

π 相位板产生矢量光束的高数值孔径聚焦特性研究

陈国钧^{1,2} 周巧巧³ 纪宪明^{2,3} 印建平^{2*}

¹ 南通农业职业技术学院, 江苏 南通 226007
² 华东师范大学精密光谱科学与技术国家重点实验室, 上海 200062
³ 南通大学理学院, 江苏 南通 226007

摘要 借助马赫-曾德尔干涉仪光路,用简单的 π 相位板把线偏振光转换为径向和角向矢量空心光束,应用 Richards-Wolf 经典矢量衍射模型,计算了高数值孔径透镜聚焦条件下光波电磁场的分布,结果表明:用 10^{-3} W 量级的激光功率照明,产生轴对称矢量空心光束的最大光强达到 10^{11} W·m⁻² 量级,最大光强梯度达到 10^{17} W·m⁻³ 量级,暗斑半径仅有 0.24λ ,同时出现了很强的纵向电场和磁场分布;调节干涉仪光路的光程差可调节局域光子轨道角动量密度的分布,这种光束在原子光学中有很好的应用前景。

关键词 相干光学;矢量空心光束;原子光学; π 相位板;坡印廷矢量

中图分类号 O431.1 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/AOS201434.1226001

Study on High-Numerical-Aperture-Focused Characteristics of Vector Beam Produced by π Phase Plate

Chen Guojun^{1,2} Zhou Qiaoqiao³ Ji Xianming^{2,3} Yin Jianping²

¹ Nantong Agricultural College, Nantong, Jiangsu 226007, China
² State Key Laboratory of Precision Spectroscopy, East China Normal University, Shanghai 200062, China
³ Science College, Nantong University, Nantong, Jiangsu 226007, China

Abstract Linear polarized light is converted to radial and angular vector hollow beams by using Mach-Zehnder interferometer light path with π phase plate. The distribution of the electromagnetic field focused with high numerical aperture is calculated by employing the Richards-Wolf classical vector diffraction model. The results show that the maximum intensity and intensity gradient of the axisymmetric vector hollow beam can respectively reach the magnitude of 10^{11} W·m⁻² and 10^{17} W·m⁻³ under the illumination of laser with the power of 10^{-3} W magnitude, and the radius of the dark spot is only 0.24λ . Meanwhile, strong distributions of the longitudinal electric and magnetic fields are produced. The density distribution of the local photon orbital angular momentum can be adjusted by regulating the optical path difference of the interferometer. Therefore, this beam has good application prospect in atomic optics.

Key words coherence optics; vector hollow beam; atomic optics; π phase plate; Poynting vector

OCIS codes 260.2110; 140.3295; 260.5430

1 引 言

众所周知,光波作为横电磁波,其电矢量和磁矢量始终与其传播方向垂直,常用电矢量表征电磁波的偏振特征,根据偏振状态的均匀性可以将光波分

为均匀偏振光和非均匀偏振光^[1]。均匀偏振指空间各点光矢量的偏振状态相同,包括通常所说的线偏振光、圆偏振光、椭圆偏振光;非均匀偏振光的偏振状态在空间按特定规律分布,称为矢量光束,具有轴

收稿日期: 2014-07-15; **收到修改稿日期**: 2014-09-09

基金项目: 国家自然科学基金(11034002,11274114)、科技部量子调控重大研究计划(2011CB921602)、华东师范大学精密光谱科学与技术国家重点实验室开放基金

作者简介: 陈国钧(1962—),男,副教授,主要从事光学、原子光学方面的研究。E-mail: cgj5866530@sina.com

* **通信联系人**。E-mail: jpyin@phy.ecnu.edu.cn

对称的径向和角向偏振光是典型的矢量光束。由于这类偏振光具有完美的轴对称性,与线偏振光和圆偏振光相比有着许多显著不同的特点,如光强分布具有中空环形结构,在远场能够形成远距离近似无衍射中空光束,用于导引冷原子、冷分子等微观粒子具有较高的效率;在高数值孔径透镜聚焦下具有很强的纵向电场或磁场分量,能形成极小的聚焦光斑,在提高显微镜的分辨率、提高存储密度、囚禁微观粒子、金属加工等方面得到了广泛的应用^[2-10],具有许多不可替代的优势。目前在国内外已经受到了广泛关注,许多学者提出了多种产生径向和角向偏振光的新方法^[10-24]。2005年,Passilly等^[25]提出了用 π 相位板将线偏振光转换为矢量光束的方案,将高斯光束转变为正交偏振的 TEM_{01} 模和 TEM_{10} 模,两模式相干叠加,得到矢量空心光束,但所得到的光束其光矢量和光强度的分布与理想的轴对称分布还有较大差距,最近,本课题组提出了利用 π 相位板产生可调椭圆空心矢量光束的方案^[26],调节相位板尺

寸,能够得到不同离心率的椭圆形空心矢量光束,利用菲涅耳衍射理论,讨论了长焦距透镜聚焦时远场衍射的光强分布,在焦平面前后得到近似无衍射中空光束。当椭圆退化为圆时,则得到具有完美轴对称性的径向和角向矢量空心光束。本文利用Richards-Wolf经典矢量衍射模型,进一步讨论在高数值孔径透镜聚焦条件下, π 相位板产生的轴对称矢量空心光束的有关物理特性,包括电磁场分布和坡印廷矢量分布以及光子轨道角动量密度的分布。

2 理论模型

设入射光波是单色相干光,电矢量的振幅为

$$\mathbf{E}^{(0)} = E_x^{(0)} \mathbf{e}_x + E_y^{(0)} \mathbf{e}_y, \quad (1)$$

