

doi:10.3969/j.issn.1001-4616.2020.02.003

# 单轴晶体中紧聚焦柱对称矢量涡旋 光诱导磁化场特性研究

张恒闻,王瑞博,曹重阳,朱竹青

(南京师范大学物理科学与技术学院,江苏 南京 210023)

**[摘要]** 本文基于逆法拉第效应,利用矢量衍射理论详细研究了紧聚焦的柱对称矢量涡旋光束在单轴晶体中诱导磁化场的分布.探讨了输入光场矢量特性、单轴晶体磁光常数间的比值、 $o$ 光和 $e$ 光折射率差以及各向同性介质-单轴晶体界面位置对磁化场分布的影响.数值模拟发现,单轴晶体磁光常数间的比值愈大、 $o$ 光和 $e$ 光折射率差越小以及各向同性介质-单轴晶体界面的位置趋近于透镜焦点,都会使磁化强度得到增强,半高全宽减小.与各向同性介质中的磁化场相比,单轴晶体中磁化场半高全宽更小,磁斑长度更长.这将有利于全光磁存储记录密度的提高以及磁化反转率的提升,并为全光磁记录、原子捕获、光刻等应用提供理论指导和新的调控手段.

**[关键词]** 逆法拉第效应,单轴晶体,矢量涡旋光束,紧聚焦

**[中图分类号]** O436 **[文献标志码]** A **[文章编号]** 1001-4616(2020)02-0010-07

## Study on the Magnetization Field Induced by Tightly Focused Cylindrical Symmetric Vector Vortex Light in a Uniaxial Crystal

Zhang Hengwen, Wang RuiBo, Cao Chongyang, Zhu Zhuqing

(School of Physics and Technology, Nanjing Normal University, Nanjing 210023, China)

**Abstract:** Based on the vector diffraction theory and inverse Faraday effect, we detailedly studied the distribution of magnetization fields induced by tightly focused cylindrically polarized vortex beams in a uniaxial crystals. The effects of the vector character of the incident beam, the ratio between the magneto-optical constants of the uniaxial crystal, the value of extraordinary refractive index minus ordinary refractive index, and the location of interface between the isotropic media and the uniaxial crystal are discussed. Based on numerical simulation, it is found that the larger the ratio between the magneto-optical constants of the uniaxial crystal, the smaller the value of extraordinary refractive index minus ordinary refractive index, or the closer the location of interface between the isotropic media and the uniaxial crystal will all increase the maximum intensity of the magnetization field and decrease the full width at half maximum. Importantly, the full width at half maximum of the magnetization field in the uniaxial crystal is smaller than that in an isotropic crystal, and the length of magnetic spot is longer than that in the isotropic crystal. These will be beneficial to the improvement of recording density and the magnetization reversal rate of the all-optical magnetic storage, and will provide theoretical guidance and the new way control for the all-optical magnetic recording, atomic capture, lithography and other applications.

**Key words:** inverse Faraday effect, uniaxial crystal, vector vortex beam, tightly focused

全光磁反转是利用逆法拉第效应<sup>[1]</sup>,通过改变圆偏振输入光的手性使磁光材料中的感应磁化方向发生反转的现象.这种磁化反转的速率高,可以达到皮秒,甚至飞秒数量级<sup>[2]</sup>,在全光磁记录<sup>[3-8]</sup>、原子捕获<sup>[9-10]</sup>和共聚焦核磁共振显微镜<sup>[11-12]</sup>等领域得到广泛的应用.

自 2007 年 Stanciu 等使用无定形的铁合金  $Gd_{22}Fe_{74.6}Co_{3.4}$  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以来<sup>[2]</sup>,研究者们通过联合调控输入光的振幅、相位、偏振特性或增大聚焦

收稿日期:2020-02-12.

基金项目:国家自然科学基金项目(61875093)、江苏省自然科学基金项目(BK20181384)、天津市自然科学基金项目(19JCYBJC16500).

