

文章编号: 0253-2239(2005)12-1600-6

# 采用紫外光提高双掺杂铌酸锂晶体中全息记录的灵敏度和光栅强度\*

戴翠霞 刘立人 刘德安 柴志方 周煜

(中国科学院上海光学精密机械研究所, 上海 201800)

**摘要:** 提出了一种在双掺杂铌酸锂晶体中用调制的双紫外光进行非挥发全息记录的方法。与通常的用紫外光敏化的非挥发全息记录相比,这种方法可以大幅度地提高光栅强度和记录灵敏度。联立双中心物质方程和双光束耦合波方程,数值分析了光栅强度和衍射效率随时间的变化并讨论了掺杂浓度和记录光强对紫外光非挥发全息记录机制下光折变效应的影响。研究发现,紫外光记录得到的深浅中心的光栅具有相同的相位,总的光栅(深浅中心光栅的叠加)强度为两光栅强度之和,固定过程中深中心的光栅得到增强;增大深浅中心掺杂的浓度可以提高光栅强度,增大记录紫外光的光强可以增加光栅的强度和记录灵敏度。理论模拟可以证实并预测实验结果。

**关键词:** 全息; 非挥发全息记录; 紫外光记录; 双掺杂铌酸锂晶体; 灵敏度

中图分类号: O438.1 文献标识码: A

## Improvement of Sensitivity and Refractive-Index Changes in Holographic Recording in Doubly Doped LiNbO<sub>3</sub> with UV Light

Dai Cuixia Liu Liren Liu Dean Chai Zhifang Zhou Yu

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, The Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800)

**Abstract:** A nonvolatile recording method with double modulated UV beams in (Ce, Cu):LiNbO<sub>3</sub> crystals is proposed. Compared with the normal UV-sensitized nonvolatile holographic system, the amplitude of the refractive-index changes is greatly increased and the recording sensitivity is largely enhanced by recording with UV light in the (Ce, Cu):LiNbO<sub>3</sub> crystals. Temporal evolutions of the photorefractive grating and the diffraction efficiency are effectively described and numerically analyzed based on jointly solving the two-center material equations and the coupled-wave equations. Roles of doping levels and recording-beam intensity in the process are discussed in detail. Investigations show that gratings recorded in the deep and shallow centers are in phase, the value of the total grating (the superimposition of the deep and shallow gratings) is the summation of those of the two gratings; in the fixing phase, the depth of grating in the deep center is enhanced; the amplitude of the refractive-index changes increases with increasing the concentrations of the deep and shallow centers, and larger recording intensity results in the stronger total grating and the larger value of the recording sensitivity. Theoretical results can confirm and predict experimental results.

**Key words:** holography; nonvolatile holographic recording; UV light recording; doubly doped LiNbO<sub>3</sub> crystals; sensitivity

## 1 引言

一直以来,非挥发全息技术以其全光性、实时实时性等优点迅速得到了研究者的广泛关注<sup>[1~9]</sup>。然

而,在实际应用中,该技术存在两个不可忽视的缺陷,一个是折射率变化小,另一个是记录灵敏度低<sup>[4,6~7,10~12]</sup>。这些问题都是基于紫外光敏化的非

\* 国家自然科学基金(60177016)和科技部重大基础研究前期研究专项(2002CCA03500)资助课题。

作者简介:戴翠霞(1973~),女,山东济宁人,中国科学院上海光学精密机械研究所博士研究生,主要从事光折变理论与实验方面的研究。E-mail: sdadai7412@163.com

收稿日期:2005-03-14;收到修改稿日期:2005-05-16

挥发全息记录机制本身而存在的,仅靠优化晶体的掺杂浓度、氧化还原程度和记录红光与敏化紫外光的光强比等不能从根本上加以解决<sup>[12~14]</sup>。本文对在双掺杂 LiNbO<sub>3</sub> 晶体中运用长波长光波(红光或绿光等)进行非挥发记录的这两个缺陷,提出了相应的解决方案——采用调制的双紫外光(短波长光波)进行非挥发全息记录:即先用调制的双紫外光同时在深浅陷阱中记录光栅,然后用红光擦除浅陷阱中的光栅使光栅固定在深中心从而在双掺杂 LiNbO<sub>3</sub> 晶体中实现非挥发全息记录。