式中 \mathbf{e}_x 和 \mathbf{e}_y 分别是 x 和 y 方向的单位矢量。相位板的振幅透射率函数为 $T(x_0, y_0)$, $\mathbf{E}^{(0)}$ 通过相位板调制后再由高数值孔径透镜聚焦,利用Richards-Wolf的经典矢量衍射模型^[27],可以得到焦点附近衍射电矢量 \mathbf{E} 的计算公式为

$$\mathbf{E}(x, y, z) = \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{bmatrix} = \frac{1}{i\lambda f} \iint_{\Sigma} T(x_0, y_0) \sqrt{\cos \alpha} \exp \left[-ik \left(z \cos \alpha + \frac{xx_0 + yy_0}{f} \right) \right] \times \begin{bmatrix} \frac{1}{\rho^2} [-E_x^{(0)}(x_0^2 \cos \alpha + y_0^2) + E_y^{(0)}(1 - \cos \alpha)x_0 y_0] \\ \frac{1}{\rho^2} [E_x^{(0)}(1 - \cos \alpha)x_0 y_0 - E_y^{(0)}(y_0^2 \cos \alpha + x_0^2)] \\ E_x^{(0)} \frac{x_0}{f} + E_y^{(0)} \frac{y_0}{f} \end{bmatrix} dx_0 dy_0, \quad (2)$$

式中 f 为聚焦透镜焦距, Σ 为相位平面区域, z 是输出平面到透镜焦点的距离, k 为波数,与波长 λ 的关系为 $k = \frac{2\pi}{\lambda}$, $\cos \alpha = \sqrt{1 - \frac{x_0^2 + y_0^2}{f^2}}$, $\rho = \sqrt{x_0^2 + y_0^2}$ 。假设光学系统在真空中,不考虑介质的影响, ϵ_0 和 μ_0 分别为真空中的介电常数和磁导率。根据麦克斯韦电磁波理论,入射光波磁矢量的振幅为

$$\mathbf{H}^{(0)} = \sqrt{\epsilon_0/\mu_0} [-E_y^{(0)} \mathbf{e}_x + E_x^{(0)} \mathbf{e}_y]. \quad (3)$$

磁场衍射与电场衍射有相同的规律,因此,衍射磁场的计算公式为

$$\mathbf{H}(x, y, z) = \begin{bmatrix} H_x \\ H_y \\ H_z \end{bmatrix} = \frac{\sqrt{\epsilon_0/\mu_0}}{i\lambda f} \iint_{\Sigma} T(x_0, y_0) \sqrt{\cos \alpha} \exp \left[-ik \left(z \cos \alpha + \frac{xx_0 + yy_0}{f} \right) \right] \times \begin{bmatrix} \frac{1}{\rho^2} [E_x^{(0)}(1 - \cos \alpha)x_0 y_0 + E_y^{(0)}(x_0^2 \cos \alpha + y_0^2)] \\ -\frac{1}{\rho^2} [E_x^{(0)}(y_0^2 \cos \alpha + x_0^2) + E_y^{(0)}(1 - \cos \alpha)x_0 y_0] \\ E_x^{(0)} \frac{y_0}{f} - E_y^{(0)} \frac{x_0}{f} \end{bmatrix} dx_0 dy_0. \quad (4)$$

由(2)、(4)式可以看出,在高数值孔径透镜强聚焦情况下,光波的衍射与近轴条件下的菲涅耳衍射有明显的不同:

1) 衍射光的电矢量和磁矢量不一定与入射光平行,在(2)式中,即使输入光波的电矢量只有 $E_x^{(0)}$ 分量 [$E_y^{(0)} = 0$], 衍射光不仅有 E_y 分布,而且还有 E_z 分布,对于磁矢量也有同样的规律。只有在数值孔径很小,即在输入窗口内 x_0, y_0 均远小于 f 且 $\cos \alpha \approx 1$ 时,才有衍射光的电、磁矢量分别与入射光矢量平行,从而可以应用标量衍射理论进行有关计算。

2) 考虑光波的能量传播时,用坡印廷矢量 \mathbf{S} 表示光波在单位时间内通过垂直于传播方向单位面积的能量,其时间平均值为

$$\langle \mathbf{S} \rangle = \frac{1}{2} \text{Re}(\mathbf{E} \times \mathbf{H}^*), \quad (5)$$

式中 Re 表示取实部, $*$ 表示复共轭。在近轴条件下,应用标量衍射理论计算时, \mathbf{S} 只有沿光轴方向(光传播方向)的 z 分量,时间平均值为

$$\langle S_z \rangle = \frac{1}{2} \text{Re}(E_x H_y^* - E_y H_x^*). \quad (6)$$

在强聚焦情况下,由于衍射光波的电场和磁场有 z 分量存在, \mathbf{S} 可能有垂直于 z 轴的横向分量,在柱坐标系中用 S_r 和 S_φ 表示

$$\begin{cases} \langle S_r \rangle = \frac{1}{2} \text{Re}(E_\varphi H_z^* - H_\varphi^* E_z) \\ \langle S_\varphi \rangle = \frac{1}{2} \text{Re}(H_r^* E_z - E_r H_z^*) \end{cases}, \quad (7)$$

式中 $E_\varphi = \cos \varphi E_y - \sin \varphi E_x, E_r = \sin \varphi E_y + \cos \varphi E_x, H_\varphi^* = \cos \varphi H_y^* - \sin \varphi H_x^*, H_r^* = \sin \varphi H_y^* + \cos \varphi H_x^*$ 。

3) 电磁波具有动量和轨道角动量,其动量密度和轨道角动量密度分别为 $\mathbf{P} = \epsilon_0 \mathbf{E} \times \mathbf{B} = \frac{1}{c^2} \mathbf{S}, \mathbf{J} = \mathbf{r} \times$

$\mathbf{P} = \frac{\mathbf{r} \times \mathbf{S}}{c^2}$, 其中, \mathbf{B} 为磁感应强度, c 为光速, \mathbf{r} 为输出

