

LiNbO₃:Fe 晶体中的涡旋孤子及由它们 写入波导的研究*

陆 琦

(天津理工学院自动化系, 天津 300191)

刘思敏 汪大云

(南开大学物理系, 天津 300071)

(2001 年 9 月 14 日收到, 2001 年 11 月 9 日收到修改稿)

在 LiNbO₃:Fe 晶体中观察到由光生伏打效应实现的涡旋孤子对和涡旋孤子阵列并成功地由它们写入了圆形和椭圆形波导. 研究了涡旋孤子之间的相互作用, 影响涡旋孤子形状的因素和实现稳定孤子的条件.

关键词: 涡旋孤子, 波导, 光生伏打效应

PACC: 4265S, 4280L

1. 引 言

自从 1992 年 Segev 等人^[1]提出利用光折变非线性补偿光在传播中的衍射效应, 从而产生光折变空间孤子以来, 人们已进行了大量的理论和实验方面的研究^[2,3]. 当一束包含暗迹的准平面波通过自散焦介质(其折射率的变化 $\Delta n < 0$)时, 如果介质的自散焦效应恰好平衡了光束的衍射, 光束就能够自陷形成暗空间孤子. LiNbO₃:Fe 晶体的自散焦非线性主要来源于介质内秉的强光生伏打内电场(约 10^5 / cm), 特别是光生伏打非线性 Δn 的大小取决于入射光强度与暗辐照的比值, 这样通过改变入射光的强度或者增加另一束背景光改变暗辐照来调节它们的比值, 从而实现光束的自陷. 由于暗孤子是嵌在准平面波中的低光强区, 因此当它通过自散焦介质时, 其中低光强照射区的折射率高于周围亮光场区的折射率, 从而写入波导, 当另一束均匀探测光被导入该波导中时, 它将无衍射地在其中传播^[4]. 这种由暗孤子写入波导的方法提供了高效益、低成本地制造光学波导的途径, 从而实现集成光学元件之间的连接. 我们已经在 LiNbO₃:Fe 晶体中由一维、二维和环形暗空间孤子成功地写入了相应的波导^[5-7].

光学涡旋是光束中的相位奇异点(位错), 它的场振幅为零, 围绕着涡旋的任何一周的总相位梯度为 $2m\pi$, m 为它的拓扑荷(涡旋角动量), 整数 m 的符号由位错的方向决定^[8]. 目前产生光学涡旋有以下几种方法: 1) 计算机制作振幅全息图^[9,10]; 2) 光刻制作相位掩模^[11]; 3) 利用激光器产生的 TEM₀₁ 和 TEM₁₀ 混合模^[12]. 自陷的光学涡旋称之为涡旋孤子, 它们因携带拓扑荷而具有类粒子的性质, 特别是当多个涡旋孤子共存时, 它们之间的相互作用极大地丰富了非线性动力学的内容. 1997 年 Chen 等人在 LiNbO₃ 中观察到了单荷电的涡旋孤子, 并研究了圆形孤子存在的条件^[8]. 本文用计算机绘制的波带片制成振幅型掩模, 分别产生了一个和一对单荷电的光学涡旋, 用相位掩模产生了一个沿圆弧排列有相同荷电数的一阶相位奇异点阵列, 并使它们自陷形成涡旋孤子和涡旋孤子阵列, 同时写入相应的波导. 研究了它们在 LiNbO₃:Fe 晶体里的传播特性, 观察了单个光学涡旋在光生伏打电场作用下的漂移, 涡旋阵列中孤子之间相互作用引起的分裂等, 讨论了影响涡旋孤子形状和稳定性的因素.

2. 实验与结果

实验装置如图 1 所示. 一束功率为 12mW 的 He-

* 国家自然科学基金(批准号 69678018, 69878009, 60078013)资助的课题.

