

角向偏振涡旋光的紧聚焦特性研究以及 超长超分辨光针的实现*

蒋驰 耿滔[†]

(上海市现代光学系统重点实验室, 上海理工大学光电信息与计算机工程学院, 上海 200093)

(2023年3月1日收到; 2023年4月3日收到修改稿)

系统研究了角向矢量涡旋光的紧聚焦焦斑特性, 解释了焦平面自旋角动量局域化分布的形成原因. 角向矢量涡旋光可分解为左、右旋圆偏振电场叠加, 将分解所得的左、右旋分量分别经大数值孔径透镜聚焦, 总聚焦电场可视为左、右旋分量聚焦电场的干涉叠加. 经分析研究后发现, 左、右旋分量各自聚焦电场的纵向分量大小相等、相位相反, 完全干涉相消, 使得总聚焦电场的纵向分量消失; 而各自聚焦电场的横向分量则完全相反, 几乎不发生干涉, 总聚焦电场表现为非相干叠加. 角向偏振光引入涡旋相位后, 使得左、右旋电场分量的轨道角动量的拓扑荷数发生变化, 拓扑荷数的绝对值不再相等, 而是恒定差值为 2. 因此左、右旋电场的横向分量由于携带不同的拓扑荷数, 分别聚在焦平面的不同位置, 而横向分量发生非相干叠加, 不相互影响, 最终形成了总电场偏振态的局域化分布, 即自旋角动量局域化分布的现象. 随后, 本文横向对比了 1 阶角向矢量涡旋光和径向偏振矢量光的超分辨焦斑特性, 分析了各自的优、缺点以及影响焦斑尺寸的因素. 最后, 兼顾了超分辨光针的性能和实际实现难度, 设计了 6 环带的二元相位板对 1 阶角向矢量涡旋光进行了波前调制, 实现了横向半高全宽为 0.391λ , 纵向半高全宽为 25.5λ 的超长超分辨光针.

关键词: 矢量光束, 涡旋光束, 超分辨光针

PACS: 42.25.Fx, 42.25.Ja

DOI: 10.7498/aps.72.20230304

1 引言

针状光束是指一种具有高深宽比特性的特殊光束, 其在较长传播距离上能量不发散, 集中在光轴上传播, 且横向尺寸保持极小, 甚至突破衍射极限. 这种特殊光场可被广泛应用于粒子操控、深层光学、产生针形磁化场等^[1-5]. 最近, 研究者还发现光针可应用于光学相干层析显微成像^[6]和光声显微成像^[7], 以实现大焦深的显微成像, 因此如何获得横向尺寸更小、纵向长度更长的超分辨光针成为后续亟需解决的问题. 超分辨光针的产生方法研究目前主要集中于柱矢量偏振光, 虽然最新的研究结果表明^[6], 使用多焦点控制技术可以不依赖光束偏

振态获得超长焦深的光针, 但其横向分辨率仍然无法与柱矢量偏振光光针相比, 且随着光针横向分辨率的提升, 光源的衍射效率会急剧下降, 当横向分辨率达到衍射极限时, 其衍射效率只有不到 2%, 所以此方法并不适用于实现超分辨光针.

径向偏振光最常被用于实现超分辨光针. 2008 年, Wang 等^[8]设计了 5 环带的环形二元相位板, 对径向偏振贝塞尔高斯光束进行了波前相位调制, 将大部分能量调制到了纵向分量上, 实现了横向半高全宽 (full-width at half-maximum, FWHM) 为 0.43λ , 纵向 FWHM 为 4λ 的聚焦电场, 并提出了光针的概念, 极大推动了该方向的研究进展. 2010 年, Huang 等^[9]提出了环形二元相位板的优化设计方法. 2013 年, Guo 等^[10]设计了 17 环带的

* 国家自然科学基金 (批准号: 61975125) 和上海市自然科学基金 (批准号: 21ZR1443800) 资助的课题.

[†] 通信作者. E-mail: Tao_Geng@hotmail.com

复杂二元相位板, 使用高阶径向偏振拉盖尔高斯光束实现了横向 FWHM 为 0.41λ , 纵向 FWHM 为 9.53λ 的光针. 随后, 这一指标再未得到明显提升, 直到 2020 年, Zhang 等^[11] 更改了波前调制思路, 使用多焦点再融合的思想, 用扇形相位板对径向偏振贝塞尔高斯光束进行了调制, 实现了横向 FWHM 为 0.6λ , 纵向 FWHM 为 20.3λ 的超长光针. 这种调制方法虽然大幅增大了光针的纵向长度, 但缺点是横向分辨率也大幅下降, 甚至未能突破衍射极限. 2021 年, He 等^[12] 改进了环形二元相位板的优化设计方法, 分别使用 14 环带和 27 环带实现了纵向 FWHM 为 24λ 和 43λ 的超长光针, 但由于环带数量较多, 较难实验实现.

随着涡旋光束研究的飞速发展, 研究者发现拓扑荷数为 ± 1 的角向偏振涡旋光束紧聚焦后也可获得超分辨焦斑, 且焦斑尺寸甚至小于径向偏振光的结果^[13], 因此有研究者开始尝试利用此种光束来实现超分辨光针. 2011 年, Yuan 等^[14] 利用环形二元相位板波前调制的方法, 使得 1 阶角向矢量涡旋光束紧聚焦后获得了长度约为 5λ 的光针. 2014 年, Wang 等^[15] 使用类似方法, 将光针长度提升到约 7λ . 2021 年, Liu 等^[16] 利用宽度为 $80.7\ \mu\text{m}$ 窄带环形光阑对 1 阶角向涡旋矢量光束进行遮挡, 实验实现了横向 FWHM 为 0.416λ , 纵向 FWHM 为 15.6λ 的超长光针. 这一结果在保持超分辨的前提下, 大幅提升了光针长度, 但由于使用了超窄带光阑遮挡, 因此光源的衍射效率极低. 2022 年, Gao 等^[17] 同时调制了光束的振幅和相位, 结果表明使用多环形 1 阶角向涡旋矢量光束结合相位调制可实现长度约为 10λ 的光针.

