

在 $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ 晶体中暗辐照对光束从 自散焦向自聚焦转换过程的影响^{*}

黄春福¹⁾ 郭 儒¹⁾ 刘思敏¹⁾ 舒 强¹⁾ 高垣梅¹⁾ 汪大云¹⁾ 刘照红¹⁾ 张小华¹⁾ 陆 猗²⁾

¹⁾ 南开大学物理学院, 天津 300071)

²⁾ 天津理工学院自动化系, 天津 300071)

(2003 年 3 月 4 日收到, 2003 年 7 月 31 日收到修改稿)

基于二维带运输模型, 研究了 $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ 晶体中光束从自散焦向自聚焦动态转换过程. 结果表明暗辐照在动态转换过程中起着非常重要的作用, 当暗辐照较小时动态转换过程才发生. 在暗辐照较小的情况还分析了热释电效应对动态转换过程的影响.

关键词: 光生伏打效应, 暗辐照, 自散焦, 自聚焦, $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$

PACC: 4265, 4280L

1. 引 言

近年来, 光折变空间孤子引起人们的注意. 这是由于光折变非线性介质允许用相对低的光功率, 在两个横向维度上同时形成稳定的自陷光束. 这种二维自陷光束还可以在光折变介质中写入永久性的波导. 最近的研究还表明, 不仅相干光束可以自陷, 部分相干光, 甚至完全非相干自然光也可以在光折变材料中发生自陷, 形成空间光孤子. 利用空间孤子全光学写入波导对光导向光, 光控制光, 全光学开关等诸多方面展示出诱人的应用前景^[1,2]. 在所有光折变空间孤子的形成过程中都涉及一个最根本性的问题, 那就是当单一光束在光折变介质中传播时, 光束轮廓是如何通过光致折射率变化导出光束的时空结构的. 对此国内外许多研究组从理论和实验上进行了探讨^[3-12], 并发现了一些重要的特性, 例如 1) 在三种可能的光折变机制中, 外场漂移机制和光生伏打效应所引起的折射率变化都具有饱和和非线性形式^[4-9], 饱和非线性抑制了 Kerr 效应那种毁灭性的自聚焦, 它是形成稳定 $(2+1)D$ 空间光孤子的必要条件. 2) 扩散机理对光束的自陷影响一般甚小, 扩散引起的非局域效应只引起孤子路径的偏转^[10]. 3) 暗辐照 I_d (定义为热激发速率与光激发截面之比) 在

光束轮廓的形成中扮演着十分重要的角色^[3-5]. 通过控制 I_d 的强度可以改变光束轮廓的大小和形状. 由此还引发了人们用不相干背景光代替 I_d , 实现对光折变非线性的控制和调节作用. 特别是在光生伏打光折变晶体中, 加入不相干正交偏振的背景光还可以产生一些其他效应. 例如文献 [11] 指出, 在正交偏振的背景光辐照下可以实现全光学准稳态光伏孤子. 最近我们在 $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ 光折变晶体的实验中观察到光束在晶体中的一种不寻常的动态传播行为. 众所周知, $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ 晶体是暗辐照 I_d 很小的一种自散焦光折变晶体, 即光感应折射率变化 $\Delta n < 0$, 因此当光束通过此晶体时, 光束会发散. 我们在实验中发现辐照随时间的不断增加, 发散的光又慢慢地会聚. 经足够长时间后, 光束恢复如初, 甚至还有进一步自聚焦的趋势. 用小孔探测器测得的透射光强变化如图 2 所示. 在这个实验装置中(图 1), 光强的时间演化过程直接反映了光致折射率的变化过程^[12], 或者说光强演化曲线正是空间电荷场随时间变化的体现. 本文从光折变效应的带运输模型出发, 解析地分析了空间电荷场的时间演化过程, 得到了和实验一致的结论. 我们发现这种从自散焦向自聚焦的转换过程与暗辐照 I_d 的大小密切相关, 我们从理论和实验两个方面对暗辐照的这种控制作用进行了讨论. 如上所述, 暗辐照定义为 $I_d = \beta(T)s$, 因此

* 国家自然科学基金(批准号: 60278006 和 60378013)资助的课题.

