

基于圆偏振涡旋光束强聚焦的平顶光束的构成

刘 键 杨艳芳 何 英 刘国威 郑 晓

(上海大学理学院物理系, 上海 200444)

摘要 由于圆偏振涡旋光束可以表征为柱坐标的径向矢量光束和角向矢量光束的线性叠加,因而在研究其聚焦特性时,必须考虑具有拓扑核的径向矢量光束聚焦后有角向分量和角向矢量光束聚焦后有径向分量。在修正关于圆偏振涡旋光束强聚焦公式的基础上,重新模拟计算了不同拓扑核的圆偏振涡旋光束的强聚焦特性。结果显示不仅单自旋手性的圆偏振涡旋光束聚焦能形成平顶光束,而且两束不同的自旋手性的涡旋光束的叠加聚焦也可以实现平顶光束。通过调节光束的振幅、束腰半径以及遮挡通光孔径可以有效地改变平顶光束的半宽。

关键词 物理光学;偏振;涡旋光束;平顶光束

中图分类号 O436 文献标识码 A doi: 10.3788/AOS201434.0526003

Flattop Beam Creation Based on Strong Focusing of Circularly Polarized Vortex Beams

Liu Jian Yang Yanfang He Ying Liu Guowei Zheng Xiao

(Department of Physics, College of Science, Shanghai University, Shanghai 200444, China)

Abstract Because circularly polarized vortex beam can be characterized as the linear super position of radially polarized and azimuthally polarized components in the cylindrical coordinate, when study the focusing properties of the circularly polarized vortex beam, we must consider radially polarized vector beam with topological nuclei has azimuthal component after focusing and azimuthally polarized vector beam has radial component after focusing. Based on the corrected tightly focusing formula of the circularly polarized vortex beam, we afresh study the tightly focusing properties of the circularly polarized vortex beams with different topological nuclei. The results show that not only the focusing of the single handedness of the circularly polarized vortex beam but also the focusing of superposition of two circularly polarized vortex beams can generate flattop beam. By choosing the proper amplitude ratio, waist radius and the aperture blocking, the half-width of flattop beam can be changed effectively.

Key words physical optics; polarization; vortex beams; flattop beam

OCIS codes 260.5430; 260.1960; 050.4865; 140.3300

1 引 言

涡旋光束由于其奇特的光学性质受到人们越来越多的关注^[1]。起初人们主要关注在均匀偏振光场的相位或振幅发生突变的光学奇异性上,即所谓的标量涡旋光束。标量涡旋光束具有连续螺旋状相位,光束的波阵面像旋涡状,用拓扑核 m 表征涡旋光束,光束携带一个螺旋相位项 $\exp(im\phi)$ ^[2]。近年来随着非均匀偏振矢量光束的研究^[3-5],矢量涡旋光束引起了人们的关注^[6-7]。标量和矢量涡旋光束

的奇异性体现在横向矢量场上的不同,如柱矢量偏振的涡旋光束在光束的中心点上有一个偏振奇异点,因而光束是空心的^[8]。同时人们发现柱矢量偏振的涡旋光束强聚焦会有很多独特的性质^[9-24],如圆偏振涡旋光束强聚焦在焦点附近拥有较强的纵向场强,可以通过选取涡旋光束的拓扑核与自旋手性构造平顶光束^[17]。Rao 等^[18]指出通过选取适当的数值孔径与偏转角度可以使拓扑核 $m=1$ 的柱矢量涡旋光束强聚焦得到更窄的平顶光束,而多拓扑核

收稿日期: 2013-12-02; 收到修改稿日期: 2013-12-24

基金项目: 国家自然科学基金(61108010,11204170)、上海市自然科学基金(11ZR1412300)

作者简介: 刘 键(1987—),男,硕士研究生,主要从事矢量光束的生成、检测及其在光学微操纵中应用等方面的研究。

E-mail: LJLJJ@shu.edu.cn

导师简介: 杨艳芳(1973—),女,博士,副教授,主要从事光信息传输和导波光学方面的研究。

E-mail: yyfzhaoyb@163.com(通信联系人)

的柱矢量涡旋光束的强聚焦随着偏转角的增大形成的暗通道的宽度会变窄。Zhan^[17]指出拓扑核 $m = -1$ 的左旋圆偏振(LHC)或 $m = 1$ 的右旋圆偏振(RHC)涡旋光束强聚焦能实现平顶光束。但是认为前面研究柱矢量偏振涡旋光束强聚焦的文献中存在一定的问题,如文献[17-18],这是由于在计算过程中忽略了具有拓扑核的涡旋光束的径向偏振和角向偏振对彼此聚焦结果有相互贡献所引起的。如果忽略上述两个分量间相互贡献的影响,就会造成光束塑形中的条件误差和焦点附近总强度分布的变化。本文修正了圆偏振涡旋光束的强聚焦公式,并重新模拟研究了圆偏振涡旋光束的强聚焦特性,在此基础上提出了新的构成平顶光束的方法。结果显示不仅单自旋手性(左旋或右旋)的圆偏振涡旋光束聚焦能实现平顶光束,而且两束不同的自旋手性的圆偏振涡旋光束的叠加聚焦也可以实现平顶光束。通过改变光束振幅、光腰半径和聚焦孔径的遮挡范围可以明显地改变平顶光束的半宽,这在光学微操纵方面具有非常重要的应用价值^[25]。