## 2 基本思想

图 1 的能带结构可以用来描述紫外光在 (Ce,Cu):LiNbO<sub>3</sub> 晶体中进行非挥发记录的输运模型:在 (Ce,Cu):LiNbO<sub>3</sub> 晶体中,Ce 和 Cu 离子分别以 Ce<sup>3+</sup> 或 Ce<sup>4+</sup> 和 Cu<sup>+</sup> 或 Cu<sup>2+</sup> 存在,Cu<sup>+ /2+</sup> 比 Ce<sup>3+/4+</sup> 位置深。在记录阶段,两束相干紫外光以相应的激发系数分别将电子从 Ce<sup>3+</sup> 和 Cu<sup>+</sup> 激发至导带中,自由电子在导带中经扩散、漂移、光生伏特等效效应而运动并最终被 Ce<sup>4+</sup> 和 Cu<sup>2+</sup> 离子俘获<sup>[15]</sup>,由此分别在深浅中心形成相应的电子光栅;关闭紫外光并用一束红光照射晶体,Ce 陷阱中的光栅被擦除,电子被转移到 Cu 中心,最终在 Cu 陷阱中建立对红光不敏感的稳定光栅。

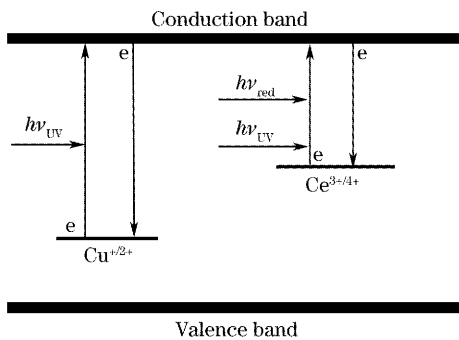


图 1 在 (Ce,Cu):LiNbO<sub>3</sub> 晶体中进行紫外光记录时两中心间电子交换的模型

Fig. 1 Electron exchange model between two centers in a (Ce,Cu):LiNbO<sub>3</sub> crystal with UV light

## 3 实验演示

实验中采用了用丘克拉斯基(Czochraski)法在大气中生长 79 h 的掺入了质量分数为 0.307% 的 Ce<sub>2</sub>O<sub>3</sub> 和质量分数为 0.011% 的 CuO 的 (Ce,Cu):LiNbO<sub>3</sub> 晶体,晶体切割后的大小为 10 mm×10 mm×2.5 mm,光轴平行于长的棱边,

所有的面都进行了光学抛光。实验装置如图 2 所示。35 mW 的 Ar<sup>+</sup> 激光器中发出的 364 nm 的光束分成光强相等(400 mW/cm<sup>2</sup>) 的两束平常光并对称地以 15°角照射到晶体上,所记录的光栅波矢平行于晶体的光轴。从氦氖激光器发出的 633 nm 的红光以与光栅的布拉格匹配角入射到晶体上以用来探测光栅的衍射效率和读出光栅。记录阶段,两相干紫外光被用来在晶体中记录光栅,由于此时红光光强较弱,可以认为对光栅无影响(只是用来探测光栅的衍射效率);读出阶段,两紫外光被挡住,增大红光光强至 600 mW/cm<sup>2</sup> 以擦除浅中心的光栅,并使光栅最终固定在深中心;最后,其中一束紫外光(400 mW/cm<sup>2</sup>) 和红光(600 mW/cm<sup>2</sup>) 被同时用来擦除光栅。在这些过程中,适时地测量红光的衍射光及其透射光,可以得到光栅的衍射效率(衍射光与衍射光和透射光之和的光强比)。灵敏度 S 定义为

$$S = \frac{1}{I_{H0} d} \left. \frac{\partial \sqrt{\eta}}{\partial t} \right|_{t=0},$$