通过温度的变化可以改变暗辐照的大小,但在实验中控制 I_d 方法比较麻烦,又不精确.理论上指出^[5]对于一维短路光生伏打光折变晶体,非相干均匀的背景辐照 I_b 完全等效暗辐照 I_d .基于这一结论我们用方便可调的均匀背景光(o 光或 e 光) I_b 代替 I_d ,研究背景辐照 I_b 因而也是暗辐照 I_d 对光束动态演化的影响.

2. 实验方法和结果

本实验装置如图 1 所示,用波长为 632.8nm、功率为 10mW 的 He-Ne 高斯光束,经柱面透镜 L_1 聚焦后垂直入射到晶体的前表面,晶体的输出面经透镜 L_2 和分束器 BS 分别成像在小孔探测器 D_1 上和开孔探测器 D_2 上. D_1 探测介质非线性折射率的变

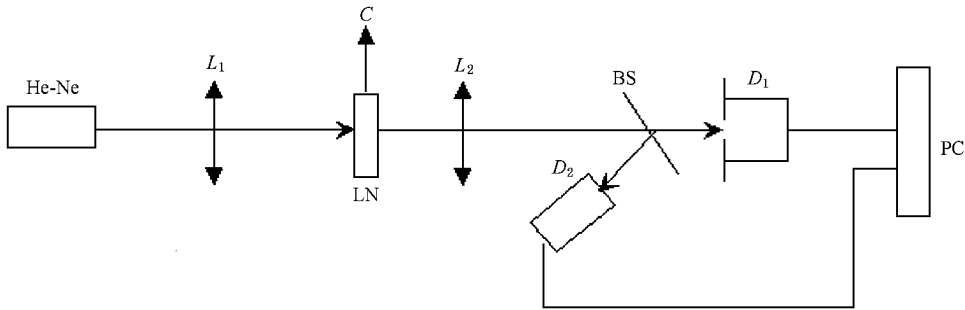


图 1 实验装置

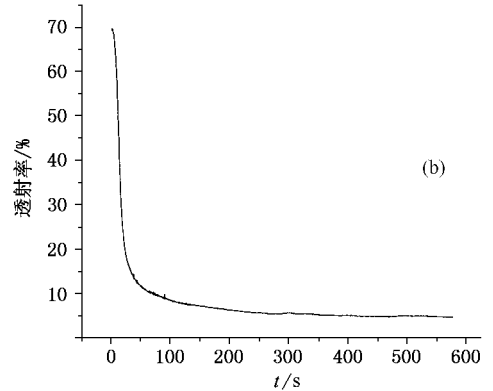
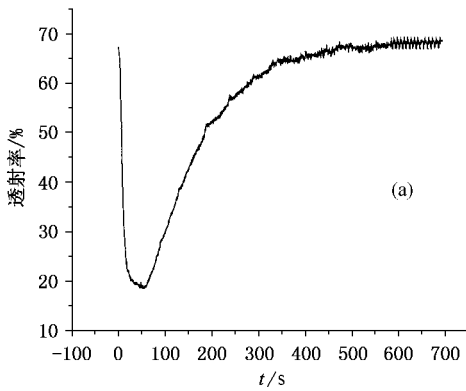


图 2 (a)开路状态下 $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ 晶体中的透射率随时间的演化曲线 (b)短路状态背景光辐照下 $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ 晶体中的透射率随时间的演化曲线

化, D_2 则探测由于样品的非线性吸收和光感应散射效应引起输出能量的损耗^[13].我们在每次测量后,均用 D_2 对 D_1 进行归一化处理,即得到透射率随时间演化的实验结果.透射率随时间的演化反映了折射率 $\Delta n-t$ 的变化,实验结果如图 2(a)所示.

从实验曲线可以看出,在辐照初期,由于 $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ 晶体的光折变自散焦效应,归一化透射率从初始迅速下降,下降到最低点后随辐照时间的增加又开始缓慢上升并达到稳定值,光束发生向自聚焦的转化.为了研究暗辐照 I_d 对这种自散焦状态向自聚焦状态的转化过程的影响.我们在实验装置(图 1)的基础上,将晶体沿 c 轴方向短路并同时加入非相干均匀背景光辐照 I_b .图 2(b)是在光强一定

的背景辐照下,归一化信号光透射率随时间的演化过程.从图 2(b)看出,晶体的出射光强一直处于自散焦状态并达到稳态,并不发生向自聚焦状态的转化.