Ne 激光束 ($\lambda = 632.8\text{nm}$) 由分束器(图中未画出)分成两束强度可以调节的光束,将其中一束经空间滤波器 FL 滤波、扩束和准直后变成直径为 3cm 的平行光.该光束射入分束棱镜 BS_1 后再次分束,其中一束光经过掩模变为振幅或相位调制的物光,另一束作为参考光.透镜 L_1 将掩模成像在晶体的输入面上,光束的偏振方向垂直于晶体的 c 轴(光).实验中由 L_1 的位置控制入射到晶体输入面上的光强和

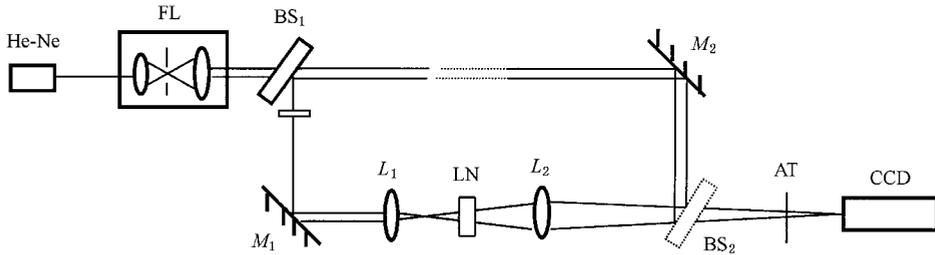


图 1 实验装置图(He-Ne 氦氖激光器 ($\lambda = 632.8\text{nm}$); FL 空间滤波器; BS_1 , BS_2 分束器; M_1 , M_2 平面镜; L_1 , L_2 凸透镜; LN, $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ 晶体; AT 衰减器)

当在晶体内成功地写入涡旋孤子和波导后,从参考光中(强度可以调节)引出一束弱光作为读出光,这相当于去掉掩模沿原物光的路径将被导向光引入写好的波导中.当屏上呈现出与写入图像的强度分布反转的晶体输出面的像时,表明已在晶体内写入了 $(2+1)$ 维波导.整个实验是分三部分进行的,实验现象和结果如下.

2.1. 写入一个涡旋孤子

我们在实验中用计算机绘制了两个螺旋线振幅型波带片,将其复制在透明薄片上制成直径为 0.9cm 的两个振幅掩模,波带片的主焦点是直径为 0.85mm 的均匀亮斑(背景光场),其中心分别嵌有一个和一对相位奇异点(光学涡旋).注意掩模的中心必须与扩束后的光场中心重合,所有的透镜共轴,才能使波带片主焦点的亮区和中央暗核都接近圆形,否则二者均为椭圆形并且暗核偏离亮区的中心.当写入一个单电荷 ($|m| = 1$) 的涡旋孤子时,所用的 LiNbO_3 晶体掺铁 $0.1\text{wt}\%$, 尺寸为 $20\text{mm} \times 15\text{mm} \times 3\text{mm}$, 晶体的 c 轴沿 15mm 方向,入射到晶体的光强为 $0.45\text{W}/\text{cm}^2$. 当晶体的输入面位于透镜 L_1 的焦点 ($f_1 = 8\text{cm}$) 后 2cm 时,晶体输入面的像如图 2 (a) 所示;辐照初始时 ($1-2\text{s}$) 和辐照 4h 后晶体输出面经透镜 L_2 ($f_2 = 135\text{cm}$) 所成的像分别如图 2 (b) 和 (c) 所示;图 2 (d) (e) 是辐照 4h 后用弱参考光读

光斑的尺寸.透镜 L_2 的作用是将晶体输出面处的图像成像在光屏上,用照相机或者 CCD 在像面上定时采集图像. AT 为光束衰减器.分束棱镜 BS_2 在写入涡旋孤子的过程中是不用的,只有在记录物光与参考光的干涉时加入它,这样图 1 中的右边边构成了一个 Mach-Zehnder 干涉仪.为了使干涉条纹清晰可见,可在 BS_2 前再加一个透镜 L_3 (图中未画出) 把干涉条纹进一步放大.

出的像和干涉图.从照片不难看出,在上述参数下光学涡旋在晶体内已经自陷成孤子并写入了波导.

改变透镜 L_1 的位置,使波带片主焦点的像分别成在 L_1 焦点后的不同位置,当晶体的入射面离透镜 L_1 焦点较近,光束不能自陷形成涡旋孤子.图 3 (a) 是晶体输入面的图像;图 3 (b) 是入射光强为 $0.8\text{W}/\text{cm}^2$, 辐照 $1\text{h}40\text{min}$ 晶体输出面的像,与图 3 (a) 相比,光学涡旋呈现出亮区扩大,暗核伸长并在光生伏打电场的作用下沿 c 轴正方向漂移.

