

单轴晶体中产生的高纯度纵向针形磁化场

许琳茜 朱榕琪 朱竹青 贡丽萍 顾兵

High-purity longitudinal needle-shaped magnetization fields produced in uniaxial crystals

Xu Lin-Xi Zhu Rong-Qi Zhu Zhu-Qing Gong Li-Ping Gu Bing

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 71, 147801 (2022) DOI: 10.7498/aps.71.20220316

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220316>

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

紧聚焦角向偏振分数阶涡旋光诱导磁化场特性

Investigation on magnetization induced by tightly focused azimuthally polarized fractional vortex beam

物理学报. 2020, 69(16): 167802 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200269>

基于紧聚焦方式的阵列光束相干合成特性分析

Analysis of coherent combination characteristics of beam array via tight focusing

物理学报. 2020, 69(9): 094204 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200034>

金属光栅异常透射增强黑磷烯法拉第旋转的理论研究

Enhancement of Faraday rotation of black phosphorus by extraordinary optical transmission of the metal grating

物理学报. 2020, 69(23): 237802 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20201056>

附加球面相位引致Airy光束在单轴晶体传输时的两次镜像演化

Dual mirror evolutions of Airy beams propagating through uniaxial crystals induced by added spherical phase

物理学报. 2020, 69(9): 094102 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191592>

基于人工表面等离激元探针实现太赫兹波的紧聚焦和场增强

Tight focus and field enhancement of terahertz waves using a probe based on spoof surface plasmons

物理学报. 2020, 69(5): 054201 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191531>

掺铌SrTiO₃中的逆自旋霍尔效应

Inverse spin Hall effect in Nb doped SrTiO₃

物理学报. 2019, 68(10): 106101 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190118>

单轴晶体中产生的高纯度纵向针形磁化场*

许琳茜¹⁾ 朱榕琪¹⁾ 朱竹青^{1)2)†} 贡丽萍³⁾ 顾兵⁴⁾⁵⁾

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) (南京师范大学计算机与电子信息学院, 南京 210023)

3) (上海工程技术大学数理与统计学院, 上海 201620)

4) (东南大学, 先进光子学中心, 南京 210096)

5) (山东师范大学, 光场调控与应用协同创新中心, 济南 250358)

(2022 年 2 月 21 日收到; 2022 年 3 月 26 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, 提出一种在单轴晶体中产生高纯度纵向针形磁化场的方法. 该方法通过电偶极子对数 N 及其阵列多参数调控, 利用单轴晶体中的电偶极子反向辐射构建出优化的入瞳光场, 再正向紧聚焦获得所需目标磁化场. 模拟结果表明: 当 $N = 1$ 时, 单轴晶体中产生的磁化场比在同性介质中焦深长度增加近 1.4 倍, 横向分辨率提高 5%. 当 $N = 2$ 和 $N = 3$ 时, 单轴晶体中获得的纵向针形磁化场随着电偶极子对数增加, 轴向焦深增加了 10%, 横向分辨率提高了 18%. 随着磁化场轮廓表面值从 0.1 变化到 1, 针形磁化场的纯度逐渐增大到 1. 尤其当 $N = 2$ 、轮廓表面值为 0.1 时, 磁化场纯度高达 95%. 研究结果为在各向异性介质中生成更高纯度、针长更长的纵向磁化场提供了可行性方案, 也为全光磁记录、原子捕获和光刻等实际应用中入瞳光场的优化选取提供了理论指导.

关键词: 电偶极子, 逆法拉第效应, 紧聚焦, 单轴晶体**PACS:** 78.20.Ls, 78.20.Bh, 42.25.Fx**DOI:** 10.7498/aps.71.20220316

1 引言

随着超短激光脉冲技术的迅速发展, 激光与磁性材料相互作用引起的特殊效应引起了研究者的广泛关注^[1–4]. 其中, 圆偏振光在磁性材料中所引起的逆法拉第效应 (inverse Faraday effect, IFE)^[5–9] 为磁记录提供了更便捷的全光磁记录新方案. 与矢量光焦场调控紧密结合, 该技术将会成为下一代高密度、大容量和高速率的新型存储技术中最有效的途径之一. Stanciu 等^[10] 使用无定形的铁磁合金 $\text{Gd}_{22}\text{Fe}_{74.6}\text{Co}_{3.4}$ 作为研究对象, 利用 40 fs 的圆偏振光实验实现了偏振依赖的全光磁反转. 张耀举等^[11] 对圆偏振光在紧聚焦条件下 (数值孔径 $NA = 0.85$)

诱导的磁化场分布进行了理论分析, 发现磁化场纵横比约为 24%, 纵向磁化场纯度较低, 这将影响全光磁记录的稳定性和磁化反转效率. 顾敏等^[12] 用一阶角向偏振涡旋光束产生了纯纵向磁化场. 与圆偏振光诱导的磁化场相比, 该磁化场半高全宽 (full width at half maximum, FWHM) 减少了约 15%, 记录密度高达 1.4 倍. 王思聪等^[13] 进一步利用二元编码的滤波器来控制紧聚焦场分布, 构造出超长的纯纵向磁针, 该超长磁针可与磁记录充分作用, 能进一步提高磁化反转效率. 本课题组也通过电偶极子阵列反演辐射方法生成了磁化取向任意可控的高纯度磁针阵列^[14], 为全光磁记录提供了新的调控自由度. 然而上述研究的磁化场所考虑的记录材料均是各向同性的非磁性光磁材料, 而记录材料

* 国家自然科学基金 (批准号: 12174196, 12104288) 资助的课题.

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

的光学各向异性却被忽略,这将会影响磁化场实际应用中的精准调控.

