

双曲线顶点对轴锥镜聚焦柱矢量光束的影响

刘庆伟¹, 李重光¹, 楼宇丽^{1*}, 王华英², 董昭², 桂进斌¹, 宋庆和¹, 杨力¹

¹昆明理工大学理学院激光信息处理技术与应用重点实验室, 云南 昆明 650500;

²河北工程大学数理科学与工程学院, 河北 邯郸 056038

摘要 基于瑞利-索末菲矢量衍射理论和振幅透过率函数,研究了轴锥镜的柱矢量光束聚焦特性。研究结果表明,径向偏振光的矢量聚焦场由径向分量及轴向分量构成,而角向偏振光的矢量聚焦场仅由角向分量构成,同时聚焦场焦深随束腰半径的增大而增加。相较理想情况,锥顶为双曲线时,焦深几乎不变,但光强因干涉效应发生振荡,其依赖于入射光的束腰半径,当径向偏振光束束腰半径达到 4 mm,角向偏振光束束腰半径达到 3.5 mm 时,振荡现象消失。研究结果为轴锥镜的实际应用,以及进一步完善柱矢量光束聚焦场理论提供了参考。

关键词 衍射; 矢量衍射理论; 双曲线顶点; 柱矢量光束; 束腰半径; 振荡现象

中图分类号 O436

文献标志码 A

doi: 10.3788/CJL202047.0409001

Influence of Hyperbolic Vertex on Axicon-Focusing Cylindrical Vector Beams

Liu Qingwei¹, Li Chongguang¹, Lou Yuli^{1*}, Wang Huaying²,

Dong Zhao², Gui Jinbin¹, Song Qinghe¹, Yang Li¹

¹Key Laboratory of Laser Information Processing Technology and Application, College of Science, Kunming University of Science and Technology, Kunming, Yunnan 650500, China;

²College of Mathematics & Physics, Hebei University of Engineering, Handan, Hebei 056038, China

Abstract In this study, we investigate the axicon-focusing characteristics of a cylindrical vector beam based on the Rayleigh-Sommerfeld vector diffraction theory and the amplitude transmittance function. The results prove that the vector focus field of a radially polarized beam comprises radial and longitudinal components, whereas that of an azimuthally polarized beam only comprises an azimuthal component. Further, the focus depth of the focus field increases with the increasing waist radius of the beam. When compared with the ideal case, the focal depth of the focus field remains almost unchanged when the axicon apex is hyperbola; however, its intensity oscillates because of the interference effect, which is dependent on the waist radius of the incident beam. This oscillation phenomenon disappears when the waist radius of the radially and azimuthally polarized beams are 4 mm and 3.5 mm, respectively. The obtained results provide a reference for the practical application of the axicon systems and the improvement of the theory of cylindrical vector beam focusing.

Key words diffraction; vector diffraction theory; hyperbolic vertex; cylindrical vector beams; waist radius; oscillation phenomenon

OCIS codes 050.1960; 050.1940; 260.1960; 200.4560

1 引言

目前,最为常见的柱矢量光束有径向偏振光、角向偏振光和广义轴对称偏振光三种,但最为典型、研究最多的柱矢量光束为前两种。与传统偏振光相

比,径向偏振光和角向偏振光因具有特殊的光学偏振态分布,而引起了越来越多科研人员的关注。对柱矢量光束进行聚焦,可使其在提高成像分辨率^[1-2]、材料加工^[3]、表面等离子体的聚焦和激发^[4-5]、粒子捕获^[6-7]及粒子加速^[8-9]等领域具有广泛

收稿日期: 2019-09-18; 修回日期: 2019-10-25; 录用日期: 2019-11-19

基金项目: 国家自然科学基金(61465005,61565011,61540075)、云南省级人培基金(KKSY201407082)、河北科技计划项目(16273901D)

* E-mail: 578928841@qq.com

的应用价值。常用的实现柱矢量光束聚焦的方法有高数值孔径透镜聚焦^[10-11]、轴锥镜聚焦^[12]、抛物面反射镜聚焦^[13]、负折射率光栅透镜聚焦^[14-15]等。其中,利用高数值孔径透镜聚焦径向偏振光时,聚焦场轴向分量的光斑的最小尺寸达到了 $16\lambda^2$ (λ 为径向偏振光波长),这对于光学储存有重要意义^[16]。

轴锥镜因具有光束转换效率高、结构简单及抗损伤阈值高等优点^[17-19],已成为生成无衍射光束最有效也是最常见的光学元件之一,被广泛应用于光学领域。但轴锥镜的像散和表面形貌的变化会对生成的无衍射光束产生影响。江新光等^[20]研究发现当利用像散轴锥镜聚焦平面波时,随着像散因子的增加,衍射光束发生了畸变并逐渐失去无衍射特性;此外,胡润等^[21]分析了离轴像散对轴锥镜聚焦涡旋光束产生高阶贝塞尔光束的影响。杨贵洋等^[22]建立了轴锥镜的三种母线偏离模型(母线内凸、母线外凸及顶点呈双曲线分布),分析了轴锥镜表面形貌变化对聚焦平面波的影响。目前,针对轴锥镜聚焦柱矢量光束的研究多是基于理想轴锥镜,林惠川等^[23]曾系统研究了轴锥镜像散对径向偏振光束聚焦特性的影响,发现当像散值达到 0.2λ 时,聚焦区光束的无衍射特性将消失。轴锥镜表面形貌的变化也会对柱矢量光束的聚焦特性产生影响,所以探究轴锥镜形貌变化对聚焦特性的影响也是十分必要的。

在轴锥镜的实际加工过程中,顶点加工误差往往难以克服,这就使得实际轴锥镜的顶点并非理想顶点,双曲线顶点就是其中非常典型的一种,而双曲线顶点会对柱矢量光束的聚焦特性产生影响,但目

前鲜有相关的报道。基于此,本文基于瑞利-索末菲矢量衍射理论和振幅透过率函数分析了顶点呈双曲线分布的轴锥镜对柱矢量光束聚焦特性的影响。研究表明,双曲线顶点轴锥镜聚焦场的光强分布依赖于柱矢量光束的束腰半径,同时无衍射光束质量变差。本文为轴锥镜的实际应用、拓宽其工程应用范围,以及进一步完善柱矢量光束聚焦场理论提供了参考。

2 理想轴锥镜聚焦柱矢量光束

2.1 径向偏振光的聚焦特性

入射的径向偏振光的电场矢量表达式为^[24]

$$\mathbf{E}(\rho_0) = \frac{\rho_0}{\omega} \exp\left(-\frac{\rho_0^2}{\omega}\right) \mathbf{e}_{\rho_0}, \quad (1)$$