2.2. 写入涡旋孤子对

当写入两个涡旋孤子时,由波带片产生一对同号单电荷 ($|m| = 1$) 的光学涡旋,两个暗核中心的距离约为 $250\mu\text{m}$, 它们的连线与 c 轴成 45° 角(涡旋对的角位置与波带片中螺旋线的画法,主焦点成像在晶体输入面的位置有关).所用晶体为掺有 $0.03\text{wt}\%$ Fe_2O_3 , 尺寸为 $1\text{cm} \times 1.2\text{cm} \times 1.4\text{cm}$ 的 LiNbO_3 , 晶体 c 轴沿 1.2cm 方向,其他实验条件与一个稳定涡旋孤子的情况相同.晶体输入面的图像如图 4 (a) 所示;图 4 (b) (c) 分别表示辐照 2s 和 4h 后晶体输出面的像;图 4 (d) (e) 是与图 4 (c) 对应的由弱光读出的像和干涉图.从照片可以看出涡旋孤子的暗核接近圆形.实验表明无论是一个还是一对涡旋孤子,它们暗核的椭圆度都与透镜 L_1 和晶体的位置有关,即与入射光的强度和暗辐照的比值有关,这与文献 [8]

的报道一致.干涉图中条纹的分叉清楚地表明暗核

截面处始终保持 π 的相位跃变.

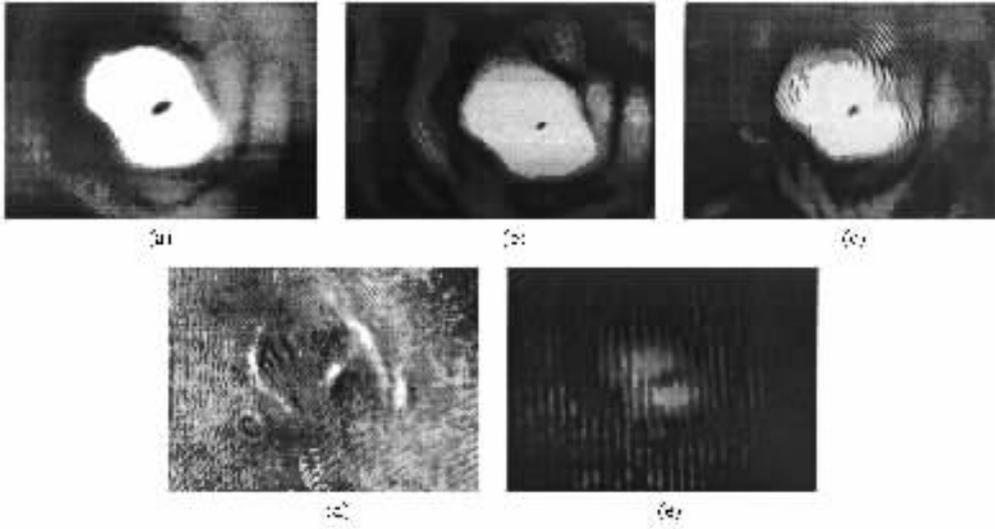


图2 写入一个稳定的光学涡旋孤子和波导 (a)晶体输入面的像 (b)辐照初始时晶体输出面的像 (c)(d)(e)分别为辐照 4h 后晶体输出面的像,用弱光读出的像和干涉图

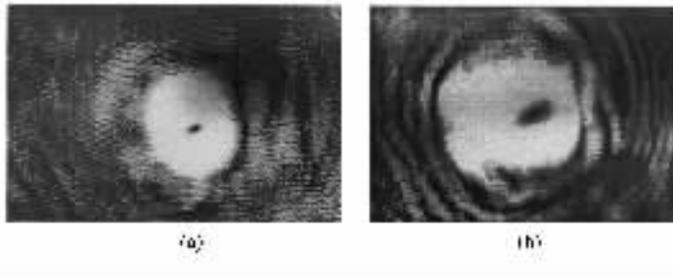


图3 光学涡旋表现出不稳定性的照片 (a)晶体输入面的图像 (b)入射到晶体的光强为 $0.8\text{W}/\text{cm}^2$ 辐照 1h40min 晶体输出面的像

2.3. 写入涡旋孤子阵列

我们用厚度约为 $120\mu\text{m}$ 的玻璃薄片,使一边成为直径为 1.8cm 的圆弧形,通过厚度的控制做成一个相位掩模.把它置于高斯分布的平面波光场中,则可以产生含若干个具有相同单荷电数 ($|m|=1$),沿圆弧排列的一阶相位奇异点阵列,奇异点的分布相对于光场中心基本对称,其数目可以通过改变光束截面直径来控制.实验中晶体的入射面位于透镜 L_1 的焦点(焦距变为 $f_1=13.5\text{cm}$)后 1.3cm 处,入射光光强为 $21.2\text{mW}/\text{cm}^2$.