3. 理论分析

按照带运输模型理论,在无外场偏置短路状态下,光生伏打光折变晶体材料的响应方程是^[3]

$$\frac{\partial N_D^+}{\partial t} = (\beta + s(I_{em} + I_b)) \times (N_D - N_D^+) - \gamma n_e N_D^+, \quad (1)$$

$$\nabla \cdot (\epsilon E) = \rho, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot J = 0, \quad (3)$$

$$\rho = \epsilon(N_D^+ - N_A - n_e), \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{J} = e\mu n_e \mathbf{E} + \mu k_B T \nabla n_e \\ + \kappa s(N_D - N_D^+)(I_{em} + I_b)\hat{c}. \end{aligned} \quad (5)$$

上述方程是针对光激发载流子为电子的情况而写出的, 式中 N_D, N_D^+, N_A, n_e 分别是施主, 电离施主或非光活性受主(它局域地夺取了施主上的电子, 形成在暗光下均匀分布的电离施主 $N_D^+(I=0)$, 以复合导带中电子)和导带电子的数密度, $s, \beta, \gamma, \epsilon, e, \mu, \kappa, k_B, T$ 分别是光激发截面, 热激发速率, 电子复合率, 静态介电常数, 电荷基本电量, 电子迁移率, 光生伏打系数和热能, I_{em} 是光强, I_b 是非相干的均匀背景光强, 它们的偏振方向都平行于晶体的 \hat{c} 轴(e 光)取背景光为 e 光是为了讨论方便, 若用 o 光作背景光结论一样. E 是空间电荷场, 引入德拜屏蔽波矢 $\kappa_D = (e^2 N_A / k_B T \epsilon)^{1/2}$, 令 $N = N_D^+ / N_A$, 在 $N_D^+, N_A \gg n_e$ 近似条件下, 由(2)式和(4)式给出

$$N = 1 + \kappa_D^{-1} \nabla \cdot \left(\frac{\mathbf{E}}{E_q} \right) = 1 + \overline{\nabla} \cdot \overline{\mathbf{E}}, \quad (6)$$

式中 $\mathbf{E} = E/E_q$, 是归一化的空间电荷场, $E_q = (eN_A)(\epsilon\kappa_D)$, $\overline{\nabla} = (\partial/\partial\xi, \partial/\partial\eta, \partial/\partial\zeta)$ ($\xi = \kappa_D x, \eta = \kappa_D y, \zeta = \kappa_D z$).

借助于(6)式, 方程(1)可化成为

$$\delta \frac{\partial N}{\partial \tau} = \overline{I}(1 - \chi \overline{\nabla} \cdot \overline{\mathbf{E}}) - nN, \quad (7)$$

式中 $\delta = e\mu/\epsilon\gamma, \tau = t/t_0, t_0 = e\mu n_0/\epsilon, t_0$ 是特征弛豫时间, $\chi = N_A(N_D - N_A) < 1, n = n_e/n_0, n_0 = sI_0(N_D - N_A)(\gamma N_A), \overline{I} = (I_{em} + I_d + I_b)I_0 = \overline{I}_{em} + \overline{I}_d + \overline{I}_b, I_d = \beta/s$, 其中 I_0 是特征光强, 例如高斯光束的中心强度. 对于 $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ 晶体, 按照文献[3]的估算, δ 约在 10^{-4} 量级, 同时在 $N_D^+ \approx N_A$ 的近似下, $\overline{\nabla} \cdot \overline{\mathbf{E}}$ 也远小于 1, 这允许忽略(7)式中的 δ 项和 χ 项, 从而近似给出

$$n \approx \frac{\overline{I}}{N} = \frac{\overline{I}}{1 + \overline{\nabla} \cdot \overline{\mathbf{E}}}, \quad (8)$$

$$\nabla \left(\frac{\overline{I}}{N} \right) \approx \frac{\overline{\nabla} \overline{I}}{N} = \frac{\overline{\nabla} \cdot \overline{\mathbf{I}}}{1 + \overline{\nabla} \cdot \overline{\mathbf{E}}}. \quad (9)$$

将(2)式对时间求导, 并利用(3)式和(5)式给出

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \left(\epsilon \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + e\mu n_e \mathbf{E} + \mu k_B T \nabla n_e \right. \\ \left. + \kappa s(N_D - N_D^+)(I_{em} + I_b)\hat{c} \right) = 0, \end{aligned} \quad (10)$$