式中  $\eta$  为衍射效率, $t$  为时间, $d$  为晶体的厚度, $I_{H0}$  为记录紫外光总光强。

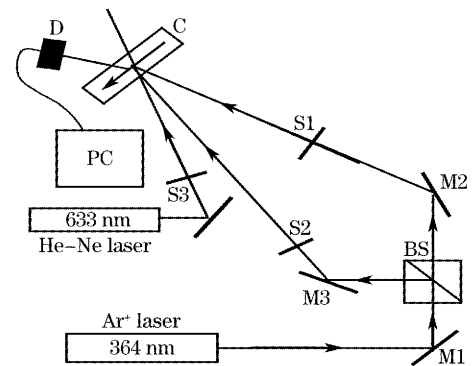


图 2 实验装置图。S, M, BS, D, C 和 PC 分别为挡板、反射镜、分束镜、探测器、晶体及计算机

Fig. 2 Experimental setup. S, M, BS, D, C and PC are shutter, mirror, beam splitter, detector, crystal and computer respectively

图 3(a) 描绘了实验中非挥发光栅记录与固定过程中光栅的衍射效率随时间的变化。其中一个有趣的发现是记录过程中衍射效率的振荡现象:在 200 s 的记录过程中,衍射效率很快升至某一最大值,接着又回落至某一最小值,然后又升至某一最大值再跌至某一最小值,接着又重复一个振荡。这种衍射效率的振荡现象正是基于光栅折射率幅值大而引起的衍射效率的  $\sin^2$  振荡形式,而在采用红光或绿光的非挥发记录过程中,由于所记录的光栅强度小,没有观察到这种短记录时间内衍射效率的强烈

振荡现象。由此可以看出,用紫外光进行非挥发记录可以得到远大于以往紫外光敏化机制下的强光栅。经计算,此过程中的灵敏度约为  $0.8 \text{ cm/J}$ , 比用红光或绿光进行非挥发记录时的灵敏度大几十

倍<sup>[3,7]</sup>。读出过程中,由于红光擦除部分光栅,光栅最终被固定到对红光不敏感的深中心,因此衍射效率趋于某一稳定值。由图 3(b)知,光栅可以被紫外光迅速擦除,衍射效率在短时间内趋于零。

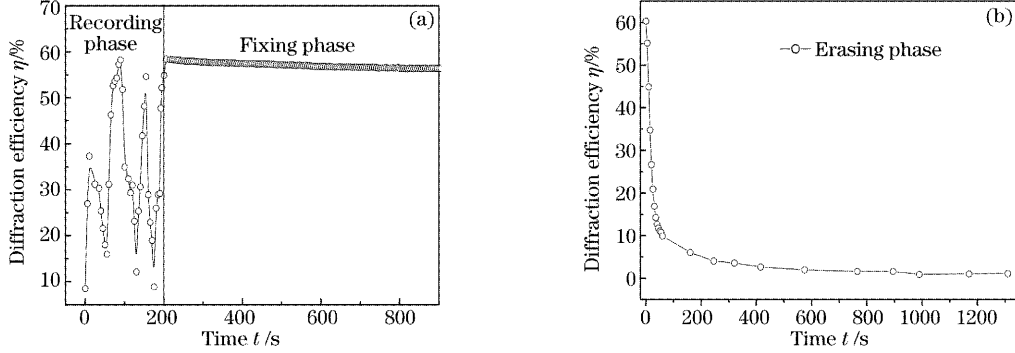


图 3 在  $(\text{Ce,Cu})\cdot\text{LiNbO}_3$  中进行紫外光记录时衍射效率随时间  $t$  变化的实验结果。(a) 记录和读出过程, (b) 擦除过程  
Fig. 3 Experimental results of variations of the diffraction efficiency versus time for (a) recording and readout phases (b) erasing phase, in an oxidized  $(\text{Ce,Cu})\cdot\text{LiNbO}_3$  crystal

## 4 理论模拟

### 4.1 理论模型

假设两相干紫外光(寻常光)在  $xz$  面内以透射结构对称地入射到晶体上,所形成的光栅波矢平行于晶体的光轴(沿  $x$  方向),探测红光与光栅满足布喇格匹配条件。正如采用红光进行非挥发记录时所描述的双中心系统一样,光栅的形成过程可以用为双中心修正过的 Kukhtarev 方程组描述,其中,每个变量都沿光栅波矢方向变化。采用一次谐波近似,