式中: ω 为束腰半径; $\mathbf{e}_{\rho_0} = \mathbf{e}_{x_0} \cos\varphi + \mathbf{e}_{y_0} \sin\varphi$, \mathbf{e}_{ρ_0} 、 \mathbf{e}_{x_0} 和 \mathbf{e}_{y_0} 分别为 ρ_0 、 x_0 及 y_0 方向上的单位矢量, ρ_0 为柱坐标系坐标, x_0 与 y_0 为直角坐标系坐标, φ 为极角。(1)式等效于 TEM_{01} 模光束与 TEM_{10} 模光束的叠加。假设光束沿 z 轴正向传播,则理想轴锥镜的振幅透过率函数为

$$t(\rho_0) = \begin{cases} \exp[-ik(n-1)\gamma\rho_0], & 0 < \rho_0 \leq R \\ 0, & \rho_0 > R \end{cases}, \quad (2)$$

式中: n 为轴锥镜折射率; γ 为轴锥镜底角; $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ 为波数; R 为轴锥镜底面半径。

现由柱坐标系下的瑞利-索末菲矢量衍射积分公式求解径向偏振光经理想轴锥镜聚焦后的电场矢量表达式,瑞利-索末菲矢量衍射积分公式为

$$\begin{cases} E_x(\rho, \beta, z) = \frac{-iz}{\lambda r^2} \exp(jkr) \int_0^{\infty} \int_0^{2\pi} E_x(\rho_0, \varphi) \exp\left(\frac{ik\rho_0^2}{2r}\right) \exp\left[-ik \frac{\rho\rho_0 \cos(\varphi - \beta)}{r}\right] \rho_0 d\varphi d\rho_0 \\ E_y(\rho, \beta, z) = \frac{-iz}{\lambda r^2} \exp(jkr) \int_0^{\infty} \int_0^{2\pi} E_y(\rho_0, \varphi) \exp\left(\frac{ik\rho_0^2}{2r}\right) \exp\left[-ik \frac{\rho\rho_0 \cos(\varphi - \beta)}{r}\right] \rho_0 d\varphi d\rho_0 \\ E_z(\rho, \beta, z) = \frac{i}{\lambda r^2} \exp(jkr) \int_0^{\infty} \int_0^{2\pi} [E_x(\rho_0, \varphi)(\rho \cos \beta - \rho_0 \cos \varphi) + E_y(\rho_0, \varphi)(\rho \sin \beta - \rho_0 \sin \varphi)] \times \\ \exp\left(\frac{ik\rho_0^2}{2r}\right) \exp\left[-ik \frac{\rho\rho_0 \cos(\varphi - \beta)}{r}\right] \rho_0 d\varphi d\rho_0 \end{cases}, \quad (3)$$

式中: $r = \sqrt{\rho^2 + z^2}$, (ρ, β, z) 为观察面的柱坐标。

将(1)式和(2)式代入到(3)式中,可以得到在理想轴锥镜后聚焦场的电场矢量的笛卡尔分量分别为

$$\begin{cases} E_x(\rho, \beta, z) = \frac{-iz}{\lambda r^2} \exp(jkr) \int_0^R \int_0^{2\pi} \frac{\rho_0^2 \cos \varphi}{\omega} \exp(\xi) \exp\left[\frac{-ik\rho\rho_0 \cos(\varphi - \beta)}{r}\right] d\varphi d\rho_0 \\ E_y(\rho, \beta, z) = \frac{-iz}{\lambda r^2} \exp(jkr) \int_0^R \int_0^{2\pi} \frac{\rho_0^2 \sin \varphi}{\omega} \exp(\xi) \exp\left[\frac{-ik\rho\rho_0 \cos(\varphi - \beta)}{r}\right] d\varphi d\rho_0 \\ E_z(\rho, \beta, z) = \frac{i}{\lambda r^2} \exp(jkr) \int_0^R \int_0^{2\pi} \frac{\rho_0}{\omega} \exp(\xi) [\rho \cos(\varphi - \beta) - \rho_0] \exp\left[\frac{-ik\rho\rho_0 \cos(\varphi - \beta)}{r}\right] \rho_0 d\varphi d\rho_0 \end{cases}, \quad (4)$$

$$\text{式中: } \xi = \frac{-\rho_0^2}{\omega^2} - ik(n-1)\gamma\rho_0 + \frac{ik\rho_0^2}{2r}.$$

可以利用(5)式中的三角函数关系式及贝塞尔函数关系式对(4)式进行化简。(5)式为

$$\begin{cases} \int_0^{2\pi} \sin(m\varphi) \exp[iu \cos(\varphi - \beta)] d\varphi = 2\pi i^m J_m(u) \sin(m\beta) \\ \int_0^{2\pi} \cos(m\varphi) \exp[iu \cos(\varphi - \beta)] d\varphi = 2\pi i^m J_m(u) \cos(m\beta) \\ J_m(-u) = (-1)^m J_m(u) \end{cases}, \quad (5)$$

式中: m 为阶数; u 为函数变量; $J_m(u)$ 为 m 阶贝塞尔函数。

对(4)式进行化简, 可得到电场矢量的笛卡尔分量分别为

$$E_x(\rho, \beta, z) = \frac{-kz \cos \beta}{r^2} \exp(jkr) \int_0^R \frac{\rho_0^2}{\omega} \exp(\xi) J_1\left(\frac{k\rho\rho_0}{r}\right) d\rho_0, \quad (6)$$

$$E_y(\rho, \beta, z) = \frac{-kz \sin \beta}{r^2} \exp(jkr) \int_0^R \frac{\rho_0^2}{\omega} \exp(\xi) J_1\left(\frac{k\rho\rho_0}{r}\right) d\rho_0, \quad (7)$$

$$E_z(\rho, z) = \frac{-ik}{r^2} \exp(jkr) \int_0^R \frac{\rho_0^2}{\omega} \exp(\xi) \left[\rho_0 J_0\left(\frac{k\rho\rho_0}{r}\right) + i\rho J_1\left(\frac{k\rho\rho_0}{r}\right) \right] d\rho_0. \quad (8)$$

电场矢量的笛卡尔分量可以转换成径向分量和轴向分量, (8)式即为电场矢量的轴向分量, 电场矢量的径向分量为

$$E_\rho(\rho, z) = \frac{-kz}{r^2} \exp(jkr) \int_0^R \frac{\rho_0^2}{\omega} \exp(\xi) J_1\left(\frac{k\rho\rho_0}{r}\right) d\rho_0. \quad (9)$$

此时, 经理想轴锥镜聚焦后的光强表达式为

$$I(\rho, z) = |E_\rho(\rho, z)|^2 + |E_z(\rho, z)|^2. \quad (10)$$

很明显, 聚焦场总的电场为径向分量和轴向分量的矢量和, 其中径向分量上的光强为中空结构, 光强呈环形分布, 光轴上的光强为零, 轴向分量光轴上的光强最大, 同时相较于最大光强, 中心光斑周围环的光强较小, 聚焦场总光强为两分量光强之和。图 1 为电场矢量的径向分量及角向分量的光强等高线图, 图 1(a)为径向分量的光强等高线, 图 1(b)为轴向分量的光强等高线, 等高线上的数值为光强大小,

