

光生伏打 LiNbO₃:Fe 晶体从自散焦到等效 “自聚焦”的动态转换*

江 瑛 刘思敏 温海东 张心正 郭 儒 陈晓虎 许京军 张光寅

(南开大学物理学院, 天津 300071)

(2000 年 7 月 22 日收到, 2000 年 8 月 30 日收到修改稿)

实验研究了在一定条件下 LiNbO₃:Fe 晶体中从自散焦到等效“自聚焦”转换的动态行为, 提出了出现自聚焦的物理机理为双相位共轭的法布里-珀罗干涉腔中的多光束干涉与光折变效应的共同结果. 该效应有希望在光折变自散焦介质中形成亮空间孤子.

关键词: 自散焦, 自聚焦, 光折变

PACC: 4265, 4280L

1 引 言

光折变空间孤子近年来引起了广泛关注. 特别是光生伏打空间孤子以及由它写入并存储波导的研究更具有重要的应用前景. LiNbO₃:Fe 晶体具有很强的光生伏打内电场(典型值为 10⁵ V/cm), 因而不需要像屏蔽空间孤子那样施加外电场. 而且它具有很高的光折变灵敏度, 在 mW 量级的入射功率下, 折射率改变可达到 10⁻⁵—10⁻³ 数量级. 它的暗存储时间较长, 是目前体全息存储器中最理想的材料. 这对于由空间孤子写入波导的存储十分有利. 因此, 研究在 LiNbO₃:Fe 晶体中的光生伏打空间孤子目前倍受重视.

一束光在光折变介质中传播时, 在辐照区被激发的光生载流子会迁移到暗区而被重新俘获, 致使电荷空间分离, 从而形成空间电荷场, 它又通过线性电光效应引起正比于空间电荷场的折射率变化 Δn , 这就是光折变效应. 在一维和开路条件下, 在光生伏打介质中的折射率改变为^[1]

$$\Delta n = \Delta n_0 \frac{I(x) \gamma I_d}{1 + I(x) \gamma I_d}, \quad (1)$$

其中 $I(x)$ 为入射光束强度, $I_d = \beta/S$ 称为暗辐照. β 为热激发速率, S 为光激发截面. 该式在二维条件下近似成立^[2-4]. 在 LiNbO₃:Fe 晶体中, I_d 为

$\mu W/cm^2$ 量级, $\Delta n_0 = -\frac{1}{2} n_b^3 r_{\text{eff}} E_p$, 其中 $E_p = \frac{G_{\text{eff}} \gamma N_a}{q\mu}$ 为最大光生伏打场, G_{eff} 为有效光生伏打常量, q 为电子电荷, μ 为电子迁移率, γ 为俘获截面, N_a 为负电荷受主密度. 对于给定的材料和给定的光束波长和偏振, Δn_0 的符号是不能改变的. 它不像屏蔽孤子那样, 可以通过外加电场极性反转来控制 Δn_0 的符号. 对于 LiNbO₃:Fe 晶体, 因为 $\Delta n_0 < 0$, 它是自散焦介质, 众所周知, 在自散焦介质中只能实现暗空间孤子. 因而, 近年来, 人们已经在 LiNbO₃:Fe 晶体中观察到了各种形式的光生伏打暗空间孤子^[5-12]. 最近, 陆续有人提出通过均匀背景光 I_b 来控制光生伏打非线性的各种方案^[2-4, 13-15]. 特别是 Anastassion 等人通过施加与写入信号光束正交偏振的背景光, 在一维和开路条件下, 实现了折射率改变 Δn_0 反号, 即由自散焦转换为自聚焦, 理论实验证明, 它可以支持亮光生伏打空间孤子^[14]. 本文提出, 在一定实验条件下, 不需要外加均匀背景光辐照, 利用光折变效应和光折变晶体中两个通光面构成的法布里-珀罗干涉腔, 可以实现在 LiNbO₃:Fe 晶体中从自散焦到自聚焦的转换. 实验中分别采用了三个入射波长 ($\lambda_1 = 632.8\text{nm}$, $\lambda_2 = 532.0\text{nm}$, $\lambda_3 = 488.0\text{nm}$), 不同偏振 (o 光和 e 光), 三块不同厚度和不同掺杂的样品, 1[#] 样品 (尺寸为 1cm × 1.2cm × 1.4cm, 掺 Fe 浓度为 0.06 wt%), 2[#] 样品 (尺寸为

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

3.1cm×2.5cm×0.3cm 掺 Fe 浓度为 0.06 wt%), 3# 样品(尺寸为 0.6cm×0.6cm×1.25cm 掺 Fe 浓度为 0.1 wt%), 选择晶体入射面离聚焦透镜不同距离, 以及垂直入射和倾斜入射等实验条件, 从中选择出实现从自散焦到等效“自聚焦”转换的最佳实验条件.

