

# 紧聚焦角向偏振分数阶涡旋光诱导磁化场特性\*

曹重阳<sup>1)</sup> 陆健能<sup>1)</sup> 张恒闻<sup>1)</sup> 朱竹青<sup>1)†</sup> 王晓雷<sup>2)</sup> 顾兵<sup>3)4)</sup>

1) (南京师范大学物理科学与技术学院, 江苏省光电子技术重点实验室, 南京 210023)

2) (南开大学电子信息与光学工程学院, 现代光学研究所, 天津 300350)

3) (东南大学, 先进光子学中心, 南京 210096)

4) (山东师范大学光场调控与应用协同创新中心, 济南 250358)

(2020年2月24日收到; 2020年5月12日收到修改稿)

基于理查德-沃尔夫矢量衍射理论和逆法拉第效应, 首次推导出紧聚焦角向偏振分数阶涡旋光诱导磁化场表达式, 分析出角向偏振分数阶涡旋光诱导磁化场可近似等效为有限个相邻整数阶涡旋角向偏振光诱导磁化场与其交叉诱导磁化场的加权叠加. 数值模拟了紧聚焦条件下不同分数阶涡旋角向偏振光诱导磁化场的分布特性. 模拟结果表明角向偏振分数阶涡旋光诱导磁化场呈非对称分布. 当取分数阶涡旋拓扑荷  $\alpha \in [0.5, 1.5]$  时, 随着涡旋拓扑荷的增加, 磁化场横向平面分布出现分裂现象, 同时还引起磁斑垂直于光轴方向的自移效应. 当  $\alpha = 0.5$  或  $1.5$  时, 磁斑中心最大偏移量达  $0.24\lambda$ ; 当分数阶涡旋拓扑荷  $\alpha \in (2, 3]$  时, 磁化场横向平面分布分裂出 2 个强度热点, 强度分布环径逐渐变大. 当分数阶涡旋拓扑荷趋于  $\alpha = 3$  整数时, 磁化场横向平面分布也趋于圆对称性分布. 特别有趣的是, 当分数阶涡旋拓扑荷取半整数, 尤其大于 3 时, 磁化场强度热点数与其包围的暗点数均与涡旋阶数存在正相关关系, 其中热点数为  $\alpha - 0.5$ , 暗点数为  $\alpha - 1.5$ . 这些研究结果将可应用于全光磁记录和磁性粒子的捕获与操控等.

**关键词:** 非对称分布, 分数阶涡旋, 逆法拉第效应, 紧聚焦

**PACS:** 78.20.Ls, 42.25.Fx, 42.50.Tx

**DOI:** 10.7498/aps.69.20200269

## 1 引言

自 20 世纪 60 年代基于逆法拉第效应 (inverse Faraday effect, IFE) 的全光磁记录 (all-optical magnetic recording, AOMR)<sup>[1-4]</sup> 被提出以来, 因其超高的存储密度和超快的磁化翻转速率等优点而成为人们研究的热点. 其中, 逆法拉第效应是指通过改变圆偏振光的手性, 在磁光材料中诱导出与入射光传播方向相同或相反的稳定光致磁化场. 高数值孔径透镜聚焦的圆偏振光可诱导更小的磁化场焦点<sup>[5]</sup>, 但所得的磁化场伴随着中空的横向分量, 这将影响磁反转效率和记录稳定性. 顾敏等充分发

挥矢量光场新颖的焦场特性<sup>[6]</sup>, 通过调控光束涡旋与输入偏振相互作用, 利用角向偏振涡旋光束产生亚波长衍射极限的纯纵向磁化场<sup>[7]</sup>. 近年来, 人们通过角向偏振涡旋光的相位优化或  $4\pi$  紧聚焦系统方法生成了强度分布多样的高分辨纵向磁化场, 如磁链、磁针等<sup>[8-10]</sup>. 然而这些光致磁化场均呈轴对称分布. 为了满足更复杂的全光磁记录和不对称磁性粒子捕获与操控等需求, 生成中心位置可调的非对称光致磁化场也尤为重要.

涡旋光束是一种具有螺线型相位波前  $e^{i\alpha\phi}$  的特殊光束<sup>[11]</sup>, 其中  $\alpha$  为拓扑荷数,  $\phi$  为空间方位角,  $i$  是虚数单位. 区别于整数阶涡旋光束, 分数阶涡旋光束拓扑荷为分数<sup>[12,13]</sup>, 中心光强为零, 但其环

\* 国家自然科学基金 (批准号: 11774055, 61875093)、江苏省自然科学基金 (批准号: BK20181384) 和天津市自然科学基金 (批准号: 19JCYBJC16500) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: zhuqingzhu@njnu.edu.cn

形强度存在特殊的径向开口. 围绕着分数阶涡旋光束的光物理特性 [14]、产生 [15,16]、探测 [17,18]、传输 [19,20] 和粒子操控应用 [21,22] 等领域人们进行了广泛研究. 而分数阶涡旋光紧聚焦特性的研究鲜有报道. 周哲海等研究了径向偏振半整数阶涡旋光的不对称焦场分布 [23]. 李新忠等 [24] 研究了分数阶高阶贝塞尔涡旋光束的圆对称遭破坏的焦场. 徐华峰等 [25] 研究了紧聚焦径向偏振多高斯谢尔模型分数阶涡旋光束的非对称焦场. 可以看出, 分数阶涡旋相位导致了紧聚焦光非对称的焦场分布, 这意味着携带分数阶涡旋相位的角向偏振光紧聚焦条件下能够诱导出新颖的非对称光致磁化场. 因此, 改变拓扑电荷数数值, 不仅能够产生独特的光致磁化场, 同时也为磁化场的调控提供了新的自由度.