即将每一个与记录光强有关的物理量都近似为其直流分量和基频分量之和(分别以角标 0 和 1 表示),则双中心物质方程<sup>[11,16]</sup>可写为 0 级方程

$$\frac{dN_{D0}^-}{dt} = -g_D N_{D0}^- + \gamma_D N_{e0} (N_D - N_{D0}^-), \quad (1)$$

$$\frac{dN_{S0}^-}{dt} = -g_S N_{S0}^- + \gamma_S N_{e0} (N_S - N_{S0}^-), \quad (2)$$

$$N_{e0} = \frac{g_D N_{D0}^- + g_S N_{S0}^-}{\gamma_D (N_D - N_{D0}^-) + \gamma_S (N_S - N_{S0}^-)}, \quad (3)$$

和一级方程

$$\frac{\partial N_{D1}^-}{\partial t} = -g_D N_{D1}^- - S_{D,H} m I_{H0} N_{D0}^- + \gamma_D N_{e1} (N_D - N_{D0}^-) - \gamma_D N_{e0} N_{D1}^-, \quad (4)$$

$$\frac{\partial N_{S1}^-}{\partial t} = -g_S N_{S1}^- - S_{S,H} m I_{H0} N_{S0}^- + \gamma_S N_{e1} (N_S - N_{S0}^-) - \gamma_S N_{e0} N_{S1}^-, \quad (5)$$

$$N_{e1} = \frac{(g_D + \gamma_D N_{e0}) N_{D1}^- + (g_S + \gamma_S N_{e0}) N_{S1}^- - (e\mu N_{e0} / \epsilon\epsilon_0) (N_{D1}^- + N_{S1}^-)}{\gamma_D (N_D - N_{D0}^-) + \gamma_S (N_S - N_{S0}^-) + e\mu N_{e0} / \epsilon\epsilon_0 + K_B T \mu K^2 / e} + \frac{(iK/e) [\kappa_{D,L} N_{D1}^- + \kappa_{S,L} N_{S1}^- + (\kappa_{D,H} N_{D0}^- + \kappa_{S,H} N_{S0}^-) m I_{H0}] + (S_{D,H} N_{D0}^- + S_{S,H} N_{S0}^-) m I_{H0}}{\gamma_D (N_D - N_{D0}^-) + \gamma_S (N_S - N_{S0}^-) + e\mu N_{e0} / \epsilon\epsilon_0 + K_B T \mu K^2 / e}, \quad (6)$$

式中

$$g_D = S_{D,L} I_{L0} + S_{D,H} I_H,$$

$$g_S = S_{S,L} I_{L0} + S_{S,H} I_H,$$

$$\kappa_D = \kappa_{D,L} I_{L0} + \kappa_{D,H} I_H,$$

$$\kappa_S = \kappa_{S,L} I_{L0} + \kappa_{S,H} I_H,$$

角标 D 和 S 分别表示深中心和浅中心;角标 H 和 L 分别表示高频光(紫外光)和低频光(红光);变量  $S, \gamma, I, \kappa, K, m, N, N^-$  和  $N_e$  分别表示光激发常量、陷

阱的电子俘获系数、光强、体光生伏特系数、波矢、复调制度、陷阱浓度、陷阱中的电子浓度和导带中的电子浓度; $e, u, \epsilon\epsilon_0, T, K_B$  分别是电子电荷、电子迁移率、介电常量、温度和波尔兹曼常量;光强  $I_{H0}$  可表示为  $I_{H0} = A_1 A_1^* + A_2 A_2^*$ , 复调制度  $m$  可表示为  $m = 2A_1 A_2^* / I_{H0}$ ,  $A_1, A_2$  为两束记录紫外光波的复振幅。空间电荷场  $E_{sc}$  可表示为

$$E_{SC} = -i \frac{e}{\epsilon_0 K} (N_{D1} + N_{S1} + N_{e1}), \quad (7)$$

根据线性电光效应, 调制光强通过光折变效应引起折射率的调制变化, 则光栅的调制深度  $n_1$  可表示为

$$n_1 \exp(i\phi_{E_{SC}}) = -n_o^3 \gamma_{13} E_{SC} / 2, \quad (8)$$

式中  $n_o$  为 o 光的折射率,  $\gamma_{13}$  为电光系数,  $\phi_{E_{SC}}$  为空间电荷场的复相位。

在此体光栅的动态演化过程中, 光栅的衍射行为可以用双光束耦合波方程表示。经对固定光栅的 Kogelnik 理论进行少许修正, 紫外光非挥发记录的耦合波方程<sup>[17~19]</sup>可写为

$$\cos \theta \frac{dA_1}{dz} = -\frac{i\pi n_1}{\lambda} \exp(i\phi_{E_{SC}}) A_2 - \frac{\alpha}{2} A_1, \quad (9)$$

$$\cos \theta \frac{dA_2}{dz} = -\frac{i\pi n_1}{\lambda} \exp(i\phi_{E_{SC}}) A_1 - \frac{\alpha}{2} A_2, \quad (10)$$