近年来,研究者在有钙钛矿型结构的各向异性晶体 (DyFeO_3)^[15]、四重磁各向异性的 (Ga, Mn) As ^[16] 材料以及 $[\text{Co/Pt}]/\text{Cu/GdFe}_6\text{Co}$ 磁自旋阀结构^[17] 中相继观察到 IFE. 考虑到实际应用中全光磁记录材料的光学各向异性问题,基于天线理论、理查德-沃尔夫矢量衍射理论和 IFE, 本文研究了单轴晶体中电偶极子及阵列辐射理论,通过调控电偶极子对性能参数,反向构建优化的入瞳光场,从而在单轴晶体中产生高纯度纵向针形磁化场. 研究结果将在全光磁记录、磁粒子捕获以及光刻等领域中具有重要的理论意义和应用价值.

2 理论推导

图 1 所示为单轴晶体中电偶极子阵列反向辐射构建入瞳光场示意图. 为便于分析,单轴晶体主轴与成像系统光轴 (z 轴) 一致. $2N$ 个相同的电偶极子对沿着 z 轴对称放置于高数值孔径 (numerical aperture, NA) 透镜 (焦距为 f) 焦点 $O(z=0)$ 处附近,单轴晶体与空气分界面位于 $z=-d$ 处,出瞳面位于 $z=-f$ 处. 每个电偶极子对由两个正交振荡的电偶极子组成,电偶极子 1(D_1) 沿着 x 轴振荡,电偶极子 2(D_2) 沿着 y 轴振荡, D_1 和 D_2 之间具有 $\pi/2$ 的相位延迟,可形成 x - y 面的圆偏振光. 在入瞳面收集正交电偶极子对的反向辐射场,从而获得反向构建的入瞳光场. 通过紧聚焦正向运算,最终在单轴晶体中可以获得目标光诱导磁化场.

单轴晶体的介电张量表示为

$$\begin{bmatrix} \varepsilon_{11} & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_{22} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{33} \end{bmatrix}, \quad (1)$$

其中, ε_{11} , ε_{22} , ε_{33} 为主相对介电系数,且 $\varepsilon_{11} = \varepsilon_{22} = n_o^2$, $\varepsilon_{33} = n_e^2$, n_o 和 n_e 分别表示单轴晶体中寻常光 (o 光) 和非常光 (e 光) 的折射率. 基于天线理论和电场叠加原理^[18–22], 忽略偶极子对间相互作用,球面上 A 点处收集的辐射场 $\mathbf{E}_A$ 可表示为

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_A(\theta, \varphi) &= \mathbf{E}_\theta(\theta, \varphi) + \mathbf{E}_\varphi(\theta, \varphi) \\ &= C \cdot AU(\theta) \cdot \mathbf{V}(\theta, \varphi), \end{aligned} \quad (2)$$

其中

$$AU(\theta) = \sum_{n=1}^N A_n \cos[(\mathbf{k}d_n \cos \theta + \beta_n)/2]. \quad (3)$$

(2) 式中, $\mathbf{E}_\theta$ 和 $\mathbf{E}_\varphi$ 分别表示 A 点处总辐射电场在仰角 θ 和方位角 φ 方向的分量; $C = jz_{\text{air}} I_0 l_0 e^{-jkf}$, z_{air} 为阻抗系数, I_0 和 l_0 分别是标准电流和电偶极子长度, $\mathbf{k} = 2\pi/\lambda$ 为真空中的波矢. $AU(\theta)$ 表示电偶极子阵列调控函数, d_n , β_n 和 A_n 分别表示第 n 组电偶极子对的间距、初始相位差和归一化振幅比. $\mathbf{V}(\theta, \varphi)$ 是描述单对电偶极子对叠加的总电场.

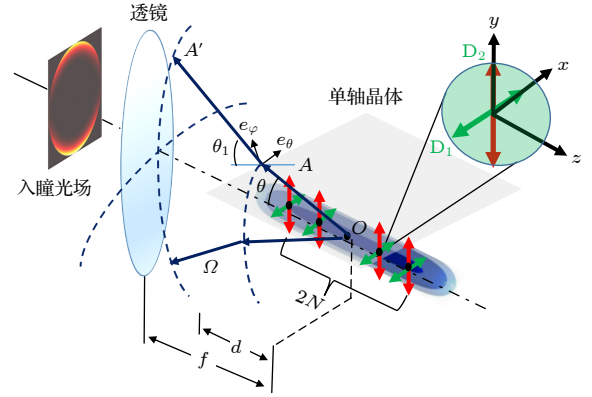


图 1 单轴晶体中的电偶极子阵列反向辐射构建入瞳光场示意图

Fig. 1. Schematic diagram of the incoming pupil light field constructed by the inverse radiation of electric dipole array in the uniaxial crystal.

假设 $\mathbf{E}_1$, $\mathbf{E}_2$ 分别表示 D_1 , D_2 在 A 点的辐射电场, 则 $\mathbf{V}(\theta, \varphi)$ 可表示为

$$\mathbf{V}(\theta, \varphi) = \mathbf{E}_1(\theta, \varphi) + \mathbf{E}_2(\theta, \varphi). \quad (4)$$

根据电偶极子的各向异性辐射特性^[23], $\mathbf{E}_1$, $\mathbf{E}_2$ 可进一步推导并表示为

$$\mathbf{E}_1(\theta, \phi) = A(\theta) \cos \phi \mathbf{e}_\theta + B(\theta) \sin \phi \mathbf{e}_\phi,$$

$$\mathbf{E}_2(\theta, \phi) = e^{i\pi/2} [C(\theta) \sin \phi \mathbf{e}_\theta + D(\theta) \cos \phi \mathbf{e}_\phi], \quad (5)$$