如前所述, 超分辨光针的研究主要集中于径向偏振光和 1 阶角向矢量涡旋光. 其中前者的研究已较为成熟^[18,19], 径向偏振光紧聚焦可视为位于焦点位置的纵向电偶极子辐射的逆过程, 因此可在焦点区域获得一能量占主导地位的局域纵向电场分量. 而横向分量则保持径向偏振不变, 由于偏振奇点的存在呈中空环形分布, 增大了焦斑尺寸. 通常可以通过减小初始面环形光束的内径或使用波前相位调制来减小焦斑横向分量的能量占比, 从而达到减小焦斑尺寸的目的. 相比于径向偏振光, 针对角向偏振涡旋光的理论研究则较少, 很多问题还没有得到很好的解答, 例如在初始面引入涡旋相位后为何会在焦平面引起偏振态的局域化分布? 在同等条件下, 1 阶角向矢量涡旋光的焦斑尺寸为何通常要

小于径向偏振光? 其焦斑尺寸受到哪些因素的影响? 等等. 因此, 本文首先研究了角向偏振涡旋光束紧聚焦电场的特性, 系统阐述了其形成的物理机制, 随后与径向偏振光束进行横向比较, 分析了各自的优、缺点以及其原因. 最后设计了环形二元相位板对 1 阶角向矢量涡旋光进行了波前调制, 仅利用 6 环带获得了横向 FWHM 为 0.391λ , 纵向 FWHM 为 25.5λ 的超长光针, 兼顾了光针性能和实际实验难度. 研究结果将进一步促进矢量光束在大焦深超分辨成像、光镊以及光学精密加工等领域中的应用.

2 理论分析

初始面角向偏振涡旋光束可表示为

$$\mathbf{E}_\phi(r, \phi) = y(r) \exp(i\phi) \hat{e}_\phi, \quad (1)$$

其中 (r, ϕ) 为初始面极坐标, \hat{e}_ϕ 为角向单位矢量, $y(r)$ 为径向电场分布, l 为拓扑荷数. 根据 Richard-Wolf 矢量积分, 其聚焦电场可表示为^[20]

$$E_\rho(\rho, \varphi, z) = A i^{l+1} \exp(i\ell\varphi) (I_{l+1} + I_{l-1}), \quad (2)$$

$$E_\varphi(\rho, \varphi, z) = A i^l \exp(i\ell\varphi) (I_{l+1} - I_{l-1}), \quad (3)$$

$$E_z(\rho, \varphi, z) = 0, \quad (4)$$

$$I_l(\rho, z) = \int_0^\alpha y(\theta) \cos^{1/2}\theta \sin\theta \times \exp(ikz \cos\theta) J_l(k\rho \sin\theta) d\theta, \quad (5)$$

其中 (ρ, φ, z) 为焦平面柱坐标, A 为振幅常数, $J_l(*)$ 为第一类 l 阶贝塞尔函数, $\alpha = \arcsin(\text{NA})$, NA 为透镜数值孔径, k 为波数, $\theta = \arcsin(r/f)$, f 为透镜焦距. 为了不失一般性, 取初始面径向电场为切趾贝塞尔-高斯函数:

$$y(\theta) = \exp\left[-(\sin\theta/\sin\alpha)^2\right] J_1(2\sin\theta/\sin\alpha). \quad (6)$$

图 1(a) 给出 $l = 1$ 时焦平面的光强和偏振分布. 此时取 $\text{NA} = 0.95$, 除非特别说明, 后续计算将保持 $\text{NA} = 0.95$ 不变. 从图 1(a) 可以看到, 中心亮斑基本呈圆偏振分布, 从中心向外, 暗环呈径向偏振分布, 旁瓣亮环呈圆偏振或椭圆偏振分布. 图 1(b) 给出了斯托克斯分量 S_3 的计算结果, 可以看到中心亮斑为左旋, 而旁瓣亮环为右旋. 由此可知, 初始面携带涡旋相位后, 角向偏振光束在焦平面不再保持其初始偏振态, 而呈现出局域化分布的现象. 在早期的研究中对这一现象已有报道^[14,15]. 近期的研

究表明^[21], 角向偏振涡旋光束经聚焦后不会发生轨道角动量 (orbital angular momentum, OAM) 至自旋角动量 (spin angular momentum, SAM) 的整体转换, 这一现象被较为笼统地归因为 OAM 所引起的 SAM 的局域化, 而至今没有给出具体的形成机制。

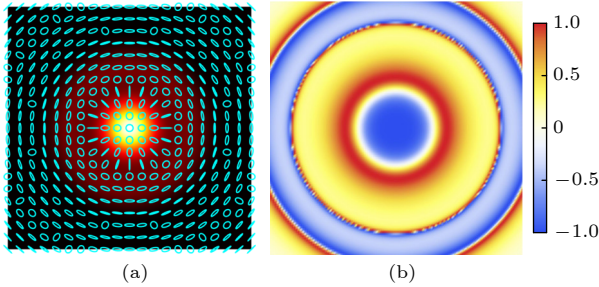


图 1 $l = 1$ 时, 焦平面的 (a) 光强和偏振分布; (b) 斯托克斯分量 S_3 的分布. 图尺寸为 $1.5\lambda \times 1.5\lambda$

Fig. 1. (a) Intensity and polarization distributions of the beam at the focal plane with $l = 1$; (b) calculation results of Stokes parameters S_3 at the focal plane with $l = 1$.