辐照初始时晶体输出面的像如图 5(a)所示.辐照几分钟后暗核截面核心略有弯曲,但此时干涉图条纹的分叉情况与初始时相比没有变化.随着辐照时间的延长,暗核截面的形状以及它们在空间的角

位置在一段时间内始终保持不变.图 5(b)是 3h 后用弱光读出的像,图 5(c)是此时的干涉图,不难看出此时在晶体内已形成涡旋孤子阵列并写入波导.实验过程中我们也曾经不间断地用弱光读出,发现原来暗核处和暗核两侧的亮区强度反转得快,而暗核之间的亮区强度反转得慢,愈靠近光场的中心,强度反转得越快,反转的快慢与入射光的光场强度分布有关.当读出的图像中,强度达到完全的反转后应停止辐照,此时写入的波导区内、外的折射率比值适当,即亮区与暗区的对比度高,写入的波导质量好.如果辐照时间过长,在实验的配置下辐照超过 5h,最先看到光场中心处的涡旋孤子发生分裂,随后从中间向上、向下孤子逐渐全部分裂成两部分,并在光折变达到饱和时不再变化.辐照 6h 后晶体输出面的像如图 5(d)所示,图 5(e)是它的干涉图.将这两个图与 5(c)图比较,看到大部分孤子已分裂成两个新

的稳定暗孤子,干涉图分叉的变化证明了这一点.因此恰当地控制辐照的时间,才能使写入的波导截面

形状与原输入暗迹的形状相同.不同厚度的晶体对写入涡旋孤子没有影响.

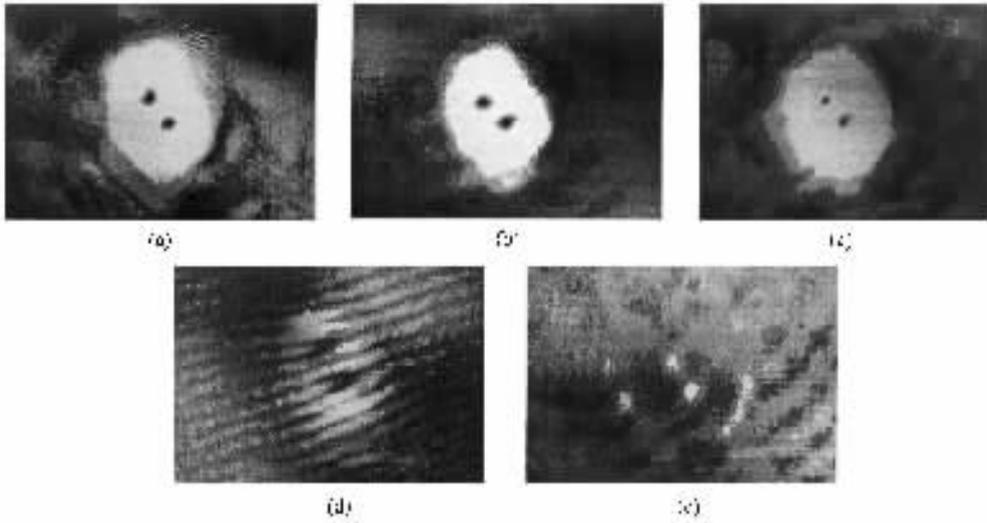


图 4 写入一对稳定涡旋孤子的照片 (a)晶体输入面的像;(b)辐照 2s 后晶体输出面的像;(c)(d)和(e)是辐照 4h 后晶体输出面的像,用弱光读出的像和干涉图