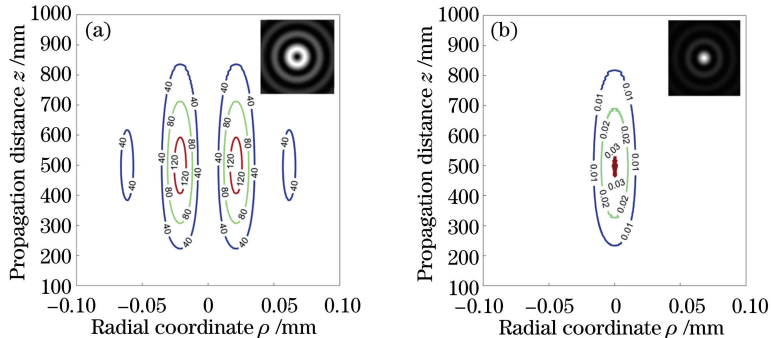


图 1 光强等高线图。(a) 径向分量; (b) 轴向分量

Fig. 1 Light intensity contour maps. (a) Radial component; (b) longitudinal component

模拟参数取 $\omega = 5 \text{ mm}$, $n = 1.5$, $\gamma = 1^\circ$, $\lambda = 632.8 \text{ nm}$, $R = 10 \text{ mm}$ 。由图 1(b)可知,轴向分量的光强最大值为 0.03,与径向分量光强相差甚远,很明显径向分量占据了主导地位,这也就意味着总光强主要由径向分量决定,图中插图为 500 mm 处的光强分布。

图 2 为径向偏振光经理想轴锥镜聚焦后的光强分布,图 2(a)为 ρ - z 平面内的光强分布图,图 2(b)和 2(c)为不同传输距离处的纵截面光强分布。由图 2(b)可看出,在 z 处于 100~900 mm 的范围内

时,截面光强的径向分布可以用第一类一阶贝塞尔函数表示,轴向光强为零,存在相位奇点,形成了一种空心光束;同时,在不同的传输距离处,光强分布曲线几乎完全重合,光束截面光斑条纹呈现均匀分布,光束既没有发散也无收敛现象,表现出典型的“无衍射”特征,即不具备无衍射特性的径向偏振光经理想轴锥镜聚焦后生成了无衍射光束,无衍射光束的传输区域为无衍射区域。由图 2(c)可看出无衍射光束随着传输距离的增加而发生发散现象,无衍射特征消失。

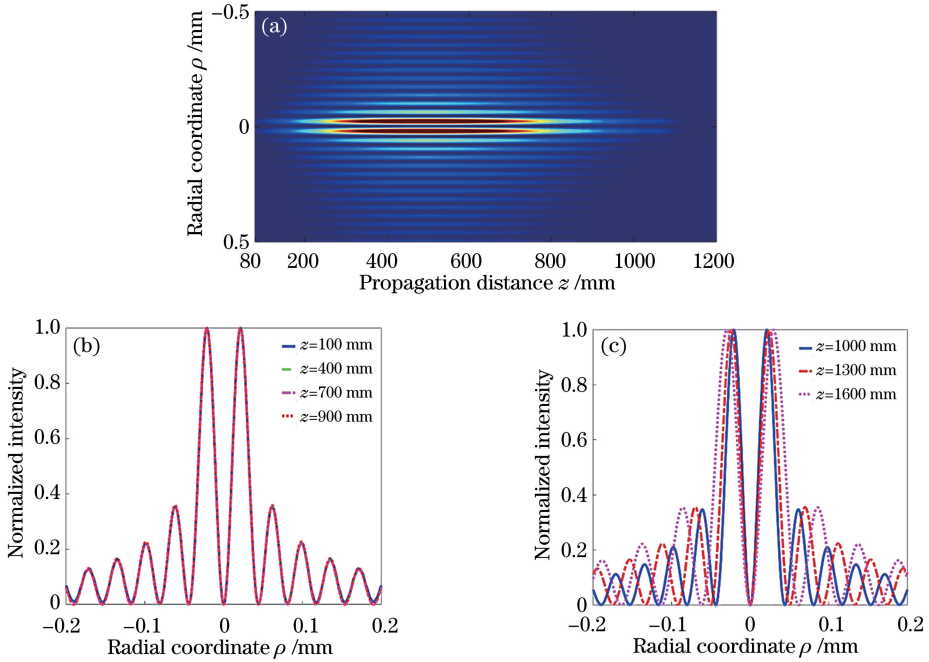


图 2 径向偏振光经理想轴锥镜聚焦后的光强分布。(a) ρ - z 面的光强分布;

(b) 100~900 mm 范围内的光强截面图;(c) 1000~1600 mm 范围内的光强截面图

Fig. 2 Intensity distributions of radially polarized beam focused by ideal axicon. (a) Intensity distribution at ρ - z plane; (b) intensity cross section within range of 100–900 mm; (c) intensity cross section within range of 1000–1600 mm

2.2 角向偏振光的聚焦特性

入射的角向偏振光的电场矢量可以表示为^[25]

$$\mathbf{E}(\rho_0) = A \frac{\mathbf{z} \times \boldsymbol{\rho}_0}{\omega} \exp\left(-\frac{\rho_0^2}{\omega^2}\right), \quad (11)$$

式中: A 为随机振幅; \mathbf{z} 为轴向矢量; $\boldsymbol{\rho}_0$ 为径向矢量。假设光束沿 z 轴正向传播,模拟时取 $A = 1$,同径向偏振光类似,将(11)式代入(3)式中,可得到角向偏振光经理想轴锥镜聚焦后,电场矢量的笛卡尔分量为

$$\begin{cases} E_x(\rho, \beta, z) = \frac{iz^2}{\lambda r^2} \exp(jkr) \int_0^{R/2} \int_0^{2\pi} \frac{\rho_0^2 \sin\varphi}{\omega} \exp(\xi) \exp\left[\frac{-ik\rho\rho_0 \cos(\varphi - \beta)}{r}\right] d\varphi d\rho_0 \\ E_y(\rho, \beta, z) = \frac{-iz^2}{\lambda r^2} \exp(jkr) \int_0^{R/2} \int_0^{2\pi} \frac{\rho_0^2 \cos\varphi}{\omega} \exp(\xi) \exp\left[\frac{-ik\rho\rho_0 \cos(\varphi - \beta)}{r}\right] d\varphi d\rho_0 \\ E_z(\rho, \beta, z) = \frac{-iz}{\lambda r^2} \exp(jkr) \int_0^{R/2} \int_0^{2\pi} \frac{\rho\rho_0^2}{\omega} \exp(\xi) \sin(\varphi - \beta) \exp\left[\frac{-ik\rho\rho_0 \cos(\varphi - \beta)}{r}\right] d\varphi d\rho_0 \end{cases}, \quad (12)$$