基于理查德-沃尔夫矢量衍射理论和逆法拉第效应, 本文首次研究了紧聚焦角向偏振分数阶涡旋光束诱导磁化场的表达式及其矢量衍射积分式计算问题, 探寻了角向偏振整数阶和分数阶涡旋光束诱导磁化场间的关系, 数值模拟了分数阶涡旋拓扑荷这一参量对磁化场焦斑强度分布、形状以及中心位置变化的影响. 研究所获得的结果将在全光磁记录以及磁性粒子捕获 [26] 等领域中具有重要的理论意义和应用价值.

## 2 理论推导

紧聚焦角向偏振分数阶涡旋光诱导磁化场原理图如图 1 所示. 角向偏振分数阶涡旋光经过高数值孔径 (numerical aperture, NA) 透镜聚焦在磁光材料 (magneto-optical material, MO) 上并诱导出

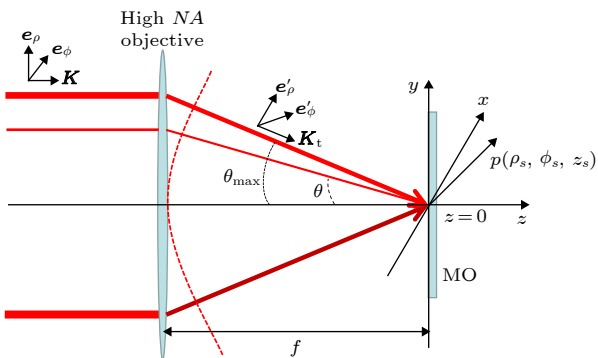


图 1 紧聚焦光诱导磁化场原理图.  $P(\rho_s, \phi_s, z_s)$  是焦平面中的观察点

Fig. 1. Schematic diagram of magnetization induced by a tightly focused beam.  $P(\rho_s, \phi_s, z_s)$  is the observation point in the focal plane.

磁化场. 假设光轴与  $z$  轴重合.

基于理查德-沃尔夫矢量衍射理论 [27], 柱坐标系  $(\rho, \phi, z)$  下紧聚焦角向偏振分数阶涡旋光焦场表达式如下:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}(\rho_s, \phi_s, z_s) &= \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{bmatrix} \\ &= \frac{-iA}{\pi} \int_0^{\theta_{\max}} \int_0^{2\pi} \sin \theta \cos^{1/2} \theta l_0(\theta) e^{i\alpha\phi} \\ &\quad \times e^{ik_t(z_s \cos \theta + \rho_s \sin \theta \cos(\phi - \phi_s))} \begin{bmatrix} -\sin \phi \\ \cos \phi \\ 0 \end{bmatrix} d\phi d\theta. \end{aligned} \quad (1)$$

式中,  $l_0(\theta)$  是切趾函数,  $NA = n_t \sin \theta_{\max}$  是数值孔径, 其中  $\theta_{\max}$  是透镜半孔径角,  $n_t$  是透镜后介质的折射率,  $\theta$  是光束中任意一条光线对应的偏折角度,  $k_t = n_t \cdot 2\pi/\lambda$  是介质中的波矢量  $\mathbf{K}_t$  模的数值. 特别强调地是, 当 (1) 式中涡旋拓扑荷  $\alpha$  取整数时, 按照 Youngworth 和 Brown [28] 提出的贝塞尔积分等式方法能够快速计算式中的二重积分. 当 (1) 式中涡旋拓扑荷  $\alpha$  取分数时, 贝塞尔积分等式化简失效.

根据指数函数傅里叶求和特性将  $e^{i\alpha\phi}$  展开为

$$e^{i\alpha\phi} = \frac{e^{i\alpha\pi} \sin(\alpha\pi)}{\pi} \sum_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{in\phi}}{\alpha - n}. \quad (2)$$

结合 (1) 式和 (2) 式, 紧聚焦角向偏振分数阶涡旋光焦场的径向分量以及角向分量可表示为

$$E_\rho = \sum_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{i\alpha\pi} \sin(\alpha\pi)}{(\alpha - n)\pi} E_{\rho_n}, \quad E_\phi = \sum_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{i\alpha\pi} \sin(\alpha\pi)}{(\alpha - m)\pi} E_{\phi_m}. \quad (3)$$

其中

$$\begin{aligned} E_{\rho_n} &= \frac{iA}{\pi} \int_0^{\theta_{\max}} \int_0^{2\pi} \sin \theta \cos^{1/2} \theta l_0(\theta) \sin(\phi - \phi_s) \\ &\quad \times e^{in\phi} e^{ik_t(z_s \cos \theta + \rho_s \sin \theta \cos(\phi - \phi_s))} d\phi d\theta, \\ E_{\phi_m} &= \frac{-iA}{\pi} \int_0^{\theta_{\max}} \int_0^{2\pi} \sin \theta \cos^{1/2} \theta l_0(\theta) \cos(\phi - \phi_s) \\ &\quad \times e^{im\phi} e^{ik_t(z_s \cos \theta + \rho_s \sin \theta \cos(\phi - \phi_s))} d\phi d\theta. \end{aligned} \quad (4)$$

式中,  $m$  和  $n$  均取整数.