为了更好地分析聚焦电场, 需将其分解为左、右旋圆偏振光:

$$\mathbf{E}_L = E_L \hat{\mathbf{e}}_L = E_L \frac{\hat{\mathbf{e}}_x + i\hat{\mathbf{e}}_y}{\sqrt{2}}, \quad (7)$$

$$\mathbf{E}_R = E_R \hat{\mathbf{e}}_R = E_R \frac{\hat{\mathbf{e}}_x - i\hat{\mathbf{e}}_y}{\sqrt{2}}, \quad (8)$$

其中 E_L 和 E_R 分别表示左和右旋偏振光的振幅. 此时有关系:

$$E_L = \frac{E_\rho - iE_\varphi}{\sqrt{2}} \exp(-i\varphi), \quad (9)$$

$$E_R = \frac{E_\rho + iE_\varphi}{\sqrt{2}} \exp(i\varphi). \quad (10)$$

将 (2) 式和 (3) 式代入 (9) 式和 (10) 式, 聚焦电场可表示为

$$E_L(\rho, \varphi, z) = \sqrt{2} A i^{l+1} I_{l-1} \exp[i(l-1)\varphi], \quad (11)$$

$$E_R(\rho, \varphi, z) = \sqrt{2} A i^{l+1} I_{l+1} \exp[i(l+1)\varphi]. \quad (12)$$

由 (11) 式和 (12) 式可知, 当 $l = 1$ 时, E_L 和 E_R 的拓扑荷数分别为 0 和 2, 因此聚焦电场的左旋分量无相位奇点, 可会聚于光轴, 形成亮斑. 而右旋分量由于存在相位奇点, 无法会聚于光轴, 因而聚焦成为旁瓣亮环, 最终在焦平面形成如图 1 所示的光强和偏振分布. 事实上, 由 (11) 式和 (12) 式可知, 只要当 $l \neq 0$ 时, E_L 和 E_R 的拓扑荷数的绝对

值就会固定相差 2, 导致 E_L 和 E_R 分布在焦平面的不同位置, 使得左旋和右旋的主要分量分离, 发生 SAM 局域化现象, 如图 2(a) 所示. 只有当 $l = 0$ 时, E_L 和 E_R 的拓扑荷数的绝对值均为 1, E_L 和 E_R 分量会聚在焦平面的同一位置, 从而保持初始的角向偏振不变, 如图 2(b) 所示.

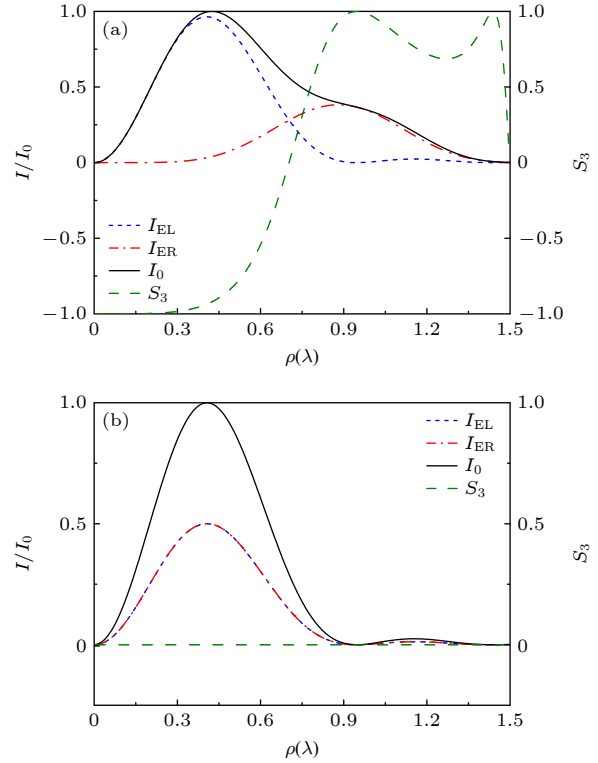


图 2 (a) $l = 2$ 和 (b) $l = 0$ 时, 焦平面的左旋分量 I_{EL} 、右旋分量 I_{ER} 、总光强 I_0 以及斯托克斯分量 S_3 分布

Fig. 2. Intensity of the left-handed component, intensity of the right-handed component, total intensity and the Stokes parameters S_3 at the focal plane with (a) $l = 2$ and (b) $l = 0$.

为了进一步探讨焦平面 SAM 局域化的具体形成机制, 需要回到初始面, 将入射光束 (1) 式也表示为圆偏振光叠加:

$$\mathbf{E}_\phi(r, \phi) = E_{0L} \hat{\mathbf{e}}_L + E_{0R} \hat{\mathbf{e}}_R, \quad (13)$$

$$E_{0L} = -i \frac{y(r)}{\sqrt{2}} \exp[i(l-1)\phi], \quad (14)$$

$$E_{0R} = i \frac{y(r)}{\sqrt{2}} \exp[i(l+1)\phi], \quad (15)$$

而聚焦电场可视为 E_{0L} 和 E_{0R} 经透镜各自聚焦后在焦平面的干涉叠加. 圆偏振涡旋光的紧聚焦电场同样可由 Richard-Wolf 矢量积分获得^[22], 对于左旋圆偏振涡旋光, 代入 (14) 式有

$$E_{xL}(\rho, \varphi, z) = B(-i)^{l+1} \{ \exp[i(l-1)\varphi] I_0^{l-1} + \exp[i(l+1)\varphi] I_2^{l+1} \}, \quad (16)$$