2 实验与结果

实验装置如图 1 所示. 我们用一束功率约为 30

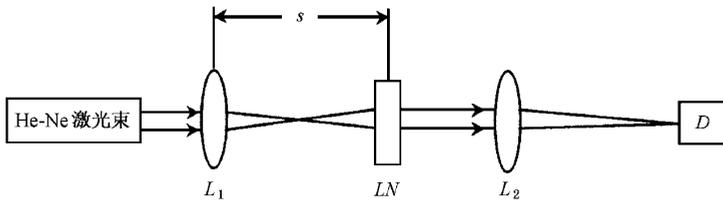


图 1 实验装置

2.1 入射光波长为 632.8nm o 光垂直入射

在辐照初期, 由于光折变自散焦效应和扇形出现引起 $I_{out}(0)$ 逐渐下降, 半高宽逐渐增宽. 但是, 辐照一定时间(为 4—20min)后, $I_{out}(0)$ 逐渐上升, 最终会达到饱和, 在一定条件下还会出现振荡, 相应的半高宽逐渐变窄, 1# 样品的实验曲线如图 2 所示. 在晶体输出面的像面处, 观察到在整个光斑中央出现了明显的亮斑, 扇形逐渐消失. 实验中还依次改变晶体离透镜 L_1 的距离, 分别是 20, 18, 16 cm, 观察

mW 的 He-Ne 激光束经透镜 L_1 ($f = 135\text{mm}$) 垂直入射到晶体上. 透镜 L_1 的作用是为了改变入射光束的截面和入射光强 I_{in} . 晶体的输出面经透镜 L_2 ($f = 135\text{mm}$) 成像在探测器 D 上, 探测器前加 1mm 宽的狭缝, 探测器 D 由步进电机控制沿 x 方向扫描, 从而探测出晶体输出面处的光强分布 $I_{out}(x)$. 在 $t = 0$ 时, 即空间电荷场尚未形成之前, 测得了 $I_{out}(x)$ ($t = 0$) 的曲线, 以作比较. 然后一次又一次地测量了 $I_{out}(x)$ 随时间 t 的变化, 得到它的峰值强度 $I_{out}(0)$ 与半高宽 (FWHM) 随时间 t 变化的曲线.

光强大小对该转换的影响. 发现在 20cm 处, 即光强约为 $2.2 \times 10^4 \text{ mW/cm}^2$ 时最好, 此时光强 $I_{out}(0)$ 上升的响应时间最快, 约为 4min. 另外, 我们注意到在这种情况下没有各向异性稳态($o \rightarrow e$) 散射出现. 对其他样品也得到类似的结果. 由于我们的步进电机扫描装置只能一维扫描, 限于实验条件, 只做了 $I_{out}(x)$ 及其半高宽随时间的变化曲线. 从输出光束像面的光斑形状看, 它是圆对称的. 下一步的实验工作将对输出光束作二维测量.

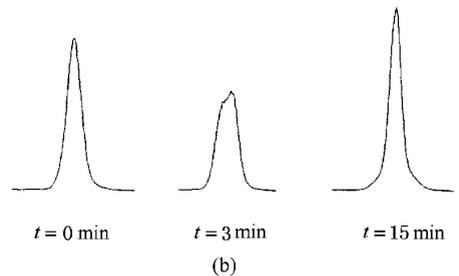
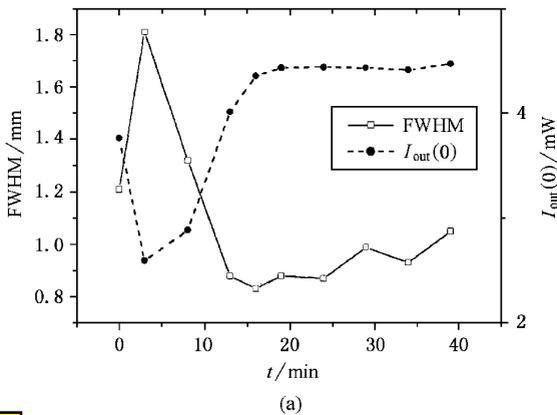