根据下列贝塞尔函数积分等式:

$$\begin{aligned} &\int_0^{2\pi} e^{il\phi} e^{ik_t \rho_s \sin \theta \cos(\phi - \phi_s)} d\phi \\ &= 2\pi(i)^l e^{il\phi_s} J_l(k_t \rho_s \sin \theta). \end{aligned} \quad (5)$$

(3) 式所表示的角向偏振分数阶涡旋光紧聚焦

场可进一步简化为

$$\begin{aligned}
 E_\rho &= \sum_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{i\alpha\pi} \sin(\alpha\pi)}{(\alpha-n)\pi} \left\{ A \int_0^{\theta_{\max}} \sin\theta \cos^{1/2}\theta l_0(\theta) e^{ik_t z_s \cos\theta} \right. \\
 &\quad \left. \times e^{in\varphi_s} (i^{n+1} J_{n+1}(k_t \rho_s \sin\theta) - i^{n-1} J_{n-1}(k_t \rho_s \sin\theta)) d\theta \right\}, \\
 E_\phi &= \sum_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{i\alpha\pi} \sin(\alpha\pi)}{(\alpha-m)\pi} \left\{ -iA \int_0^{\theta_{\max}} \sin\theta \cos^{1/2}\theta l_0(\theta) e^{ik_t z_s \sin\theta} \right. \\
 &\quad \left. \times e^{im\phi_s} (i^{m+1} J_{m+1}(k_t \rho_s \sin\theta) + i^{m-1} J_{m-1}(k_t \rho_s \sin\theta)) d\theta \right\}. \tag{6}
 \end{aligned}$$

从 (3) 式和 (6) 式中可以看出: 紧聚焦角向偏振分数阶涡旋光的焦场可以看成是角向偏振整数阶涡旋光焦场的加权叠加, 必然带来不同于整数阶涡旋光束的新颖焦场分布.

基于逆法拉第效应, 输入光场紧聚焦后与磁性材料相互作用所诱导出的磁化场为  $\mathbf{M} = i\gamma \mathbf{E} \times \mathbf{E}^*$  [29], 其中  $\gamma$  是一个与材料相关的耦合系数,  $\mathbf{E}$  是聚焦的电场强度,  $\mathbf{E}^*$  是共轭场. 由于角向偏振分数阶涡旋光聚焦场中没有  $E_z$  分量, 诱导的磁化场只含有  $M_z$  分量, 可表示为

$$M_z = i\gamma(E_\rho \cdot E_\phi^* - E_\rho^* \cdot E_\phi). \tag{7}$$

从 (3) 式和 (7) 式中可以看出, 角向偏振分数阶涡旋光诱导的磁化场可描述为相同条件下无穷多项的整数阶涡旋角向偏振光诱导的磁化场与它们交叉诱导磁化场的加权叠加.

### 3 数值模拟

为了进一步分析角向偏振分数阶涡旋光诱导磁化场分布特性, 则首先需要解决  $M_z$  近似等效问题, 选择合适的等效项数 ( $n'$ ). 若无特别说明, 本文所选模拟参数值为  $NA = 0.9$ ,  $n_t = 1$ ,  $A = 1$ ,  $\lambda = 632 \text{ nm}$ ,  $l_0(\theta) = 1$  和  $\gamma = 1$ .

#### 3.1 角向偏振分数阶涡旋光诱导磁化场近似等效

从能量角度出发, 磁化场近似等效可看成不同等效项数下的磁化场强度分布的相似度问题. 通过设定相似度阈值, 求出相应的等效求和项. 此处我们采用图像直方图相交法 [30,31] 来度量磁化场强度分布的相似性. 先计算磁化场强度分布图 (彩色) 的 RGB 三通道各自的直方图, 然后对两幅图

的 RGB 三通道分别进行直方图匹配, 最后计算三个匹配结果平均值来衡量磁化场强度分布的相似度. 每个通道的匹配值  $D(P, Q)$  表达式如下:

$$D(P, Q) = \frac{\sum_1^{R-1} \min(H_P(j), H_Q(j))}{\min\left(\sum_1^{R-1} H_P(j), \sum_1^{R-1} H_Q(j)\right)}. \tag{8}$$

式中  $P, Q$  代表相比较的两幅强度图,  $H_P(j)$  和  $H_Q(j)$  分别为两幅图像的统计直方图, 满足  $H_P(j) = N_P(j)$ ,  $H_Q(j) = N_Q(j)$ ,  $N_P(j)$  和  $N_Q(j)$  分别为两幅图像的第  $j$  级色度级对应的像素的个数,  $R$  为每个通道的色度级数.