平面上的位置矢量。对于强聚焦光场,由于坡印廷矢量 \mathbf{S} 存在分量 S_φ , 从而有 z 方向的光子轨道角动量密度,其时间平均值为

$$\langle J_z \rangle = \frac{1}{c^2} r \langle S_\varphi \rangle. \quad (8)$$

光子轨道角动量的存在对于原子或分子发动机的研

究具有十分重要的意义。

3 高数值孔径聚焦情况下 π 相位板产生矢量光束的数值模拟计算

文献[26]的研究结果表明,在马赫-曾德尔干涉仪两支路中插入 π 相位板,调节相位板的几何尺寸 a, b, c, d , 能够得到“桶壁”上光强分布均匀、以光轴为中心的圆或椭圆形空心矢量光束。在 $a=c, b=d$ 的条件下,选择 b/a 的值,可得到径向和角向矢量空心光束,本文利用 Richards-Wolf 经典矢量衍射模型,数值模拟计算在高数值孔径聚焦情况下利用 π 相位板获得矢量光束的电磁场分布,为了计算方便,讨论线偏振平面光波照明的情况。

同文献[26]一样,取入射线偏振平面光波的振幅为 $\mathbf{E}^{(0)}$, 经过偏振分束器分为振动方向互相垂直的两部分: $\mathbf{E}_1^{(0)} = E_{1x}^{(0)} \mathbf{e}_x, \mathbf{E}_2^{(0)} = E_{2y}^{(0)} \mathbf{e}_y, E_{1x}^{(0)} = E_{2y}^{(0)} = \frac{1}{\sqrt{2}} E^{(0)}$, 分别照射在两块相位板上,相位板的方位与电场 $\mathbf{E}_1^{(0)}, \mathbf{E}_2^{(0)}$ 的方向关系如图 1 所示,其中,图 1(a) 可用来产生径向矢量光束,图 1(b) 可用来产生角向矢量光束。

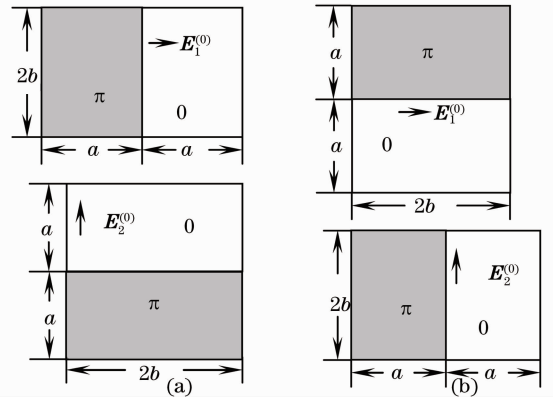


图 1 相位板的相位分布示意图。(a) 产生径向矢量光束的相位板; (b) 产生角向矢量光束的相位板

Fig. 1 Schematic diagram of phase distribution for the phase plate. (a) Phase plate generating radial vector hollow beam; (b) phase plate generating angular vector hollow beam

3.1 π 相位板产生径向矢量光束

在图 1(a) 中,入射光电矢量与相位板上的相位分界线垂直,两块相位板振幅透射函数分别记为

$$\begin{cases} T_{\perp 1}(x_0, y_0) = \text{rect}\left(\frac{x - a/2}{a}, \frac{y}{2b}\right) - \text{rect}\left(\frac{x + a/2}{a}, \frac{y}{2b}\right) \\ T_{\perp 2}(x_0, y_0) = \text{rect}\left(\frac{x}{2b}, \frac{y - a/2}{a}\right) - \text{rect}\left(\frac{x}{2b}, \frac{y + a/2}{a}\right) \end{cases}. \quad (9)$$

把(9)式和相应的电矢量代入(2)、(4)式进行数值计算,结果表明:利用高数值孔径透镜聚焦时,取 $b/a = \gamma$,调节比值 γ 的大小,同样能够使得 $\langle S_z \rangle$ 在圆周上分布均匀,形如空心“油饼圈”。 γ 值的大小与菲涅耳衍射情况有微小差别,随着 a/f 的增大, γ 略有减小。通过数值计算和曲线拟合,得到 γ 与 a/f 的近似关系为

$$\gamma = 0.715 - 0.063 \exp(-1.864f/a). \quad (10)$$

取 $a=20$ mm、 $f=25$ mm,由(10)式计算得 $\gamma=0.709$ 、 $b=14.2$ mm,再取 $\lambda=0.5145$ μm 、 $E^{(0)}=250$ $\text{V} \cdot \text{m}^{-1}$ (光强为 83 $\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$,实际照明在相位板上的光功率为 24 mW),计算得到焦平面上 $\langle S_z \rangle$ 的分布如图2所示,图2(a)是焦平面上 $\langle S_z \rangle$ 的三维图,在焦平面中心区域, $\langle S_z \rangle$ 呈现轴对称分布, $\langle S_z \rangle$ 的最大值和取最大值的半径分别为: $\langle S_z \rangle_{\text{max}} = 98.2$ $\text{GW} \cdot \text{m}^{-2}$ 、 $r_{S_z \text{max}} = 0.263$ μm ,光束中心的暗斑半径 $r_{S_z \text{DSS}} = 0.13$ $\mu\text{m} \approx 0.24\lambda$ 。在 $r > 2r_{S_z \text{max}}$ 的外围区域, $\langle S_z \rangle$ 偏离轴对称分布,但强度已变得很小, $\langle S_z \rangle < \langle S_z \rangle_{\text{max}}/e^2$ 。图2(b)是

$\langle S_z \rangle$ 沿 x 轴正方向的变化曲线,沿其他径向方向 $\langle S_z \rangle$ 的变化与此也基本相同,通过数值计算和曲线拟合,得到 $\langle S_z \rangle$ 沿径向随 $r(r < 2r_{S_z \text{max}})$ 的变化关系为

$$\langle S_z \rangle = \frac{\langle S_z \rangle_{\text{max}}}{r_{S_z \text{max}}^2} r^2 \exp\left(1 - \frac{r^2}{r_{S_z \text{max}}^2}\right). \quad (11)$$