2 圆偏振涡旋矢量光束的聚焦特性

对于圆偏振涡旋光束的聚焦特性,Zhan^[17]在2006年已经对此有了一定的研究,但是他给出的聚

焦公式存在一定的问题,这是由于在柱坐标系中圆偏振涡旋光束可以表征成径向矢量光束和角向矢量光束的线性叠加,而强聚焦时,具有拓扑核的径向涡旋矢量光束和角向涡旋矢量光束对彼此聚焦结果相互有贡献。本文对这一问题作了修正,并给出了相应的研究结果。

圆偏振涡旋矢量光束是带有连续螺旋状相位的圆偏振光束,在柱坐标系中圆偏振涡旋矢量光束可表示为^[17]

$$\mathbf{E}_{\text{LHC(RHC)}} = P(\theta) \cdot \exp[i(m \pm 1)\phi](\mathbf{e}_r \pm i\mathbf{e}_\phi) / \sqrt{2}, \quad (1)$$

式中 $P(\theta)$ 是轴对称的振幅分布, θ 为极角, \mathbf{e}_r 为径向单位向量, \mathbf{e}_ϕ 为角向单位向量, ϕ 为方位角, m 为拓扑核数目。(1)式取正号表示左旋 \mathbf{E}_{LHC} , 取负号代表右旋 \mathbf{E}_{RHC} 。从(1)式可以看出一个圆偏振涡旋矢量光束能表征成柱坐标的两个基矢量光束的线性叠加,因此在研究带有连续螺旋状相位的圆偏振光束的强聚焦特性时就相当于这两个矢量光束强聚焦后的叠加。

依据 Youngworth 等^[19]的关于柱矢量光束的聚焦公式,径向矢量光束聚焦场强在焦点附近的电场分布为

$$\begin{bmatrix} e_\rho^{(s)} \\ e_\phi^{(s)} \\ e_z^{(s)} \end{bmatrix} = \frac{-iA}{\pi} \int_0^{\alpha} \int_0^{2\pi} \sin \theta \cos^{1/2} \theta \cdot P(\theta, \phi) \exp\{ik[z_s \cos \theta + \rho_s \sin \theta \cos(\phi - \phi_s)]\} \begin{bmatrix} \cos \theta \cos(\phi - \phi_s) \\ \cos \theta \sin(\phi - \phi_s) \\ \sin \theta \end{bmatrix} d\phi d\theta, \quad (2)$$

式中 A 为一个关于焦距和波长的常数, $P(\theta, \phi) = P(\theta) \exp[i(m \pm 1)\phi]$, $\alpha = \arcsin(NA/n)$ 其值取决于数值孔径 NA 和透镜像空间的折射率 n , k 为波矢, (ρ_s, ϕ_s, z_s) 是聚焦后像空间的柱坐标系,坐标原点在焦点处, z_s 正方向为光束传输方向, ϕ_s 是以 x 轴为起点的方位角。由此可见一束径向涡旋矢量光束在聚焦后分别有角向分量、径向分量和纵向分量,但是在文献[19]中是没有角向分量的,这是因为文献

[19]中所研究的入射光束的振幅 $P(\theta)$ 中不含有 ϕ , 所以角向分量的计算结果为零。而涡旋光束的振幅却与 ϕ 有关,因此 Youngworth 关于柱矢量光束的强聚焦公式是有局限性的,不适用于具有一定拓扑核的涡旋光束,文献[17]中的聚焦公式中的错误正是由于忽略了上述局限性造成的。同理一束角向偏振的涡旋光束在柱坐标系中的强聚焦场表示为

$$\begin{bmatrix} e_\rho^{(s)} \\ e_\phi^{(s)} \\ e_z^{(s)} \end{bmatrix} = \frac{-iA}{\pi} \int_0^{\alpha} \int_0^{2\pi} \sin \theta \cos^{1/2} \theta \cdot P(\theta, \phi) \exp\{ik[z_s \cos \theta + \rho_s \sin \theta \cos(\phi - \phi_s)]\} \begin{bmatrix} -\sin(\phi - \phi_s) \\ \cos(\phi - \phi_s) \\ 0 \end{bmatrix} d\phi d\theta. \quad (3)$$

依据圆偏振涡旋矢量光束可以表征成径向矢量光束和角向矢量光束的线性叠加,那么圆偏振涡旋矢量光束的强聚焦场就可以写成径向矢量光束的聚焦场(2)式和角向矢量光束聚焦场(3)式的叠加,则圆偏振涡旋矢量光束经过高数值孔径透镜聚焦后在焦点附近的电场分布为

$$\begin{aligned}
 \mathbf{e}^{(s)} = \begin{bmatrix} e_\rho^{(s)} \\ e_\phi^{(s)} \\ e_z^{(s)} \end{bmatrix} &= \frac{-iA}{\pi} \int_0^\alpha \int_0^{2\pi} \sin \theta \cos^{1/2} \theta \cdot P(\theta, \phi) \exp\{ik[z_s \cos \theta + \rho_s \sin \theta \cos(\phi - \phi_s)]\} \times \\
 &\begin{bmatrix} e'_r \cos \theta \cos(\phi - \phi_s) - e'_\phi \sin(\phi - \phi_s) \\ e'_r \cos \theta \sin(\phi - \phi_s) + e'_\phi \cos(\phi - \phi_s) \\ e'_\phi \sin \theta \end{bmatrix} d\phi d\theta, \quad (4)
 \end{aligned}$$