式中: $\xi = \frac{-\rho_0^2}{\omega^2} - ik(n-1)\gamma\rho_0 + \frac{ik\rho_0^2}{2r}$ 。利用(5)式对(12)式进行化简,化简后得

$$\begin{cases} E_x(\rho, \beta, z) = \frac{kz^2 \sin \beta}{r^2} \exp(jkr) \int_0^R \frac{\rho_0^2}{\omega} \exp(\xi) J_1\left(\frac{k\rho\rho_0}{r}\right) d\rho_0 \\ E_y(\rho, \beta, z) = \frac{-kz^2 \cos \beta}{r^2} \exp(jkr) \int_0^R \frac{\rho_0^2}{\omega} \exp(\xi) J_1\left(\frac{k\rho\rho_0}{r}\right) d\rho_0 \\ E_z(\rho, \beta, z) = 0 \end{cases} \quad (13)$$

由(13)式可以看出,电场矢量的轴向分量为零,电场矢量的角向分量为

$$E_\phi(\rho, z) = \frac{-kz^2}{r^2} \exp(jkr) \int_0^R \frac{\rho_0^2}{\omega} \exp(\xi) J_1\left(\frac{k\rho\rho_0}{r}\right) d\rho_0, \quad (14)$$

式中: ϕ 为角向符号。此时光强表达式为

$$I(\rho, z) = |E_\phi(\rho, z)|^2. \quad (15)$$

与径向偏振光的聚焦场不同,角向偏振光的聚焦场只有角向分量,而无径向分量及轴向分量,图3为角向分量在 $z=500$ mm 处的光强分布图,模拟参数不变。

在相同模拟参数下,角向偏振光经理想轴锥镜聚焦后的光强分布如图4所示,其中图4(a)为 ρ - z 平面内的光强分布,图4(b)和4(c)为不同传输距离处的二维光强分布。从图4(b)可看出,在100~1100 mm 的传输距离范围内,光束既无发散也无收敛现象,光束截面光斑条纹呈均匀分布,光束无衍射特征明显,即不具备无衍射特征的角向偏振光经理想轴锥镜聚焦后生成为无衍射光束,

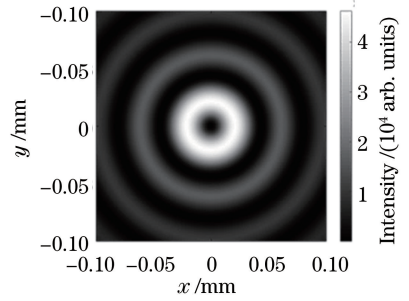


图3 $z=500$ mm 处,电场矢量角向分量的光强分布
Fig. 3 Intensity distribution of azimuthally component of electric field vector at $z=500$ mm

无衍射光束的传输区域为无衍射区域。但从图4(c)可以看出,随着传输距离的继续增加无衍射光束呈发散状,无衍射特征消失。

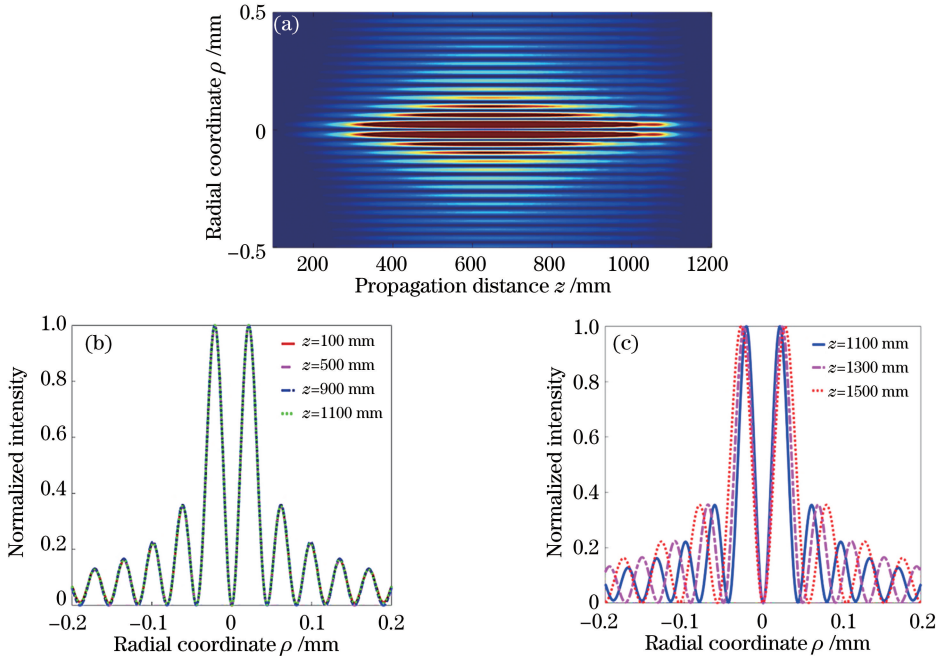


图4 角向偏振光经理想轴锥镜聚焦后的光强分布。(a) ρ - z 面的光强分布;

(b) 100~1100 mm 范围内的光强截面图;(c) 1100~1500 mm 范围内的光强截面图

Fig. 4 Intensity distributions of azimuthally polarized beam focused by ideal axicon. (a) Intensity distribution at ρ - z plane; (b) intensity cross section within range of 100–1100 mm; (c) intensity cross section within range of 1100–1500 mm

3 双曲线顶点对柱矢量光束聚焦特性的影响

3.1 对径向偏振光聚焦特性的影响

图 5 为顶点呈双曲线分布的轴锥镜的示意图, 设 $t(\rho_0)$ 为双曲线顶点轴锥镜的透过率函数, 则 $t(\rho_0) = \exp(j\psi_{\text{axicon}})$, 其中 ψ_{axicon} 为双曲线顶点轴锥镜引入的总的相位延迟。设双曲线的渐近线方程为

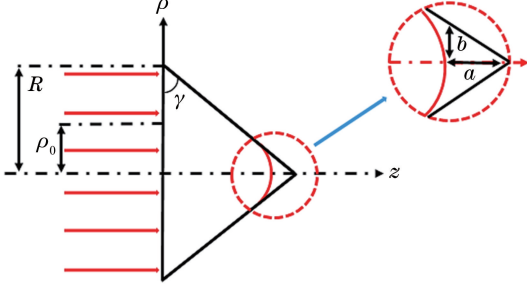


图 5 顶点呈双曲线分布的轴锥镜示意图

Fig. 5 Schematic of axicon with hyperbolic vertex

$y = \pm \frac{b}{a}x$, a, b 为双曲线的特征参数, 此时 $\tan \gamma = \frac{a}{b}$ 。假设双曲线顶点的最大径向分布范围为 r_{hyp}

(由双曲线顶点范围决定的常数), 则当 $\rho_0 < r_{\text{hyp}}$ 时轴锥镜呈双曲线分布, 当 $\rho_0 > r_{\text{hyp}}$ 时轴锥镜则为理想轴锥镜。因此, 在忽略常相位因子后, 双曲线顶点轴锥镜的透过率函数可以表示为

$$t(\rho_0) = \begin{cases} \exp[-ik(n-1)\sqrt{a^2 + \rho_0^2 \tan^2 \gamma}], & 0 < \rho_0 \leq r_{\text{hyp}} \\ \exp[-ik(n-1)\rho_0 \tan \gamma], & r_{\text{hyp}} < \rho_0 \leq R \end{cases} \quad (16)$$