式中 $\mathbf{e}_\theta$ 和 $\mathbf{e}_\varphi$ 分别是沿仰角 θ 方向和沿方位角 φ 方向的单位矢量, 系数 $A(\theta)$, $B(\theta)$, $C(\theta)$, $D(\theta)$ 分别为

$$A(\theta) = \frac{k \cos \theta \exp \left(-ikr \sqrt{\frac{\sin^2 \theta}{\varepsilon_{11}} + \frac{\cos^2 \theta}{\varepsilon_{33}}} \right) \left[\varepsilon_{11} \left(kr \sqrt{\frac{\sin^2 \theta}{\varepsilon_{11}} + \frac{\cos^2 \theta}{\varepsilon_{33}}} - i \right) + i\varepsilon_{33} \right]}{\varepsilon_{11} (\varepsilon_{33} \sin^2 \theta + \varepsilon_{11} \cos^2 \theta)}; \quad (6)$$

$$B(\theta) = \frac{1}{4\varepsilon_{11}\varepsilon_{33}} \exp\left(-ikr\sqrt{\frac{\sin^2\theta}{\varepsilon_{11}} + \frac{\cos^2\theta}{\varepsilon_{33}}}\right) \left[-\frac{(\varepsilon_{11} - \varepsilon_{33})^2 \sin^2(2\theta)}{\sqrt{\frac{\sin^2\theta}{\varepsilon_{11}} + \frac{\cos^2\theta}{\varepsilon_{33}}} (\varepsilon_{33}\sin^2\theta + \varepsilon_{11}\cos^2\theta)} \right. \\ \left. - 4\varepsilon_{11}\varepsilon_{33}\sqrt{\frac{\sin^2\theta}{\varepsilon_{11}} + \frac{\cos^2\theta}{\varepsilon_{33}}} + \frac{2i\varepsilon_{11}\varepsilon_{33}(\varepsilon_{11} - \varepsilon_{33})^2 \sin^2(2\theta)}{r(\varepsilon_{33}\sin^2\theta + \varepsilon_{11}\cos^2\theta)^2} + \frac{4i\varepsilon_{11}\varepsilon_{33}(\varepsilon_{11} - \varepsilon_{33}) \cos(2\theta)}{r(\varepsilon_{33}\sin^2\theta + \varepsilon_{11}\cos^2\theta)} \right], \quad (7)$$

$$C(\theta) = \frac{k \cos \theta \exp\left(-ikr\sqrt{\frac{\sin^2\theta}{\varepsilon_{11}} + \frac{\cos^2\theta}{\varepsilon_{33}}}\right) \left(kr\varepsilon_{11}^3 \sqrt{\frac{\sin^2\theta}{\varepsilon_{11}} + \frac{\cos^2\theta}{\varepsilon_{33}}} - i\varepsilon_{11} + i\varepsilon_{33} \right)}{r^2 \varepsilon_{11}^2 \varepsilon_{33} (\varepsilon_{33}\sin^2\theta + \varepsilon_{11}\cos^2\theta)}; \quad (8)$$

$$D(\theta) = \left\{ k \exp\left(-ikr\sqrt{\frac{\sin^2\theta}{\varepsilon_{11}} + \frac{\cos^2\theta}{\varepsilon_{33}}}\right) \left[8kr\varepsilon_{33}^3 \sin^4\theta + 8\varepsilon_{11}\varepsilon_{33}^2 \sin^2\theta \left(kr\cos^2\theta - i\varepsilon_{33}\sqrt{\frac{\sin^2\theta}{\varepsilon_{11}} + \frac{\cos^2\theta}{\varepsilon_{33}}} \right) \right. \right. \\ \left. \left. + \varepsilon_{11}^3 \left(8kr\cos^4\theta - 8i\varepsilon_{33}\cos^2\theta \sqrt{\frac{\sin^2\theta}{\varepsilon_{11}} + \frac{\cos^2\theta}{\varepsilon_{33}}} \right) + \varepsilon_{11}^2 \left(2kr\varepsilon_{33}\sin^2(2\theta) + 8i\varepsilon_{33}^2 \sqrt{\frac{\sin^2\theta}{\varepsilon_{11}} + \frac{\cos^2\theta}{\varepsilon_{33}}} \right) \right] \right\} \\ \times \left[8r^2 \varepsilon_{11}^3 \varepsilon_{33}^2 \mu_\rho \sqrt{\frac{\sin^2\theta}{\varepsilon_{11}} + \frac{\cos^2\theta}{\varepsilon_{33}}} (\varepsilon_{33}\sin^2\theta + \varepsilon_{11}\cos^2\theta)^2 \right]^{-1}. \quad (9)$$

由于各向同性介质 (空气) 和单轴晶体之间存在分界面, 电偶极子在分界面处的辐射需要考虑偏振态平行和垂直分量透射系数的差异和相应的像差函数. 辐射场从焦点 ($z = 0$) 到出瞳面 ($z = -f$) 传播中在分界面 ($z = -d$) 处折射情况如图 2 所示. 其中, $\mathbf{k}_1$, $\mathbf{k}_2$ 分别为介质 1 和介质 2 中的波矢, $\mathbf{p}_1$, $\mathbf{p}_2$ 和 $\mathbf{s}_1$, $\mathbf{s}_2$ 分别表示介质 1 和介质 2 中辐射光场平行和垂直的偏振矢量.