考察 (3) 式加权系数中分母项  $1/(\alpha - n)$ , 对于一确定分数值  $\alpha$ , 随着  $n$  的取值远离分数阶涡旋拓扑荷  $\alpha$ , 对应的电场受加权系数的削弱作用增大. 因此  $n'$  的初始值取离  $\alpha$  值最近的两位整数 (初始等效为相邻 2 个整数阶涡旋角向偏振光诱导以及交叉诱导的磁化场加权叠加), 依次增加步长为 2, 直到相邻磁化场相似度满足阈值条件 ( $\geq 0.99$ ), 从而确定不同分数阶涡旋拓扑荷  $\alpha$  情况下对应的等效项数. 图 2 为  $\alpha = 1.3$  时, 不同等效项数下的磁化场强度分布图相似度比较图. 当  $n' = 2$  时, 相似度为 0.9166. 当  $n' = 18$  时, 相似度为 0.9949, 满足阈值条件. 因此, 此条件下角向偏振分数阶涡旋光诱导的磁化场可近似等效为 18 个相邻整数阶涡旋角向偏振光诱导磁化场与其交叉诱导磁化场的加权叠加.  $\alpha$  取其它值时, 可依上述方法讨论.

#### 3.2 角向偏振分数阶涡旋光诱导磁化场特性分析

图 3 所示为角向偏振分数阶涡旋光 ( $0.5 \leq \alpha \leq 1.5$ ) 紧聚焦条件下诱导的磁化场强度分布. 图中

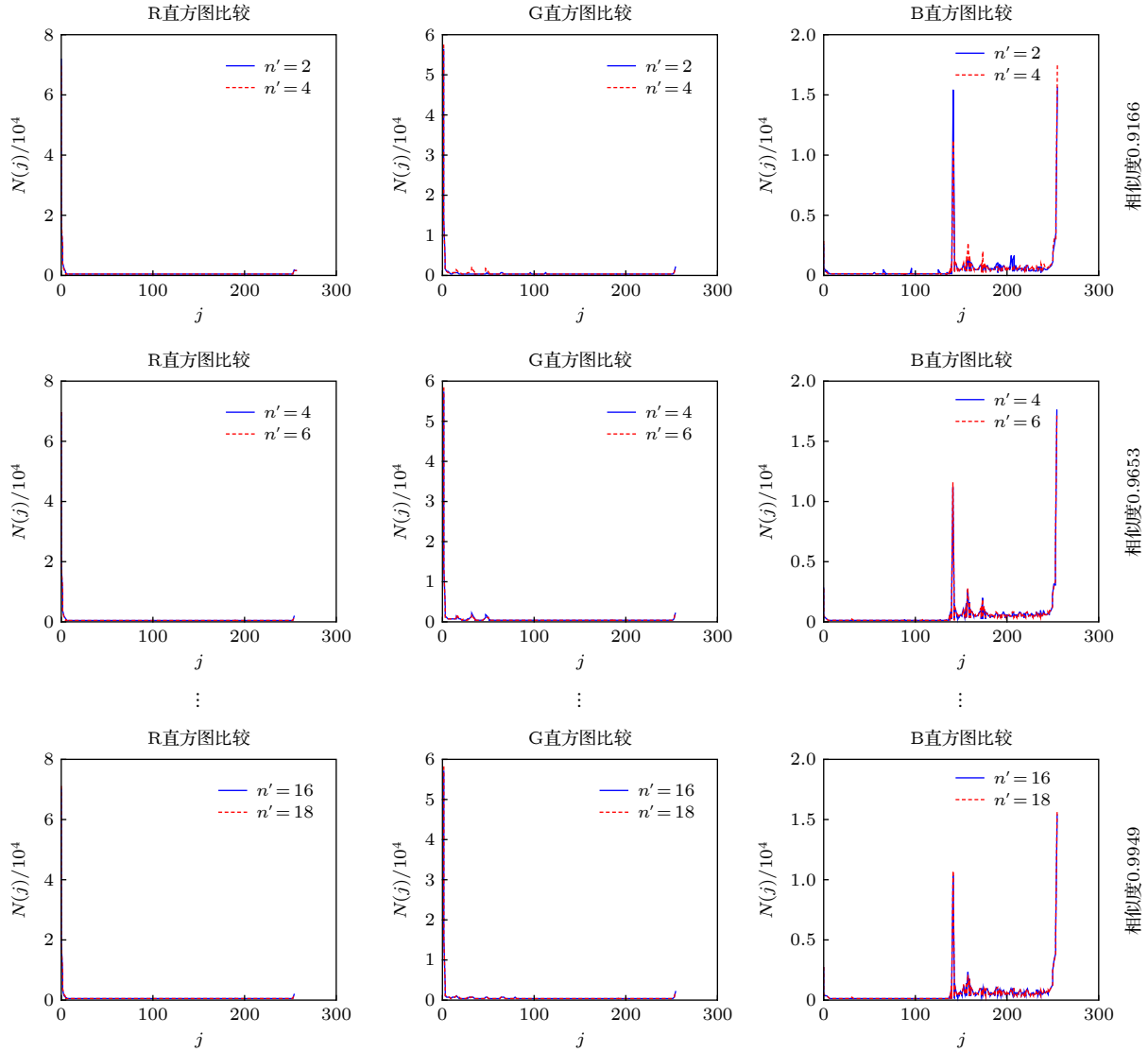


图 2 当  $\alpha = 1.3$  时不同等效项数 ( $n'$ ) 下的磁场强度分布图相似度比较图

Fig. 2. Comparison diagram of the similarity of the magnetization intensity distribution under different equivalent terms when  $\alpha = 1.3$ .