将(1)式和(16)式代入瑞利-索末菲矢量衍射积分公式即(3)式, 并进行化简, 可得到径向偏振光经双曲线顶点轴锥镜聚焦后的电场矢量的径向及轴向分量表达式。

1) 当满足 $0 < \rho_0 \leq r_{\text{hyp}}$ 时, 具体表达式为

$$\begin{cases} E'_\rho(\rho, z) = \frac{-kz}{r^2} \exp(jkr) \int_0^{r_{\text{hyp}}} \frac{\rho_0^2}{\omega} \exp(\xi_1) J_1\left(\frac{k\rho\rho_0}{r}\right) d\rho_0 \\ E'_z(\rho, z) = \frac{-ik}{r^2} \exp(jkr) \int_0^{r_{\text{hyp}}} \frac{\rho_0^2}{\omega} \exp(\xi_1) \left[\rho_0 J_0\left(\frac{k\rho\rho_0}{r}\right) + i\rho J_1\left(\frac{k\rho\rho_0}{r}\right) \right] d\rho_0 \end{cases} \quad (17)$$

式中: $\xi_1 = \frac{-\rho_0^2}{\omega^2} - ik(n-1)\sqrt{a^2 + \rho_0^2 \tan^2 \gamma} + \frac{ik\rho_0^2}{2r}$ 。

2) 当满足 $r_{\text{hyp}} < \rho_0 \leq R$ 时, 具体表达式为

$$\begin{cases} E''_\rho(\rho, z) = \frac{-kz}{r^2} \exp(jkr) \int_{r_{\text{hyp}}}^R \frac{\rho_0^2}{\omega} \exp(\xi_2) J_1\left(\frac{k\rho\rho_0}{r}\right) d\rho_0 \\ E''_z(\rho, z) = \frac{-ik}{r^2} \exp(jkr) \int_{r_{\text{hyp}}}^R \frac{\rho_0^2}{\omega} \exp(\xi_2) \left[\rho_0 J_0\left(\frac{k\rho\rho_0}{r}\right) + i\rho J_1\left(\frac{k\rho\rho_0}{r}\right) \right] d\rho_0 \end{cases} \quad (18)$$

式中: $\xi_2 = \frac{-\rho_0^2}{\omega^2} - ik(n-1)\rho_0 \tan \gamma + \frac{ik\rho_0^2}{2r}$ 。

由(18)式可看出, 双曲线顶点轴锥镜后的光场共包含两部分: 第一部分为入射光阑(对应轴锥镜底面)满足条件 $0 < \rho_0 \leq r_{\text{hyp}}$ 时的光场分布, 该部分的光场可认为是径向偏振光束经双曲线圆顶透镜聚焦后的光场; 第二部分为入射光阑满足条件 $r_{\text{hyp}} < \rho_0 \leq R$ 时的光场分布, 该部分光场是径向偏振光经理想轴锥镜聚焦后的光场。则径向偏振光经双曲线顶点轴锥镜聚焦后的整体光场分布为以上两部分光场的干涉叠加。

目前, 针对轴锥镜这种典型非球面镜片的加工, 多是采用单点金刚石车削(SPDT)技术, SPDT 技术的加工误差一般可达到微米级别, 因此本文在横截面内分析双曲面锥顶, 取双曲线几何参数 $a = 2 \mu\text{m}$ 。图 6 为不同束腰半径的径向偏振光经理想及双曲线顶点轴锥镜聚焦后的光强分布, 图 6(a)、6(c)、6(e)、6(g)和 6(i)为不同束腰半径的径向偏振光经理想轴锥镜聚焦后的光强分布, 图 6(b)、6(d)、6(f)、6(h)和 6(j)为不同束腰半径的径向偏振光经双曲线顶点轴锥镜聚焦后的光强分布。由图 6(a)、6(c)、6(e)、6(g)和 6(i)可知, 理想情况下光强呈均