式中 e'_r 和 e'_ϕ 分别表示入射光束中的径向和角向分量,如左旋光束, $e'_r = 1/\sqrt{2}$, $e'_\phi = 2/\sqrt{2}$ 。下面以 \mathbf{E}_{LHC} 为例给出简单的 e_ρ^s 的推导过程,将(1)式代入(4)式得

$$\begin{aligned}
 e_\rho^s &= -\frac{iA}{\sqrt{2\pi}} \exp[i(m+1)\phi_s] \int_0^\alpha \sqrt{\cos \theta} \sin \theta P(\theta) \exp(ikz_s \cos \theta) d\theta \int_0^{2\pi} \exp[ik\rho_s \sin \theta \cos(\phi - \phi_s)] \times \\
 &\exp[i(m+1)(\phi - \phi_s)] [\cos \theta \cos(\phi - \phi_s) - i \sin(\phi - \phi_s)] d\phi = \\
 &-\frac{iA}{2\sqrt{2\pi}} \exp[i(m+1)\phi_s] \int_0^\alpha \sqrt{\cos \theta} \sin \theta P(\theta) \exp(ikz_s \cos \theta) d\theta \int_0^{2\pi} \exp[ik\rho_s \sin \theta \cos(\phi - \phi_s)] \times \\
 &\{\cos \theta \{\exp[i(m+2)(\phi - \phi_s)] + \exp[im(\phi - \phi_s)]\} + \{-\exp[i(m+2)(\phi - \phi_s)] + \exp[im(\phi - \phi_s)]\}\} d\phi. \quad (5)
 \end{aligned}$$

完成 ϕ 的积分可利用关系式: $\int_0^{2\pi} \cos(m\phi) \exp(ik\rho_s \sin \theta \cos \phi) d\phi = i^m J_m(k\rho_s \sin \theta)$, 其中 J_m 为 m 阶贝塞尔函数,得到

$$\begin{aligned}
 e_\rho^s &= -\frac{A}{2\sqrt{2\pi}} \exp[i(m+1)\phi_s] i^{(m+1)} \int_0^\alpha \sqrt{\cos \theta} \sin \theta P(\theta) \exp(ikz_s \cos \theta) d\theta \times \\
 &\{\cos \theta [-J_{(m+2)}(k\rho_s \sin \theta) + J_m(k\rho_s \sin \theta)] + [J_{(m+2)}(k\rho_s \sin \theta) + J_m(k\rho_s \sin \theta)]\}. \quad (6)
 \end{aligned}$$

同理也可以推导出 e_ϕ^s 和 e_z^s 。考虑 \mathbf{E}_{LHC} 和 \mathbf{E}_{RHC} 的不同,用 q 表征就可以得到圆偏振涡旋矢量光束聚焦后在焦点附近的电场分布,则

$$\begin{aligned}
 e_\rho^s(m, q) &= \frac{kf}{2\sqrt{2}} \exp[i(m+1)\phi_s] i^{m+1} \int_0^\alpha \sqrt{\cos \theta} \sin \theta \exp(ikz_s \cos \theta) P(\theta) \times \\
 &\{\cos \theta [J_{m+2}(k\rho_s \sin \theta) + i^{-2(m+1)} J_{-m}(k\rho_s \sin \theta)] + q[-J_{m+2}(k\rho_s \sin \theta) + i^{-2(m+1)} J_{-m}(k\rho_s \sin \theta)]\} d\theta, \quad (7)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 e_\phi^s(m, q) &= -\frac{kf}{2\sqrt{2}} \exp[i(m+1)\phi_s] i^m \int_0^\alpha \sqrt{\cos \theta} \sin \theta \exp(ikz_s \cos \theta) P(\theta) \times \\
 &\{-\cos \theta [J_{m+2}(k\rho_s \sin \theta) - i^{-2(m+1)} J_{-m}(k\rho_s \sin \theta)] + q[J_{m+2}(k\rho_s \sin \theta) + i^{-2(m+1)} J_{-m}(k\rho_s \sin \theta)]\} d\theta, \quad (8)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 e_z^s(m, q) &= \frac{kf}{2\sqrt{2}} \exp[i(m+1)\phi_s] i^m \int_0^\alpha \sqrt{\cos \theta} \sin^2 \theta \exp(ikz_s \cos \theta) P(\theta) \times \\
 &[J_{m+1}(k\rho_s \sin \theta) + i^{-2(m+1)} J_{-(m+1)}(k\rho_s \sin \theta)] d\theta, \quad (9)
 \end{aligned}$$

式中 $q = \pm 1$, q 取 +1 表示左旋, q 取 -1 表示右旋。可以看出 e_ρ^s 与 e_ϕ^s 的表达式与文献[17]给出的圆偏振涡旋矢量光束的聚焦公式不同,这正是由于具有拓扑核的涡旋光束的径向偏振和角向偏振对彼此聚焦结果有相互贡献的原因。(7)式中的 4 个贝塞尔函数的后两项表示了入射光束中的角向分量聚焦后对径向分量的贡献,(8)式中贝塞尔函数的前两项表示入射光束的径向分量聚焦后对角向分量的贡献。

依据选取的坐标系原点在焦点上,若入射光束

的束腰位置恰与系统的光瞳位置相重合,拓扑核 m 的圆偏振拉盖尔-高斯光束(LG $_0^m$)的振幅表示为

$$P(\theta) = E_0 \left(\frac{\sin \theta \cdot f}{\omega_0} \right)^{|m|} \exp\left(\frac{-\sin^2 \theta \cdot f^2}{\omega_0^2} \right), \quad (10)$$