第一行为磁化场横向分布 ( $x$ - $y$  平面), 第二行和第三行分别为磁化场纵向分布 ( $y$ - $z$  平面) 及其  $y$  方向磁化场强度截面图 ( $z = 0$  处). 此处取  $\alpha = 1$  时磁斑中心位置为原点, 磁斑强度最大值对应磁化场强度截面图中归一化值 1. 当  $\alpha$  从 0.5 增大到 1.5 时, 磁化场横向分布强度从上端有凹陷的非轴对称分布逐步过渡到  $\alpha = 1$  时的轴对称分布, 然后继续演变成底部有凹陷, 且出现新的能量中心. 直至  $\alpha = 1.5$  时, 内环出现如“8”字的两个不对称的能量中心. 可以看出,  $\alpha$  为分数条件下的磁化场横向分布强度呈现  $y$  轴对称分布, 但整个磁斑不对称程度取决于所取  $\alpha$  分数值离相邻整数的距离. 第二行对应的磁化场纵向分布均呈现椭圆形分布, 从其

$z = 0$  处截面强度曲线明显可看出磁斑强度的峰值先增大后减小, 磁化场纵向分布半高全宽却没有变化, 约为  $0.57\lambda$ . 当  $\alpha = 1$  时, 磁斑峰值强度最大. 而磁斑中心位置随着  $\alpha$  的增大仅沿  $y$  轴正方向移动, 而  $x$  轴方向没有变化. 当  $\alpha = 0.5$  和  $\alpha = 1.5$  时, 磁斑中心最大正负偏移量  $0.24\lambda$ . 从第三行右边峰值位置偏移图中还发现  $y$  方向的偏移变化曲线关于原点对称. 综上所述可以看出: 角向偏振引入分数阶涡旋光后, 不仅使得磁化场横向分布出现分裂现象, 同时还引起磁斑的自移效应, 这主要取决于多项角向偏振整数阶涡旋光诱导磁化场相互干涉叠加的结果.

图 4 所示为角向偏振分数阶涡旋光 ( $2 < \alpha < 3$ ) 紧聚焦条件下诱导的磁化场强度分布. 明显



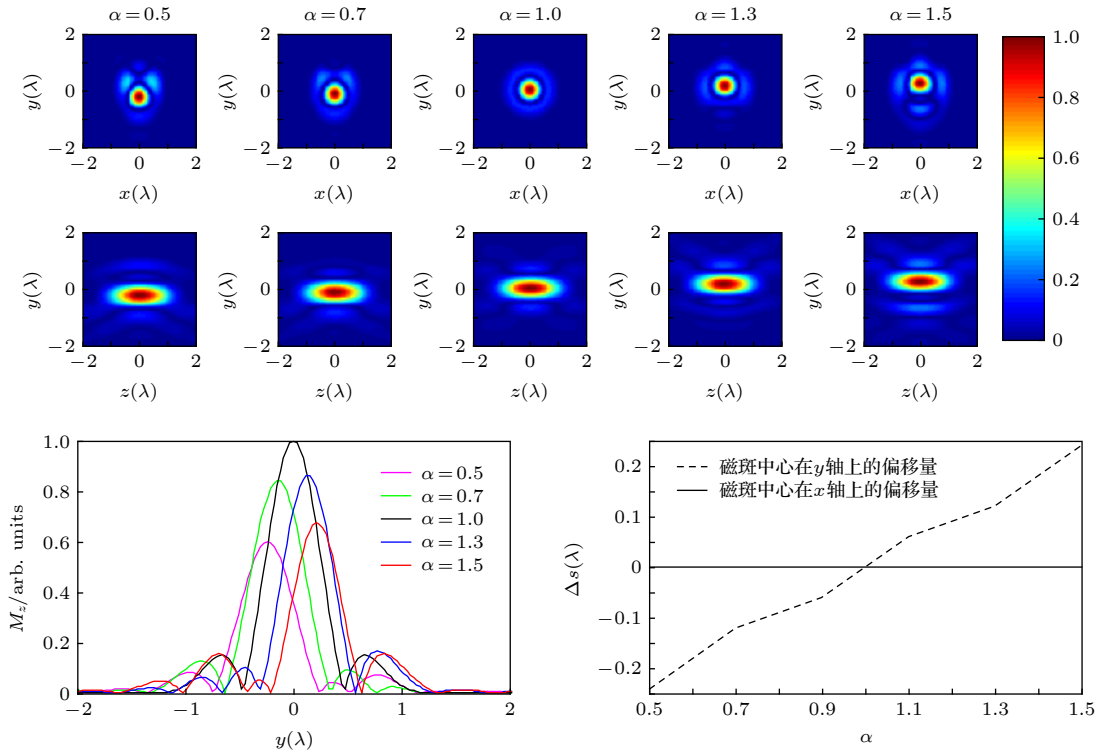


图3 不同 $\alpha$ 情况下磁化场强度分布 ( $x$ - $y$ 平面和  $x$ - $z$ 平面)、 $z = 0$ 截面强度及其峰值位置偏移图

Fig. 3. Magnetization Distribution ( $x$ - $y$  plane and  $y$ - $z$  plane) with the intensity line scan at  $z = 0$  and its peak position offset under different values of  $\alpha$ .