沿 z 轴偏离焦平面, $\langle S_z \rangle$ 快速减小, $\langle S_z \rangle$ 取最大值的半径增大,在 $z = \pm 1.18\lambda = \pm 0.639$ μm 的平面上, $\langle S_z \rangle$ 的最大值降为焦平面上的一半,相应的半径增大至 0.38 μm 。 $\langle S_z \rangle$ 沿径向和轴向的最大梯度分别为 $\left. \frac{\partial \langle S_z \rangle}{\partial r} \right|_{\text{max}} = 5.96 \times 10^{17}$ $\text{W} \cdot \text{m}^{-3}$ 、 $\left. \frac{\partial \langle S_z \rangle}{\partial z} \right|_{\text{max}} \approx 1.2 \times 10^{17}$ $\text{W} \cdot \text{m}^{-3}$ 。用这种光束聚焦冷原子或冷分子时,有很高的光学偶极势和很强的梯度力,同时有很高的分辨率。以聚焦 ^{138}Ba 原子为例,在失谐量高达 10^{13} Hz量级的超大失谐情况下,光学偶极势达到 115 mK,光与 ^{138}Ba 原子相互作用的梯度力高达原子重量的 4.2×10^6 倍。

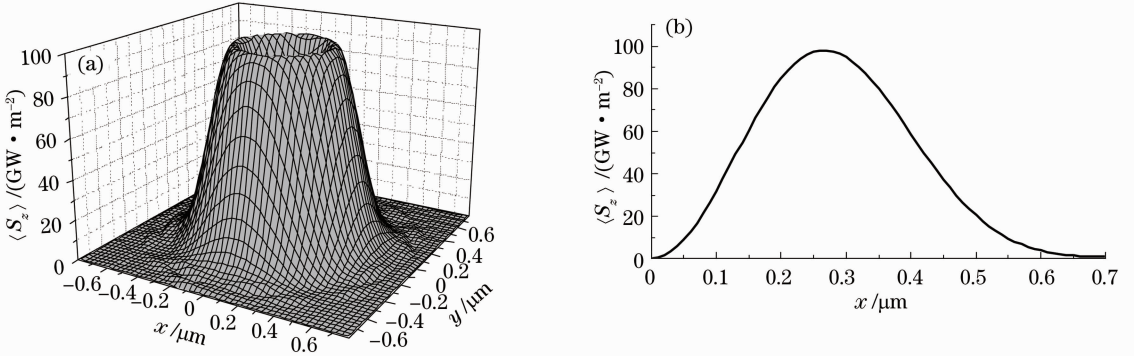


图2 焦平面上 $\langle S_z \rangle$ 的(a)三维分布和(b)径向分布

Fig. 2 (a) Three dimensional distribution and (b) radial distribution of $\langle S_z \rangle$ on the focal plane plane

通过数值模拟计算,得到 $\langle S_z \rangle_{\text{max}}$ 、 $r_{S_z \text{max}}$ 与相位板的宽度、透镜焦距 f 、光波波长 λ 之间的近似关系为

$$\langle S_z \rangle_{\text{max}} = 2.067 \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} |\mathbf{E}^{(0)}|^2 \left(\frac{ab}{\lambda f}\right)^2 \left[1 - 2.03 \exp\left(-\frac{1.362f}{a}\right)\right], \quad (12)$$

$$r_{S_z \text{max}} = 5.02 \times 10^{-2} \frac{f\lambda}{a\gamma^6}. \quad (13)$$

数值计算表明,马赫-曾德尔干涉仪两支路的光程差对 $\langle S_z \rangle$ 的分布基本上没有影响,但对 E_z 的分布有较大的影响。把光程差带来的相位差记为 δ , $\delta=0$ 时,取与图2中同样的 a 、 f 、 λ 、 $|\mathbf{E}^{(0)}|$ 计算得焦平面上 E_z 分布如图3(a)所示, E_z 呈较好的轴对称分布, E_z 与径向坐标 r 的关系类似于单缝衍射中的sinc函数,随 r 的增大 E_z 快速减小,图3(b)是 E_z 沿 x 轴正向的变化曲线, E_z 沿其他径向的变化基本相

同。在焦点上 E_z 取最大值, $E_{z \text{max}} = 1.034 \times 10^7$ $\text{V} \cdot \text{m}^{-1}$ 。通过数值模拟计算,得到了 $\delta=0$ 时 $E_{z \text{max}}$ 与 a 、 f 、 λ 、 $|\mathbf{E}^{(0)}|$ 等参数的近似关系式:

$$E_{z \text{max}} = 0.362 |\mathbf{E}^{(0)}| \frac{ab}{\lambda f} \left[1 + 8.943 \exp\left(-0.557569 \frac{f}{a}\right)\right]. \quad (14)$$

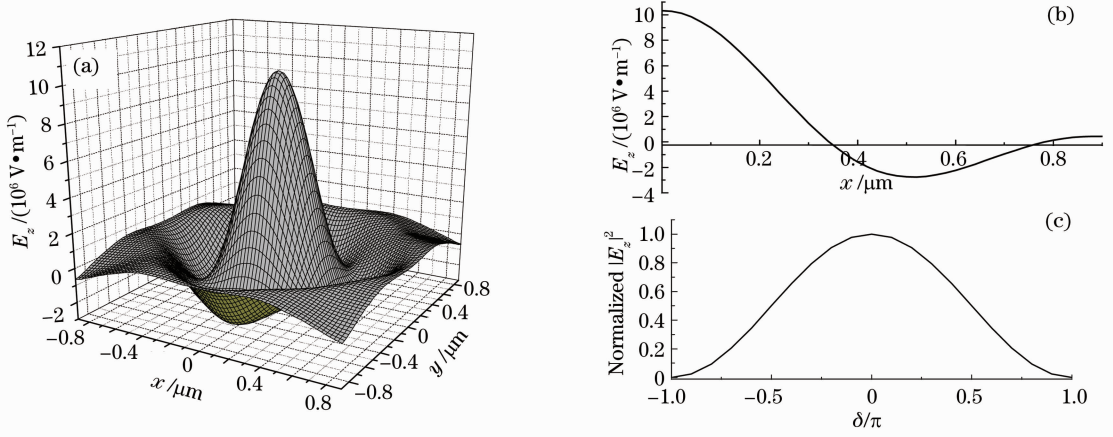


图3 (a)焦平面上 E_z 的三维图；(b) E_z 随 r 的变化；(c)焦点上 $|E_z|^2$ 随 δ 变化的归一化曲线

Fig. 3 (a) Three dimensional distribution of E_z on the focal plane; (b) E_z versus r ; (c) normalized curve of $|E_z|^2$ versus δ on the focal point