式中 E_0 为振幅常量, f 为透镜的焦距, ω_0 为入射光束腰半径。在下面的模拟中,参数数值孔径和焦距取值均为 $NA = 0.95$, $f = 2000 \mu\text{m}$ 。

图 1 给出了拓扑核 m 分别为 2, 1, 0, -1, -2

时的左旋圆偏振光和右旋圆偏振光聚焦后焦平面上的总强度分布。字母 L 表示左旋, 字母 R 表示右旋。结果表明, 拓扑核为 m 的左旋拉盖尔-高斯光束与拓扑核为 $-m$ 的右旋拉盖尔-高斯光束聚焦后在焦平面处的结构是相同的。可以看出, 左旋 LG_0^{-1} 光束或右旋 LG_0^1 光束聚焦后出现了近似平顶光束的强度分布, 因此调节左旋 LG_0^{-1} 或右旋 LG_0^1 光束的振幅可以实现平顶聚焦, 这在文献[17]中已经做了研究。可以看出对于 $m = -1$ 的左旋圆偏振光束或 $m = 1$ 的右旋圆偏振光束来说, 由于(1)式中的拓扑核项 $\exp[i(m \pm 1)\phi] = 1$, 因此文献[17]中的聚焦公式是适用的。而对于 $m = 0$ 和 $m = \pm 2$ 的情况, 由于 $\exp[i(m \pm 1)\phi] \neq 1$, 文献[17]中的计算结果和图 1 不同。由于左旋 $LG_0^2, LG_0^1, LG_0^{-2}$ 和右旋 $LG_0^2, LG_0^{-1}, LG_0^{-2}$ 聚焦后无中心场强, 而左旋 LG_0^{-1}

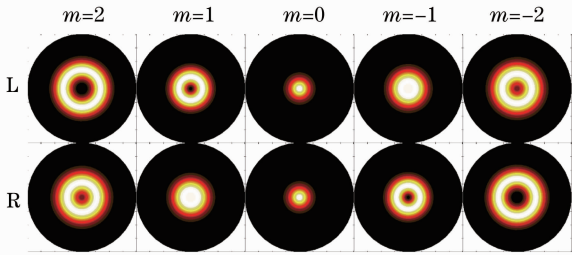


图 1 不同的圆偏振涡旋光束的聚焦结果

Fig. 1 Focus results of different circularly polarized vortex beams

光束(或右旋 LG_0^1 光束)、 LG_0^0 光束聚焦后中心有极值, 因此提出新的构造平顶光束的方法, 就是考虑把聚焦后有极值的中心强度的光束和中心强度为零的光束进行叠加来构造平顶光束。

3 构造平顶光束

依据第 2 节的分析将左旋 $LG_0^2, LG_0^1, LG_0^{-2}$ 或右旋 $LG_0^2, LG_0^{-1}, LG_0^{-2}$ 聚焦后与左旋 LG_0^{-1} 光束(或右旋 LG_0^1 光束)或 LG_0^0 光束聚焦后进行叠加并调节它们的相对强度来构造平顶光束。但是研究发现不同的偏振态与螺旋相对对光束的聚焦结果会产生不同的影响, 在很多情况下会破坏叠加之后的轴对称性。如果叠加后破坏了轴对称性, 就不能构成理想的平顶光束。因此为了衡量两束光叠加聚焦后能否构成平顶光束, 可以考察它们在聚焦之前是否出现了偏振态或者强度分布的不对称性。图 2(a) 给出了左旋 LG_0^2 与右旋 LG_0^1 叠加后的偏振态与光强分布。图 2(b) 给出了左旋 LG_0^0 和右旋 LG_0^2 两束光叠加后的偏振态与光强分布。可以明显看出, 图 2(a) 中的偏振态分布不是轴对称的, 偏振态顺时针旋转 120° 后会重合, 因此其光束聚焦后在焦平面上的光强分布会呈现 120° 旋转对称的三瓣结构, 这是由于叠加过程中的偏振态与螺旋相位的影响而出现的。而图 2(b) 中的偏振态分布是轴对称的, 因此前者无法构造平顶光束, 而后者构造平顶光束是可能的。

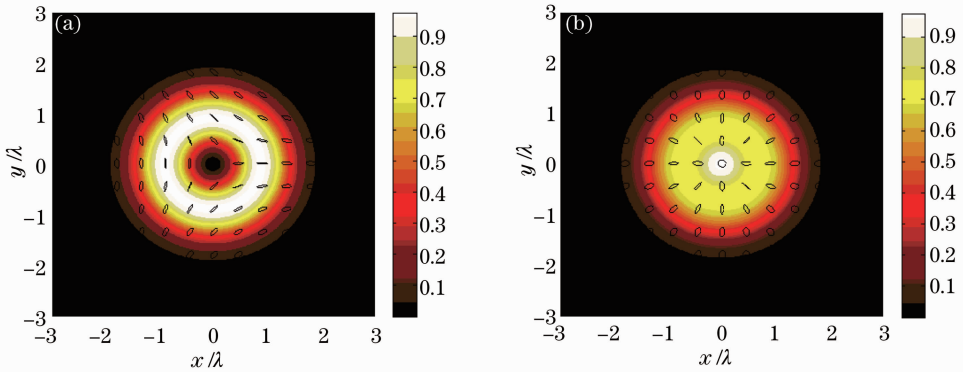


图 2 不同圆偏振涡旋光束叠加后的场强与偏振分布。(a)左旋 LG_0^2 + 右旋 LG_0^1 ; (b)左旋 LG_0^0 + 右旋 LG_0^2

Fig. 2 Distributions of the polarization states and the intensities of the superposition of different circularly polarized vortex beams. (a) LHC LG_0^2 + RHC LG_0^1 ; (b) LHC LG_0^0 + RHC LG_0^2