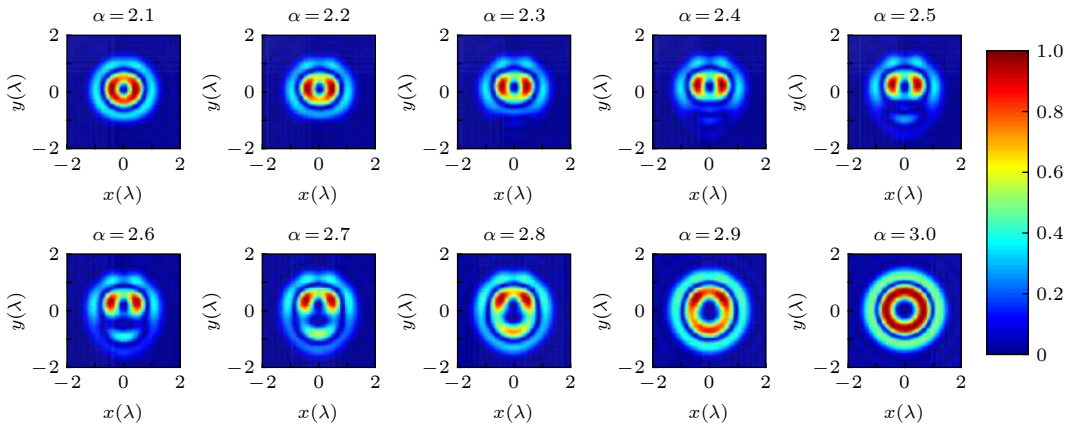


图4 不同 $\alpha$ 情况下磁化场横向分布强度分布图 ( $x$ - $y$ 平面)

Fig. 4. Transverse magnetization distribution ( $x$ - $y$  plane) under different values of  $\alpha$  cases.

地是, 当 $\alpha = 2.1$ 时磁化场横向分布强度内环存在两个强度热点, 中心为暗环. 同样随 $\alpha$ 逐渐增大过程中, 强度分布环径变大, 横向分布强度出现分裂现象. 当 $\alpha = 2.5$ 时, 分裂引起的磁化场强度  $x$ 方向不对称性最明显. 当 $\alpha = 3$ 时磁化场横向分布强度又呈现圆对称性分布.

$\alpha$ 取半整数值时, 磁化场非对称程度最大, 其横向分布强度分布情况如图5所示. 当 $\alpha$ 依次增大时, 磁化场横向分布强度中热点和其包围的暗区中

暗点数量也逐渐增大. 形成暗区逐渐变大的同时, 形状也变得丰富, 磁斑开口也变得愈加明显. 当图中 $\alpha \geq 1.5$ 时, 可以清晰看出磁化场强度热点数与其包围的暗点数与涡旋阶数存在正相关关系, 其中热点数为 $\alpha - 0.5$ , 暗点数为 $\alpha - 1.5$ . 当 $\alpha \geq 6.5$ 时, 由于热点数增加和光斑环径变化的影响, 离散热点相互间已开始联结, 逐渐形成连续的亮环. 这种特殊的磁化场牢笼结构在磁性粒子筛选和捕获会有潜在的应用.

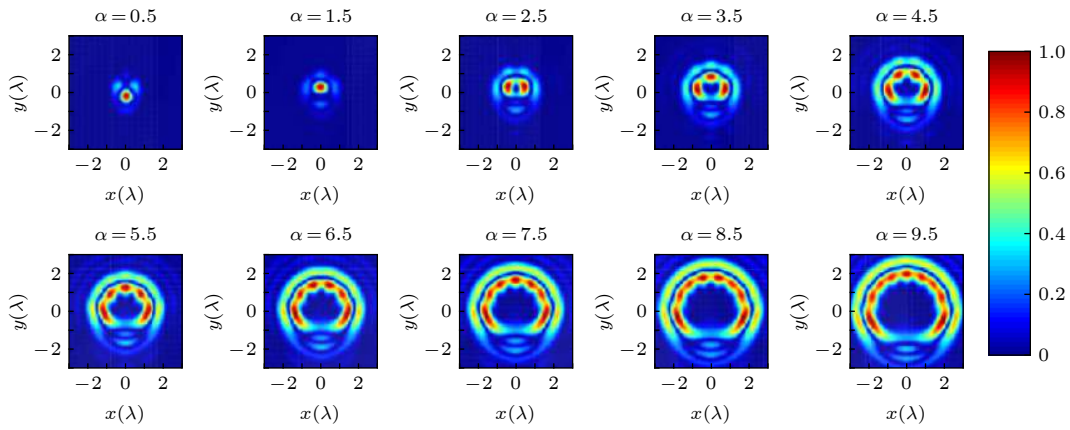
图 5 不同  $\alpha$  情况下紧聚焦角向偏振半整数阶涡旋光诱导磁化场的分布

Fig. 5. Magnetization distribution induced by tightly focused azimuthally polarized beam with semi-integer order vortex under different values of  $\alpha$ .