图 2 偏振为 o 光的 He-Ne 激光束垂直入射到 1# 样品上, 出射光束峰值及半高宽随时间 t 的变化 (a) 及相应输出强度的空间分布 (b)

2.2 入射光波长为 632.8nm e 光垂直入射

在辐照初期, $I_{\text{out}}(0)$ 急剧下降, 输出光束的形状发生畸变, 光束中心出现凹陷且光束明显展宽. 扇形光迅速增强, 这些都是光折变自散焦效应的结果. 随

着辐照时间的延长, 输出光强又开始上升, 半高宽变窄, 在光束中心处会重新出现峰值, 而且稳定增强, 但始终不能达到初始值. 光强 $I_{\text{out}}(0)$ 重新上升的时间远远大于 o 光, 约为 40min (见图 3), 到约 150min 达到饱和值.

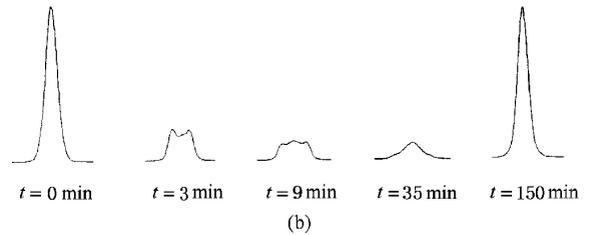
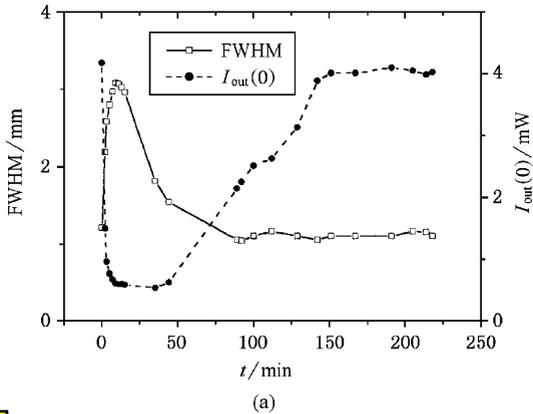


图3 偏振为 e 光的 He-Ne 激光束垂直入射到 $1^\#$ 样品上时, 输出光束峰值和半高宽随时间 t 的变化 (a) 及相应强度的空间分布 (b)

2.3 激光波长为 $\lambda = 632.8\text{nm}$ o 光倾斜入射

入射激光束倾斜(入射角分别为 19.5° , 22° , 24.5° , 27°)入射时, 现象与垂直入射时基本相同, 但在一定角度下, 入射角为 19.5° 时, 比垂直入射时峰值上升的时间更短, 超过初始值更多. 通过晶体的侧面观察晶体中的光路, 在垂直于晶体的通光面处没有观察到振荡光束, 只有越来越细、越强的入射光束.

体内的光束最初为一条, 逐渐分为三条, 最后合为一条, 此时光斑更亮.

2.4 激光波长 $\lambda = 488.0\text{nm}$ o 光垂直入射

辐照初期, 光强立即下降, 但在 $3-6\text{min}$ 有一个小回升, 然后逐渐稳定下降, 半高宽也逐渐变小, 略有振荡, 如图 4 所示. 此时观察到了稳态各向异性散射, 即在垂直于 C 轴方向上出现了异常偏振的稳态散射光扇, 输出光束峰值和半高宽最终达到一个稳定的较低值, 且不再上升.

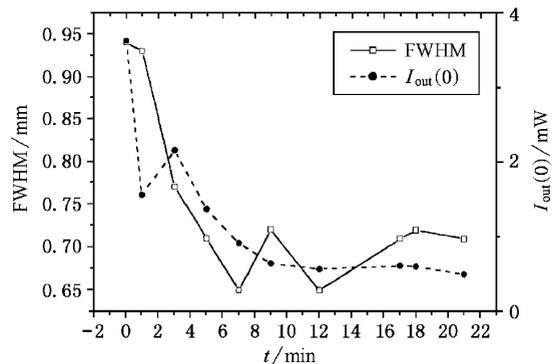


图4 波长为 488.0nm 的寻常偏振光垂直入射时出射光束峰值及半高宽随时间 t 变化

2.5 激光波长 $\lambda = 488.0\text{nm}$ e 光垂直入射

辐照初期, 与波长为 632.8nm 的 e 光入射时的情况类似, 透射光强 $I_{\text{out}}(0)$ 先下降, 且光斑发生畸变. 在 $6-8\text{min}$, 光强开始上升, $40-50\text{min}$ 上升到最高值, 几乎达到最初值, 相应的半高宽最小, 且光斑复原. 但输出光强 $I_{\text{out}}(0)$ 和半高宽出现明显的振荡, 如图 5 所示. 屏上光斑一直呈圆形. 刚入射时, 晶

此外, 还使用了 $\lambda = 532.0\text{nm}$ 波长的绿光作为入射光, 重复了以上实验, 情况与 $\lambda = 488.0\text{nm}$ 波长的类似. 而在厚度为 1mm 的样品中, 没有观察到这种动态转换.