表 1 给出了 4 种构造平顶光束的方案, 前两种是单自旋手性的光束(左旋 LG_0^{-1} 或右旋 LG_0^1)构造平顶光束。后两种方案是将两束拓扑核不同的光束叠加后聚焦得到平顶光束, 由于右旋 LG_0^{-1} 与左旋 LG_0^1 聚焦结果彼此相同, 所以这两种方法所得到的平顶聚焦是等价的。对于单自旋手性的涡旋光束聚

焦形成平顶光束, 这在文献[17]中已有研究。左旋 LG_0^{-1} 或右旋 LG_0^1 光束聚焦后可以得到较强的纵向场, 而横向场强呈环状分布。选取适当的参数并对通光孔径中心进行一定的遮挡可以构成理想的平顶光束。与文献[17]中构成平顶光束的差别仅仅在于选取参数的不同, 这是因为两者的聚焦公式不同。

下面主要研究后两种方案。

表 1 平顶光束的构造方案

Table 1 Methods of achieving flattop beam

	R	L
1		LG_0^{-1}
2	LG_0^1	
3	LG_0^0	LG_0^{-2}
4	LG_0^2	LG_0^0

对于两束拓扑核不同的光束叠加聚焦得到平顶光束,提出两种改变光束参数的方法可以有效地改变平顶光束的尺寸。一种方法是保持两光束的振幅比 B 不变,而改变光束的束腰半径 ω_0 (两束光具有相同的入射半宽)和对通光孔径中心进行一定程度的遮挡,文中用表示遮光部分占总通光孔径大小的百分比的孔障系数 s 表征。图 3 给出了参数 $\omega_0 = 2500 \mu\text{m}$, $s=0$ 和 $B=1$ 的左旋 LG_0^0 与右旋 LG_0^2 叠加强聚焦在焦平面上的强度分布。可以看出,纵向场呈环状分布,横向场呈峰状分布,因而总场强不可能形成平顶光束。为了形成平顶光束,需要降低横向场的强度,而纵向场变化不大,这可以通过调节孔障系数 s 来实现^[20],如图 4 所示, $s=33.5\%$ 。研

究表明同时调节孔障系数 s 与光腰半径 ω_0 可以构造出不同尺寸的平顶光束,图 4 所示的半峰全宽 (FWHM, $\omega_{1/2}$) 值表示聚焦形成的平顶光束的半宽。表 2 给出了由左旋 LG_0^0 与右旋 LG_0^2 构造平顶光束所需的不同的孔障系数 s 和光束光腰半径 ω_0 的值。可以看出,不断增大孔障系数 s 和光腰半径 ω_0 得到的平顶光束半宽越窄,质量越好^[21]。为了与单自旋手性圆偏振涡旋光束聚焦形成的平顶光束进行对比,研究了相同参数下单自旋手性光束和不同拓扑核两光束叠加聚焦形成平顶光束的半宽。当 $s=41.8\%$ 和 $\omega_0 = 2680 \mu\text{m}$,由左旋 LG_0^0 与右旋 LG_0^2 叠加聚焦得到的平顶光束的半宽 ($\omega_{1/2} = 0.96\lambda$) 比由左旋 LG_0^{-1} 或右旋 LG_0^1 单光束构成的平顶光束的半宽 ($\omega_{1/2} = 1.05\lambda$) 具有更小的半宽尺寸。表 2 还给出了平顶光束所具有的不同 β 值 ($\beta = 2\sqrt{r_0\omega_0/f\lambda}$, $r_0 = \omega_{1/2}$)。 β 值在光束塑型系统的设计中十分重要, β 值越大几何光学的解越好,意味着光束塑形更容易达到理论预期的效果^[21]。可以看出在比较大的 s 与 ω_0 条件下得到的平顶光束具有更小的 FWHM 和更大的 β 值。