通讯作者:朱竹青,博士,副教授,研究方向:数字全息、矢量光场及诱导磁化场调控. E-mail: zhuqingzhu@njnu.edu.cn

透镜数值孔径(numerical aperture, NA)生成分辨率更高或焦深更长或功能不同的磁化场. 2008年,张耀举等首次理论上计算了圆偏振光在紧聚焦条件下( $NA = 0.85$ )诱导的磁化场分布,磁化场横纵比约为24%<sup>[13]</sup>. 但具有横向成分的磁化场不利于全光磁记录,2013年,顾敏研究小组利用一阶角向偏振涡旋光束产生了纯纵向磁化场<sup>[14]</sup>. 与圆偏振诱导的磁化场尺寸相比,该磁化场半高全宽减少了15%,分辨率得到了提高. 2015年,聂仲泉等利用单涡旋二元滤波器调制角向偏振贝塞尔高斯光束,在焦点区域产生了亚波长尺寸的磁链<sup>[15]</sup>. 2016年,贡丽萍等利用涡旋滤波器调制的角向偏振矢量光束在 $4\pi$ 系统紧聚焦,实现了超长的磁链,其由19个具有纵向磁化场的亚波长( $0.44\lambda$ )球形斑点组成<sup>[16]</sup>. 2017年,王思聪利用二元编码的滤波器控制焦场分布,产生了超长的纯纵向的磁针,该磁针在纵向上可以达到 $7.48\lambda$ <sup>[17]</sup>. 2019年,骆建军等通过反向计算设计电偶极子的阵列,得到了磁化方向矢量任意可控的磁针阵列<sup>[18]</sup>. 然而上述研究的磁化场仅是考虑各向同性介质或空气中的情形,忽略了材料特性对磁化场分布的影响.

最早人们在掺铈的各向同性晶体氟化钙( $\text{Eu}^{+2}:\text{CaF}_2$ )<sup>[1]</sup>材料中观察到逆法拉第效应现象. 随后研究者在有钙钛矿型结构的各向异性晶体( $\text{DyFeO}_3$ )<sup>[19]</sup>、四重磁各向异性的( $\text{Ga, Mn})\text{As}$ <sup>[20]</sup>材料以及掺杂 $\text{Co/Pt/Cu}$ 等物质的钆铁钴( $\text{Gd}_{22}\text{Fe}_{74.6}\text{Co}_{3.4}$ )<sup>[2,21]</sup>材料中相继观察到超快的磁化反转现象. 可以看出,各向异性材料已被广泛应用在全光磁记录等领域. 虽张耀举等对各向异性介质中磁化场分布<sup>[22]</sup>有所研究,但各向异性材料双折射效应以及界面对磁化场的影响需要深入探讨. 因此本文建立了包含单轴晶体材料界面和各向异性特性影响情况下的紧聚焦柱对称矢量涡旋光诱导磁化场的物理模型,详细讨论了单轴晶体材料的磁化系数、折射率以及界面的位置对磁化场分布的影响,为全光磁记录等实际应用中磁化场特性分析及性能优化提供理论依据.

## 1 基础理论

### 1.1 考虑界面影响情况下单轴晶体中的电场分布

图1(a)所示为各向同性介质(介质1)中聚集电场示意图. 设光轴方向为 $z$ 方向,垂直于材料表面( $x-y$ 平面). 输入光场经高数值孔径透镜聚焦于坐标原点 $O$ .  $k$ 为波矢, $p$ 和 $s$ 分别表示介质1中平行及垂直的偏振矢量. 实际应用中,当样品不是放在透镜焦点处,且诱导磁化场材料为各向异性单轴晶体时,则必须要考虑界面对电场分布的影响. 改进示意图如图1(b)所示. 介质1为各向同性介质,介质2为具有逆法拉第效应的轴向双折射单轴晶体,其光轴方向与 $z$ 轴一致. 介质1和介质2的界面到 $x-y$ 面距离为 $d$ , $k_1$ 、 $k_2$ 为介质1和介质2中的波矢, $p_1$ 、 $p_2$ 和 $s_1$ 、 $s_2$ 分别表示介质1和介质2中平行及垂直的偏振矢量.

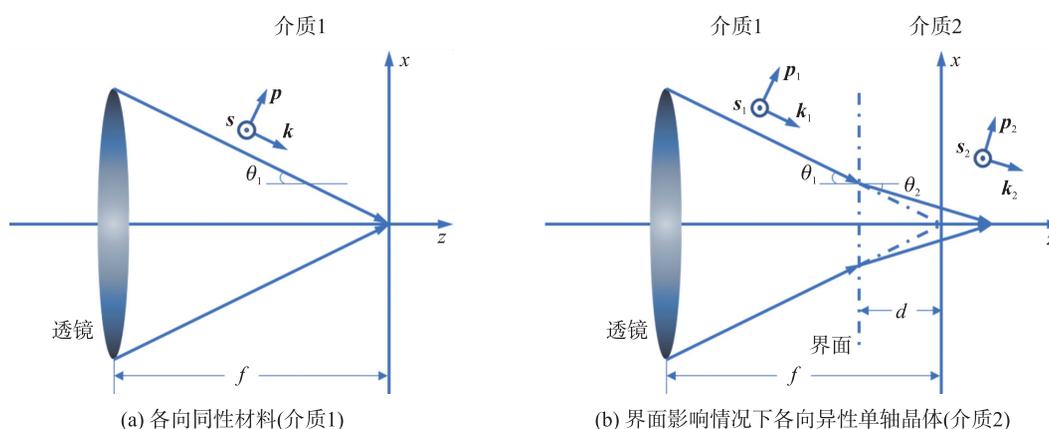


图1 紧聚焦光束通过不同材料时的传输示意图

Fig. 1 Schematic diagram of the transmission of a tightly focused light beam through different materials