2.6 在本文的实验中, 观察到各向异性光散射出现的条件

(1) 对 $\lambda = 632.8\text{nm}$ 的 o 光入射, 用 $1^\#$ 样品探测, 当入射光束尺寸从 $D = 40\ \mu\text{m}$ 到 $D = 3\text{mm}$ 时, 在垂直于 C 轴方向均未观察到异常偏振的散射

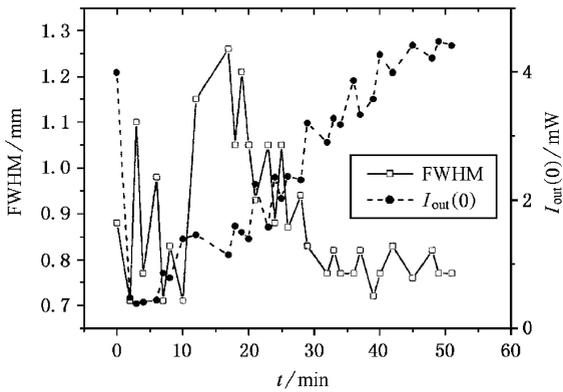


图5 波长为 488.0 nm 的异常偏振光垂直入射时出射光束峰值及半高宽随时间 t 的变化

光扇；

(2) 对 $\lambda = 532.0$ nm 的 \circ 光偏振, 仍用 1# 样品探测, 只有当 $D < 222 \mu\text{m}$ 时, 才没有观察到这种光散射。

以上实验结果表明, 各向异性光散射出现的条件除了如文献 [16] 所指出的, 与入射光束尺寸, 晶体通光长度, 掺杂浓度有关外, 还明显地依赖于入射波长, 进一步的工作正在进行中。

3 讨 论

比较上述各种条件下的实验结果 1—5 可知, 只有在一定的实验条件下, $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ 晶体中的光折变非线性才能实现从自散焦到等效“自聚焦”的动态转换。

我们认为, 实现这种转换的最佳条件是:

1. 所采用的几何配置及波长不出现稳态的各向异性光散射 ($\circ \rightarrow e$), 尽可能少出现瞬态的各向同性光散射;
2. 应具有足够的入射光强和尽可能小的入射光束尺寸;
3. 晶体应具有一定的厚度 (大于 2 mm), 且对入射光波长的吸收要少。

由实验结果可知, 红光比蓝、绿光要好, 而红光中 \circ 光比 e 光要好, 因为 e 光的各向同性光散射比 \circ 光要强。对于蓝、绿光, 当 \circ 光入射时, 为避免出现各向异性光散射, 应尽可能减小入射光束尺寸, 否则将不可能实现从自散焦到自聚焦的转换。对于 e 光入射, 虽然也可以实现这种转换, 但由于较强的瞬态各向同性光散射的出现, 使入射光的一部分能量转移到散射光中, 因而会延长透射光强达到初始值的响

应时间。

其物理机理初步解释如下:

在辐照初期, 透射光强峰值急剧下降, 半高宽增大的主要原因有三: 一是高斯分布的入射光束由于光折变自散焦效应形成的负透镜使入射光束迅速发散; 二是光折变各向同性 ($e \rightarrow e$, $\circ \rightarrow \circ$) 瞬态光散射和各向异性 ($\circ \rightarrow e$) 稳态光散射使出射光强明显减弱; 三是由于晶体入射面与出射面具有约 14% 的反射率, 它们形成了一个非线性法布里-珀罗干涉腔, 其透射光强为^[17]

$$I_t = \frac{I_0}{1 + F \sin^2 \delta / 2}, \quad (2)$$

其中 $F = 4R / (1 - R)^2$, 在垂直入射时 $R = \left(\frac{n-1}{n+1}\right)^2$, $\delta = \frac{4\pi n_{\text{eff}} L_{\text{eff}}}{\lambda}$, n_{eff} 为有效光折射率, 它会由于光折变效应而改变。 L_{eff} 为有效光程, 由入射角决定。在辐照初期, 当 δ 不是 2π 的整数倍时, 入射光束与多次反射光束的非同位相干涉会引起透射光强减弱。