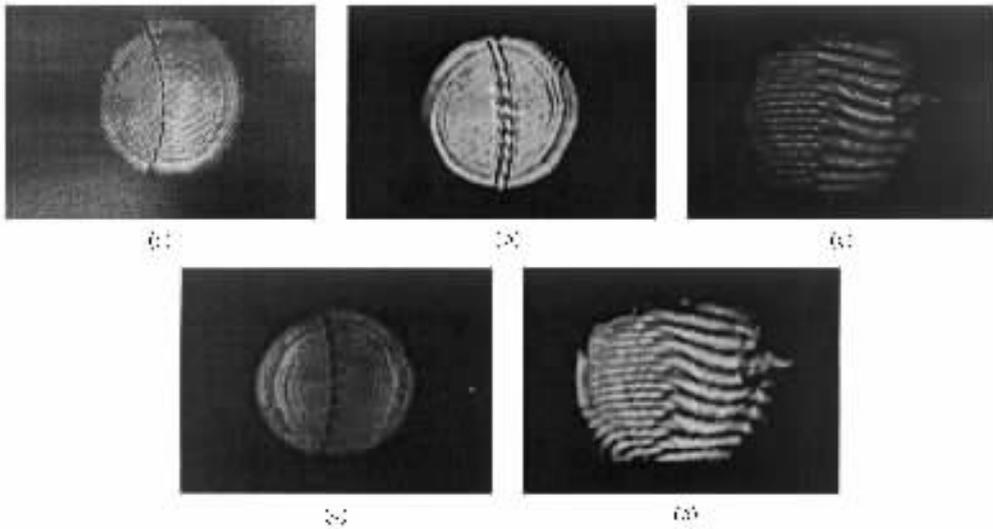


图 5 涡旋孤子阵列的照片 (a)晶体输入面的像 (b)(c)分别为辐照 3h 后用弱光读出的像和干涉图 (d)辐照 6h 孤子分裂;(e)与(d)对应的干涉图

3. 讨 论

光波在非线性光学介质中沿 z 轴传播时,在慢变化振幅的近似条件下服从如下标量波偏微分方程^[13]:

$$2ik \frac{\partial A}{\partial z} + \nabla_{\perp}^2 A + 2n_0 k_0^2 \Delta n A = 0, \quad (1)$$

式中 $A(r_{\perp}, z)$ 是光场沿 z 方向慢变化的复振幅; $k_0 = 2\pi/\lambda$; n_0 是介质的均匀折射率;波数 $k = k_0 n_0$;光强 $I = A^2$; ∇_{\perp}^2 是横向拉普拉斯算符,其作用是产生横向波矢 k_{\perp} 导致衍射效应;等号左边第三项是非线性项, Δn 为介质折射率的变化.从方程(1)可以看出:当 $\Delta n > 0$ 它引起自聚焦效应.如果自聚焦效应正好补偿衍射效应消除了横向波矢 k_{\perp} 的作用,那么光束在传播过程中将在两个横向维度上保持不

变,形成空间亮孤子.实际上这个过程就是光通过自聚焦介质时,光自感应出梯度折射率波导,光束作为自感应波导中的基本模式在自波导中传播,形成空间局域的自陷光束.当 $\Delta n < 0$ 它引起自散焦效应.一束中心包含暗迹的准平面波通过这类介质时,暗迹外边的亮光场区因自散焦使光向暗区扩张,如果暗迹轮廓的衍射效应正好抵消了上述自散焦效应引起的扩张,均匀亮光场区中的暗迹将在传播过程中保持不变形成暗空间孤子.暗迹中心的光强为零时称暗孤子,光强不为零(但小于背景光强)时称为灰孤子.在形成光学涡旋孤子的过程中,由于暗迹外面亮光场区的折射率低于暗迹区而由涡旋孤子写入波导.

本文着重研究 $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ 晶体中的圆形和椭圆形涡旋孤子,因此方程(1)中的横向坐标可以用极坐标 (r, θ) 描绘.当光生载流子的迁移机制主要为光生伏打效应时,由它产生的空间电荷场又通过线性电光效应(泡克尔斯效应)引起正比于空间电荷场的折射率变化 Δn 可以近似写成^[13]

$$\begin{aligned} \Delta n &= -\frac{1}{2} n_0^3 \gamma_{\text{eff}} E_x^{\text{sc}} \\ &= -\Delta n_0 \left[\frac{I}{1+I} + \frac{1}{2(1+I)} \ln \left(\frac{1+I_\infty}{1+I} \right) \right. \\ &\quad \left. - \frac{1}{2\pi(1+I)} \int_0^\pi \frac{\cos\theta}{r} \ln(1+I) \text{d}r \text{d}\theta \right], \quad (2) \end{aligned}$$