根据矢量衍射理论,输入光经过透镜聚焦后通过介质1射入介质2,其焦场 $E$ 可表示为<sup>[23]</sup>:

$$E(r_2) = -iB \int_0^{\beta_1} \int_0^{2\pi} \sin \theta_1 \sqrt{\cos \theta_1} \cdot [t_p e^{iW_p} (\cos \phi A_x + \sin \phi A_y) p_2 + t_s e^{iW_s} (\cos \phi A_y - \sin \phi A_x) s_2] \cdot e^{ik_2 r_2} d\theta_1 d\phi, \quad (1)$$

式中, $B$ 是常数, $\beta_1$ 是与数值孔径相关的最大汇聚角.  $A_x$ 和 $A_y$ 是入射光在 $x$ 和 $y$ 方向的复振幅分布.  $\phi$ 表示相对于 $x$ 轴的方位角, $\theta_1$ 是透射光线与 $z$ 轴的夹角.  $W_p$ 和 $W_s$ 分别是 $p$ 偏振和 $s$ 偏振的像差函数,由界

面产生的像差  $W$  和介质 2 中  $e$  光和  $o$  光产生的像差  $\Delta W$  共同决定. 具体表示如下<sup>[23]</sup>:

$$\begin{aligned} W_p &= W + \Delta W, \\ W_s &= W, \\ W &= kd(n_o \cos \theta_2 - n_1 \cos \theta_1), \\ \Delta W &= k(d+z) \Delta n \sin^2 \theta_2 / \cos \theta_2, \end{aligned} \tag{2}$$

式中,  $\Delta n = n_e - n_o$  表示介质 2 中  $e$  光和  $o$  光的折射率差,  $\theta_2$  是折射光线与  $z$  轴的夹角.

考虑到光线在介质 1 与介质 2 界面反射, 相应透射系数  $t_p$  和  $t_s$  表示为:

$$\begin{aligned} t_p &= \frac{2n_1 \cos \theta_1}{\gamma^2 n_1 \cos \theta_2 + \gamma n_o \cos \theta_1}, \\ t_s &= \frac{2n_1 \cos \theta_1}{n_1 \cos \theta_1 + n_o \cos \theta_2}, \\ \gamma &= \frac{n_e}{\sqrt{(n_o^2 \sin^2 \theta_2 + n_e^2 \cos^2 \theta_2)}}, \end{aligned} \tag{3}$$

式中, 系数  $\gamma$  的取值范围在 0~1 之间.

取输入光场  $E_{in}$  为柱对称矢量涡旋光束, 可表示为:

$$E_{in} = e^{im\phi} \cos(\theta_1 + \eta) e_x + e^{im\phi} \sin(\theta_1 + \eta) e_y \tag{4}$$

式中,  $m$  是涡旋阶数,  $\eta$  是电场振动方向在横截面上与径向方向的夹角.  $e_x$  和  $e_y$  分别是  $x$  和  $y$  方向上的单位矢量. 当  $m=0, \eta=0$  时, 输入光呈现径向偏振的特点; 当  $m=0, \eta=\pi/2$  时, 呈现角向偏振的特点. 当  $m=1$  时, 输入光场是一阶涡旋矢量光束.

将式(4)代入式(1), 聚焦后的电场可化简为:

$$\begin{aligned} E_x(r_2) &= -iB \int_0^{\beta_1} \sin \theta_1 \sqrt{\cos \theta_1} [X_{m+1} e^{i(m+1)\varphi} + X_{m-1} e^{i(m-1)\varphi}] e^{ik_2 z \cos \theta_2} d\theta_1, \\ E_y(r_2) &= -B \int_0^{\beta_1} \sin \theta_1 \sqrt{\cos \theta_1} [X_{m+1} e^{i(m+1)\varphi} - X_{m-1} e^{i(m-1)\varphi}] e^{ik_2 z \cos \theta_2} d\theta_1, \\ E_z(r_2) &= -2iB \int_0^{\beta_1} \sin \theta_1 \sqrt{\cos \theta_1} X_m e^{im\varphi} e^{ik_2 z \cos \theta_2} d\theta_1, \end{aligned} \tag{5}$$

式中,

$$\begin{aligned} X_{m-1} &= i^{(m-1)} (t_p e^{iW_p} \cos \theta_2 \cos \eta - i t_s e^{iW_s} \sin \eta) J_{m-1}(k_1 r_1 \sin \theta_1), \\ X_m &= i^m t_p e^{iW_p} \cos \theta_2 \cos \eta J_m(k_1 r_1 \sin \theta_1), \\ X_{m+1} &= i^{(m+1)} (t_p e^{iW_p} \cos \theta_2 \cos \eta + i t_s e^{iW_s} \sin \eta) J_{m+1}(k_1 r_1 \sin \theta_1), \end{aligned} \tag{6}$$

式中,  $J_n(\sigma)$  是第一类  $n$  阶贝塞尔函数.