由于光折变空间电荷场 $E_{\text{sc}}(t)$ 随时间的演化过程为

$$E_{\text{sc}}(t) = mE_{\text{sc}}[1 - \exp(-t/\tau_{\text{sc}})]. \quad (3)$$

在辐照一定时间后, 光束辐照区的折射率变化逐渐达到饱和, 梯度型的折射率改变变为阶跃型的折射率改变。这样, 在辐照初期由梯度型的折射率改变引起的负透镜效应消失, 入射光束只存在因自身的衍射而引起的发散。同时, 瞬态的各向同性光散射也逐渐减弱, 这是因为它的起因是在噪音栅形成期间, 由光栅与干涉条纹之间暂时的相位失配而引起的能量转移。这些变化都会引起透射光强逐渐上升, 半高宽逐渐变窄。但是, 如果同时还存在各向异性稳态光散射, 则它所导致的光强下降是不可逆的, 因而在实验结果中观察不到透射光强上升的过程 (如图 4 所示)。与此同时, 由于光折变的增强, 使法布里-珀罗干涉腔内的有效光折射率 n_{eff} 改变, 当这种改变导致位相 δ 是 2π 的整数倍时, 由于入射光束与晶体两界面之间的反射光束的相长干涉而使出射光束大大增强 (它对应于图 2 和图 3 中的转换时间), 甚至达到了 100% 的透射率。经计算, 当 $\sin^2(\delta/2) = 1$, $I_t/I_0 \approx 52\%$, 显然, 当 $\sin^2(\delta/2) = 0$ 时, $I_t/I_0 = 1$ 。而使 $\delta/2$ 从 $\pi/2$ 改变到 π 所要求的折射率改变 Δn 约为 1.6×10^{-5} , 这恰好位于 $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ 晶体的光折变饱和值 $10^{-5} - 10^{-3}$ 范围内。因此, 由光折变效

应,引起有效光折射率 n_{eff} 的改变,有可能使晶体的透射率达到 100%,透射光强达到最高值.此时的透射光强相应于图 2(a)中最高点.当光折射率达到饱和时,光强基本不变.这种多光束干涉引起的出射光束变强、变锐,克服了光束自身的衍射而引起的发散和其他损耗引起的透射光强减弱的效应,因而它等效于光束的自聚焦.

在垂直入射时,光束的自聚焦是入射光束与晶体出射面的反射光束之间的同位相相长干涉的结果.

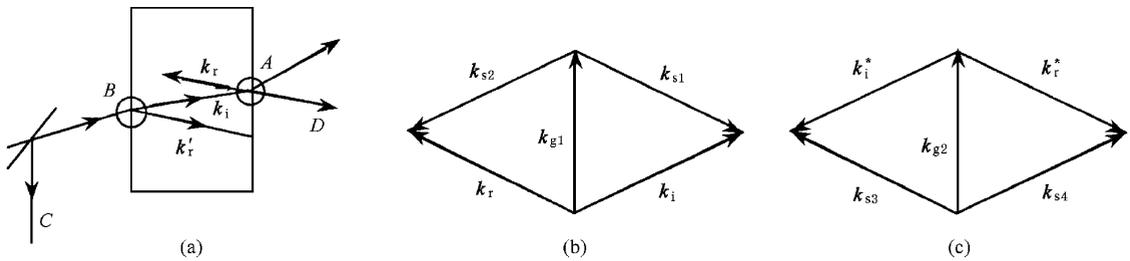


图 6 双相位共轭法布里-珀罗干涉腔示意图(a),以及 A 点(b)与 B 点(c)相应的波矢量

这样在晶体的入射面与出射面之间形成了一个双相位共轭法布里-珀罗腔.入射光束与两次相位共轭光多光束干涉致使出射光束变强、变锐.同理,由于光折变效应,有效光折射率会改变,当 δ 达到 2π 的整数倍时,透射光强达到最高值,而当光折射率 Δn 饱和时,光强基本不变.