$$E_{yL}(\rho, \varphi, z) = B(-i)^l \{ \exp[i(l-1)\varphi] I_0^{l-1} - \exp[i(l+1)\varphi] I_2^{l+1} \}, \quad (17)$$

$$E_{zL}(\rho, \varphi, z) = -2B(-i)^l \exp(i l \varphi) I_1^l. \quad (18)$$

对于右旋圆偏振涡旋光, 代入 (15) 式有

$$E_{xR}(\rho, \varphi, z) = B(-i)^{l+1} \{ \exp[i(l+1)\varphi] I_0^{l+1} + \exp[i(l-1)\varphi] I_2^{l-1} \}, \quad (19)$$

$$E_{yR}(\rho, \varphi, z) = B(-i)^l \{ -\exp[i(l+1)\varphi] I_0^{l+1} + \exp[i(l-1)\varphi] I_2^{l-1} \}, \quad (20)$$

$$E_{zR}(\rho, \varphi, z) = 2B(-i)^l \exp(i l \varphi) I_1^l. \quad (21)$$

这里 B 为振幅常数,

$$I_0^m(\rho, z) = 2 \int_0^\alpha y(\theta) \cos^{1/2} \theta \sin \theta \cos^2 \frac{\theta}{2} \exp(ikz \cos \theta) J_m(k\rho \sin \theta) d\theta, \quad (22)$$

$$I_1^m(\rho, z) = \int_0^\alpha y(\theta) \cos^{1/2} \theta \sin^2 \theta \exp(ikz \cos \theta) J_m(k\rho \sin \theta) d\theta, \quad (23)$$

$$I_2^m(\rho, z) = 2 \int_0^\alpha y(\theta) \cos^{1/2} \theta \sin \theta \sin^2 \frac{\theta}{2} \exp(ikz \cos \theta) J_m(k\rho \sin \theta) d\theta. \quad (24)$$

从 (18) 式和 (21) 式可知, E_{0L} 和 E_{0R} 在焦平面的纵向分量大小相等、相位相反, 因此完全干涉相消, 导致角向偏振涡旋光束聚焦后也不存在纵向分量, 与径向偏振形成鲜明对比.

图 3 给出了 $l=1$ 时, E_{0L} 和 E_{0R} 的横向分量在焦平面的相干叠加和非相干叠加的光强计算结果, 从图 3 可以看到, 两者几乎完全吻合. 这说明 E_{0L} 和 E_{0R} 的横向分量在焦平面几乎不发生干涉, 聚焦电场可近似为 E_{0L} 和 E_{0R} 的横向分量的非相干叠加, 这是因为 E_{0L} 和 E_{0R} 在衍射过程中能基本保持其横向偏振态不变, 因此互相正交, 不发生干涉.

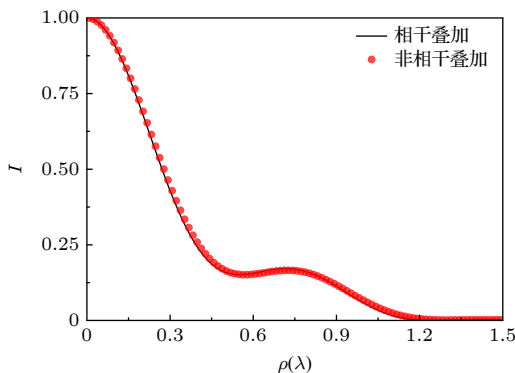


图 3 $l=1$ 时, E_{0L} 和 E_{0R} 的横向分量在焦平面的相干叠加和非相干叠加的光强计算结果

Fig. 3. Calculation results of coherent superposition and incoherent superposition of the transverse components of E_{0L} and E_{0R} with $l=1$.

那么当 $l=1$ 时, 由 (14) 式, E_{0L} 为不携带涡旋相位的左旋圆偏振光, 经透镜聚焦后横向分量聚焦于光轴, 形成亮焦斑; 由 (15) 式, E_{0R} 为拓扑荷数为 2 的右旋圆偏振涡旋光, 由于存在相位奇点, 经透镜聚焦后横向分量形成环状光环. 由于这两部分横向电场几乎不发生干涉, 因此叠加后不改变其各自的光强分布, 形成如图 1 所示的光强和偏振分布. 这即为初始面 OAM 的引入导致焦平面 SAM 局域化的直接原因.

由上述分析可知, 1 阶角向矢量涡旋光的焦斑尺寸主要取决于其聚焦电场的左旋分量, 而右旋分量则产生不利影响, 使得焦斑尺寸增大. 由 (5) 式、(11) 式和 (12) 式, 此时聚焦电场可改写为

$$\begin{aligned} E_L(\rho, \varphi, z) &= \tilde{A} \int_0^\alpha y(\theta) \cos^{1/2} \theta \sin \theta \exp(ikz \cos \theta) \\ &\quad \times J_0(k\rho \sin \theta) d\theta, \end{aligned} \quad (25)$$

$$\begin{aligned} E_R(\rho, \varphi, z) &= \tilde{A} \exp(2i\varphi) \int_0^\alpha y(\theta) \cos^{1/2} \theta \sin \theta \\ &\quad \times \exp(ikz \cos \theta) J_2(k\rho \sin \theta) d\theta, \end{aligned} \quad (26)$$

其中 \tilde{A} 为复振幅常数. 那么当如 (6) 式所示的圆环状光束聚焦后, 聚焦电场的左旋分量呈类 0 阶贝塞

尔函数分布, 而右旋分量则呈类 2 阶贝塞尔函数分布. 考虑极限情况, 令初始面圆环宽度趋于零, 即成为完美涡旋光 (perfect vortex beam, PVB) [23]. 此时, (1) 式可表示为

$$\mathbf{E}_\phi(r, \phi) = \delta(r - R) \exp(i\phi) \hat{\mathbf{e}}_\phi, \quad (27)$$