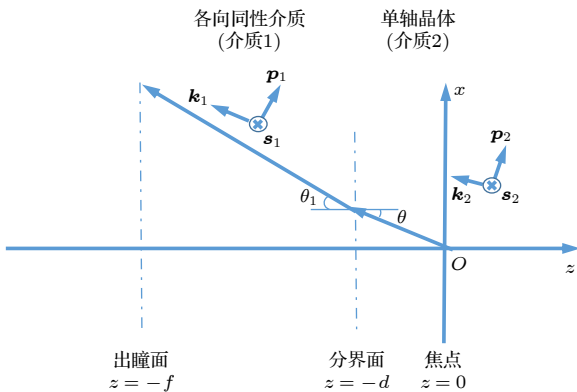


图 2 辐射场在分界面处的折射情况示意图

Fig. 2. Schematic diagram of the refraction of radiation field at the interface.

根据斯涅耳定律 $n_1 \sin \theta_1 = n_o \sin \theta$ 可得透射系数为

$$t_p = \frac{2\sin\theta\cos\theta_1}{\sin(\theta_1 + \theta)\cos(\theta_1 - \theta)}, \\ t_s = \frac{2\sin\theta\cos\theta_1}{\sin(\theta_1 + \theta)}, \quad (10)$$

其中, θ_1 表示在介质 1 中出射光场与 z 轴的夹角, θ 表示在介质 2 中入射光场与 z 轴的夹角.

由于分界面的存在而产生的像差函数表示为^[24]

$$W = kd(n_o \cos \theta - n_1 \cos \theta_1). \quad (11)$$

p 偏振和 s 偏振的像差函数表示为^[24]

$$W_p = W + \Delta W, \\ W_s = W, \\ \Delta W = k(d + z)\Delta n \sin^2 \theta / \cos \theta, \quad (12)$$

其中, ΔW 表示在介质 2 中由 o 光和 e 光所引起的像差, $\Delta n = n_e - n_o$ 表示介质 2 中 e 光和 o 光的折射率差, 当介质 2 是各向同性介质时, 则 $n_o = n_e$.

基于 (4) 式—(12) 式以及光的传播特性, 透射后 A' 点处总辐射电场表示为

$$\mathbf{E}_{A'}(\theta_1, \varphi) = t_p e^{-iW_p} \mathbf{E}_\theta e_\theta + t_s e^{-iW_s} \mathbf{E}_\varphi e_\varphi. \quad (13)$$

假设高数值孔径透镜满足正弦条件, 即 $r = f \sin \theta_1$, 其中 r 表示聚焦系统的径向坐标, 则所获得的入瞳光场表示为

$$\mathbf{E}_i(r, \varphi) = \mathbf{E}_{A'}(\theta_1, \varphi) / \sqrt{\cos \theta_1}. \quad (14)$$

根据单轴晶体中矢量衍射理论^[24], 将入瞳光场经高数值孔径透镜聚焦后可得到所需的目标焦场 $\mathbf{E}$. 考虑晶系具有多样性, 不同的晶系下所诱导磁化场也会发生改变. 文中仅研究输入光垂直入射条件下单轴晶体 (例如 32 , $3m$, $\bar{3}m$ 晶系晶体, 光沿着晶体光轴传播) 的情况. 相应的诱导磁化场 $\mathbf{M}$ 表示为^[25]

$$\mathbf{M} = i\gamma_1 (\mathbf{E} \times \mathbf{E}^*) + i\gamma_2 (\mathbf{E}_x \mathbf{E}_y^* - \mathbf{E}_x^* \mathbf{E}_y) \mathbf{e}_z, \quad (15)$$

其中, $\mathbf{E}^*$ 表示焦场 $\mathbf{E}$ 的共轭, γ_1 和 γ_2 是单轴晶体的各向异性磁光常数, 与材料的各向异性磁化率成正比. 从 (15) 式可以看出, 单轴晶体中的诱导磁化场总强度将大于各向同性介质中的情况, 特别是单轴晶体中磁化场纵向分量的强度比在各向同性介质中的强度增加了 γ_2/γ_1 倍, 这将有助于提高全光磁记录的翻转效率和可靠性.

3 数值模拟

为了研究单轴晶体中磁化场分布特性与针形磁化场调控, 本节进行了数值模拟. 如无特别说明, 所选参数为: $NA = 0.95$, $\lambda = 633 \text{ nm}$, $n_1 = 1$, $n_0 = 1.5427$, $\Delta n = 0.005$, $\gamma_2/\gamma_1 = 2$, $d = 2\lambda$.

3.1 单电偶极子对情况下磁化场分布特性

图 3 为电偶极子对 ($N = 1$) 位于焦点处时, 在各向同性介质 (第一行) 和单轴晶体 (第二行) 中所获得的磁化场强度分布图. λ 是聚焦光束的波长. 图 4 为各向同性介质和单轴晶体中沿 x 轴和沿 z 轴的归一化强度分布. 相比于各向同性介质, 单轴晶体中磁化场轴向焦深 (depth of focus, DOF) 从 1.2387λ 增加到 2.8942λ , 增长了近 1.4 倍 (这里 DOF 为磁场强度最大处的 50% 的轴向全宽), FWHM 从 0.4769λ 减小到 0.4570λ , 横向分辨率提高了 5%, 同时峰值强度产生了因非零横向自旋角动量引起的 x 轴方向的微小位移^[26]. 可见, x - y 平面磁斑尺寸非常接近理论衍射极限, 而纵向磁斑尺寸突破了衍射极限, 这是因为单轴晶体介质中的双