我们在图 6(a)中 A 点的反射光的相位共轭光方向(C 处)和 B 点的入射光的相位共轭光方向(D 处)分别观察到了它们的相位共轭光.这表明由于存

激光光束斜入射时,光路如图 6(a)所示.在晶体的出射面处(A 点),入射光波矢为 k_i ,反射光波矢为 k_r .在周围的散射光中总可以找到两束散射光 k_{s1} , k_{s2} 与入射光和反射光在出射面 A 点处写入一共享光栅 k_{g1} ,如图 6(b)所示.反射光读出该光栅,得到入射光的相位共轭光 k_i^* , $k_i^* = k_{s2}$.相位共轭光 k_i^* 在入射面 B 点与其反射光 k_r' 和散射光 k_{s3} , k_{s4} 又写入一共享光栅 k_{g2} ,如图 6(c)所示. k_r' 读出该光栅 k_{g2} ,得到 k_i^* 的相位共轭光 k_{s4} ,该光束与入射光同方向传播,即 $k_{s4} = k_i$.

在双相位共轭的非线性法布里-珀罗干涉腔,虽然倾斜入射时,没有观察到垂直于晶体界面的振荡光束,但仍然存在腔内同位相的沿入射光束方向的多光束干涉.

总之,本文所报道的光折变非线性介质从自散焦到等效“自聚焦”的动态转换是光折变效应和非线性法布里-珀罗腔的共同作用的结果.这种转换有希望在自散焦光折变介质中支持亮空间孤子的存在.进一步的实验工作正在进行中.

[1] G. C. Valley, M. Segev *et al.*, *Phys. Rev.*, **50**(1994), R4457.
 [2] R. Guo, Z. F. Ling *et al.*, *Chin. Phys. Lett.*, **17**(2000), 804.
 [3] Z. F. Ling, R. Guo *et al.*, *Acta Physica Sinica*, **49**(2000), 455 [in Chinese] 凌振芳、郭儒等, *物理学报*, **49**(2000), 455].
 [4] R. Guo, Z. F. Ling *et al.*, *Opt. Commun.*, **180**(2000), 147.
 [5] M. Taya, M. C. Bashaw *et al.*, *Phys. Rev.*, **52**(1995), 3095.
 [6] G. Q. Zhang, S. M. Liu *et al.*, *Chin. Phys. Lett.*, **13**(1996), 101.
 [7] M. Taya, M. G. Bashaw *et al.*, *Opt. Lett.*, **21**(1996), 943.

[8] S. M. Liu, G. Q. Zhang *et al.*, *Chin. Phys. Lett.*, **13**(1996), 737.
 [9] D. W. Wilson, R. E. Muller *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **78**(1997) 2948.
 [10] S. M. Liu, G. Q. Zhang *et al.*, *Appl. Phys.*, **36**(1997), 8982.
 [11] S. M. Liu, X. M. Yang *et al.*, *Acta Physica Sinica*, **47**(1998), 432 [in Chinese] 刘思敏、杨小明等, *物理学报*, **47**(1998), 432].
 [12] S. M. Liu, H. D. Wen *et al.*, *Proc. SPIE*, **3470**(1998), 177.
 [13] S. Bian, J. Frejlich *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **78**(1997), 4035.
 [14] C. Anastassiou, M. F. Shih *et al.*, *Opt. Lett.*, **23**(1998), 924.

- [15] W. L. She, K. K. Lee *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **83**(1999), 3182. [17] M. Born, E. Wolf, *Principles of Optics*(Science Press, Beijing, 1978), p. 426.
- [16] D. W. Wilson *et al.*, *Opt. Soc. Am.*, **B9**(1992), 1714.

DYNAMIC CONVERSION FROM SELF-DEFOCUSING TO EQUIVALENT “ SELF-FOCUSING ” IN PHOTOVOLTAIC LiNbO_3 :Fe CRYSTALS*

JIANG YING LIU SI-MIN WEN HAI-DONG ZHANG XIN-ZHENG GUO RU

CHEN XIAO-HU XU JING-JUN ZHANG GUANG-YIN

(*College of Physics, Nankai University, Tianjin 300071, China*)

(Received 22 July 2000 ; revised manuscript received 30 August 2000)

ABSTRACT

We experimentally studied the dynamic behavior of conversion from self-defocusing to equivalent “ self-focusing ” in LiNbO_3 :Fe crystal under certain experiment conditions. Its physical mechanism is the consequence of both the double-Phase conjugate Fabry-Perot interference cavity and photorefractive effect. It is possible to form bright spatial solitons in self-defocusing medium by the effect of dynamic conversion.

Keywords : self-defocusing , self-focusing , photorefraction

PACC : 4265 , 4280L

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