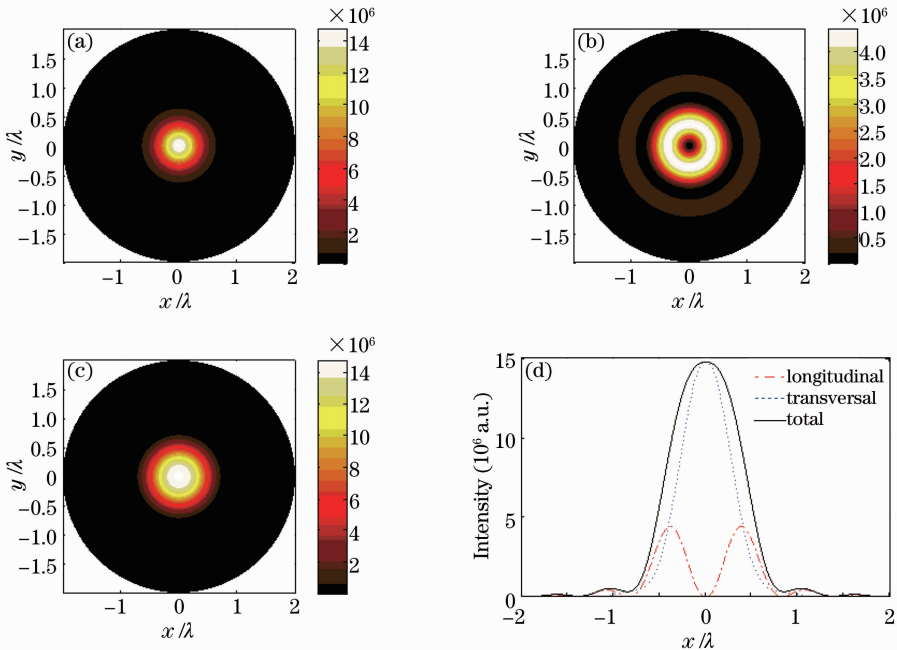


图 3 参数 $\omega_0 = 2500 \mu\text{m}$, $s=0$, $B=1$ 的左旋 LG_0^0 + 右旋 LG_0^2 (或右旋 LG_0^0 + 左旋 LG_0^{-2}) 强聚焦的光强分布。

(a) 横向光强分布; (b) 纵向光强分布; (c) 总光强分布; (d) 各分量的强度分布

Fig. 3 Intensity distributions for a highly focused combination of LHC LG_0^0 + RHC LG_0^2 or RHC LG_0^0 + LHC LG_0^{-2} with $\omega_0 = 2500 \mu\text{m}$, $s=0$ and $B=1$. (a) Intensity distribution of transversal optical field; (b) intensity distribution of longitudinal optical field; (c) intensity distribution of the total optical field; (d) intensity distributions of the components

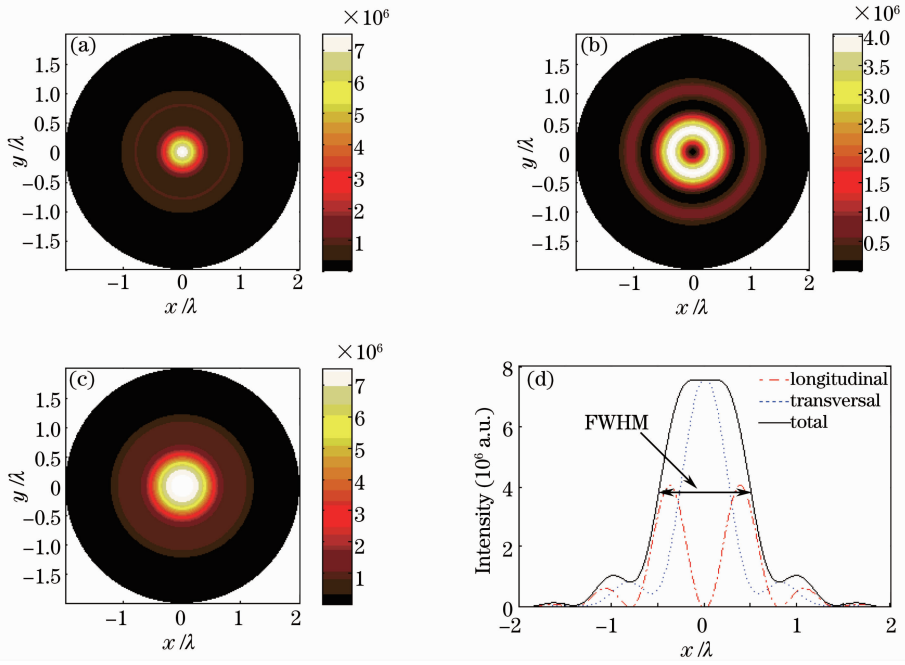


图 4 参数 $\omega_0 = 2500 \mu\text{m}$, $s = 33.5\%$, $B = 1$ 的左旋 LG_0^0 + 右旋 LG_0^2 (或右旋 LG_0^0 + 左旋 LG_0^{-2}) 强聚焦构造的平顶光束。

(a) 横向光强分布; (b) 纵向光强分布; (c) 总光强分布; (d) 各分量的强度分布

Fig. 4 Flattop beam after highly focused combination of LHC $\text{LG}_0^0 + \text{RHC LG}_0^2$ or RHC $\text{LG}_0^0 + \text{LHC LG}_0^{-2}$ with $\omega_0 = 2500 \mu\text{m}$, $s = 33.5\%$ and $B = 1$. (a) Intensity distribution of transversal optical field; (b) intensity distribution of longitudinal optical field; (c) intensity distribution of the total optical field; (d) intensity distributions of the components