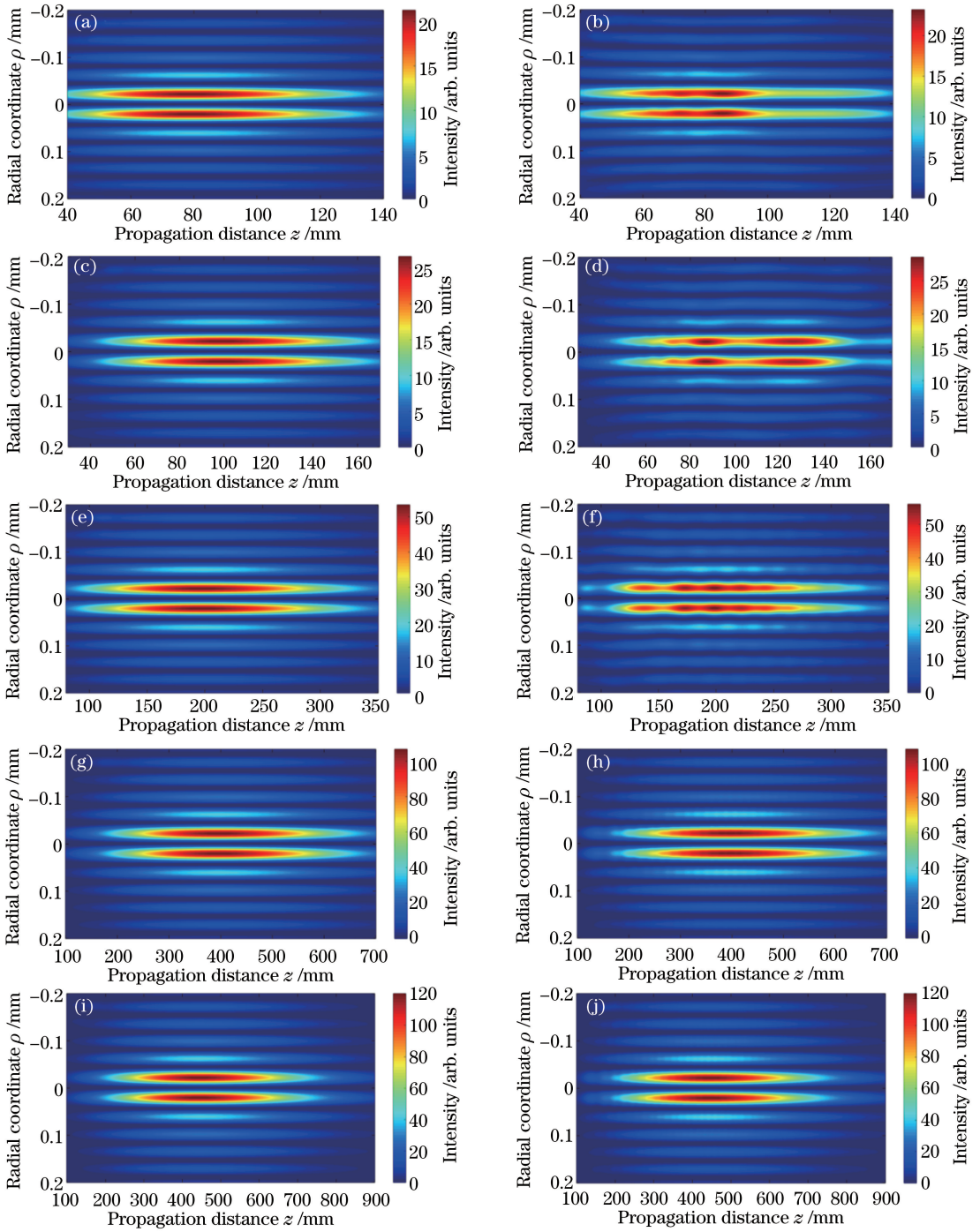


图 6 不同束腰半径的径向偏振光经理想轴锥镜及双曲线顶点轴锥镜聚焦后的光强分布。

(a)(b) $\omega=0.8$ mm; (c)(d) $\omega=1$ mm; (e)(f) $\omega=2$ mm; (g)(h) $\omega=4$ mm; (i)(j) $\omega=4.5$ mm

Fig. 6 Intensity distributions of radially polarized beam with different waist radius focused by ideal axicon and hyperbolic vertex axicon. (a)(b) $\omega=0.8$ mm; (c)(d) $\omega=1$ mm; (e)(f) $\omega=2$ mm; (g)(h) $\omega=4$ mm; (i)(j) $\omega=4.5$ mm

匀分布, 聚焦场焦深随着束腰半径的增大而增加。由图 6(b)、6(d)、6(f)、6(h) 和 6(j) 可知, 当锥顶为双曲线分布时, 聚焦场光强发生振荡, 这是由入射光阑满足不同条件时两部分光场干涉造成的, 同时随着束腰半径的增大, 振荡现象也愈加明显, 但当径向偏振光的束腰半径达到 4 mm 时振荡现象基本消

失, 光强恢复到较好的形状特征。

与理想情况聚焦场分布对比可知, 双曲线顶点并不影响焦深, 双曲线顶点轴锥镜聚焦场的焦深较理想轴锥镜几乎不变。由以上分析可知, 尽管双曲线顶点占据了很小的区域, 但它对聚焦场的影响不应被忽略, 这对轴锥镜在要求长距离传输中保持均

匀光强分布技术领域的实际或潜在应用是至关重要的。例如,为了增加光学相干断层扫描的焦深,剖面光强应保持均匀分布,以避免分布图像中存在类似于像差的不均匀结构^[26]。

3.2 对角向偏振光聚焦特性的影响

角向偏振光束经双曲线顶点轴锥镜聚焦后的电场矢量的角向分量表达式分以下两种情况。

1) 当满足 $0 < \rho_0 \leq r_{\text{hyp}}$ 时,具体表达式为

$$E'_\phi(\rho, z) = \frac{-kz^2}{r^2} \exp(jkr) \int_0^{r_{\text{hyp}}} \frac{\rho_0^2}{\omega} \exp(\xi_3) J_1\left(\frac{k\rho\rho_0}{r}\right) d\rho_0, \quad (19)$$

式中: $\xi_3 = \frac{-\rho_0^2}{\omega^2} - ik(n-1)\sqrt{a^2 + \rho_0^2} \tan^2 \gamma + \frac{ik\rho_0^2}{2r}$ 。

2) 当满足 $r_{\text{hyp}} < \rho_0 \leq R$ 时,具体表达式为

$$E''_\phi(\rho, z) = \frac{-kz^2}{r^2} \exp(jkr) \int_{r_{\text{hyp}}}^R \frac{\rho_0^2}{\omega} \exp(\xi_4) J_1\left(\frac{k\rho\rho_0}{r}\right) d\rho_0, \quad (20)$$

式中: $\xi_4 = \frac{-\rho_0^2}{\omega^2} - ik(n-1)\rho_0 \tan \gamma + \frac{ik\rho_0^2}{2r}$ 。

角向偏振光经双曲线顶点轴锥镜聚焦后的光场也分为两部分。图7为不同束腰半径的角向偏振光经理想及双曲线顶点轴锥镜聚焦后的光强分布,图7(a)、7(c)、7(e)和7(g)为不同束腰半径的角向偏振光经理想轴锥镜聚焦后的光强分布,图7(b)、7(d)、7(f)和7(h)为不同束腰半径的角向偏振光经双曲线顶点轴锥镜聚焦后的光强分布。由图7(a)、