$$\Delta n_0 = \frac{1}{2} n_0^3 \gamma_{\text{eff}} E_p, \quad (3)$$

式中 r_{eff} 是有效电光系数;当入射光为 o 光时 $r_{\text{eff}} = r_{13}$, 当入射光为 e 光时 $r_{\text{eff}} = r_{33}$, 在 $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ 晶体中, $r_{33} = 30.8 \text{ pm/V}$, $r_{13} = 8.6 \text{ pm/V}$ ^[14]; E_x^{sc} 为沿晶体 c 轴方向的空间电荷场(光生伏打电场); I_∞ 是暗核背景光场的强度; $I = I_{\text{em}}/I_d$, 其中 I_{em} 为入射到光折变晶体内的单束光光强, $I_d = \beta/s$ 为暗幅照光强, 在 $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ 晶体中 I_d 为 $\mu\text{W}/\text{cm}^2$ 的数量级, β 是热激发速率, s 是激发截面; $E_p = G_{\text{eff}} \gamma N_A / q\mu$ 是最大的光生伏打电场, G_{eff} 是有效光生伏打系数, q 是电子电荷, μ 是电子迁移率, γ 是俘获截面, N_A 是负电荷受主密度.

方程(2)等号右边第一、二项表示光致折射率变化的局域项,第三项为非局域项.由该方程明显看出,光生伏打光折变晶体的非线性(即折射率的变化 Δn)依赖于 I 的值,即依赖于入射光与暗幅照的强度之比 I_{em}/I_d . 近年来不断有人提出用另外加一束

背景光 I_b (相干的或非相干的均匀幅照)增加晶体内载流子的密度来改变暗幅照 I_d , 从而控制晶体的非线性影响涡旋孤子的传播动力学^[8, 15].

理论证明方程(1)可以化为非线性薛定谔方程.当光束通过非线性介质时,在两个横向维度上同时存在非线性和衍射效应的情况下,涡旋孤子是方程(1)的稳定特解.但是由于光折变空间孤子折射率的改变 Δn 与光强之间的复杂关系,一般只能用数值模拟方法求得它的近似解.当光束在自散焦介质中传播时,在横向 (r, θ) 平面中心的单个稳定涡旋孤子,其电场的包络函数可以表示为^[16]

$$E(r, \theta) = A(r, z) \exp(i m \theta), \quad (4)$$

其中暗核区复振幅可以近似表示为 $A = E_\infty \tanh(r/w_v)$, E_∞ 是暗核的背景光场振幅, w_v 是暗核的尺寸.对多个达到稳定状态的涡旋孤子,描写嵌于背景场的光学涡旋孤子的电场包络可以写为^[17]

$$E(r, \theta, z) = E_{\text{BC}}(r, z) \prod_{j=1}^N A_j(r_j, z) \exp(i m_j \theta_j), \quad (5)$$

其中第 j 个暗核的复振幅近似为 $A_j(r_j, z) = \tanh(r_j/w_j) \exp(i \Delta n k z)$, r_j 和 w_j 分别是第 j 个涡旋孤子的横向坐标和尺寸; m_j 为它的拓扑核; E_{BC} 是背景场.由(5)式可以看出当多个涡旋孤子共存时,空间相位梯度和振幅梯度的分布将影响每一个孤子的行为即引起它们之间的相互作用,由此必将产生很多新奇的动力学现象^[17, 18]. 实验表明暗空间孤子之间的相互作用总是排斥力,它不依赖于孤子之间的相对相位和碰撞角,而是强烈地依赖于孤子之间的距离和材料的非线性,相互作用的强度随着暗核宽度的增加和孤子之间距离的增加而减小.根据上述有关理论我们讨论以下几个问题.

3.1. 涡旋孤子的形状及其稳定性

在实验中我们只用单光束照射晶体,没有外加背景光.通过改变掩模与透镜 L_1 之间的距离来改变晶体输入面的位置,从而改变入射光 I_{em} 与暗幅照 I_d 之间的比值达到控制晶体非线性 Δn 大小的目的.当辐照功率一定时,如果晶体置于适当的位置并控制好辐照时间,可以使光学涡旋自陷形成暗孤子,同时在晶体内写入波导.涡旋孤子的椭圆度亦依赖于 I_{em}/I_d 的比值和晶体的各向异性性质.当然孤子的形状和大小还强烈地依赖于暗核初始的形态.在第一部分的实验中,波带片的精度、其主焦点位置