其中 δ 为狄拉克函数, R 为光环半径. 将 (27) 式代入 (25) 式和 (26) 式, 在焦平面 $z = 0$, 可得

$$E_L \propto J_0(k\rho\text{NA}), \quad (28)$$

$$E_R \propto \exp(2i\varphi) J_2(k\rho\text{NA}), \quad (29)$$

$$I_A \propto J_0^2(k\rho\text{NA}) + J_2^2(k\rho\text{NA}). \quad (30)$$

I_A 为 1 阶角向矢量光的焦平面光强分布, 其中第 1 项为电场左旋分量, 是中心焦斑的主要构成成分, 呈 0 阶贝塞尔函数分布; 第 2 项为右旋分量, 呈 2 阶贝塞尔函数分布, 为旁瓣圆形光环, 与第 1 项的交叠部分会增大中心焦斑的尺寸. 此时第 2 项的系数恒为 1, 因此第 2 项的影响恒定且无法消除.

同等条件的径向偏振光焦平面光强分布为 [24]

$$I_R \propto J_0^2(k\rho\text{NA}) + \left(\frac{n^2}{\text{NA}^2} - 1\right) J_1^2(k\rho\text{NA}), \quad (31)$$

其中 n 为折射率. (31) 式中第 1 项为电场的纵向分量, 是中心焦斑的主要构成成分, 与 (30) 式的第 1 项完全相同; 第 2 项为横向的径向分量, 呈 1 阶贝塞尔函数分布, 为旁瓣圆形光环, 其系数不恒定, 取决于介质折射率 n 和数值孔径 NA 的差值.

表 1 列出了 $n = 1$, $\text{NA} = 1$; $n = 1$, $\text{NA} = 0.95$

表 1 不同情况下, 由 (30) 式和 (31) 式计算获得的中心焦斑的 FWHM ($\lambda_n = \lambda/n$ 为介质中波长)

Table 1. Calculation results of FWHM of the focal spot by using Eqs. (30) and (31) under different conditions. Here, $\lambda_n = \lambda/n$ is the wavelength in the medium.

	$n = 1, \text{NA} = 1$	$n = 1, \text{NA} = 0.95$	$n = 1.52, \text{NA} = 1.4$
I_A 的 FWHM	$0.371\lambda_n$	$0.389\lambda_n$	$0.403\lambda_n$
I_R 的 FWHM	$0.359\lambda_n$	$0.391\lambda_n$	$0.412\lambda_n$

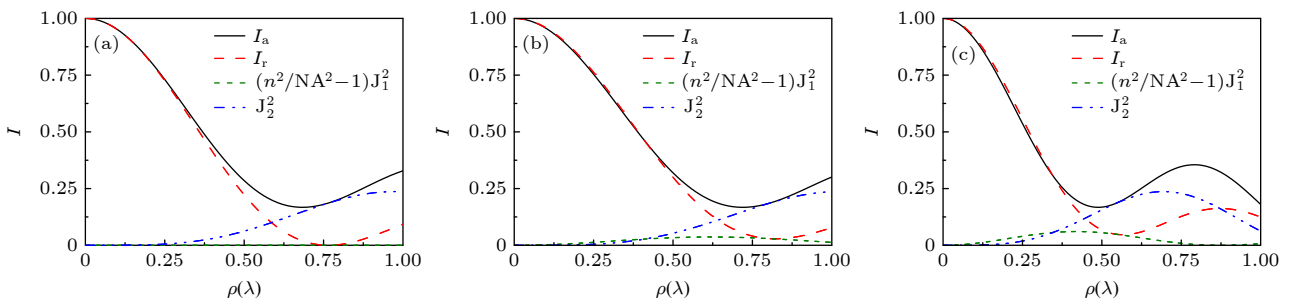


图 4 不同情况下, I_A 和 I_R 的计算结果 (图中同时给出了各自的第 2 项计算结果以便于比较) (a) $n = 1$, $\text{NA} = 1$; (b) $n = 1$, $\text{NA} = 0.95$; (c) $n = 1.52$, $\text{NA} = 1.4$

Fig. 4. Calculation results of I_A and I_R under different conditions: (a) $n = 1$, $\text{NA} = 1$; (b) $n = 1$, $\text{NA} = 0.95$; (c) $n = 1.52$, $\text{NA} = 1.4$. The second terms of I_A and I_R are also shown here for the convenience of comparing.

和 $n = 1.52$, $\text{NA} = 1.4$ 时, 由 (30) 式和 (31) 式计算获得的焦斑的 FWHM. 图 4 给出了这 3 种情况下的光强分布, 为了便于比较分析, 图中同时给出了各自的第 2 项计算结果. 其中 $n = 1$, $\text{NA} = 1$ 为理想情况, 实际无法实现. 在此情况下, I_R 的第 2 项, 即径向分量消失, 获得理想结果 $0.359\lambda_n$. 而在另两种情况下, I_R 的第 2 项无法消除, 由于 1 阶贝塞尔函数的分布相比 2 阶函数, 即 I_A 的第 2 项更靠近光轴, 如图 4 所示, 因此对中心焦斑的尺寸产生了更不利的影响, 使得 I_R 的焦斑尺寸略大于 I_A . 但另一方面, I_A 的第 2 项系数恒为 1, 远大于这两种情况下 I_R 的第 2 项系数, 因此与 I_R 相比, I_A 的旁瓣峰值更高.