若介质 2 和介质 1 是同种各向同性介质, 此时  $\gamma = 1, n_e = n_o, t_p = t_s = 1$ , 界面就不存在了, 则  $\Delta W = 0, W_p = W_s = 0$ . 式(6)就可以化简为:

$$\begin{aligned} X_{m-1} &= i^{(m-1)} (\cos \theta_2 \cos \eta - i \sin \eta) J_{m-1}(k_1 r_1 \sin \theta_1), \\ X_m &= i^m \cos \theta_2 \cos \eta J_m(k_1 r_1 \sin \theta_1), \\ X_{m+1} &= i^{(m+1)} (\cos \theta_2 \cos \eta + i \sin \eta) J_{m+1}(k_1 r_1 \sin \theta_1). \end{aligned} \tag{7}$$

当式中  $\eta$  分别取 0 和  $\pi/2$  时, 式(7)和文献<sup>[24]</sup>中径向偏振和角向偏振光束的表达式一致. 这说明了考虑界面影响和各向异性同轴晶体情况下的紧聚焦一般式, 即上述推导的式(5)是正确的.

### 1.2 单轴晶体中的磁化场分布

由于晶系的多样性, 不同的晶系下所诱导磁化场也会复杂. 为了模型的简化和运算的快速, 本文仅研究输入光垂直入射条件下各向异性单轴晶体(如 32, 3m 和  $\bar{3}m$  晶系晶体)中诱导磁化场的特性分布. 当光束沿着光轴入射时, 考虑双折射的影响, 各向异性单轴晶体中诱导磁化场  $M$  应修正为<sup>[25]</sup>:

$$M = iA_1 [E \times E^*] + iA_2 (E_x E_y^* - E_y^* E_x) \hat{e}_z \tag{8}$$

式中,  $A_1$  和  $A_2$  是各向异性磁光常数, 与材料的各向异性磁化率成正比. 从式(8)可以看出: 各向异性材料

中磁化场纵向分量的强度比在各向同性介质中强度增强了  $A_2/A_1$  倍. 因此改变各向异性单轴晶体的磁光常数  $A_2/A_1$ 、各向异性  $e$  光和  $o$  光折射率差  $\Delta n$  以及各向同性介质-单轴晶体界面到的距离  $d$  参量能够优化磁化场的 3 个重要指标:分辨率、强度及磁斑长度,这将为全光磁记录的记录密度和效率、粒子捕获提供新的调控手段.

## 2 结果与讨论

为了研究各向异性材料对磁化场的影响,详细分析各向异性单轴晶体磁光常数  $A_2$  和  $A_1$  的比值、 $e$  光与  $o$  光折射率的差值  $\Delta n$  及界面到  $x-y$  面的距离  $d$  对磁化场分布的影响规律,本文进行了数值模拟,并定义了磁化场强度最大值(maximum intensity of magnetization field, MIMF)、半高全宽(full width at half maximum, FWHM)、磁斑长度(magnetic spot length, MSL)3 个参量对磁化场特性进行表征. 模拟所需参数如无特别说明,均设置为下列值:波长  $\lambda = 633$  nm,涡旋阶数  $m = 1$ ,介质 1 折射率  $n_1 = 1$ ,数值孔径  $NA = 0.9$ ,介质 2 的  $o$  光折射率  $n_o = 1.5427$ , $e$  光与  $o$  光折射率的差值  $\Delta n = 0.005$ ,磁光常数  $A_2$  和  $A_1$  的比值为 2,界面到  $x-y$  面的距离  $d = 2\lambda$ .

### 2.1 界面到单轴晶体中的磁化场分布的影响

图 2 所示为紧聚焦柱对称矢量光在 3 种情况下诱导磁化场强度分布图( $x-y$  平面和  $x-z$  平面的场分布图),其中(a)图是未考虑界面影响下在各向同性介质中磁化场强度分布图(采用模型如图 1(a)所示). (b)图和(c)图则是考虑介质 2 分别为各向同性和单轴晶体介质中的磁化场分布图(采用模型如图 1(b)所