$\delta \neq 0$, 由于 E_z 是相位与 δ 有关的复数, 在焦点上, $|E_z|^2$ 随着 $|\delta|$ 的增加而减小, 图 3(c) 是焦点上 $|E_z|^2$ 随 δ 变化的归一化曲线, $\delta = \pm\pi$, 在焦点上 $|E_z|^2 = 0$, 虽然焦平面上出现了一些 $|E_z|^2$ 的峰值, 但 $|E_z|^2$ 的最大值远小于 $\delta = 0$ 时焦点上的最大值。 \mathbf{E} 的偏振态也与 δ 有关, 对于图 1(a) 所示的相位

板, $\delta = 0$ 和 $\delta = \pm\pi$ 时是非均匀的线偏振, 除此之外为非均匀的椭圆偏振。仍然取与图 2 中同样的 $a, f, \lambda, |\mathbf{E}^{(0)}|$, 图 4 是 $\delta = 0$ 和 $\delta = \pi$ 时焦平面上 \mathbf{E} 的横向分量 ($E_x \mathbf{e}_x + E_y \mathbf{e}_y$) 的分布, 图 4(a) 恰好是完美的轴对称性径向矢量分布。

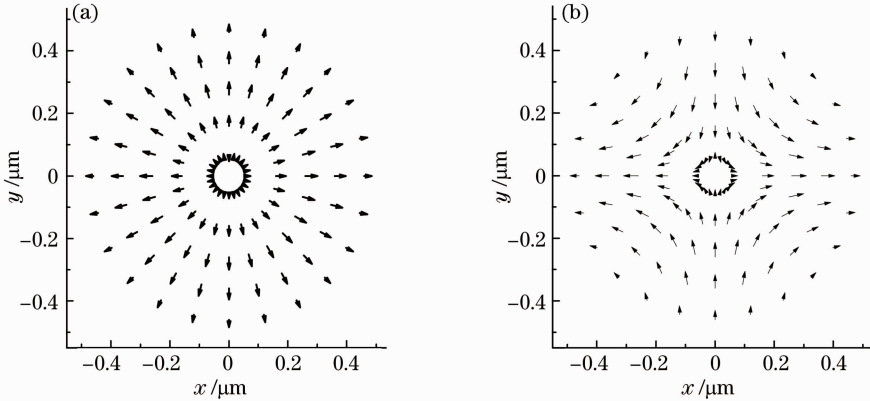


图4 用图 1(a) 相位板产生的电矢量在焦平面上的分布。(a) $\delta = 0$; (b) $\delta = \pi$

Fig. 4 Distribution of electric vector generated by phase plate of Fig. 1 (a). (a) $\delta = 0$; (b) $\delta = \pi$

应用图 1(a) 所示的相位板时, 无论 δ 取何值, 在焦点上, 都有 $H_z = 0$; $\delta = 0$ 时, 在整个焦平面上只有很微小 H_z 分布; 增大 $|\delta|$, 在焦平面上出现 H_z 的非轴对称分布, 但与下文的角向矢量光束相比较, H_z 仍然很小。

3.2 π 相位板产生角向矢量空心光束

图 1(b) 所示的两块相位板振幅透射函数分别为

$$\begin{cases} T_{//1}(x_0, y_0) = \text{rect}\left(\frac{x}{2b}, \frac{y+a/2}{a}\right) - \text{rect}\left(\frac{x}{2b}, \frac{y-a/2}{a}\right) \\ T_{//2}(x_0, y_0) = \text{rect}\left(\frac{x-a/2}{a}, \frac{y}{2b}\right) - \text{rect}\left(\frac{x+a/2}{a}, \frac{y}{2b}\right) \end{cases}. \quad (15)$$

入射光电矢量与相位板上的相位分界线平行,同样用(2)、(4)式计算,计算结果表明,取相同的 a 、 f 、 λ 、 $|\mathbf{E}^{(0)}|$ 值, $\langle S_z \rangle$ 的分布与 3.1 节中的计算结果相同,把 E_z 置换为 $\sqrt{\mu_0/\epsilon_0}H_z$ 、 H_z 置换为 $\sqrt{\epsilon_0/\mu_0}E_z$,即可得到 H_z 和 E_z 的分布。 $\delta=0$ 时, H_z 的分布与图 3 中的 E_z 分布相似,只是在数值上减小 $\sqrt{\epsilon_0/\mu_0}$ 倍。在焦点上, H_z 的最大值 $H_{z\max} = 2.745 \times 10^4 \text{ A} \cdot \text{m}^{-1}$, H_z^2 的

半峰全宽强度半径 $r_{H_z\text{FWHM}} = 0.153 \mu\text{m} = 0.28\lambda$, 这种强磁场分布在磁性粒子的光学囚禁方面有很好的应用价值。在焦平面上电场的纵向分量 E_z 很小, 横向分量的分布如图 5 所示, $\delta=0$ 时, \mathbf{E} 的分布是完美的轴对称角向矢量, 如图 5(a) 所示, 图 5(b) 是 $\delta=\pi$ 时 \mathbf{E} 的分布。

