆率  $a$  取不同值 ( $a = 0.2, 0.3, 0.4, 0.5, 0.6$ ) 时的稳态光强分布, 如图 5 所示.

首先推导椭圆率  $a$  与长短轴互换需要的传输距离之间的关系, 令传输后长轴等于短轴即

$$\frac{\eta}{2k^2\omega_0^2a^2} = \frac{\xi}{2k^2\omega_0^2},$$

化简得到  $z = k\omega_0/(2a)$ . 该式表明长短轴互换时的传输距离与椭圆率成反比.

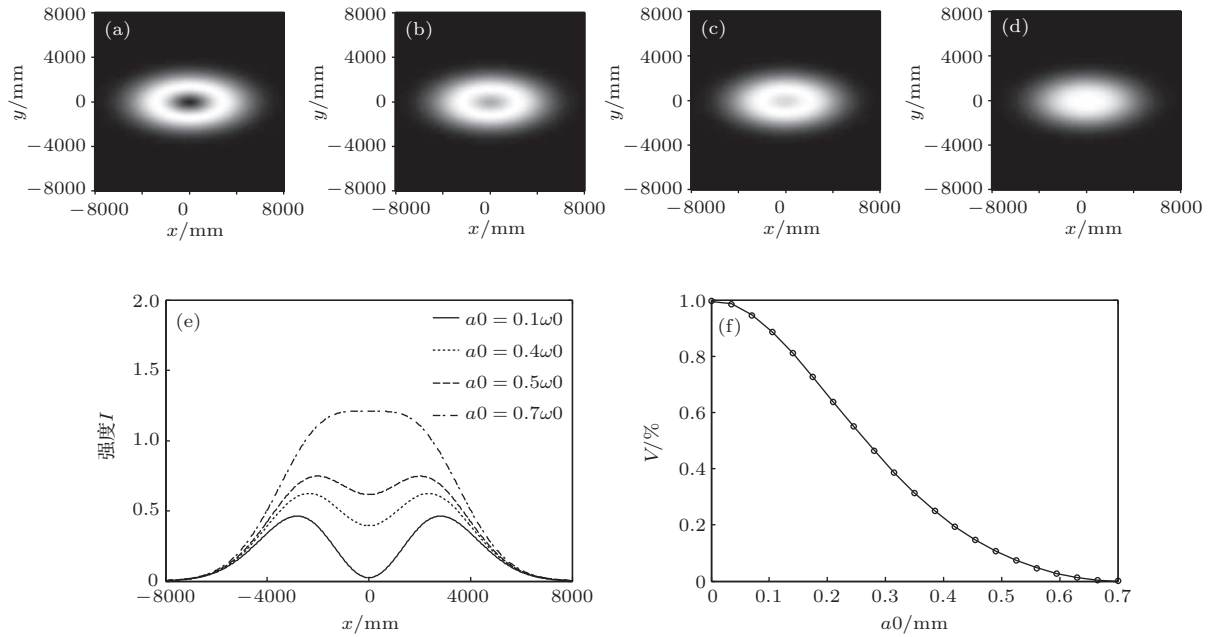


图6 OEVB不同错位位移 $a_0$ 下传输后的稳态光强分布 (a)  $a_0 = 0.1\omega_0$ ; (b)  $a_0 = 0.4\omega_0$ ; (c)  $a_0 = 0.5\omega_0$ ; (d)  $a_0 = 0.7\omega_0$ ; (e) (a)—(d)在 $x$ 轴方向上( $y = 0$ )的一维稳态光强分布; (f)在 $x$ 轴方向上( $y = 0$ ) $V$ 与错位位移 $a_0$ 的关系

由图5可以看出,随着椭圆率的增大,椭圆光斑逐渐趋近于圆形光斑.而且椭圆率越大,较小的传输距离就能使光斑达到圆形光斑,即长短轴互换需要的传输距离比较小.如图5(f)中, $a = 0.5$ 时,传输9.929 m时恰好变为圆形光斑,再传输椭圆光斑的长短轴就互换了.