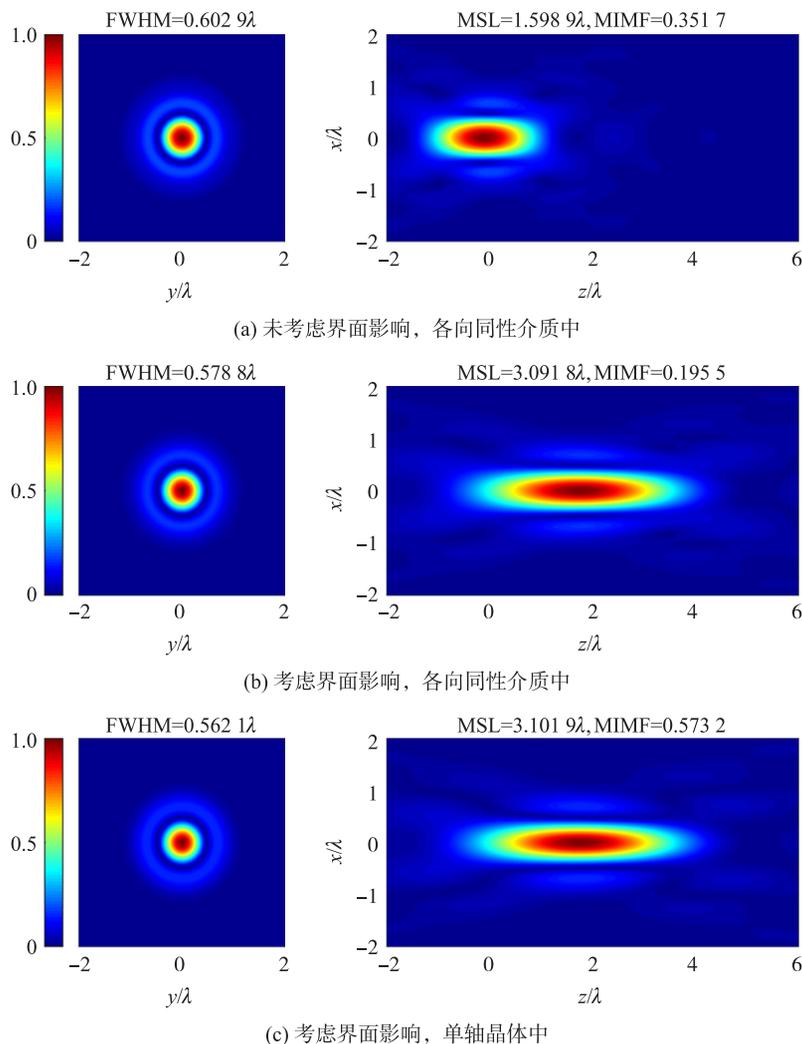


图 2 紧聚焦柱对称矢量光在 3 种情况下诱导磁化场强度分布图( $x-y$  平面和  $x-z$  平面磁化场分布图)

Fig. 2 Intensity distribution of magnetization fields induced by the tightly focused cylindrically vector light( $x-y$  and  $x-z$  planes) in the following three different conditions

示). 比较图 2(a)与图 2(b),可以明显发现在各向同性介质中,界面使得磁化场焦斑中心远离透镜,磁斑长度也从  $1.598\ 9\lambda$  增加到  $3.091\ 8\lambda$ ,半高全宽却从  $0.602\ 9\lambda$  减小到了  $0.578\ 8\lambda$ ,磁化场强度最大值降低了 45%. 这是由于入射光在界面处发生了反射,部分能量没有进入材料被损失掉,从而透射部分的能量变小. 与图 2(b)相比,图 2(c)所示单轴晶体中磁化场半高全宽得到提高,磁斑长度也有所增加. 有趣的是磁化场强度最大值比不考虑界面影响情况下各向同性介质内强度最大值增加了 0.6 倍. 这充分说明了各向异性材料在全光磁记录中的优势,也直观地反映了图 1(b)模型对磁化场实际应用研究的重要性.

### 2.2 光场矢量性对单轴晶体中的磁化场分布的影响

在全光磁记录、数据存储等应用中,柱对称矢量涡旋光常被选用记录光场<sup>[4-5,8]</sup>. 但具有空间矢量分布的输入光与各向异性的单轴晶体相互作用时将会影响诱导磁化场的分布,因此光场矢量性需要合理选择. 图 3 所示为不同条件下磁化场半高全宽、磁斑长度及磁化场强度最大值随柱对称矢量涡旋光初始角  $\eta$  的变化. 可以看出,当  $\eta$  从 0 到  $\pi/2$  变化时,入射光偏振分布也从径向偏振逐渐变化角向偏振,磁化场半高全宽和磁斑长度也逐渐减小,而磁化强度最大值逐渐增大,能量更加集中. 取两个特殊情况,当输入光为径向偏振时, $A_2$  对磁斑长度, $\Delta n$  对半高全宽和强度最大值没有影响. 当输入光为角向偏振时, $A_2$  对磁斑长度和半高全宽、 $\Delta n$  对磁化场 3 个指标没有影响. 而  $d$  在这两种情况下变化一致,随其值增大,磁化场半高全宽和磁斑长度相应增大,磁化强度最大值却相应减小. 为了不失一般性,在下面的研究中选取输入光偏振初始角  $\eta = \pi/4$ .