或

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \left(\frac{\partial \overline{\mathbf{E}}}{\partial \tau} + n\overline{\mathbf{E}} + \nabla n \right. \\ \left. + \overline{E}_p(1 - \chi \nabla \cdot \overline{\mathbf{E}})(\overline{I} - \overline{I}_d)\hat{c} \right) = 0. \end{aligned}$$

上式指出, 在光折变晶体中, 全电流密度矢量是个常量, 或者说全电流是稳恒的. 为了给出解析分析结果, 我们考虑一维模型, 即沿 z 方向传播的光束只在一个方向(x 方向, 也是晶体 \hat{c} 轴方向和光的偏振方向)上发生衍射, 在一维短路状态下, 沿 x 方向的全电流密度为常量, 即有

$$\begin{aligned} \epsilon \frac{\partial E}{\partial t} + e\mu n_e E + \mu k_B T \frac{\partial n_e}{\partial x} \\ + \kappa s(N_D - N_D^+)(I_{em} + I_b)\hat{c} = J_x, \end{aligned} \quad (11)$$

其中

$$\begin{aligned} J_x = \mathcal{K}(x \rightarrow \pm \infty) \\ = e\mu n_0 E_0 + \kappa s(N_D - N_D^+)I_b, \end{aligned} \quad (12)$$

E_0 是 $x \rightarrow \pm \infty$ 边界处的电场, 文献[5]指出当信号光的束宽 d 远小于晶体 x 方向的宽度 W 时, $E_0 \approx 0.8 \frac{d}{W} E_p \leq E_p$, 远小于光生伏打场. 因此在 $d \leq W$ 条件下可以忽略该项, 消去方程(11)中含 I_b 的项后

$$\begin{aligned} \frac{\partial \overline{\mathbf{E}}}{\partial \tau} + n\overline{\mathbf{E}} + \frac{\partial n}{\partial \xi} + \overline{E}_p \left(1 - \chi \frac{\partial \overline{\mathbf{E}}}{\partial \xi} \right) (\overline{I} - \overline{I}_b - \overline{I}_d) \\ = 0, \end{aligned} \quad (13)$$

式中 $\overline{I} - \overline{I}_b - \overline{I}_d = \overline{I}_{em}$.

将(8)式和(9)式代入(13)式后, 上式化为

$$\begin{aligned} \frac{\partial \overline{\mathbf{E}}}{\partial \tau} + \frac{\overline{I}\overline{\mathbf{E}}}{1 + \frac{\partial \overline{\mathbf{E}}}{\partial \xi}} + \frac{\frac{\partial \overline{I}}{\partial \xi}}{1 + \frac{\partial \overline{\mathbf{E}}}{\partial \xi}} \\ + \overline{E}_p \left(1 - \chi \frac{\partial \overline{\mathbf{E}}}{\partial \xi} \right) (\overline{I} - \overline{I}_d - \overline{I}_b) = 0, \end{aligned} \quad (14)$$

式中 $\overline{E}_p = E_p/E_q, E_p = (\kappa\gamma N_A)(\epsilon\mu)$ 是光生伏打场, 文献[3]和[5]给出过类似(14)式的结果. 如果 $N_D^+ \approx N_A$, 则 $\frac{\partial \overline{\mathbf{E}}}{\partial \xi} \ll 1$; 若 $\chi = N_A(N_D - N_A) \ll 1$, 那么上

式中 $\frac{\partial \overline{\mathbf{E}}}{\partial \xi}$ 和 $\chi \frac{\partial \overline{\mathbf{E}}}{\partial \xi}$ 项相对于 1 都可以忽略, 从而有

$$\frac{\partial \overline{\mathbf{E}}}{\partial \tau} + \overline{I}\overline{\mathbf{E}} + \frac{\partial \overline{I}}{\partial \xi} + \overline{E}_p(\overline{I} - \overline{I}_d - \overline{I}_b) = 0. \quad (15)$$

积分(15)式可给出归一化的空间电荷场随时间的演化解:

$$\overline{E}(\xi, \tau) = \left(\frac{\partial}{\partial \xi} \ln \overline{I} + \overline{E}_p \left(1 - \frac{\overline{I}_d + \overline{I}_b}{\overline{I}} \right) \right) (e^{-\overline{I}\tau} - 1). \quad (16)$$