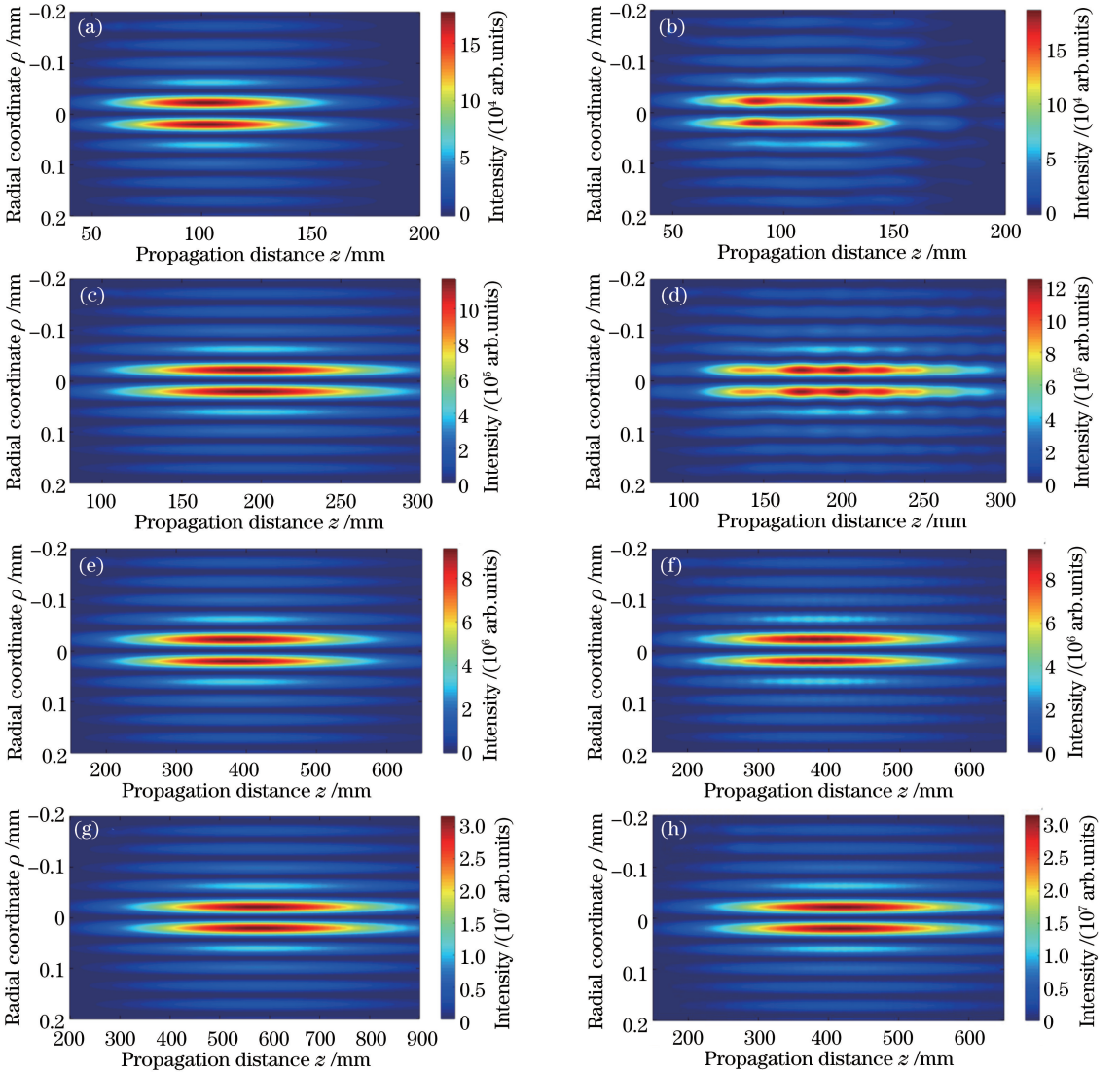


图7 不同束腰半径的角向偏振光经理想轴锥镜及双曲线顶点轴锥镜聚焦后的光强分布。

(a)(b) $\omega = 0.8$ mm; (c)(d) $\omega = 1.5$ mm; (e)(f) $\omega = 3.5$ mm; (g)(h) $\omega = 4$ mm

Fig. 7 Intensity distributions of azimuthally polarized beam with different waist radius focused by ideal axicon and hyperbolic vertex axicon. (a)(b) $\omega = 0.8$ mm; (c)(d) $\omega = 1.5$ mm; (e)(f) $\omega = 3.5$ mm; (g)(h) $\omega = 4$ mm

7(c)、7(e)和7(g)可知,理想情况下光强呈均匀分布,聚焦场焦深随束腰半径的增大而增加。由图7(b)、7(d)、7(f)和7(h)可知,当锥顶为双曲线分布时,光强存在振荡现象,且振荡现象随束腰半径的增大而愈加剧烈,但当束腰半径达到3.5 mm时振荡现象已基本消失,光强分布恢复到较好的形状特征。对比理想情况聚焦场焦深可知,双曲线顶点不影响聚焦场焦深,双曲线顶点轴锥镜聚焦场的焦深较理想轴锥镜几乎不变。

4 讨论与分析

图8为 $a = 2 \mu\text{m}$ 、 $\omega = 1 \text{ mm}$ 时,柱矢量光束经理想及双曲线顶点轴锥镜聚焦后在无衍射区的光强

截面图。图8(a)和8(c)分别为径向及角向偏振光经理想轴锥镜聚焦后的光强截面图,图8(b)和8(d)分别为径向及角向偏振光经双曲线顶点轴锥镜聚焦后的光强截面图。由图8(a)可知,在理想情况下,沿传播方向,截面光斑条纹呈均匀分布,光束既无发散也无收敛现象,无衍射特征明显;由图8(b)可知,顶点为双曲线时,截面光斑条纹呈非均匀分布,在该参数下光束的无衍射特征消失。由图8(c)和8(d)可看出,角向偏振光与径向偏振光的情况类似。基于以上光斑条纹变化趋势可知,锥顶为双曲线分布时,聚焦柱矢量光束所生成的无衍射光束质量变差。因此,在轴锥镜的加工过程中,应当对顶点加工误差进行严格控制,以避免较大误差影响光束质量。

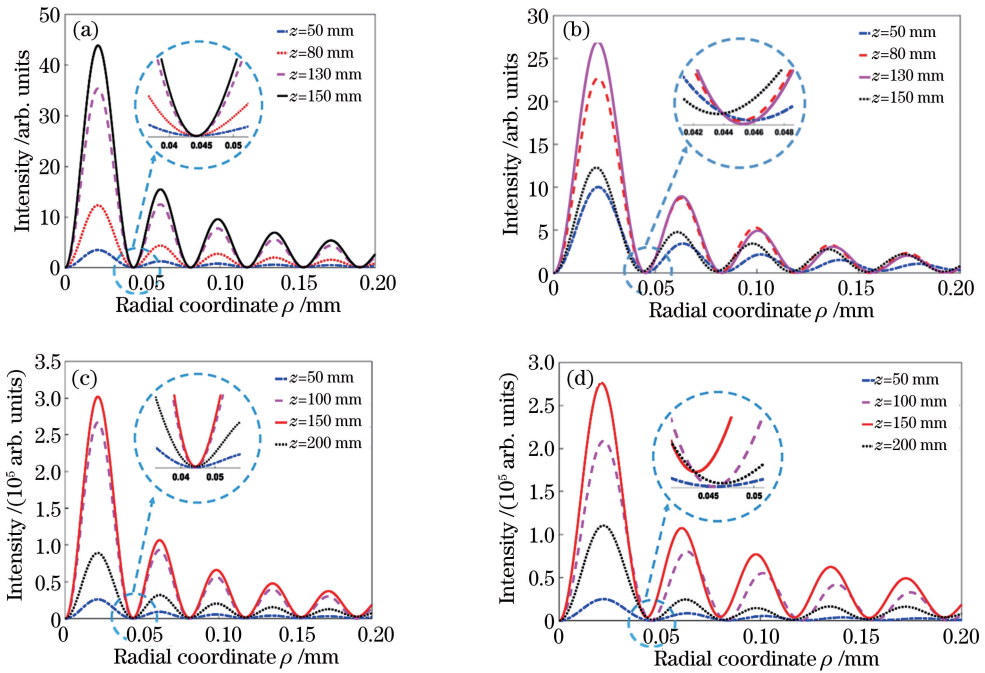


图8 柱矢量光束经理想轴锥镜及双曲线顶点轴锥镜后的光强截面分布。(a)(b)径向偏振光;(c)(d)角向偏振光

Fig. 8 Cross section intensity distributions of cylindrical vector beams passing through ideal axicon and hyperbolic vertex axicon. (a)(b) Radially polarized beam; (c)(d) azimuthally polarized beam