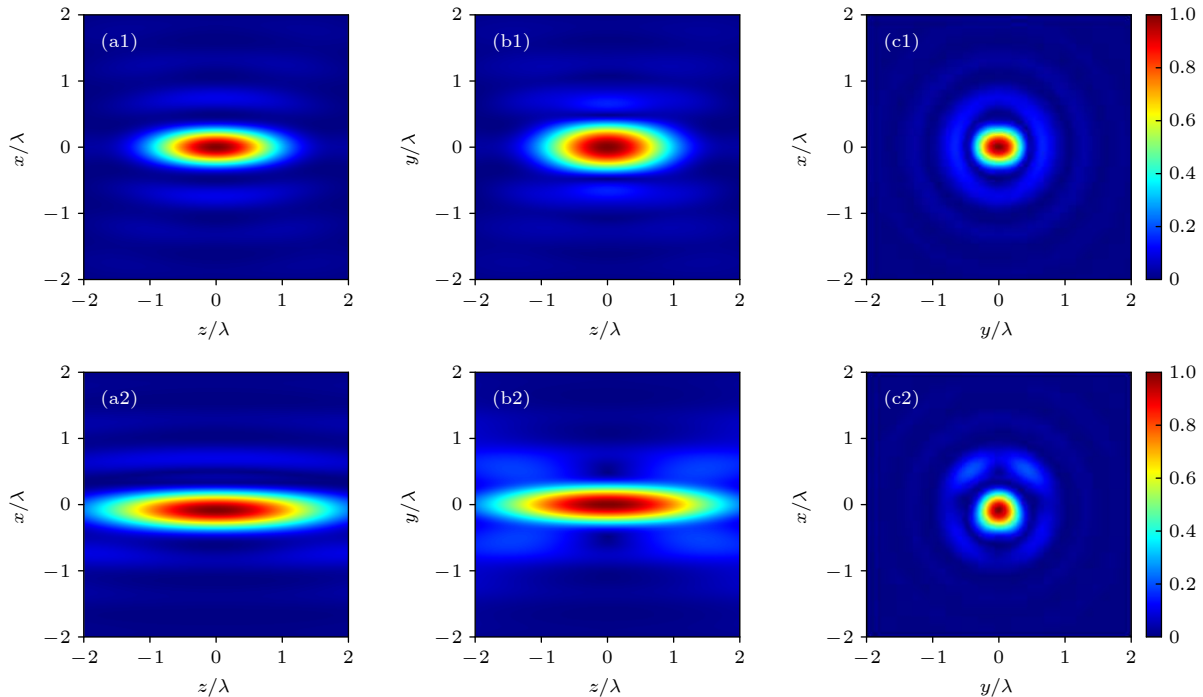


图 3 (a1)–(c1) 各向同性介质和 (a2)–(c2) 单轴晶体中获得的磁化场强度分布图 (a1), (a2) x - z 面; (b1), (b2) y - z 面; (c1), (c2) x - y 面

Fig. 3. The magnetization field intensity distributions obtained in the (a1)–(c1) isotropic medium and (a2)–(c2) uniaxial crystal: (a1), (a2) x - z plane; (b1), (b2) y - z plane; (c1), (c2) x - y plane.

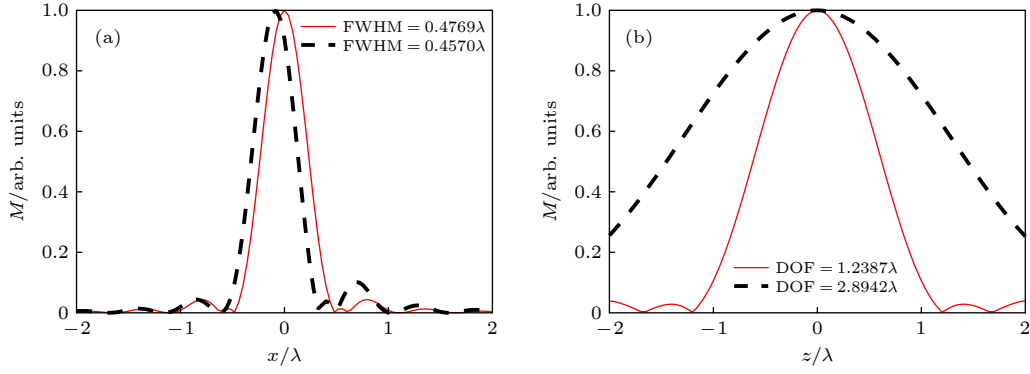


图 4 不同介质中的磁化场沿 (a) x 轴和 (b) z 轴的归一化强度分布 (红实线为各向同性介质, 黑虚线为单轴晶体介质)

Fig. 4. Normalized intensity distribution of magnetization field along the (a) x axis and (b) z axis in different media (Red lines refer isotropic media, black dotted lines are uniaxial crystal media).

折射效应使得 e 光诱导的纯纵向磁化场增强, 将有助于提高全光磁记录的密度. 该结果充分显示出各向异性材料在全光磁记录中的优势, 也直观反映所建模型对磁化场实际应用研究的重要性.

3.2 多电偶极子对情况下针形磁化场调控及分布特性

随着 N 的增加, 所获得的磁化场 DOF 就越长, 但其轴向强度分布会变得不均匀. 因此, 通过经验直接搜索法^[27] 可以优化电偶极子对阵列混合辐射场参数. 首先, 设置电偶极子阵列初始值分别为 $A_n = 1, \beta_n = \pi$, 调试 d_n 的值使得聚焦后的光致磁化场在聚焦区域内具有相对较长的深度; 其次, 调试 A_n , 使得在 DOF 范围内磁化场的最大值能够保持近似相等; 最后, 通过调试 β_n , 使得磁化场的轴向强度更加均匀. 以电偶极子对数 $N = 2$ 和 $N = 3$ 为例, 优化参数如表 1 所列.

表 1 电偶极子对数 N 的仿真参数

Table 1. Simulation parameters for electric dipole logarithms N .