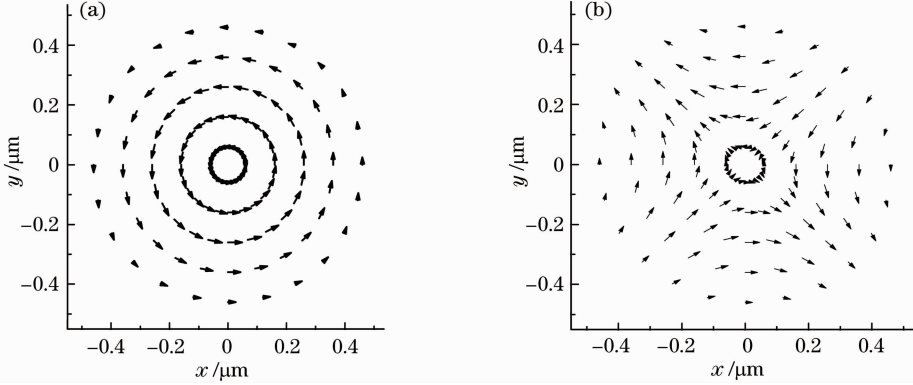


图 5 用图 1(b) 相位板产生的电矢量在焦平面上分布。(a) $\delta=0$; (b) $\delta=\pi$

Fig. 5 Distribution of electric vector generated by phase plate of Fig. 1(b). (a) $\delta=0$; (b) $\delta=\pi$

3.3 坡印廷矢量横向分量和光子轨道角动量的分布

对图 1 所示的两种相位板, 在焦平面上 $\langle S_r \rangle$ 和 $\langle S_\varphi \rangle$ 的分布都与相位差 δ 有关, 特别是 $\delta=0$ 时, 虽然在焦平面上有较强的纵向分量 E_z (或 H_z), 但 $\langle S_r \rangle$ 和 $\langle S_\varphi \rangle$ 都很小, 这是因为较强的 E_z (或 H_z) 只分布在焦点附近, 而在焦点附近横向分量 H_r 、 H_φ (或 E_r 、 E_φ) 很小; 在远离焦点的圆环上有较强的横向分量 H_r 、 H_φ (或 E_r 、 E_φ) 时, 纵向分量 E_z (或 H_z) 则很小, 由(7)式可以看出, $\langle S_r \rangle$ 和 $\langle S_\varphi \rangle$ 必然很小。随着 δ 的改变, 焦平面上出现了 $\langle S_r \rangle$ 和 $\langle S_\varphi \rangle$ 分

布, $\delta=\pi/2$ 时, 具有最强的分布, 但都不具有轴对称性。 $\langle S_r \rangle$ 主要分布在 x 轴和 y 轴附近, 在 $\varphi=\pm\pi/4$ 的直线上, $\langle S_r \rangle=0$; $\langle S_\varphi \rangle$ 则主要分布在直线 $\varphi=\pm\pi/4$ 附近, 在 x 和 y 轴上, $\langle S_\varphi \rangle=0$ 。对于图 1(b) 所示的相位板, 取 $\delta=\pi/2$, 其他参数仍与图 2 中相同, 焦平面上 $\langle S_r \rangle$ 和 $\langle S_\varphi \rangle$ 的分布如图 6 所示, 在 x 轴和 y 轴上 $\langle S_r \rangle$ 的数值相等符号相反, $x=\pm 0.192 \mu\text{m}$ 时, $\langle S_r \rangle_{\max}=42.2 \text{ GW} \cdot \text{m}^{-2} \approx 0.4 \langle S_z \rangle_{\max}$; 在 $\varphi=\pi/4$ 和 $\varphi=-\pi/4$ 的直线上, $\langle S_\varphi \rangle$ 数值相等符号相反, $r=0.402 \mu\text{m}$ 时, $|\langle S_\varphi \rangle|_{\max}=22.6 \text{ GW} \cdot \text{m}^{-2} \approx 0.23 \langle S_z \rangle_{\max}$ 。把图 6(a) 和 (b) 绕 z 轴旋转 90° , 即可

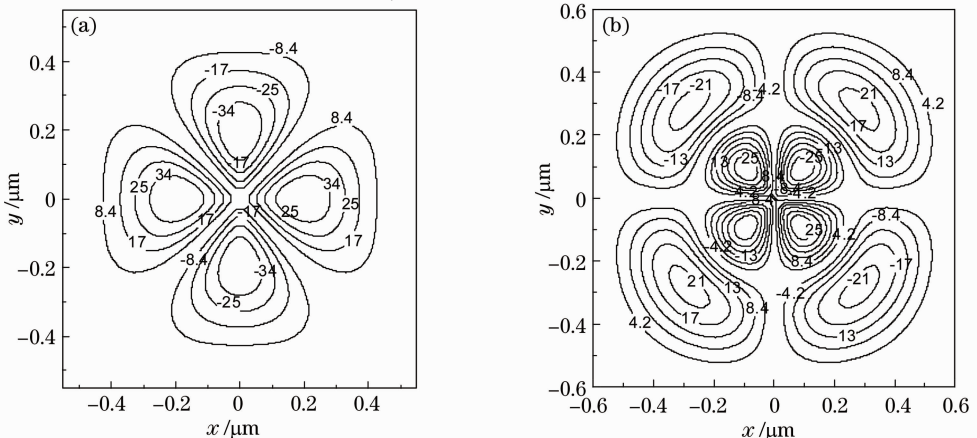


图 6 $\delta=\pi/2$ 时焦平面上 (a) $\langle S_r \rangle$ 和 (b) $\langle S_\varphi \rangle$ 的分布

Fig. 6 Contour of (a) $\langle S_r \rangle$ and (b) $\langle S_\varphi \rangle$ on the focal plan with $\delta=\pi/2$

分别得到图 1(a) 所示相位板产生的 $\langle S_r \rangle$ 和 $\langle S_\varphi \rangle$ 的分布。

计算还发现, 无论 δ 取何值, 在以 z 轴为中心的圆柱面上, $\langle S_r \rangle$ 和 $\langle S_\varphi \rangle$ 各自的代数和都为零, 这说明垂直于柱面沿径向流进或流出的总光能量和沿着柱面流动的总光能量都为零。同时也说明了 δ 的变化不影响 $\langle S_z \rangle$ 的分布, 宏观上光能量只沿着 z 方向传播。