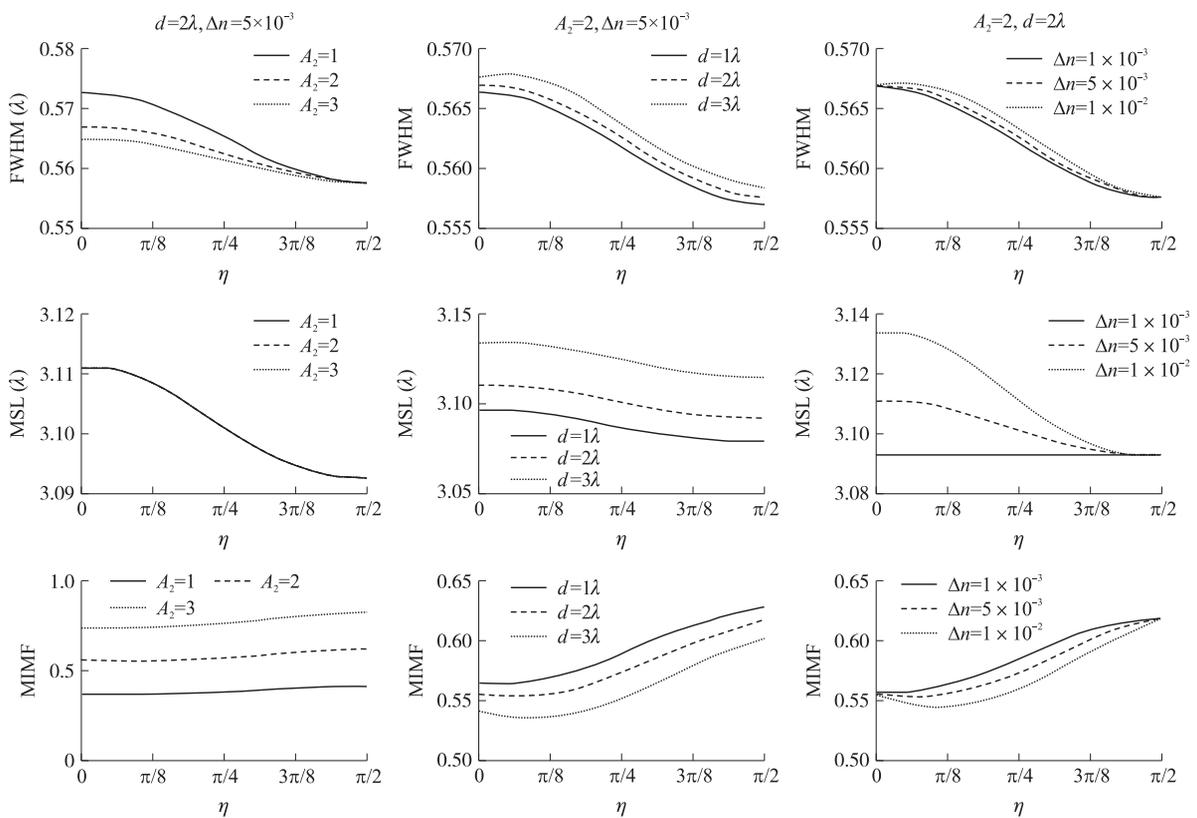


图 3 磁化场半高全宽、磁斑长度、磁化强度最大值随  $\eta$  的变化情况

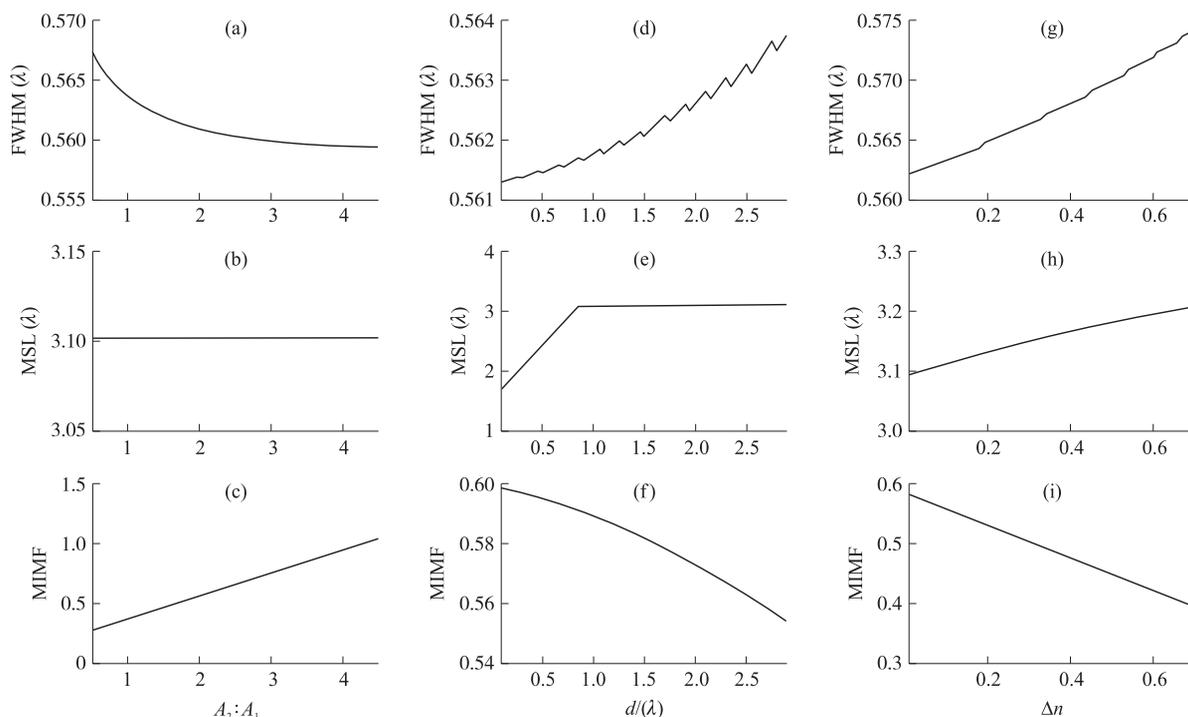
Fig. 3 The values of full-width at half maximum height of magnetization field, length of magnetic spot, and maximum value of magnetization field varying with the parameter  $\eta$