3 超分辨超长光针的获得

如 (27) 式所示的理想 PVB 实际无法产生, 考虑更现实的情况, 目前使用锥透镜相位法可实验产生如下式所示的近似 PVB [25]:

$$u(r, \phi) = \exp\left[-(r - R)^2/T^2\right] \exp(i\phi), \quad (32)$$

其中 R 为光环半径, T 为光环宽度, 其接近理想 PVB 的程度可以使用光环半径和环宽度的比值 R/T 来衡量, 其值越大, 越接近理想 PVB. 如果不考虑实际器件的损耗, 此方法的理论衍射效率为 100%, 这样可以有效地避免使用窄带环形光阑截断所引起的高能量损失.

图 5 给出了 $n = 1$, $NA = 0.95$ 时, 径向偏振光和 1 阶角向矢量涡旋光的焦斑 FWHM 随 R/T 的变化曲线. 由于计算固定了 NA , 因此相当于固定了光环半径 R , 环宽 T 随着 R/T 的增大而减小. 与预期一致, 两种光束的焦斑尺寸都随着环宽的减小而减小, 且变化趋势变缓, 逐渐向各自表 1 中的极限值逼近. 而 1 阶角向矢量涡旋光的焦斑尺寸始终小于径向偏振光, 之间的差值也随着环宽的减小而减小. 因此当初始面光环宽度较宽时, 选择使用 1 阶角向矢量涡旋光会获得更小的焦斑.

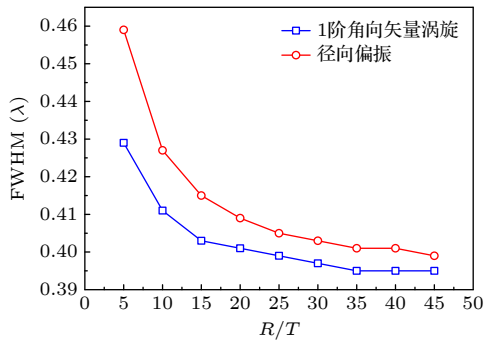


图 5 $n = 1$, $NA = 0.95$ 时, 径向偏振光和 1 阶角向矢量涡旋光的焦斑 FWHM 随 R/T 的变化曲线

Fig. 5. Focus FWHM of different beams as a function of R/T with $n = 1$, $NA = 0.95$.

从图 5 可以看到, $R/T \geq 30$ 以后, 焦斑尺寸的减小趋势变得十分平缓, 另一方面, PVB 的实验产生难度则随着 R/T 的增大急剧增大. 因此将初始面 PVB 的 R/T 值设为 25, 当 $R = 2 \text{ mm}$ 时, $T = 80 \text{ }\mu\text{m}$, 此参数的 PVB 可以很方便地使用主流的商业空间光调制器实验产生. 采用的衍射光学元件 (diffractive optical element, DOE) 为环形二元相位板, 其结构如图 6 所示, 这里设计为 6 环结构, 兼顾考虑了光针性能和实际实验难度. 初始面入射光束经波前相位调制后, 振幅可表示为 $u(\theta)T(\theta)$, 其中 $T(\theta)$ 为相位板的透过率函数:

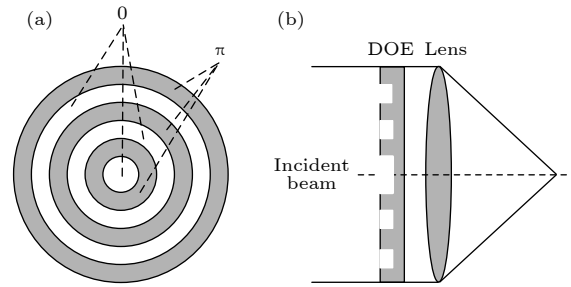


图 6 (a) 六环带相位板示意图; (b) 聚焦过程示意图

Fig. 6. (a) Phase structure of a six-belt binary element; (b) the focusing setup.

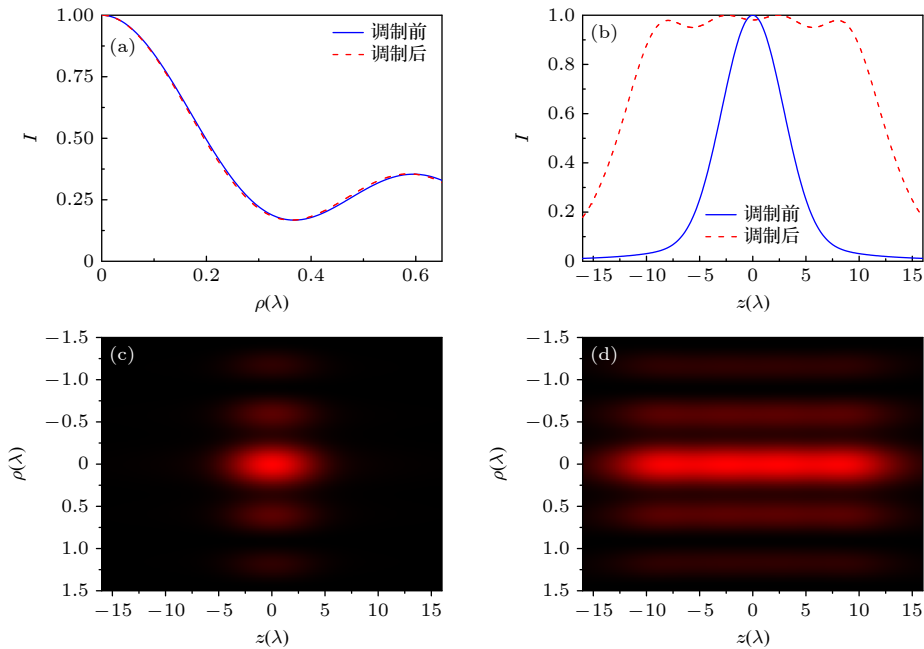


图 7 $n = 1$, $NA = 0.95$, $R/T = 25$ 时, (a) 相位调制前后的焦平面光强分布; (b) 相位调制前后的光轴光强分布; (c) 调制前焦点区域 ρ - z 面的二维光强分布; (d) 调制后焦点区域 ρ - z 面的二维光强分布