我们取高斯光束,令 $\bar{I}_{em} = e^{-a\xi^2/d^2}$, 其中 a 是常数, d 是归一化光束宽度. 取 $a = 8$, $d = 10^3$, $\bar{E}_p = -5$, 图 3 描绘了沿 ξ 分布的归一化空间电荷场随时间的演

化过程, 图 3(a) 对应 $\bar{I}_b = 10^{-3}$ (不加背景光, $I_b = 0$), 图 3(b) 对应 $\bar{I}_d = 10^0$ (加背景光 I_b , 并取 $\bar{I}_b = 1$, 相比之下忽略了 I_d).

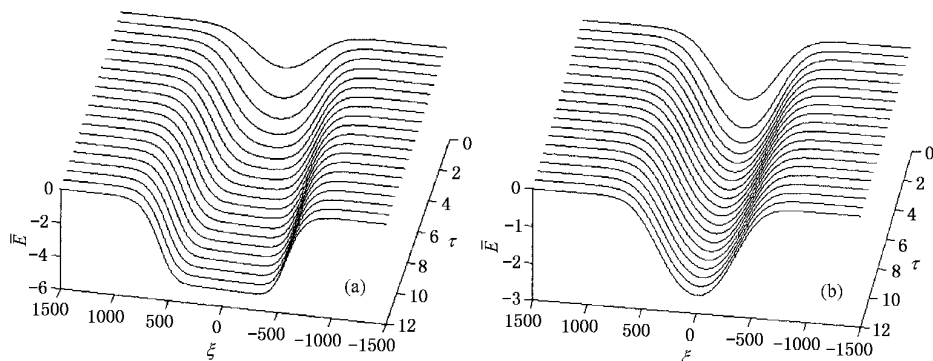


图 3 (a) $\bar{I}_d = 10^{-3}$ (b) $\bar{I}_d = 10^0$

从图 3 的对比中可以看出, 暗辐照 I_d 的大小对空间电荷场的分布和演化, 因而对光束的轮廓的变化起着十分重要的作用. 当 I_d ($\bar{I}_d = 10^{-3}$) 很小时, 空间电荷场初始分布是近高斯型的, 随后渐渐地演化成平底烧杯型并达到饱和 (见图 3(a)). 折射率的这种变化将导致光束从自散焦向自聚焦的转化; 当等效的 I_d (取 $\bar{I}_b = 10^0$) 较大时, 空间电荷场基本保持抛物线型, 因而折射率基本上保持粗略的高斯型 (见图 3(b)), 光折变效应是准局域的, 光束经受不同程度的自散焦, 并始终保持这样自散焦状态, 不发生向会聚形态的任何转化. 值得一提的是上述空间电荷场的演化, 因而折射率的变化与最近杨德兴等人用 $M-Z$ 干涉仪测得的折射率变化十分相似^[14].

为了进一步理解空间电荷场是如何影响光束的传播行为, 特别是长时间的分布特性, 我们给出空间电荷场趋于稳态时对应的折射率变化的表达式. 仍以高斯入射光束 $\bar{I}_{em} = e^{-a\xi^2/d^2}$ 为例, 将其展开并取前两项, 折射率变化可表示为

$$\begin{aligned} \Delta n &= \Delta n_0 \left[\frac{\partial}{\partial \xi} \ln \bar{I} + \bar{E}_p \left(1 - \frac{\bar{I}_d + \bar{I}_b}{I} \right) \right] \\ &= \Delta n_0 \left[\frac{\partial}{\partial \xi} \ln \bar{I} + \bar{E}_p \left(1 - \frac{\bar{I}_{d\text{等效}}}{I} \right) \right] \\ &\equiv \Delta n_0 \left[-2\alpha \left(1 - \bar{I}_{d\text{等效}} \right) \frac{\xi}{d^2} + 2\alpha^2 \frac{\xi^3}{d^4} \right. \\ &\quad \left. - \alpha \bar{E}_p \bar{I}_{d\text{等效}} \frac{\xi^2}{d^2} + \left(1 - \bar{I}_{d\text{等效}} \right) \bar{E}_p \right], \quad (17) \end{aligned}$$