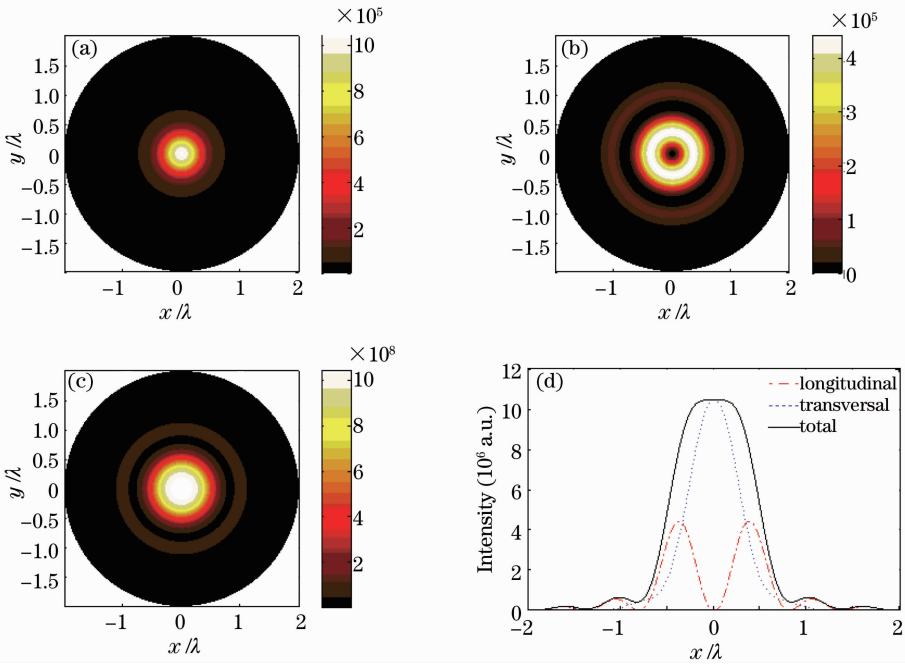


图 5 无孔径遮挡的 $\omega_0 = 5000 \mu\text{m}$ 和 $B = 0.22$ 的左旋 LG_0^0 + 右旋 LG_0^2 强聚焦形成平顶光束。(a) 横向光强分布;

(b) 纵向光强分布; (c) 总光强分布; (d) 各分量的强度分布

Fig. 5 Flattop beam after highly focused combination of LHC $\text{LG}_0^0 + \text{RHC LG}_0^2$ or RHC $\text{LG}_0^0 + \text{LHC LG}_0^{-2}$ with $\omega_0 = 5000 \mu\text{m}$, $B = 0.22$ with no blocking. (a) Intensity distribution of transversal optical field; (b) intensity distribution of longitudinal optical field; (c) intensity distribution of the total optical field; (d) intensity distributions of the components

表 2 左旋 LG_0^+ + 右旋 LG_0^+ 平顶聚焦的大小和 β 在不同的 s 与 ω_0 条件下的值Table 2 Values of the flat-topped focus sizes and β using LHC LG_0^+ + RHC LG_0^+ for different values of s and ω_0

Pupil aperture blocking coefficient $s / \%$	0	13.9	27.9	41.8	55.7	69.6	83.6
Incident beam waist radius $/\mu\text{m}$	2150	2200	2350	2680	3050	3630	4330
Flat-topped focus size $/\lambda$	1.01	0.99	0.98	0.96	0.95	0.91	0.88
β	3.07	3.08	3.26	3.64	4.10	4.67	5.39

第二种基于两束拓扑核不同的光束叠加聚焦得到平顶光束的方法是在无孔径遮挡的情况下(即 $s=0$)同时调节两束光束的振幅之比 B 与光腰半径 ω_0 来实现平顶光束。图 5 给出了无孔径遮挡的光束光腰半径 $\omega_0 = 5000 \mu\text{m}$ 和振幅比 $B = 0.22$ 的左旋 LG_0^+ + 右旋 LG_0^+ (或右旋 LG_0^+ + 左旋 LG_0^{-2}) 强聚焦形成的平顶光束, 平顶光束的半宽为 0.98λ 。研究

表明不断增加光腰半径 β 并减小相对振幅的比值 B 所得到的平顶光束的半宽 FWHM 值越小, 而 β 值越大, 如表 3 所示。一般情况下, 以 $\beta=4$ 为界限, 当 $\beta>4$ 时, 实验上产生无衍射的光束。因此, 考虑实验上的要求需要构造较窄的平顶光束, 从上面的分析可以看出, 需要选取合适的参数。

表 3 无孔径遮挡的左旋 LG_0^+ + 右旋 LG_0^+ 平顶聚焦的大小和 β 在不同的 B 与 ω_0 条件下的值Table 3 Values of the flat-topped focus sizes and β using LHC LG_0^+ + RHC LG_0^+ with no blocking for different values of B and ω_0

Incident beam waist radius $\omega_0 / \mu\text{m}$	1500	2000	2500	4500	5000	5500
B	1.62	1.13	0.79	0.27	0.22	0.19
Flat-topped focus size $/\lambda$	1.07	1.01	0.98	0.97	0.96	0.94
β	2.27	2.86	3.46	6.17	6.79	7.31

4 结 论

在修正原有的圆偏振涡旋光束强聚焦公式的基础上, 重新模拟计算了其强聚焦特性。提出了两类构造平顶光束的方案, 单自旋手性的圆偏振涡旋光束聚焦形成平顶光束和两束不同的拓扑核的涡旋光束的叠加聚焦构造平顶光束。平顶光束的半宽可以通过两种方法来改变, 一种是保持两光束的振幅比 B 不变, 而改变光束的光腰半宽 ω_0 和孔障系数 s , 另一种方法是在无孔径遮挡的情况下调节两光束的振幅比 B 与光腰半径 ω_0 , 这种改变平顶光束尺寸的方法为光束塑形领域产生无衍射光束提供了一个实验平台。

参 考 文 献

- 1 L Allen, M J Padgett, M Babiker. The orbital angular momentum of light [J]. *Progress in Optics*, 1999, XXXIX(39): 291–372.
- 2 L Allen, M W Beijersbergen, R J C Spreeuw, *et al.*. Orbital angular momentum of light and the transformation of Laguerre-Gaussian laser modes [J]. *Phys Rev A*, 1992, 45(11): 8185–8189.
- 3 M Stalder, M Schadt. Linearly polarized light with axial symmetry generated by liquid-crystal polarization converters [J]. *Opt Lett*, 1996, 21(23): 1948–1950.
- 4 R Dorn, S Quabis, G Leuchs. Sharper focus for a radially polarized light beam [J]. *Phys Rev Lett*, 2003, 91(23): 233901.
- 5 S Quabis, R Dorn, M Eberler, *et al.*. Focusing light to a tighter spot [J]. *Opt Commun*, 2000, 179(1-6): 1–7.