### 2.3 单轴晶体参数对磁化场分布的影响

全光磁记录中除了记录光源的选取和优化,记录材料单轴晶体的磁光常数  $A_2/A_1$ 、各向异性  $e$  光和  $o$  光折射率差  $\Delta n$  以及各向同性介质-单轴晶体界面到  $x-y$  面的距离  $d$  对磁化场分布影响更要深入研究.

图 4(a~c)直观反映了磁光常数  $A_2$  对磁化场分布的影响. 随着  $A_2$  与  $A_1$  比值的升高,半高全宽在不断的减小,减小的趋势逐渐趋于平缓,磁化场强度最大值呈线性上升变化. 这是因为在单轴晶体中非寻常光诱导的纯纵向磁化场对总场的贡献,其大小与  $A_2/A_1$  比值成正比. 图 4(d~f)所示为界面到  $x-y$  面距离  $d$

对磁化场分布的影响. 当距离  $d$  减小时, 磁化场强度最大值变大. 而磁斑长度则是随着距离  $d$  增大先是增加, 达到某一值时磁斑长度却不再变化. 因此全光磁记录实际应用要合理选择距离  $d$ , 保证记录的有效性. 特别的是, 半高全宽随界面到  $x-y$  面的距离的变大呈现波动上升的趋势. 这主要因为界面影响在模型上不仅要分析反射、透射系数的变化, 还要考虑对光场相位的改变. 而相位周期性变化则会产生磁化场半高全宽的周期性变化, 从而出现波动现象. 图 4(g~i) 所示为各向异性材料  $e$  光与  $o$  光折射率的差值  $\Delta n$  对磁化场分布的影响. 可以看出, 折射率差值  $\Delta n$  的减小会使磁化强度最大值增大, 同时半高全宽和磁斑长度减小. 折衷选择合适的  $A_2$  与  $A_1$  比值、距离  $d$  和  $\Delta n$  值, 可以获得优化的磁化场分布, 这将有利于磁化反转速率的提升和存储密度的提高.



(a~c)  $\Delta n=0.005$ 、 $d=2\lambda$  时, 磁光常数  $A_2$  和  $A_1$  的比值对磁化场分布的影响. (d~f)  $A_2=2$ 、 $\Delta n=0.005$  时, 界面到  $x-y$  面距离  $d$  对磁化场分布的影响. (g~i)  $A_2=2$ 、 $d=2\lambda$  时, 各向异性材料  $e$  光与  $o$  光折射率的差值  $\Delta n$  对磁化场分布的影响.

图 4 磁化场随单轴晶体参数变化情况

Fig. 4 The value of magnetization field varying with the parameters of the uniaxial crystal

### 3 结论

本文基于逆法拉第效应, 利用矢量衍射理论详细分析了紧聚焦的柱对称矢量涡旋光束在单轴晶体中产生的磁化场分布. 当单轴晶体的磁光常数之间的比值愈大、各向异性  $e$  光和  $o$  光折射率差变小以及各向同性介质-单轴晶体界面的位置趋近于透镜焦点时, 都会使磁化强度得到增强, 半高全宽减小. 相比各向同性介质, 各向异性单轴晶体中磁化场半高全宽更小, 磁斑长度更长. 高密度全光磁记录系统总是期望记录磁斑小、磁化强度大, 因此考虑界面影响和全光磁记录需求, 调控输入光的矢量性及各向异性单轴晶体参数将为提升磁化反转率、磁记录效率及磁记录密度提供新的实现方式, 也为全光磁记录、粒子捕获等领域的实际应用提供理论指导.