电偶极子对数 N	A_n	d_n	β_n
$N = 2$	$A_1 = 1.00$	$d_1 = 3.00\lambda$	$\beta_1 = 5.00\pi$
	$A_2 = 1.04$	$d_2 = 4.99\lambda$	$\beta_2 = 5.01\pi$
$N = 3$	$A_1 = 0.99$	$d_1 = 3.06\lambda$	$\beta_1 = 5.00\pi$
	$A_2 = 1.01$	$d_2 = 1.00\lambda$	$\beta_2 = 4.97\pi$
	$A_3 = 1.00$	$d_3 = 1.01\lambda$	$\beta_3 = 5.00\pi$

图 5 所示为当电偶极子对数 $N = 2$ 和 $N = 3$ 时正向计算的针形磁化场分布图. 图 5(a1), (a2) 为生成针形磁化场所需的入瞳光场, 绿色标记和紫色标记分别表示右旋和左旋椭圆偏振, R_m 表示入

射光瞳的最大半径. 从图 5(b1), (b2) 中可以看出在焦域处形成了沿 z 方向均匀分布的针形磁化场; $N = 2$ 时轴向 DOF 达 7.799λ , 横向 FWHM 仅为 0.7688λ , 接近光学衍射极限, 磁针的纵横比可达 10; $N = 3$ 时轴向 DOF 达 8.5073λ , 横向 FWHM 仅为 0.63717λ , 如图 5(d1), (d2) 所示. 相比于电偶极子对数 $N = 2$ 的情况, 轴向 DOF 增加了 10%, 横向分辨率提高了 18%, 由于电偶极子参数之间会产生相互的制约, 从而导致针形磁化场的轴向强度的均匀性有所降低. 从图 5(c1), (c2) 中可以发现, 磁化场总场及其纵向分量的轴向 DOF 完全一致, 径向分量导致磁化场具有较小的旁瓣, 使得总场的 FWHM 相比于纵向分量增加了 0.02λ , 仅占总场的 2%. 这表明磁化场纵向分量 M_z 在总磁化场分布中占主要部分, 针形磁化场磁化取向纯度高.

由于聚焦透镜的衍射孔径尺寸有限, 所获得的目标焦场偏振态分布与所设想的圆偏振会有不同, 从而会影响所生成的磁化场取向纯度. 为便于定量评价磁化场取向纯度, 定义

$$P = \frac{|M_z(\theta, \varphi)|^2}{|M(\theta, \varphi)|^2}, \quad (16)$$

式中 $M_z(\theta, \varphi)$ 表示磁化场的纵向分量.

图 6 为 $N = 2$ 和 $N = 3$ 时生成的纵向针形磁化场的取向纯度 P 与轮廓表面值的依赖关系, 其中图 6(a) 为轮廓表面值示意图. 从图 6(b) 可以看出, 不同 N 条件下, 随着轮廓表面值从 0.1 变化到 1 的过程中, 针形磁化场的纯度逐渐增大. 当 $N = 2$ 时, 纯度从 0.95 逐渐增加到 1, 即使轮廓表面值低至 0.1 时, 纯度依然高达 0.95. 相比于 $N = 3$ 情况