的准确性、掩模是否偏离光场中心、入射光是否垂直入射晶体、整个光学系统共轴情况以及反射镜的位置等均可以影响所形成的涡旋孤子形态。通常得到椭圆形涡旋孤子的概率最大,只有选择最佳的参数和实验配置才可以得到圆形涡旋孤子,我们得到的一对稳定涡旋孤子其形状已非常接近圆形。值得指出的是由于光折变晶体的非线性产生高次方位指数的谐波,这些谐波有不同的相速导致了相对相位漂移和涡旋整体的旋转。但是当晶体的非线性的各向异性(例如 $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ 晶体中光生伏打电场沿 c 轴方向最强)与圆形或椭圆形涡旋的旋转相抗衡,最终能使椭圆的主轴与晶体 c 轴成一定角度而达到稳定^[19]。因此只要满足光学涡旋自陷的条件,完全可以得到稳定的涡旋孤子。用会聚光束照射晶体,减小了入射光的光斑尺寸增加了入射光的强度,这将加速涡旋光束的自陷减少写入波导的时间。但是如果晶体离透镜 L_1 的焦点太近,由于光生伏打电场随光强的增加而加强,晶体的非线性亦随之增强,其结果造成了对衍射效应的过补偿。正如我们在实验中看到的那样:光学涡旋不能形成孤子,而显示出失真、分裂等。应该指出:实验中应尽量减少或削弱存在于涡旋背景场中的微扰,例如分束棱镜及晶体前后表面的干涉条纹穿过暗核时等就会影响涡旋孤子的形成或使已形成的孤子分裂,人为地使晶体的输入面与入射光略微不垂直可以减小上述影响。

3.2. 光学涡旋之间的相互作用对写入孤子的影响

光学涡旋在介质中的传播动力学对其所在处的电场分布变化很敏感,因为螺旋性相位奇异点所在处的波阵面上,电场的实部和虚部必须同时为零,所以当多个奇异点共存时,光场中的相位梯度分布和振幅梯度分布将影响每个奇异点,由此而产生的相互作用表现为:有相同荷电的相位奇异点旋转,有相反荷电的相位奇异点横向漂移^[17,19]。

在写入两个孤子的实验中,我们控制波带片主焦点的成像位置,使每个光学涡旋的尺寸远小于它们之间的距离,由于暗孤子之间的作用力随着它们之间距离的增加而减小,这极大地消弱了奇异点之间的相互作用使之不影响写入孤子的形状。在最后一部分实验中,八个单荷电的相位奇异点沿圆弧排列,埋嵌在高斯分布的均匀光场之中,暗核本身的线度与它们之间的距离相接近,在一定的辐照功率下,当晶体照射时间达到 $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ 的响应时间之后,

实验中所看到的每个奇异点核心截面沿自身长度方向略有弯曲,这正是相位奇异点之间相互作用的结果。这些变化虽然引起了光场相位梯度和振幅梯度分布同时发生改变,但是由此引起的晶体非线性自散焦效应的变化,很快在新的条件下与衍射效应的变化达到新的平衡,因此并不妨碍光束的自陷并在晶体内写入波导。在适当的辐照功率下用 \circ 光照射晶体,暗核截面的形状可以数小时内基本保持不变,严格地控制辐照时间就可以得到理想截面的波导。但是晶体在光折变过程中,空间电荷场随时间变化的函数关系为: $E_{sc}(t) = mE_{sc}[1 - \exp(-t/\tau_{sc})]$, (E_{sc} 是初始空间电荷场, τ_{sc} 是响应时间)晶体的光折变在达到饱和之前,折射率的变化亦随着辐照时间的延长而增加,同时相位奇异点之间的相互作用增强,愈靠近光场中心这种作用愈强(背景场是高斯分布),由此引起孤子的分裂是从光场中心开始的,最终每个光学涡旋均分裂成两个稳定的部分。即使在这种情况下仍可以用弱光读出,由强度反转的图形也清楚地看到原来的每个奇异点已分裂成两部分(未给出此照片),但可以从干涉图条纹分叉情况的变化得到证明。

3.3. 入射光的偏振方向对写入涡旋孤子的影响

在光折变过程中出现的扇形光散射对孤子的形成是很不利的。由于散射光的放大使能量向散射光转移,从而破坏所形成涡旋孤子的稳定性。虽然 e 光(偏振方向平行于 c 轴)的有效电光系数是 \circ 光(偏振方向垂直于 c 轴)的 4 倍,用 e 光作为写入光可以获得最强的光折变效应,从而缩短写入孤子的时间,但是用 e 光照射时扇形散射更容易形成而且远强于 \circ 光,我们在实验中写入光和读出光均采用 \circ 光。在实验的辐照功率范围内,写入稳定涡旋孤子的时间约为 3—4h,虽然写入时间相对长了一些,但大大减小了扇形散射光的影响。采用聚焦光束照射晶体,使经过晶体的光束束腰半径变小,这样也可以延迟扇形散射光的出现,使涡旋孤子的寿命延长并提高了信噪比。写入的波导还可以用热固定或光固定的方法实现永久储存。