## 4 结 论

我们首次研究了紧聚焦条件下角向偏振分数阶涡旋光诱导的磁化场,在近似条件下发现角向偏振分数阶涡旋光诱导的磁化场是由有限个相邻角向偏振整数阶涡旋光诱导的磁化场以及它们交叉诱导的磁化场的加权叠加.当分数阶涡旋拓扑荷在 1 附近取值时,随着涡旋拓扑荷  $\alpha$  的增加,磁斑形状会呈现近似圆形逐渐向近似椭圆形的变化.通过连续改变分数阶涡旋拓扑荷的值,可以操控磁化场中心磁斑的在垂直于聚焦系统光轴的焦平面上横向移动,偏移系统光轴最大距离为  $0.24\lambda$ .且磁化场中心磁斑与相同条件下角向偏振整数阶涡旋光诱导的磁斑的半高全宽数值大小基本相等,磁化场强度随着涡旋拓扑荷接近半整数而减小,强度峰值最低降为角向偏振整数阶涡旋光诱导的磁化场强度峰值的一半.当分数阶涡旋拓扑荷  $\alpha$  大于 2 时,磁化场形状呈现环形-分瓣-环形的周期性变化,特别是分数阶涡旋拓扑荷为半整数时,其热点与暗点数量与涡旋阶数存在正相关的关系.本文的研究表明分数阶涡旋光比整数阶涡旋光具有更高的操控自由度,其在全光磁记录以及磁性粒子操控方面具有潜在的应用价值.

## 参考文献

[1] Pitaevskii L P 1961 *Sov. Phys. JETP* **12** 5  
 [2] Pershan P S 1963 *Phys. Rev.* **130** 919  
 [3] Weller D, Moser A 1999 *IEEE Trans. Magn.* **35** 4423

[4] Wang S C, Li X P, Zhou J Y, Gu M 2015 *Opt. Express* **23** 13530  
 [5] Zhang Y, Okuno Y, Xu X 2009 *J. Opt. Soc. Am. B* **26** 7  
 [6] Zhan Q W 2009 *Adv. Opt. Photon.* **1** 1  
 [7] Jiang Y S, Li X P, Gu M 2013 *Opt. Lett.* **38** 2957  
 [8] Gong L P, Wang L, Zhu Z Q, Wang X L, Zhao H, Gu B 2016 *Appl. Opt.* **55** 5783  
 [9] Nie Z Q, Ding W Q, Shi G, Li D Y, Zhang X R, Wang Y X, Song Y L 2015 *Opt. Express* **23** 21296  
 [10] Wang S C, Li X P, Zhou J Y, Gu M 2014 *Opt. Lett.* **39** 5022  
 [11] Couillet P, Gil L, Rocca F 1989 *Opt. Commun.* **73** 403  
 [12] Berry V M 2004 *J. Opt. A-Pure Appl. Op.* **6** 259  
 [13] Leach J, Yao E, Padgett J M 2004 *New J. Phys.* **6** 71  
 [14] Gbur G 2016 *Optica* **3** 222  
 [15] Li Y Y, Chen Z Y, Liu H, Pu J X 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 1740 (in Chinese) [李阳月, 陈子阳, 刘辉, 蒲继雄 2010 物理学报 **59** 1740]  
 [16] Fang G J, Sun S H, Pu J X 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 064210 (in Chinese) [方桂娟, 孙顺红, 蒲继雄 2012 物理学报 **61** 064210]  
 [17] Zhang N, Davis J A, Moreno I, Lin J, Moh K J, Cottrell D M, Yuan X C 2010 *Appl. Opt.* **49** 2456  
 [18] Zhu J, Zhang P, Fu D Z, Chen D X, Liu R F, Zhou Y N, Gao H, Li F L 2016 *Photon. Res.* **4** 187  
 [19] Wen J S, Wang L G, Yang X H, Zhang J X, Zhu S Y 2019 *Opt. Express* **27** 5893  
 [20] Liu C X, Chew K H, Wu Y, Chen R P 2020 *J. Opt. Soc. Am. A* **37** 327  
 [21] Tao S H, Yuan X C, Lin J, Peng X, Niu H B 2005 *Opt. Express* **13** 7726  
 [22] Guo C S, Yu Y N, Hong Z P 2010 *Opt. Commun.* **283** 1889  
 [23] Du F R, Zhou Z H, Tan Q F, Yang C X, Zhang X Q, Zhu L Q 2013 *Chin. Phys. B.* **22** 064202  
 [24] Li X Z, Tai Y P, Li H H, Wang J G, Nie Z G, Tang J, Wang H, Yin C L 2016 *Chin. J. Las.* **43** 0605002 (in Chinese) [李新忠, 台玉萍, 李贺贺, 王静鸽, 聂兆刚, 汤洁, 王辉, 尹传磊 2016 中国激光 **43** 0605002]  
 [25] Xu H F, Zhang R, Sheng Z Q, Qu J 2019 *Opt. Express* **27** 23959  
 [26] Vetsch E, Reitz D, Sagué G, Schmidt R, Dawkins S T, Rauschenbeutel A 2010 *Phys. Rev. Lett.* **104** 203603  
 [27] Richards B, Wolf E 1959 *Proc. Roy. Soc. A.* **253** 1274  
 [28] Youngworth K S, Brown T G 2000 *Opt. Express* **7** 77