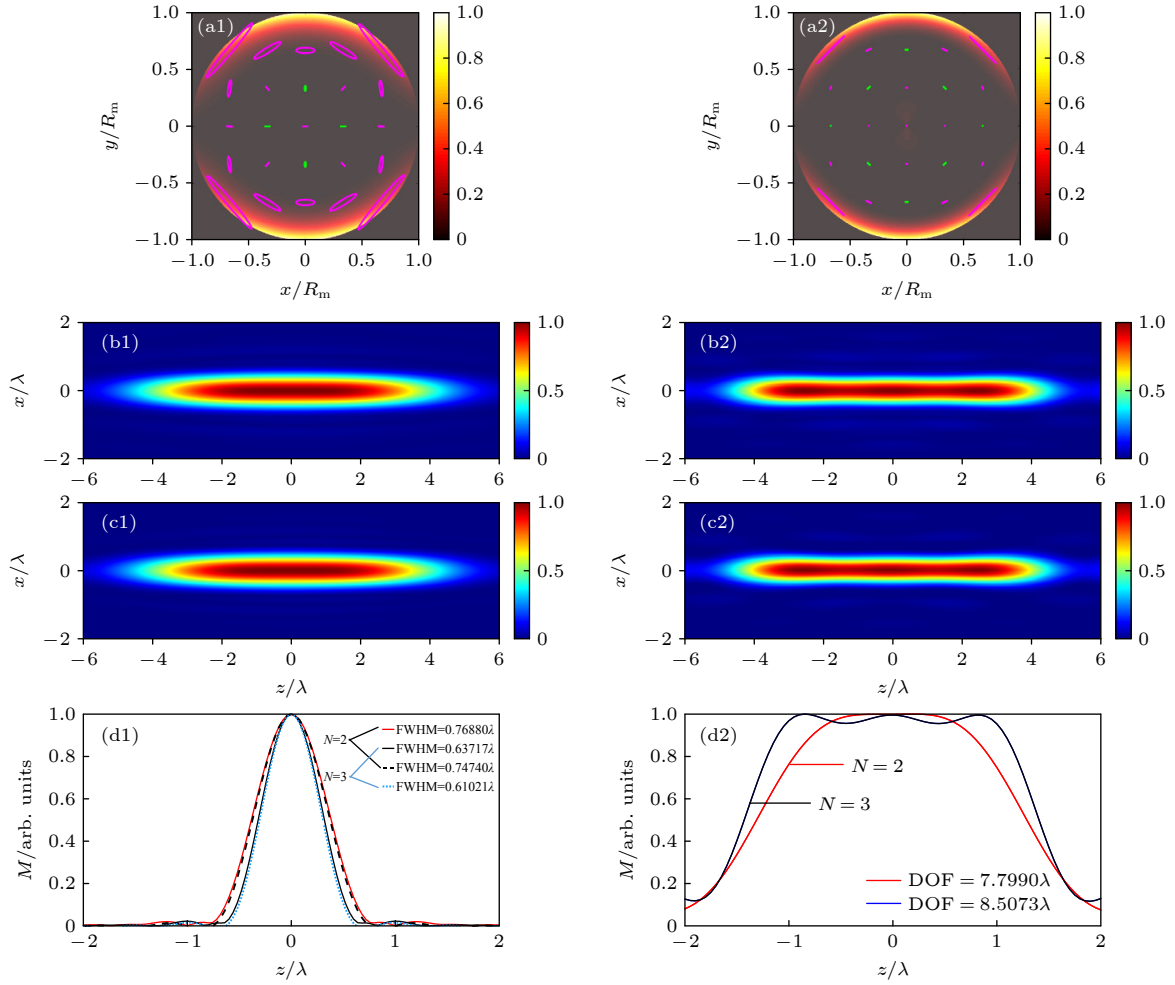


图5 针形磁场强度分布图 (a1) $N=2$ 和 (a2) $N=3$ 时所需的入瞳光场; (b1) $N=2$ 和 (b2) $N=3$ 时 $x-z$ 面总磁化强度分布; (c1) $N=2$ 和 (c2) $N=3$ 时 $x-z$ 面纵向磁化场分量强度分布; 针形磁场场沿 (d1) x 轴和 (d2) z 轴的归一化强度分布 (红实线和黑虚线分别为 $N=2$ 条件下的总场和纵向磁化场分量, 黑实线和蓝点线分别为 $N=3$ 条件下的总场和纵向磁化场分量)

Fig. 5. Intensity distributions of the needle magnetic field: required entrance pupil light field when (a1) $N=2$ and (a2) $N=3$; total magnetization on the $x-z$ plane when (b1) $N=2$ and (b2) $N=3$; longitudinal magnetization field component strength distribution of the $x-z$ plane when (c1) $N=2$ and (c2) $N=3$; the normalized intensity distribution of the needle-shaped magnetization field along the (d1) x axis and (d2) z axis (The red solid line and the black dotted line are the total field and longitudinal magnetization field component under the condition of $N=2$, respectively; the black solid line and the blue dotted line are the total field and the longitudinal magnetization field component under the condition of $N=3$).

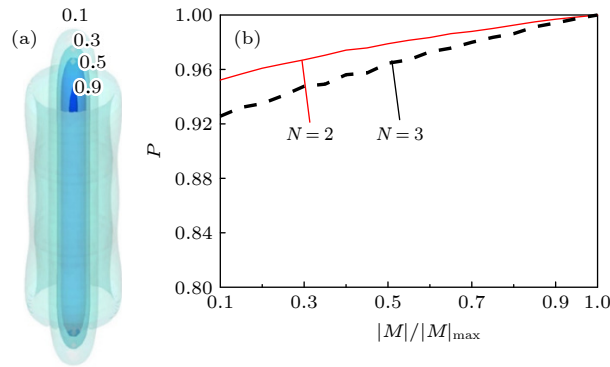


图6 磁化取向纯度对轮廓表面的依赖关系 (a) 轮廓表面值示意图; (b) 取向纯度与轮廓表面值变化曲线图

Fig. 6. Dependence of the magnetic orientation purity on the contour surface: (a) Schematic diagram of contour surface values; (b) change curve of orientation purity and contour surface value.

下的纯度值 0.928 有所增加, 这可能与 $N = 3$ 时电偶极子参数优化有关. 该结果表明在各向异性介质中能够生成高纯度纵向针形磁化场, 为提高全光磁记录中磁化翻转有效性提供新的实现方法.

4 结 论

研究了单轴晶体中高纯度纵向针形磁化场的生成与调控, 通过收集单轴晶体中电偶极子对及阵列反向辐射场的方法, 理论上推导出了入瞳光场的数学表达式, 再对入瞳光场紧聚焦后获得了纯度大于 95% 的纵向针形磁化场. 逆向的计算方法解决了正向计算方法所面临的挑战和局限性, 并提供了入射光瞳面电场控制与焦场偏振态控制之间的相关性, 简化了磁化场控制. 相对各向同性介质, 单轴晶体中产生的磁化场磁斑 DOF 增加了近 1.4 倍. 在 $N = 2$ 的情况下, 通过经验直接搜索法优化电偶极子和阵列参数, 在单轴晶体中能够获得横向 FWHM 达 0.7688λ 、轴向 DOF 达 7.799λ 和纯度大于 95% 的纵向针形磁化场. 增加电偶极子对数 (如 $N = 3$), 可获得轴向 DOF 达 8.5073λ , 横向 FWHM 仅为 0.63717λ 的针形磁化场. 另外, 磁化取向纯度对轮廓表面的依赖关系也充分表明了在各向异性介质中能够生成高纯度纵向针形磁化场. 因此, 本文的研究结果不仅解决了磁化场调控局限于各向同性介质中的实际问题, 同时也为针形磁化场的调控与性能优化提供了可行方法, 这将在自旋电子学和全光磁记录方面具有潜在的实际应用价值.