Fig. 7. Under the condition of $n = 1$, $NA = 0.95$, $R/T = 25$, (a) the intensity distributions at the focal plane with and without phase modulation, (b) the intensity distributions at the optic axis with and without phase modulation, (c) the two-dimensional (2D) intensity distribution in the ρ - z plane without phase modulation, and (d) the 2D intensity distribution in the ρ - z plane with phase modulation.

$$T(\theta) = \begin{cases} 1, & 0 < \theta < \theta_1, \theta_2 < \theta < \theta_3, \theta_4 < \theta < \theta_5, \\ -1, & \theta_1 < \theta < \theta_2, \theta_3 < \theta < \theta_4, \theta_5 < \theta < \alpha. \end{cases} \quad (33)$$

为了获得更高的横向分辨率, 这里选择使用 1 阶角向矢量涡旋光来实现超分辨光针, 其环带设计参数为 $\theta_1 = 62.39^\circ$, $\theta_2 = 63.90^\circ$, $\theta_3 = 65.05^\circ$, $\theta_4 = 66.42^\circ$, $\theta_5 = 68.14^\circ$.

图 7 给出了 $n = 1$, $NA = 0.95$, $R/T = 25$ 时, 1 阶角向矢量涡旋光经波前相位调制后的焦平面光强分布、沿光轴光强分布以及 $\rho - z$ 面的二维光强分布, 图 7 同时给出了未调制的结果以便于比较. 由图 7 可知, 波前相位调制对光针的横向尺寸影响较小, 调制后横向 FWHM 从原先的 0.397λ 略微提升为 0.391λ , 这是由于入射光源已使用了超窄带光环分布, 其焦斑尺寸已十分接近表 1 中的 0.389λ 的极限值, 因此提升空间很小. 另一方面, 光针的纵向长度调制后则得到大幅提升, 纵向 FWHM 从原先的 7λ 增大到 25.5λ , 且光针质量高, 具有很好的均匀性, 在约 19λ 的长度内光强值的变化范围在 5% 之内.

4 结 论

本文系统研究了角向偏振涡旋光束的紧聚焦电场特性, 详细分析了 OAM 引起 SAM 局域化的原因. 同时横向对比了径向偏振光和 1 阶角向矢量涡旋光的焦斑特点, 分析研究了各自的优、缺点以及形成原因, 探讨了各因素对焦斑尺寸的影响. 最后基于 1 阶角向矢量涡旋光设计了环形二元相位板, 仅使用 6 环带结构, 实现了横向 FWHM 为 0.391λ , 纵向 FWHM 为 25.5λ 的超长光针, 兼顾了光针性能和实际实验难度. 本文研究结果进一步揭示了矢量光束中偏振态和相位的相互影响关系, 加深了研究者对轨道-自旋角动量相互作用行为的理

解, 为矢量光束在大焦深超分辨成像、光镊以及光学精密加工等领域的应用提供了理论指导.

参考文献

- [1] Li Y C, Xin H B, Lei H X, Liu L L, Li Y Z, Zhang Y, Li B J 2016 *Light Sci. Appl.* **5** e16176
- [2] Gong Z, Pan Y L, Videen G, Wang C 2018 *J. Quant. Spectrosc. Ra.* **214** 94
- [3] Wetzstein G, Ozcan A, Gigan S, Fan S, Englund D, Soljačić M, Denz C, Miller D A B, Psaltis D 2020 *Nature* **588** 39
- [4] Xu L X, Zhu R Q, Zhu Z Q, Gong L P, Gu B 2022 *Acta Phys. Sin.* **71** 147801 (in Chinese) [许琳茜, 朱榕琪, 朱竹青, 贡丽萍, 顾兵 2022 物理学报 **71** 147801]
- [5] Zhang L, Qiu X D, Zeng L W, Chen L X 2019 *Chin. Phys. B* **28** 094202
- [6] Zhao J, Winetraub Y, Du L, Van Vleck A, Ichimura K, Huang C, Aasi S Z, Sarin K Y, de la Zerda A 2022 *Optica* **9** 859
- [7] Cao R, Zhao J J, Li L, Du L, Zhang Y D, Luo Y L, Jiang L M, Davis S, Zhou Q F, de la Zerda A, Wang L V 2022 *Nat. Photon.* **17** 89
- [8] Wang H, Shi L, Lukyanchuk B, Sheppard C, Chong C T 2008 *Nat. Photon.* **2** 501
- [9] Huang K, Shi P, Kang X L, Zhang X, Li Y P 2010 *Opt. Lett.* **35** 965
- [10] Guo H M, Weng X Y, Jiang M, Zhao Y H, Sui G R, Hu Q, Wang Y, Zhuang S L 2013 *Opt. Express* **21** 5363
- [11] Zhang T, Li M, Ye H, Shi C 2020 *Opt. Commun.* **460** 125178
- [12] He J, Zhuang J C, Ding L, Huang K 2021 *Appl. Opt.* **60** 3081
- [13] Hao X, Kuang C F, Wang T T, Liu X 2010 *Opt. Lett.* **35** 3928
- [14] Yuan G H, Wei S B, Yuan X C 2011 *Opt. Lett.* **36** 3479
- [15] Wang S C, Li X P, Zhou J Y, Gu M 2014 *Opt. Lett.* **39** 5022
- [16] Liu L, Shi L, Li F, Yu S, Wang S, Du J, Liu M, Qi B, Yan W 2021 *IEEE Photon. J.* **13** 1
- [17] Gao X Z, Zhao P C, Zhao J H, Sun X F, Liu J J, Yang F, Pan Y 2022 *Opt. Express* **30** 26275
- [18] Zhan Q 2009 *Adv. Opt. Photon.* **1** 1
- [19] Kozawa Y, Sato S 2021 *Prog. Opt.* **66** 35
- [20] Sato S, Kozawa Y 2009 *J. Opt. Soc. Am. A Opt. Image Sci. Vis.* **26** 142
- [21] Li M M, Cai Y N, Yan S H, Liang Y S, Zhang P, Yao B L 2018 *Phys. Rev. A* **97** 053842
- [22] Monteiro P B, Neto P A M, Nussenzveig H M 2009 *Phys. Rev. A* **79** 033830
- [23] Ostrovsky A S, Rickenstorff-Parrao C, Arrizón V 2013 *Opt. Lett.* **38** 534
- [24] Grosjean T, Courjon D 2007 *Opt. Commun.* **272** 314
- [25] Vaity P, Rusch L 2015 *Opt. Lett.* **40** 597