- [29] Hertel R 2006 *J. Magn. Magn. Mater.* **303** L1 21—127页]
- [30] Sonka M, Hlavac V, Boyle R (translated by Ai H Z, Wu B) 2003 *Image Processing, Analysis, And Machine Vision* (Beijing: Tsinghua University Press) pp21–127 (in Chinese) [米兰·桑卡, 瓦茨拉夫, 罗杰·博伊尔 著 (艾海舟, 武勃 译) 2003 图像处理、分析与机器视觉(北京: 清华大学出版社) 第
- [31] Bradski G, Kaebler A (translated by Yu S Q, Liu R Z) 2009 *Learn Open CV* [M] (Beijing: Tsinghua University Press) pp155–279 (in Chinese) [加里·布拉德斯基, 阿德里安·凯布勒 著 (于仕琪, 刘瑞祯 译 2009 学习Open CV[M]. (北京: 清华大学出版社) 第155—279页]

## Investigation on magnetization induced by tightly focused azimuthally polarized fractional vortex beam<sup>\*</sup>

Cao Chong-Yang<sup>1)</sup> Lu Jian-Neng<sup>1)</sup> Zhang Heng-Wen<sup>1)</sup> Zhu Zhu-Qing<sup>1)†</sup>  
Wang Xiao-Lei<sup>2)</sup> Gu Bing<sup>3)4)</sup>

1) (*Key Laboratory of Optoelectronics Technology of Jiangsu Province, School of Physics and Technology, Nanjing Normal University, Nanjing 210023, China*)

2) (*Institute of Modern Optics, College of Electronic Information and Optical Engineering, Nankai University, Tianjin 300350, China*)

3) (*Advanced Photonics Center, Southeast University, Nanjing 210096, China*)

4) (*Collaborative Innovation Center of Light Manipulations and Applications, Shandong Normal University, Jinan 250358, China*)

( Received 24 February 2020; revised manuscript received 12 May 2020 )

### Abstract

All-optical magnetic recording based on the inverse Faraday effect has become a research hotspot in recent years due to its ultra-high storage density and ultra-fast magnetization reversal rate. Existing studies have shown that by optimizing the phase modulation or performing  $4\pi$  tight focusing of azimuthally polarized vortex beams, high-resolution longitudinal magnetization fields with different axisymmetric intensity patterns can be generated. In order to meet the requirements of more complex all-optical magnetic recording and asymmetric magnetic particle capture and manipulation, it is particularly important to generate an asymmetric light-induced magnetization field with adjustable center position. Studies have shown that the fractional vortex phase could lead to the asymmetric focal field distribution generation under tight focusing conditions, which means that the tightly-focused azimuthally polarized light carrying the fractional vortex phase can produce a novel asymmetric light-induced magnetization field. As a new degree of freedom for the regulation of the magnetization field, the fractional topological charge will bring more new phenomena, new effects and new applications in the field of interaction between light and matter. In this work, for the first time to our knowledge, the magnetization induced by tightly focused azimuthally polarized fractional vortex beam is studied based on the Richard-Wolf vector diffraction theory and the inverse Faraday effect. The equivalent approximation of the magnetization induced by azimuthally polarized fractional vortex beam regarded as a weighted superposition of magnetization induced and crossly induced by a finite number of azimuthally polarized adjacent integer-order vortex beams, where the number of the equivalent terms is chosen by using the histogram intersection method of the intensity distribution image of the magnetization field. The magnetization field distribution under different values of  $\alpha$  are also numerically simulated. Studies have shown that magnetization induced by the azimuthally polarized fractional vortex beam is asymmetrically distributed. When

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11774055, 61875093), the Natural Science Foundation of Jiangsu Province, China (Grant No. BK20181384), and the Natural Science Foundation of Tianjin, China (Grant No. 19JCYBJC16500).

† Corresponding author. E-mail: [zhuqingzhu@njnu.edu.cn](mailto:zhuqingzhu@njnu.edu.cn)

the fractional vortex topological charge  $\alpha$  belongs to  $[0.5, 1.5]$ , as the vortex topological load increases, the splitting phenomenon of the transverse distribution of magnetization field appears with the magnetization spot position shift in the direction perpendicular to the optical axis. When  $\alpha$  equals 0.5 or 1.5, the maximum offset of the center of the magnetization spot is  $0.24\lambda$ . When the fractional vortex topological charge  $\alpha$  belongs to  $[2, 3]$ , the transverse distribution of magnetization field splits two hot intensity spots with gradually growing outer ring diameter. When the fractional vortex topological charge  $\alpha$  tends to be an integer 3, the transverse distribution of magnetization field also gets round and symmetrical. In particular, when the fractional vortex topological charge  $\alpha$  is a half-integer, especially larger than 3. The number of hot spots ( $\alpha - 0.5$ ) of the intensity of the magnetization field and the number of dark spots ( $\alpha - 1.5$ ) surrounded by them all have a positive correlation with the number of vortex order. The research in this paper is expected to have new applications in the fields of all-optical magnetic recording and the capture and manipulation of magnetic particles.

**Keywords:** asymmetric distribution, fractional vortex, inverse Faraday effect, tight focus

**PACS:** 78.20.Ls, 42.25.Fx, 42.50.Tx

**DOI:** [10.7498/aps.69.20200269](https://doi.org/10.7498/aps.69.20200269)