参考文献

- [1] Majors P D, Minard K R, Ackerman E J, Holtom G R, Hopkins D F, Parkinson C I, Weber T J, Wind R A 2002 *Rev. Sci. Instrum.* **73** 4329
- [2] Atutov S N, Calabrese R, Guidi V, Mai B, Rudavets A G, Scansani E, Tomassetti L, Biancalana V, Burchianti A, Marinelli C, Mariotti E, Moi L, Veronesi S 2003 *Phys. Rev. A* **67** 053401
- [3] Phelan C F, Hennessy T, Busch T 2013 *Opt. Express* **21** 27093
- [4] Grinolds M S, Warner M, De Greve K, Dovzhenko Y, Thiel L, Walsworth R L, Hong S, Maletinsky P, Yacoby A 2014 *Nat. Nanotechnol.* **9** 279
- [5] van der Ziel J P, Pershan P S, Mahnstrom L D 1965 *Phys. Rev. Lett.* **15** 190
- [6] Weller D, Moser A 1999 *IEEE Trans. Magn.* **35** 6
- [7] Albrecht M, Rettner C T, Moser A, Best M E, Terris B D 2002 *Appl. Phys. Lett.* **81** 2875
- [8] Helseth L E 2011 *Opt. Lett.* **36** 987
- [9] Yan W, Nie Z, Liu X, Lan G, Zhang X, Wang Y, Song Y 2018 *Opt. Express* **26** 16824
- [10] Stanciu C D, Hansteen F, Kimel A V, Kirilyuk A, Tsukamoto A, Itoh A, Rasing T 2007 *Phys. Rev. Lett.* **99** 047601
- [11] Zhang Y, Bai J 2008 *Phys. Lett. A* **372** 6294
- [12] Jiang Y, Li X, Gu M 2013 *Opt. Lett.* **38** 2957
- [13] Wang S, Cao Y, Li X 2017 *Opt. Lett.* **42** 5050
- [14] Luo J, Zhang H, Wang S, Shi L, Zhu Z, Gu B, Wang X, Li X 2019 *Opt. Lett.* **44** 727
- [15] Kimel A V, Kirilyuk A, Usachev P A, Pisarev R V, Balbashov A M, Rasing T 2005 *Nature* **435** 655
- [16] Astakhov G V, Kimel A V, Schott G M, Tsvetkov A A, Kirilyuk A, Yakovlev D R, Karczewski G, Ossau W, Schmidt G, Molenkamp L W, Rasing T 2005 *Appl. Phys. Lett.* **86** 152506
- [17] Iihama S, Xu Y, Deb M, Malinowski G, Hehn M, Gorchon J, Fullerton E E, Mangin S 2018 *Adv. Mater.* **30** e1804004
- [18] Balanis A 2005 *Antenna Theory Analysis and Design* (Wiley-Interscience)
- [19] Chen W, Zhan Q 2009 *Opt. Lett.* **34** 2444
- [20] Chen W, Zhan Q 2010 *J. Opt.* **12** 045707
- [21] Chen W, Zhan Q 2011 *Opt. Commun.* **284** 52
- [22] Wang J, Chen W, Zhan Q 2012 *J. Opt.* **14** 055004
- [23] Li J, Feng X Y, Wang M J 2017 *Equip. Environ. Eng.* **14** 18 (in Chinese) [李瑾, 冯晓毅, 王明军 2017 装备环境工程 **14** 18]
- [24] Stallings S 2001 *J. Opt. Soc. Am. A* **18** 2846
- [25] Volkov P V, Novikov M A 2002 *Crystallogr. Rep.* **47** 824
- [26] Aiello A, Lindlein N, Marquardt C, Leuchs G 2009 *Phys. Rev. Lett.* **103** 100401
- [27] Zhou Z L, Wang Z Y, Lan G Q, Chai Z J, Nie Z Q, Kong D G 2021 *J. Nat. Sci. Heilongjiang Univ.* **38** 109 (in Chinese) [周志龙, 王朝玉, 兰国强, 柴志军, 聂仲泉, 孔德贵 2021 黑龙江大学自然科学学报 **38** 109]

High-purity longitudinal needle-shaped magnetization fields produced in uniaxial crystals^{*}

Xu Lin-Xi¹⁾ Zhu Rong-Qi¹⁾ Zhu Zhu-Qing^{1)2)†}
Gong Li-Ping³⁾ Gu Bing⁴⁾⁵⁾

1) (*Key Laboratory of Optoelectronic Technology of Jiangsu Province, School of Physical Science and Technology, Nanjing Normal University, Nanjing 210023, China*)

2) (*School of Computer and Electronic Information, Nanjing Normal University, Nanjing 210023, China*)

3) (*School of Mathematics and Statistics, Shanghai University of Engineering Science, Shanghai 201620, China*)

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

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

(Received 21 February 2022; revised manuscript received 26 March 2022)

Abstract

Based on the Richard-Wolf vector diffraction theory and the inverse Faraday effect, a method of generating a high-purity longitudinal needle-shaped magnetization field in the uniaxial crystal is proposed. In this method, the inverse radiation of the electric dipole in the uniaxial crystal is used to construct an optimal entry pupil light field through regulating the multi-parameter of the number of electric dipole pairs N and their array, and then the magnetization field of the desired target is obtained by forward tightly focusing. The simulation results show that when $N = 1$, the focal length of the magnetic field generated in the uniaxial crystal increases by 1.4 times and the lateral resolution increases by 5% compared with the counterparts in an isotropic medium. It can be further seen that when $N = 2$ and $N = 3$, with the increase of the number of electric dipole pairs, the focal length of the needle magnetic field generated in the uniaxial crystal increases by 10%, and the lateral resolution increases by 18%. The purity of the needle magnetic field gradually increases to 1 as the magnetization field profile surface value changes from 0.1 to 1. Especially when $N = 2$ and the contour surface value is 0.1, the magnetic field purity is as high as 95%. The results provide a feasible scheme for generating a longitudinal magnetization field with higher purity and longer focal length in an anisotropic medium, and also present the theoretical guidance for selecting optimal pupil beams in practical applications such as all-optical magnetic recording, atom capture and lithography.

Keywords: electric dipole, inverse Faraday effect, tight focus, uniaxial crystal

PACS: 78.20.Ls, 78.20.Bh, 42.25.Fx

DOI: 10.7498/aps.71.20220316

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 12174196, 12104288).

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