### 3.3 错位位移对OEVB传输后稳态光强分布的影响

我们选择参数为:波长 $\lambda = 633$  nm,束腰半径 $\omega_0 = 1$  mm,传输距离 $z = 20$  km,椭圆率 $a = 0.5$ ,错位位移 $b_0 = 0$ ,振幅常数 $E_0 = 1$ ,在此基础上分别计算了错位位移 $a_0$ 取不同数值( $a_0 = 0.1\omega_0, 0.4\omega_0, 0.5\omega_0, 0.7\omega_0$ )时的稳态光强分布,如图6.

由图6可以看出,随着错位位移 $a_0$ 的增大,光斑的稳态强度分布随着错位位移 $a_0$ 的增大而趋于均匀,稳态光强中的暗斑趋于消失.在图6(f)中错位位移 $a_0 = 0.7\omega_0$ ,传输20 km后稳态光强中光斑均匀度 $V$ 已经非常接近0,稳态光强趋近于均匀.

## 4 结 论

本文研究了OEVB的传输特性,首次推导出OEVB在自由空间传输后的电场和光强的解析表达式.结果表明,光场的强度分布与初相角无关,

OEVB的传输特性受传输距离 $z$ 、椭圆率 $a$ 和错位位移 $a_0$ 影响,对此进行了详细的数值分析.首先分析了OEVB的强度分布随着传输距离 $z$ 的变化关系.研究表明,随着传输距离 $z$ 的增大,矢量奇点消失,光斑轮廓拓宽,光强分布最后趋于一种稳定的能量分布,暗斑的中心位置也趋于稳定.但由于短轴比长轴拓宽的速度快,所以稳态椭圆光斑相对于入射平面的椭圆光斑长短轴互换了.随后又详细研究了椭圆率 $a$ 与OEVB传输后稳态光强的关系.椭圆率越大,互换椭圆光斑长短轴所需要的临界传输距离越小.最后分析了错位位移对OEVB传输后稳态光强分布的影响.同样的传输距离,错位位移 $a_0$ 越大,光斑的稳态强度分布越均匀.基于上面的研究结果,可以指导柱对称矢量光束的传输和校准工作.

感谢南京师范大学数学科学学院、江苏省大规模复杂系统数值模拟重点实验室朱群生副教授在离轴椭圆矢量光场在自由空间传输电场和光强的解析表达式推导中给予的数学指导.

### 参考文献

- [1] Zhan Q 2009 *Adv. Opt. Photon.* **1** 1
- [2] Grosjean T, Courjon D 2007 *Opt. Commun.* **272** 314
- [3] Zhan Q, Leger J 2002 *Opt. Express* **10** 324
- [4] Youngworth K, Brown T 2000 *Opt. Express* **7** 77