由(8)式可知, z 方向的光子轨道角动量密度 $\langle J_z \rangle$ 的分布取决于 S_φ 的分布, S_φ 的分布与相位差 δ 有关, $\langle J_z \rangle$ 的分布也必然与 δ 有关。 $\delta = 0$ 时, 即产生

径向和角向矢量空心光束时, $\langle J_z \rangle = 0$; $\delta \neq 0$ 时, 有局域 $\langle J_z \rangle$ 分布。 $\delta = \pi/2$ 时, 对于图 1(b) 所示的相位板, 焦平面上 $\langle J_z \rangle$ 的分布如图 7(a, f, λ , $|\mathbf{E}^{(0)}|$ 等参数与图 3 相同), 在 $\varphi = \pm \pi/4$ 直线上, $r = 0.429 \mu\text{m}$ 处, $\langle J_z \rangle_{\text{max}} = 1.05 \times 10^{-13} \text{ N} \cdot \text{m} \cdot \text{s}$ 。图 7(b) 是 $\langle J_z \rangle_{\text{max}}$ 随 δ 变化的归一化曲线。结果表明: 调节马赫-曾德尔干涉仪的两支路的光程差, 可以调节 $\langle J_z \rangle$ 的大小和方向。

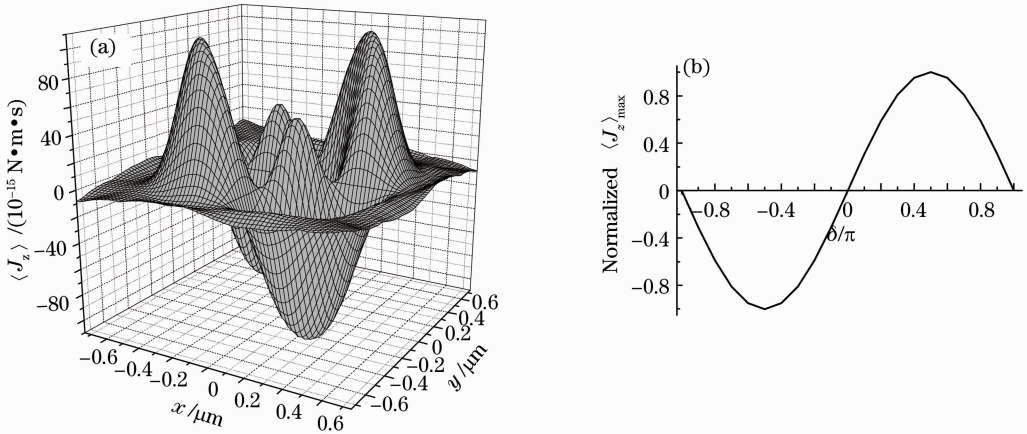


图 7 焦平面上 $\langle J_z \rangle$ 的分布。(a) $\delta = \pi/2$ 时 $\langle J_z \rangle$ 的三维图; (b) $\langle J_z \rangle_{\text{max}}$ 随 δ 变化的归一化曲线

Fig. 7 Distribution of $\langle J_z \rangle$ on the focal plane. (a) Three dimensional distribution of $\langle J_z \rangle$ with $\delta = \pi/2$; (b) normalized curve of $\langle J_z \rangle_{\text{max}}$ versus δ

4 结 论

借助马赫-曾德尔干涉仪光路, 在高数值孔径透镜的强聚焦作用下, 用简单的 π 相位板把线偏振光转换为矢量空心光束, 调节相位板的长与宽之比, 仍然能够获得具有完美轴对称性的径向和角向矢量空心光束, 同时出现了很强的纵向电场和磁场分布, 电磁场分布与理想的径向和角向矢量光束在强聚焦作用下的分布基本一致。根据电磁场的分布得到了坡印廷矢量 $\langle \mathbf{S} \rangle$ 的分布, $\langle \mathbf{S} \rangle$ 的纵向分量 $\langle S_z \rangle$ 具有很小的暗斑半径、很高的强度和强度梯度; $\langle \mathbf{S} \rangle$ 的横向分量 $\langle S_r \rangle$ 和 $\langle S_\varphi \rangle$ 与输入光波的相位差 δ 有关, 但无论 δ 取何值, 在以 z 轴为中心的圆柱面上, $\langle S_r \rangle$ 和 $\langle S_\varphi \rangle$ 各自的代数和为零, 从宏观上看, 光能量沿着 z 方向穿过焦平面。另外, 调节输入光的相位差(即改变干涉仪光路的光程差), 可实时调节局域光子轨道角动量密度 $\langle J_z \rangle$ 的分布。结果表明: 在高数值孔径透镜聚焦情况下, 用 π 相位板产生的矢量空心光束在原子光学研究中有很好的应用前景。

参 考 文 献

- 1 Zhao Weiqian, Tang Fang, Qiu Lirong, *et al.*. Research status and application on the focusing properties of cylindrical vector beams [J]. *Acta Physica Sinica*, 2013, 62(5): 054201.
赵维谦, 唐芳, 邱丽荣, 等. 轴对称矢量光束聚焦特性研究现状及应用[J]. *物理学报*, 2013, 62(5): 054201.
- 2 Q W Zhan. Trapping metallic Rayleigh particles with radial polarization [J]. *Opt Express*, 2004, 12(15): 3377-3382.
- 3 Tang Xinchun, Gao Jiancun, Wang Kun, *et al.*. Generation of a radially polarized light and its applications [J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2013, 50(3): 030001.
唐新春, 高健存, 王坤, 等. 径向偏振光的产生方法及应用[J]. *激光与光电子学进展*, 2013, 50(3): 030001.
- 4 Li Hanxing, Yang Shuangyan. Spin hall effect of cylindrical beams in the transmission [J]. *Acta Optica Sinica*, 2011, 31(10): 1026001.
李寒星, 杨双燕. 柱矢量光束在透射时的自旋霍尔效应[J]. *光学学报*, 2011, 31(10): 1026001.
- 5 J E Molloy, K Dholakia, M J Padgett. Optical tweezers in a new light [J]. *J Mod Opt*, 2003, 50(10): 1501-1507.
- 6 M Meier, V Romano, T Feurer. Material processing with pulsed radially and azimuthally polarized laser radiation [J]. *Appl Phys A*, 2007, 86(3): 329-334.
- 7 J E Morris, A E Caxruthers, M Mazilu, *et al.*. Optical micromanipulation using supercontinuum Laguerre-Gaussian and Gaussian beams [J]. *Opt Express*, 2008, 16(14): 10117-10129.