The study of tight focusing characteristics of azimuthally polarized vortex beams and the implementation of ultra-long super-resolved optical needle*

Jiang Chi Geng Tao[†]

(Shanghai Key Lab of Modern Optical System, University of Shanghai for Science and Technology, Shanghai 200093, China)

(Received 1 March 2023; revised manuscript received 3 April 2023)

Abstract

The tight focusing characteristics of azimuthally polarized vortex beams are systematically investigated in this work. The azimuthally polarized vortex beam can be decomposed into left-handed circularly polarized (LHCP) wave and right-handed circularly polarized (RHCP) wave. It is found that the longitudinal component of LHCP and RHCP at the focal plane are equal in magnitude but opposite in phase. Thus, the total longitudinal field disappears because of the completely destructive interference. In contrast, there is almost no interference between the transverse component of LHCP and RHCP. Thus, the total transverse field is the incoherent superposition of them. Since the absolute value of the topological charge of LHCP component and RHCP component are not equal, the transverse component of LHCP and RHCP will be concentrated in the different areas on the focal plane. It is the reason for the orbit-induced SAM to be localized on the focal plane. Then, we compare the focal spot characteristics of the radially polarized beam and the azimuthally polarized beam with a first-order vortex. The advantages and disadvantages of them are discussed in detail, respectively.

For the radially polarized beam, the central focal spot is mainly longitudinal component, and the sidelobe is mainly transverse component. For the azimuthally polarized vortex beam with $l = 1$, the central focal spot is mainly LHCP component, and the sidelobe is mainly RHCP component. In both cases, the field distributions of the central spots are the same, and both show a distribution similar to the zero-order Bessel function. The situation of the sidelobe is different. The sidelobe of the radially polarized beam shows a distribution similar to the first-order Bessel function and the sidelobe of the azimuthally polarized vortex beam indicates a distribution similar to the second-order Bessel function. Therefore, the sidelobe of the radially polarized beam is closer to that of the optical axis, resulting in a larger central focal spot size. On the other hand, the sidelobe of the radially polarized beam accounts for a much smaller proportion of the total energy than that of the azimuthally polarized vortex beam. So the sidelobe peak intensity of the radially polarized beam is lower. Finally, an optimal binary phase element is designed to obtain an ultra-long super-resolution optical needle. The transverse full width of half maximum (FWHM) can achieve 0.391λ and the longitudinal FWHM can reach to 25.5λ by using only 6 belts.

Keywords: vector beam, vortex beam, super-resolution needle

PACS: 42.25.Fx, 42.25.Ja

DOI: 10.7498/aps.72.20230304

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 61975125) and the Natural Science Foundation of Shanghai, China (Grant No. 21ZR1443800).

[†] Corresponding author. E-mail: Tao_Geng@hotmail.com

角向偏振涡旋光的紧聚焦特性研究以及超长超分辨光针的实现

蒋驰 耿滔

The study of tight focusing characteristics of azimuthally polarized vortex beams and the implementation of ultra-long super-resolved optical needle

Jiang Chi Geng Tao

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 72, 124201 (2023) DOI: 10.7498/aps.72.20230304

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230304>

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

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

基于涡旋光束的超快速角向集束匀滑方案

Ultrafast azimuthal beam smoothing scheme based on vortex beam

物理学报. 2019, 68(2): 024207 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20181361>

贝塞尔-高斯涡旋光束相干合成研究

Generation of Bessel-Gaussian vortex beam by combining technology

物理学报. 2018, 67(13): 134203 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180325>

涡旋光束在双拉盖尔-高斯旋转腔中的非互易传输

Nonreciprocal transmission of vortex beam in double Laguerre-Gaussian rotational cavity system

物理学报. 2022, 71(15): 150701 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220191>

相干合成涡旋光束的螺旋谱分析及应用研究

Spiral spectrum analysis and application of coherent synthetic vortex beams

物理学报. 2019, 68(21): 214206 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190880>

基于电光晶体平板部分相位调制动态产生涡旋光束

Dynamic generation of vortex beam based on partial phase modulation of electro-optical crystal plate

物理学报. 2022, 71(20): 207801 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220835>

平板式螺旋相位板的设计与应用

Design and application of flat spiral phase plate

物理学报. 2019, 68(5): 054102 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20181677>