#### [参考文献]

- [1] VAN DER ZIEL J P, PERSHAN P S, MALMSTROM L D. Optical-induced magnetization resulting from the inverse Faraday effect[J]. Physical review letters, 1965, 15(5): 190-193.
- [2] STANCIU C D, HANSTEEN F, KIMEL A V, et al. All-optical magnetic recording with circularly polarized light[J]. Physical review letters, 2007, 99(4): 047601.

- [3] WELLER D, MOSER A. Thermal effect limits in ultrahigh-density magnetic recording[J]. IEEE transactions on magnetics, 1999, 35(6):4423–4439.
- [4] HELSETH L E. Light-induced magnetic vortices[J]. Optics letters, 2011, 36(6):987–989.
- [5] YAN W, NIE Z, LIU X, et al. Dynamic control of transverse magnetization spot arrays[J]. Optics express, 2018, 26:16824–16835.
- [6] ALBRECHT M, RETTNER C T, MOSER A, et al. Recording performance of high-density patterned perpendicular magnetic media[J]. Applied physics letters, 2002, 81(15):2875–2877.
- [7] KHORSAND A R, SAVOINI M, KIRILYUK A, et al. Role of magnetic circular dichroism in all-optical magnetic recording[J]. Physical review letters, 1988, 108(12):127205.
- [8] WANG S, LI X, ZHOU J. All-optically configuring the inverse Faraday effect for nanoscale perpendicular magnetic recording[J]. Optics express, 2015, 23(10):13530–13536.
- [9] ATUTOV S N, CALABRESE R, GUIDI V, et al. Fast and efficient loading of a Rb magneto-optical trap using light-induced atomic desorption[J]. Physical review A, 2003, 67(5):053401.
- [10] PHELAN C F, HENNESSY T, BUSCH T. Shaping the evanescent field of optical nanofibers for cold atom trapping[J]. Optics express, 2013, 21(22):27093–27101.
- [11] MAJORS P D, MINARD K R, ACKERMAN E J, et al. A combined confocal and magnetic resonance microscope for biological studies[J]. Review of scientific instruments, 2002, 73(12):4329–4338.
- [12] GRINOLDS M S, WARNER M, De GREVE K, et al. Subnanometre resolution in threedimensional magnetic resonance imaging of individual dark spins[J]. Nature nanotechnology, 2014, 9(4):279–284.
- [13] ZHANG Y J, BAI J. High-density all-optical magnetic recording using a high-NA lens illuminated by circularly polarized pulse lights[J]. Physics letters A, 2008, 372(41):6294–6297.
- [14] JIANG Y, LI X, GU M. Generation of sub-diffraction-limited pure longitudinal magnetization by the inverse Faraday effect by tightly focusing an azimuthally polarized vortex beam[J]. Optics letters, 2013, 38(16):2957–2960.
- [15] NIE Z, DING W, SHI G, et al. Achievement and steering of light-induced sub-wavelength longitudinal magnetization chain[J]. Optics express, 2015, 23(16):21296–21305.
- [16] GONG L, WANG L, ZHU Z, et al. Generation and manipulation of super-resolution spherical magnetization chains[J]. Applied optics, 2016, 55(21):5783–5789.
- [17] WANG S, CAO Y, LI X. Generation of uniformly oriented in-plane magnetization with near-unity purity in  $4\pi$  microscopy[J]. Optics letters, 2017, 42(23):5050–5053.
- [18] LUO J, ZHANG H, WANG S, et al. Three-dimensional magnetization needle arrays with controllable orientation[J]. Optics letters, 2019, 44(4):727–730.
- [19] KIMEL A V, KIRILYUK A, USACHEV P A, et al. Ultrafast non-thermal control of magnetization by instantaneous photomagnetic pulses[J]. Nature, 2005, 435(7042):655–657.
- [20] ASTAKHOV G V, KIMEL A V, SCHOTT G M, et al. Magnetization manipulation in (Ga, Mn) As by subpicosecond optical excitation[J]. Applied physics letters, 2005, 86(15):152506.
- [21] IIHAMA S, XU Y, DEB M, et al. Single-shot multi-level all-optical magnetization switching mediated by spin transport[J]. Advanced materials, 2018, 30(51):e1804004.
- [22] SHI T, ZHANG Y. Magnetization in the uniaxial crystal induced by highly focusing laser beam[J]. Acta photonica sinica, 2011, 40(4):565–568.
- [23] STALLINGA S. Axial birefringence in high-numerical-aperture optical systems and the light distribution close to focus[J]. Journal of the optical society of America A, 2001, 18(11):2846–2859.
- [24] YOUNGWORTH K, BROWN T. Focusing of high numerical aperture cylindrical vector beams[J]. Optics express, 2000, 7(2):77–87.
- [25] VOLKOV P V, NOVIKOV M A. Inverse faraday effect in anisotropic media[J]. Crystallography reports, 2002, 47(5):824–828.

[责任编辑:顾晓天]