式中 $\Delta n_0 = n_b^3 r_{33} E_{sc} / 2$ (17) 式中的前两项是扩散场

的贡献, 第一项引起的折射率变化正比于 $-\xi$ ($= -\kappa_D x$), 它相当于一块棱镜, 使光束沿 $-x$ 方向整体偏折; 第二项是小的修正项, 部分地抵消了第一项的偏折作用; 后两项是光生伏打场两种不同形式的贡献. 对于 $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ 晶体, 由于光电子沿 c 轴迁移, 所以 $E_p < 0$. 第三项引起的折射率变化正比于 ξ^2 ($= \kappa_D^2 x^2$), 这就是说沿 $\pm x$ 方向的折射率比中心的大, 这种折射率分布形式起着负透镜的作用, 使光束发散, 引起自散焦效应. 该项的大小与 $\bar{I}_{d\text{等效}}$ 成正比, 即 $\bar{I}_{d\text{等效}}$ 大负透镜效应大. 第四项是恒折射率项, 它形成比周边折射率低的均匀折射率区, 它的大小正比于 $(1 - \bar{I}_{d\text{等效}})$. 与第三项不同, $\bar{I}_{d\text{等效}}$ 越大, 它的贡献愈小. 从图 3 的对比中还不难发现, 这个负的折射率区域的宽度也与 $\bar{I}_{d\text{等效}}$ 的大小有关, 这是暗辐照 $\bar{I}_{d\text{等效}}$ 的又一种效应, 导带中的光电子迁移至暗区并最终被陷阱俘获发生在 $\bar{I}_{em}(x) = \bar{I}_{d\text{等效}}$ 处, 这就是说 $\bar{I}_{d\text{等效}}$ 愈小时, 空间电荷分离的距离较大, 形成的空间电荷场区也愈宽, 因而负折射率区域也愈宽. 这种稳定的较宽的折射率区等效于一块透明平板, 不产生任何非线性会聚和发散效应. 通过对比这两项的作用后, 不难看出当 $\bar{I}_{d\text{等效}}$ 较大时, 由于第三项的贡献比第四项作用大. 这时自散焦效应占统治地位, 光束在这种负透镜的作用下, 从开始就处于自散焦状态, 不发生向会聚状态转化. 相反若 $\bar{I}_{d\text{等效}}$ 很小, 光束虽开始也处于自散焦状态, 但随时间的增长, 第三

项的贡献减小, 自散焦效应随着减弱, 在占主导地位第四项的作用下, 光束等效地通过一块均匀的折射率平板, 只发生正常衍射和相位的滞后. 这就是说当 $\bar{I}_{\text{d等效}}$ 很小时, 光束将从开始的自散焦状态逐渐向正常衍射转化, 这正是实验上观察到的光强变化的物理过程.

在长时间的实验观察中还发现, 测得的长时间的出射光强甚至比初始($t = 0$)的光强还略高一些. 这表明光束在整个时间进程中经历了从自散焦向自聚焦的转换过程. 我们初步认为这种转换过程与热释电效应有关^[15, 16], 晶体经长时间辐照后, 光激发率与光电子复合率相平衡(见方程(1)). 复合过程可以通过自发辐射, 也可以通过无辐射跃迁方式进行. 实验观察似乎表明后者是主要的. 晶体对光的吸收加上这种复合过程使光照区的温度不断升高, 引起热释电效应. 热释电效应使自发极化强度(p_s)退化, 产生热释电电场 E_{pyro} , 该场的方向与 p_s 方向相同. 文献

[16]指出, 热释电电场 $E_{\text{pyro}} = -\frac{1}{\epsilon\epsilon_0} \frac{\partial P_s}{\partial T} \Delta T$, 对于

$\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ 晶体 $\frac{\partial P_s}{\partial T} < 0, \Delta T > 0$, 所以 E_{pyro} 与 p_s 同向. 光电子在该场的作用下沿 $-p_s$ 方向移动, 并复合在周边的暗光区, 形成附加的空间电荷场 $E_{\text{pyro}}^{\text{sc}}$ ^[16]

以屏蔽热释电场的的作用. 附加产生的空间电荷场的方向与光生伏打效应产生的空间电荷场的方向正好相反. 在 $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ 晶体中光生伏打空间电荷场导致自散焦负透镜效应, 因而 $E_{\text{pyro}}^{\text{sc}}$ 将引起自聚焦正透镜效应. 这就是说经长时间辐照后, 光束从自散焦最终向自聚焦转化是热释电效应的贡献.