- 8 Yan Jie, Lu Yonghua, Wang Pei, *et al.*. Study of focal spot of radially polarized beam [J]. *Acta Optica Sinica*, 2010, 30(12): 3597–3603.
 阎杰, 鲁拥华, 王沛, 等. 径向偏振光聚焦光斑研究[J]. *光学学报*, 2010, 30(12): 3597–3603.
- 9 Chang Qiang, Yang Yanfang, He Ying, *et al.*. Focusing features of concentric three-ring non-uniform mixing polarization vector beams [J]. *Acta Optica Sinica*, 2012, 32(6): 0626001.
 常强, 杨艳芳, 何英, 等. 三环非均匀混合偏振同轴矢量光束的聚焦特性[J]. *光学学报*, 2012, 32(6): 0626001.
- 10 Jiang Yuesong, Zhang Xingang, Ou Jun, *et al.*. Poincaré sphere representation for vector vortex Bessel-Gauss beams [J]. *Acta Optica Sinica*, 2013, 33(12): 1226001.
 江月松, 张新岗, 欧军, 等. 矢量涡旋贝塞尔高斯光束的庞加莱球表示法[J]. *光学学报*, 2013, 33(12): 1226001.
- 11 Liu Xuening, Wang Jiming, He Chongjun, *et al.*. Backward focus engineering with controlled cylindrical vector beams under different numerical apertures [J]. *Acta Optica Sinica*, 2014, 34(1): 0114004.
 刘雪宁, 王吉明, 赫崇君, 等. 不同数值孔径下调控矢量光束聚焦场的反向构建[J]. *光学学报*, 2014, 34(1): 0114004.
- 12 C A Dartora, R Zamboni, K Z Nobrega, *et al.*. General formulation for the analysis of scalar diffraction-free beams using angular modulation: Mathieu and Bessel beams [J]. *Opt Commun*, 2003, 222(1-6): 75–80.
- 13 C Rijuparna, G Ajay. Generation of an elliptic hollow beam using Mathieu and Bessel functions [J]. *J Opt Soc Am A*, 2006, 23(9): 2278–2282.
- 14 R M Zhang, D M Zhao. Controllable elliptical dark-hollow beams [J]. *J Opt Soc Am A*, 2006, 23(4): 919–925.
- 15 Y J Cai, L Zhang. Coherent and partially coherent dark hollow beams with rectangular symmetry and paraxial propagation properties [J]. *J Opt Soc Am B*, 2006, 23(7): 1398–1407.
- 16 G Machavariani, Y Lumer. Efficient extracavity generation of radially and azimuthally polarized beams [J]. *Opt Lett*, 2007, 32(11): 1468–1470.
- 17 A A Marwan, H Matthias, V Moritz. High-power radially polarized Yb:YAG thin-disk laser with high efficiency [J]. *Opt Express*, 2011, 19(6): 5093–5103.
- 18 R I Hernandez, J C Gutierrez, M Guizar, *et al.*. Propagation of generalized vector Helmholtz-Gauss beams through paraxial optical systems [J]. *Opt Express*, 2006, 14(20): 8974–8988.
- 19 A Chafiq, Z Hrieha, A Belafhal. Propagation properties of vector Mathieu-Gauss beams [J]. *Opt Commun*, 2007, 275(1): 165–169.
- 20 G M Lerman, Y Lilach, U Levy. Demonstration of spatially inhomogeneous vector beams with elliptical symmetry [J]. *Opt Lett*, 2009, 34(11): 1669–1671.
- 21 H R Li, J P Yin. Propagation properties of electromagnetic fields in elliptic dielectric hollow fibres and their applications [J]. *Chin Phys B*, 2010, 19(8): 083204.
- 22 Xu Kai, Yang Yanfang, He Ying, *et al.*. Study on the tight focusing of the local elliptically polarized beam [J]. *Acta Physica Sinica*, 2010, 59(9): 6125–6130.
 徐凯, 杨艳芳, 何英, 等. 局域椭圆偏振光束强聚焦性质的研究[J]. *物理学报*, 2010, 59(9): 6125–6130.
- 23 H R Li, J P Yin. Generation of a vectorial Mathieu-like hollow beam with a periodically rotated polarization property [J]. *Opt Lett*, 2011, 36(10): 1755–1757.
- 24 Wang Zheng, Gao Chunqing, Xin Jingtao. Focusing properties of the high order vector beam by a high numerical aperture lens [J]. *Acta Physica Sinica*, 2012, 61(12): 124209.
 王铮, 高春清, 辛璟焘. 高阶矢量光束高数值孔径聚焦特性的研究[J]. *物理学报*, 2012, 61(12): 124209.
- 25 N Passilly, R d S Denis, K Ait-Ameur. Simple interferometric technique for generation of a radially polarized light beam [J]. *J Opt Soc Am A*, 2005, 22(5): 984–991.
- 26 Chen Guojun, Zhou Qiaoqiao, Ji Xianming, *et al.*. Generation of the tunable vector ellipse hollow beam by using linearly polarized light beams [J]. *Acta Physica Sinica*, 2014, 63(8): 083701.
 陈国钧, 周巧巧, 纪宪明, 等. 用线偏振光产生可调矢量椭圆空心光束[J]. *物理学报*, 2014, 63(8): 083701.
- 27 Richards, E Wolf. Electromagnetic diffraction in optical systems. II. Structure of the image field in an aplanatic system [J]. *Proc Roy Soc*, 1959, 253(1274): 358–379.

栏目编辑: 史敏