4. 结 论

我们首次在 $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ 晶体中观察到同号单荷电的涡旋孤子对和涡旋孤子阵列,并由它们写入了

波导.通过改变入射光强度与暗幅照的比值来控制 LiNbO₃:Fe 晶体的光伏打非线性,避免写入过程中光强分布中的微扰因素,得到了圆形或椭圆形稳定的涡旋孤子系列.适当地控制辐照时间才能提高写入波导区内、外折射率的比值,增强其导向光的性能.多个涡旋孤子之间的相互作用是由其周围电场

的相位梯度和振幅梯度的分布引起的,当孤子的大小和它们之间的距离接近时,这种相互作用可以导致孤子的变形、分裂.在一定的辐照功率下,采用光照射晶体,可以减小扇形散射光的影响,提高信噪比.本文写入圆形、椭圆形波导的方法实时、简单,促进了集成光学的进一步发展.

- [1] Segev M , Crosignani B *et al* 1992 *Phys. Rev. Lett.* **68** 923
- [2] Lu K Q *et al* 1999 *Acta Phys. Sin.* **48** 2070 [in Chinese] 卢克清等 1999 物理学报 **48** 2070]
- [3] Wang X S *et al* 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 496 [in Chinese] 王晓生等 2001 物理学报 **50** 496]
- [4] Liu S M , Xu J J and Guo R 2001 *Coherent Optics-Fundamental and Application* (Tianjin :Nankai University Press) p349 [刘思敏、许京军、郭 儒,相干光学原理及应用(南开大学出版社)第 349 页]
- [5] Zhang G Q , Liu S M *et al* 1996 *Chin. Phys. Lett.* **13** 101
- [6] Liu S M , Zhang G Q *et al* 1996 *China. Phys. Lett.* **13** 737
- [7] Liu S M *et al* 1998 *Acta Phys. Sin.* **47** 430 [in Chinese] 刘思敏等 1998 物理学报 **47** 430]
- [8] Chen Z , Segev M *et al* 1997 *Phys. Rev. Lett.* **78** 2948
- [9] Heckenberg N R , McDuff R P *et al* 1992 *Optics Lett.* **17** 221
- [10] Basistiy I V , Bazhenov V Yu *et al* 1993 *Optics Comm.* **103** 422
- [11] Beijersherhen M W , Coerwinkel R P C *et al* 1994 *Optics Comm.* **112** 321
- [12] Duree G , Morin M *et al* 1995 *Phys. Rev. Lett.* **74** 1978
- [13] Ling Z F *et al* 2000 *Acta Phys. Sin.* **49** 455 [in Chinese] 凌振芳等 2000 物理学报 **49** 455]
- [14] Liu S M , Gro R and Ling Z F 1992 *Photorefractive Nonlinear Optics* (Beijing Standard Press of China) p119 [刘思敏、郭 儒、凌振芳 1992 光折变非线性光学(中国标准出版社)第 119 页]
- [15] Christou J , Tikhonenko V *et al* 1996 *Opt. Lett.* **21** 1649
- [16] Law C T , Zhang X *et al* 1999 *Opt. Lett.* **25** 55
- [17] Rozas D , Swarzlander G A Jr 2000 *Opt. Lett.* **25** 126
- [18] Kivshar Y S , Nepomnyashchy A *et al* 1999 *Optics Lett.* **25** 123
- [19] Mamaev A V , Saffman M *et al* 1996 *Phys. Rev. Lett.* **77** 4544

Study of the vortex solitons and the waveguides written by them in LiNbO₃:Fe crystal^{*}

Lu Yi

(Department of Automatic Engineering of Tianjin Institute of Technology , Tianjin 300191 ,China)

Liu Si-Min Wang Da-Yun

(Department of Physics , Nankai University , Tianjin 300071 ,China)

(Received 14 September 2001 ; revised manuscript received 9 November 2001)

Abstract

We have observed , for the first time , a pair and an array of optical vortex solitons due to the photovoltaic effect in crystal LiNbO₃:Fe , and the circle and elliptical waveguides were written by them successfully. We study the interactions between the vortex solitons , factors of influence on their shape and conditions of realizing stable vortex solitons.

Keywords : vortex solitons , waveguides , photovoltaic effect

PACC : 4265S , 4280L

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 69678018 , 69878009 , 60078013).