最后还想指出, 上述有关暗辐照 I_{d} 对光束动态演化影响的理论分析也为认识光折变准稳态孤子的形成提供了一种新的分析方法^[17].

4. 结 论

我们在 $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ 晶体的实验中观察到在长时间辐照下, 光束经历从自散焦向自聚焦的动态转换过程. 本文从 $(1+1)D$ 带运输模型出发计算了随时间演化的空间电荷场, 从解析结果中我们发现暗辐照 I_{d} 对光束从自散焦到自聚焦的转化过程起着关键的作用. 暗辐照小转化可以发生, 暗辐照大, 转化被抑制; 在实验上我们在晶体短路状态下, 用可调的非相干的均匀背景光 I_{b} 模拟了 I_{d} 的大小的控制作用. 我们还讨论了长时间辐照后热释电效应对空间电荷场的附加贡献, 它对转化过程有进一步的自聚作用.

[1] Segev M 1998 *Opt. Quantum Electronics* **30** 253

[2] Segev M 2002 *Opt. Photon. News* Feb 70

[3] Zozulya A A *et al* 1995 *Phys. Rev. A* **51** 1520

Zozulya A A *et al* 1995 *Opt. Lett.* **20** 837

[4] Crosignani B *et al* 1997 *J. Opt. Soc. Am. B* **14** 3078

[5] Bian S, *et al* 1997 *Phys. Rev. Lett.* **78** 4035

[6] Segev M, *et al* 1994 *Phys. Rev. Lett.* **73** 3211

Gatz S and Herrmann J 1997 *J. Opt. Soc. Am. B* **14** 1795

[7] Vally G *et al* 1994 *Phys. Rev. A* **50** R4457

[8] Guo Ru *et al* 2000 *Chin. Phys. Lett.* **17** 804

[9] Ling Z F *et al* 2000 *Acta. Phys. Sin.* **49** 455 (in Chinese) [凌振芳等 2000 物理学报 **49** 455]

[10] Earvalho M I *et al* 1995 *Opt. Commun.* **120** 311

[11] She W L *et al* 2001 *Acta. Phys. Sin.* **50** 886 (in Chinese) [余卫龙等 2001 物理学报 **50** 886]

[12] Jiang Y *et al* 2001 *Acta. Phys. Sin.* **50** 483 (in Chinese) [江 瑛等 2001 物理学报 **50** 483]

[13] Zhao H, *et al* 2003 *Acta. Opt. Sin.* **23** 1176 (in Chinese) [赵红娥等 2003 光学学报 **23** 1176]

[14] Yang D X *et al* 2003 *Acta. Phys. Sin.* **52** 1179 (in Chinese) [杨德兴等 2003 物理学报 **52** 1179]

[15] Buse K *et al* 1993 *J. Opt. Soc. Am. B* **10** 1266

[16] Buse K *et al* 1994 *Opt. Lett.* **19** 260

[17] Fressengeas N *et al* 1998 *Opt. Commun.* **145** 393

Influence of dark irradiation on transition process from self-defocusing to self-focusing in $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ crystals^{*}

Huang Chun-Fu¹⁾ Guo Ru¹⁾ Liu Si-Min¹⁾ Shu Qiang¹⁾ Gao Yuan-Mei¹⁾
Wan Da-Yun¹⁾ Liu Zhao-Hong¹⁾ Zhang Xiao-Hua¹⁾ Lu Yi²⁾

¹⁾*Department of Physics, Nankai University, Tianjin 300071, China*

²⁾*Department of Automatic Engineering of Tianjin Institute of Technology, Tianjin 300071, China*

(Received 4 March 2003; revised manuscript received 31 July 2003)

Abstract

We have studied the dynamic propagation of an optical beam from self-defocusing to self-focusing in photovoltaic photorefractive crystals $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ in the framework of a two-dimensional band transport model. The results show that dark irradiation plays an important part in the transition process. The transition occurs only when the normalized dark irradiation is very small. We discuss also the influence of pyroelectric effect on the transition process.

Keywords : photovoltaic photorefractive effect, dark irradiation, self-defocusing, self-focusing, $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$

PACC : 4265, 4280L

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 60278006 and 60378013).