5 结 论

本文研究了轴锥镜的柱矢量光束聚焦特性。研究表明,径向偏振光聚焦场的电场矢量由径向分量及轴向分量构成,且径向分量占据主导地位,而角向偏振光矢量聚焦场仅由角向分量构成,同时聚焦场焦深随束腰半径的增大而增加。与理想轴锥镜对比结果表明,双曲线顶点虽占据较小区域,但它对聚焦场的影响不应被忽略,当顶点呈双曲线分布时,聚焦场光强发生振荡,这对轴锥镜的实际或潜在应用是不利的。但当径向偏振光束腰半径达到4 mm,

角向偏振光束腰半径达到3.5 mm时,聚焦场光强恢复到较好的特征。此外,还研究了双曲线顶点对无衍射光束质量的影响。该研究为轴锥镜的实际应用、扩宽其工程应用范围,以及进一步完善柱矢量光束聚焦场理论提供了参考。

参 考 文 献

[1] Zhan Q, Leger J R. Microellipsometer with radial symmetry[J]. Applied optics, 2002, 41(22): 4630-4637.
 [2] Li R F, Shi K B. High spatiotemporal imaging based on optical field engineering[J]. Acta Optica Sinica,

- 2019, 39(1): 0126010.
- 李润丰, 施可彬. 基于光场调控的高时空分辨率光学成像[J]. 光学学报, 2019, 39(1): 0126010.
- [3] Niziev V G, Nesterov A V. Influence of beam polarization on laser cutting efficiency[J]. Journal of Physics D: Applied Physics, 1999, 32(13): 1455-1461.
- [4] Chen W B, Zhan Q W. Realization of an evanescent Bessel beam via surface plasmon interference excited by a radially polarized beam [J]. Optics Letters, 2009, 34(6): 722-724.
- [5] Tan P S, Yuan X C, Lin J, et al. Surface plasmon polaritons generated by optical vortex beams [J]. Applied Physics Letters, 2008, 92(11): 111108.
- [6] Kozawa Y, Sato S. Optical trapping of micrometer-sized dielectric particles by cylindrical vector beams [J]. Optics Express, 2010, 18(10): 10828-10833.
- [7] Liu H G, Yang Y F, He Y, et al. Theoretical study about real-time manipulation of optical cage with double-ring-shaped hybridly polarized vector beam [J]. Chinese Journal of Lasers, 2012, 39(3): 0302009.
- 刘海港, 杨艳芳, 何英, 等. 基于双环混合偏振矢量光束实现光学囚笼实时操纵的理论研究[J]. 中国激光, 2012, 39(3): 0302009.
- [8] Varin C, Piché M. Acceleration of ultra-relativistic electrons using high-intensity TM₀₁ laser beams[J]. Applied Physics B, 2002, 74(S1): s83-s88.
- [9] Salamin Y I. Acceleration in vacuum of bare nuclei by tightly focused radially polarized laser light [J]. Optics Letters, 2007, 32(23): 3462-3464.
- [10] Youngworth K S, Brown T G. Focusing of high numerical aperture cylindrical-vector beams [J]. Optics Express, 2000, 7(2): 77-87.
- [11] Zhang Y L, Li X Y, Zhu J Q. Generation and focusing property with high-numerical aperture lens of vectorial polarized beam [J]. Chinese Journal of Lasers, 2009, 36(1): 129-133.
- 张艳丽, 李小燕, 朱健强. 矢量偏振光束的产生及其高数值孔径聚焦性质[J]. 中国激光, 2009, 36(1): 129-133.
- [12] He M, Chen Z Y, Sun S H, et al. Propagation properties and self-reconstruction of azimuthally polarized non-diffracting beams [J]. Optics Communications, 2013, 294: 36-42.
- [13] Wang Z X, Ren G B, Gao Y X, et al. Plasmonic in-plane total internal reflection: azimuthal polarized beam focusing and application[J]. Optics Express, 2017, 25(20): 23989-24000.
- [14] Wang S M, Xu J, Zhong Y, et al. Focus modulation of cylindrical beams through negative-index grating lenses [J]. Optics Communications, 2016, 372: 245-249.
- [15] Liu S F, Yuan S J, Sun Y Q, et al. Focusing properties of cylindrical vector beams through subwavelength grating lenses with negative refractive indices [J]. Acta Optica Sinica, 2019, 39(11): 1105001.
- 刘山峰, 袁沐娟, 孙钰淇, 等. 亚波长光栅负折射透镜的柱矢量光束聚焦特性[J]. 光学学报, 2019, 39(11): 1105001.
- [16] Quabis S, Dorn R, Eberler M, et al. The focus of light-theoretical calculation and experimental tomographic reconstruction [J]. Applied Physics B, 2001, 72(1): 109-113.
- [17] Scott G, Mcardle N. Efficient generation of nearly diffraction-free beams using an axicon [J]. Optical Engineering, 1992, 31(12): 2640-2643.
- [18] de Angelis M, Cacciapuoti L, Pierattini G, et al. Axially symmetric hollow beams using refractive conical lenses[J]. Optics and Lasers in Engineering, 2003, 39(3): 283-291.
- [19] Ding Z H, Ren H W, Zhao Y H, et al. High-resolution optical coherence tomography over a large depth range with an axicon lens[J]. Optics Letters, 2002, 27(4): 243-245.
- [20] Jiang X G, Wu F T. Influence of astigmatism on the diffraction property of the axicon and its correction [J]. Acta Physica Sinica, 2008, 57(7): 4202-4207.
- 江新光, 吴逢铁. 像散对轴棱锥衍射特性的影响与修正[J]. 物理学报, 2008, 57(7): 4202-4207.
- [21] Hu R, Wu F T, Zhu Q Z, et al. Influence of off-axis astigmatism on high order Bessel beam [J]. Acta Optica Sinica, 2017, 37(8): 0826002.
- 胡润, 吴逢铁, 朱清智, 等. 离轴像散对高阶贝塞尔光束的影响[J]. 光学学报, 2017, 37(8): 0826002.
- [22] Yang G Y, Ma G L, Zeng G Y. Influence of the surface deviation axicon on the propagation characteristics of non-diffracting beam [J]. Acta Photonica Sinica, 2019, 48(1): 012602.
- 杨贵洋, 马国鹭, 曾国英. 轴棱锥透镜面形偏差对无衍射光束传播特性的影响[J]. 光子学报, 2019, 48(1): 012602.
- [23] Liu H C, Pu J X. Influence of astigmatism on the generation of radial polarized non-diffracting beams [J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2015, 52(1): 012602.
- 林惠川, 蒲继雄. 像散对径向偏振无衍射光束产生的影响[J]. 激光与光电子学进展, 2015, 52(1): 012602.
- [24] Ma Y Z, Wu R B. Characterizing polarization properties of radially polarized beams [J]. Optical

- Review, 2014, 21(1): 4-8.
- [25] Brown D P, Spilman A K, Brown T G, et al. Spatial coherence properties of azimuthally polarized laser modes[J]. Optics Communications, 2008, 281(21): 5287-5290.
- [26] Akturk S, Zhou B, Pasquiou B, et al. Intensity distribution around the focal regions of real axicons [J]. Optics Communications, 2008, 281(17): 4240-4244.