- 6 W M Lee, X Yuan, D Tang. Optical tweezers with multiple optical forces using double-hologram interference [J]. *Opt Express*, 2003, 11(3): 199–207.
- 7 S H Tao, X C Yuan, J Lin, *et al.*. Fractional optical vortex beam induced rotation of particles [J]. *Opt Express*, 2005, 13(20): 7726–7731.
- 8 Ze'ev Bomzon, Gabriel Biener, Vladimir Kleiner, *et al.*. Radially and azimuthally polarized beams generated by space-variant dielectric subwavelength gratings [J]. *Opt Lett*, 2002, 27(5): 285–287.
- 9 Hao Xiang, Kuang Cuifang, Wang Tingting, *et al.*. Phase encoding for sharper focus of the azimuthally polarized beam [J]. *Opt Lett*, 2010, 35(23): 3928–3930.
- 10 Huang Kun, Shi Peng, G W Cao, *et al.*. Vector-vortex Bessel-Gauss beams and their tightly focusing properties [J]. *Opt Lett*, 2011, 36(6): 888–890.
- 11 Zhang Zhiming, Pu Jixiong, Wang Xiqing. Tightly focusing of linearly polarized vortex beams through a dielectric interface [J]. *Opt Commun*, 2008, 281(13): 3421–3426.
- 12 Chen Baosuan, Pu Jixiong. Tight focusing of elliptically polarized vortex beams [J]. *Appl Opt*, 2009, 48(7): 1288–1294.
- 13 Pu Jixiong, Zhang Zhiming. Tight focusing of spirally polarized vortex beams [J]. *Opt Laser Technol*, 2010, 42(1): 186–191.
- 14 Zhang Zhiming, Pu Jixiong, Wang Xiqing. Tight focusing of radially and azimuthally polarized vortex beams through a uniaxial birefringent crystal [J]. *Appl Opt*, 2008, 47(12): 1963–1967.
- 15 J Shu, J X Pu, Y Liu. Angular momentum conversion of elliptically polarized beams focused by high numerical-aperture phase Fresnel zone plates [J]. *App Phys B*, 2011, 104(3): 639–646.
- 16 S Sato, Y Kozawa. Hollow vortex beams [J]. *Opt Soc Am A*, 2009, 26(1): 142–146.
- 17 Q W Zhan. Properties of circularly polarized vortex beams [J]. *Opt Letter*, 2006, 31(7): 867–869.
- 18 Rao Lianzhou, Pu Jixiong, Chen Zhiyang, *et al.*. Focus shaping

- of cylindrically polarized vortex beams by a high numerical-aperture lens [J]. *Opt Laser Technol*, 2009, 41(3): 241–246.
- 19 K S Youngworth, T G Brown. Focusing of high numerical aperture cylindrical-vector beams [J]. *Opt Express*, 2000, 7(2): 77–87.
- 20 Huang Kun, Shi Peng, Kang Xueliang, *et al.*. Design of DOE for generating a needle of a strong longitudinally polarized field [J]. *Opt Lett*, 2010, 35(7): 965–967.
- 21 L A Romero, F M Dickey. Lossless laser beam shaping [J]. *Opt Soc Am A*, 1996, 13(4): 751–760.
- 22 Liu Haigang, Yang Yanfang, He Ying, *et al.*. Theoretical study about real-time manipulation of optical cage with double-ring-shaped hybridly polarized vector beam [J]. *Chinese J 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.
- 23 Weng Xiaoyu, Guo Hanming, Dong Xiangmei, *et al.*. Focusing characteristics of Laguerre-Gaussian radially polarized beam through high numerical aperture [J]. *Acta Photonica Sinica*, 2011, 40(5): 799–802.
- 翁晓羽, 郭汉明, 董祥美, 等. 拉盖尔高斯径向偏振光高数值孔径聚焦特性[J]. *光子学报*, 2011, 40(5): 799–802.
- 24 Leng Mei, Yang Yanfang, He Ying, *et al.*. Effect factors of the focal shift in spatial-variant polarized vector beams [J]. *Acta Optica Sinica*, 2012, 32(5): 0526001.
- 冷 梅, 杨艳芳, 何 英, 等. 影响空间变化偏振矢量光束强聚焦后焦斑位移的因素[J]. *光学学报*, 2012, 32(5): 0526001.
- 25 Liu Haigang, Yang Yanfang, He Ying, *et al.*. Generation of multifocal spherical spots with Bessel-Gaussian radially polarized modulated with diffractive optical element [J]. *Chinese J Quantum Electronics*, 2013, 30(4): 385–390.
- 刘海港, 杨艳芳, 何 英, 等. 贝塞尔高斯径向偏振光束在衍射光学元件调制下多光球的产生[J]. *量子电子学报*, 2013, 30(4): 385–390.

栏目编辑: 史 敏