- [5] Zhao W Q, Tang F, Qiu L R, Liu D L 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 054207 (in Chinese) [赵维谦, 唐芳, 邱丽荣, 刘大礼 2013 物理学报 **62** 054207]
- [6] Wang Z, Gao C Q, Xin J D 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 124209 (in Chinese) [王铮, 高春清, 辛璟焘 2012 物理学报 **61** 124209]
- [7] Kuga T, Torii Y, Shiokawa N, Hirano T, Shimizu Y, Sasada H 1997 *Phys. Rev. Lett.* **78** 4713
- [8] Zhan Q W 2004 *Opt. Express* **12** 3377
- [9] Kawauchi H, Yonezawa K, Kozawa Y, Sato S 2007 *Opt. Lett.* **32** 1839
- [10] Salamin Y I 2007 *Opt. Lett.* **32** 90
- [11] Gupta D N, Kant N, Kim D E, Suk H 2007 *Phys. Lett. A* **368** 402
- [12] Sheppard C J, Choudhury A 2004 *Appl. Opt.* **43** 4322
- [13] Watanabe K, Horiguchi N, Kano H 2007 *Appl. Opt.* **46** 4985
- [14] Chen W B, Zhan Q W 2007 *Opt. Express* **15** 4106
- [15] Kim W, Park N, Yoon Y, Choi H, Park Y 2007 *Opt. Rev.* **14** 236
- [16] Bouchal Z, Celechovský R 2004 *New J. Phys.* **6** 131
- [17] Hong L, Xizheng K 2009 *Acta Opt. Sin.* **29** 331
- [18] Ding P F, Pu J X 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 338 (in Chinese) [丁攀峰, 蒲继雄 2011 物理学报 **60** 338]
- [19] Gao F H, Chen B S, Pu J X, Zhu J Q 2011 *Laser Optoelectron. Prog.* **48** 40 (in Chinese) [高福海, 陈宝算, 蒲继雄, 朱健强 2011 激光与光电子学进展 **48** 40]
- [20] Wang T, Pu J X 2009 *Chin. J. Lasers* **36** 2902 (in Chinese) [王涛, 蒲继雄 2009 中国激光 **36** 2902]
- [21] Ding P F, Pu J X 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 064103 (in Chinese) [丁攀峰, 蒲继雄 2012 物理学报 **61** 064103]
- [22] Liu P, Lü B 2008 *Opt. Laser Technol.* **40** 227
- [23] Zhang M M, Zhao Q, Xin Y, Chen Y R 2013 *Sciencepaper Online* (in Chinese) [张明明, 赵琦, 辛熠, 陈延如 2013 中国科技论文在线]
- [24] Zhang M M, Zhao Q, Xin Y, Chen Y R, Yu R L, Hua Y C 2013 *Sciencepaper Online* (in Chinese) [张明明, 赵琦, 辛熠, 陈延如, 俞仁龙, 华昱辰 2013 中国科技论文在线]
- [25] Cai Y, Lin Q, Eyyuboglu H T, Baykal Y 2008 *Opt. Express* **16** 7665
- [26] Wang H, Liu D, Zhou Z 2010 *Appl. Phys. B* **101** 361
- [27] Freund I 2002 *Opt. Commun.* **201** 251
- [28] Schoonover R W, Visser T D 2006 *Opt. Express* **14** 5733
- [29] Li H R 2011 *Ph. D. Dissertation* (Shanghai: East China Normal University) (in Chinese) [李会容 2011 博士学位论文 (上海: 华东师范大学)]
- [30] Li H R, Yin J P 2010 *Chin. Phys. B* **19** 083204
- [31] Tovar A A 1998 *J. Opt. Soc. Am. A* **15** 2705
- [32] Bomzon Z, Hasman E 2000 *Appl. Phys. Lett.* **77** 3322
- [33] Gradshteyn I S, Ryzhik I M 1980 *Tables of Integrals, Series and Products: Corrected and Enlarged Edition* (New York: Academic Press, Elsevier) p336



# Propagation evolution of the off-axis ellipse vector beam\*

Li Yang<sup>1)</sup> Zhu Zhu-Qing<sup>1)†</sup> Wang Xiao-Lei<sup>2)</sup> Gong Li-Ping<sup>1)</sup>  
Feng Shao-Tong<sup>1)</sup> Nie Shou-Ping<sup>1)</sup>

1) (*Key Laboratory of Optoelectronic Technology of Jiangsu Province, School of Physical Science and Technology, Nanjing Normal University, Nanjing 210023, China*)

2) (*Key Laboratory of Optical Information Science and Technology of Ministry of Education, Institute of Modern Optics, Nankai University, Tianjin 300071, China*)

( Received 4 June 2014; revised manuscript received 8 July 2014 )

## Abstract

The propagation characteristics of the off-axis ellipse vector beam (OEVB) are studied in this paper. The analytic expressions of the electric field and the intensity after OEVB propagating in free-space are derived. Numerical results indicate that the intensity distribution of OEVB is asymmetric and the intensity distribution after propagating is determined by propagation distance, dislocation displacement and ellipticity. In addition to expanding, the intensity distribution of OEVB tends to steady-state distribution finally and the dark core of vector beam disappears gradually during propagation. The major axis and minor axis of the ellipse intensity distribution in the steady-state are exchanged with each other as compared with in the initial plane. The results can help us to understand the dynamic propagation characteristics of the ellipse vector beam under the off-axis situation, and they can also guide the calibration of the ellipse vector beam in practice.

**Keywords:** ellipse vector beam, off-axis, intensity distribution, propagation characteristic

**PACS:** 42.25.Ja, 04.30.Nk, 42.30.Va

**DOI:** 10.7498/aps.64.024204

---

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 61275133, 6137003), the Scientific Research Innovation Program for the Graduate Students in Institution of Higher Education of Jiangsu Province, China (Grants: KYLX0720), and the Priority Academic Program Development of Jiangsu Higher Education Institutions, China.

† Corresponding author. E-mail: [njzqzhu@163.com](mailto:njqzhu@163.com)