式中  $\lambda, \alpha, \theta$  分别为记录紫外光在自由空间的波长、晶体对紫外光的吸收系数、晶体内紫外光的入射角。当求解耦合波方程计算弱红光所探测光栅的衍射效率时, 耦合波方程形式未变, 只把以上三变量变为相应于红光的量值。

#### 4.2 数值求解及结论分析

由于光调制度  $m$  只在记录过程中较大, 仅考虑记录过程中的两紫外光之间的耦合, 忽略红光与其衍射光的耦合及擦除过程中紫外光之间的耦合对光栅的影响。记录、固定、擦除的动态过程可以在以下条件下联立求解物质方程和耦合波方程得到: 记录过程,  $A_1 \neq 0, A_2 \neq 0, m \neq 0, I_{L0} = 0$ ; 固定过程,  $A_1 = 0, A_2 = 0, m = 0, I_{L0} \neq 0$ ; 擦除过程,  $A_1 \neq 0, A_2 = 0, m = 0, I_{L0} \neq 0$ 。计算中, 把晶体沿厚度  $z$  方向分成足够小的薄层, 采用四阶龙格-库塔法数值求解。采用与光栅布喇格匹配的非擦除弱红光在  $A_1 = 1, A_2 = 0$  条件下再次求解耦合波方程, 可得

光栅的衍射效率  $\eta = A_2 A_2^*$ 。

模拟采用 2.5 mm 厚的晶体中 Ce 和 Cu 的掺杂浓度分别为  $5.21 \times 10^{25} \text{ m}^{-3}$  和  $3.82 \times 10^{24} \text{ m}^{-3}$ , 最初的总电子数为  $3.06 \times 10^{24} \text{ m}^{-3}$ 。紫外光总光强为  $800 \text{ mW/cm}^2$ , 记录过程中红光光强为 0, 固定过程和擦除过程中, 红光光强为  $600 \text{ mW/cm}^2$ 。其它参量的取值分别为  $\epsilon = 28, \mu = 7.4 \times 10^{-5} \text{ m}^2/\text{Vs}, \epsilon_0 = 8.85 \times 10^{-12} \text{ As/Vm}, e = 1.6 \times 10^{-19} \text{ C}, T = 293 \text{ K}, K_B = 1.38 \times 10^{-23} \text{ J/K}, \gamma_{13} = 1.09 \times 10^{-11} \text{ m/V}, \alpha = 3500 \text{ m}^{-1}$  (紫外光),  $\alpha = 0$  (红光),  $\gamma_D = 2.4 \times 10^{-13} \text{ m}^3/\text{s}, \gamma_S = 1.65 \times 10^{-14} \text{ m}^3/\text{s}, S_{D,L} = 0, S_{D,H} = 3.6 \times 10^{-5} \text{ m}^2/\text{J}, S_{S,L} = 3.3 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{J}, S_{S,H} = 3.8 \times 10^{-5} \text{ m}^2/\text{J}, \kappa_{D,L} = 0, \kappa_{D,H} = -1.1 \times 10^{-32} \text{ m}^3/\text{V}, \kappa_{S,L} = -7 \times 10^{-34} \text{ m}^3/\text{V}, \kappa_{S,H} = -1.4 \times 10^{-32} \text{ m}^3/\text{V}, n_o = 2.5048^{[20,21]}$ 。

由于光栅折射率变化幅度随紫外光强吸收沿晶体厚度发生较大变化, 对光栅折射率变化 (RIC) 取平均。图 4(a) 描绘了平均折射率变化的时间演化。由图可知, 平均光栅折射率变化迅速建立, 饱和平均光栅折射率变化可以达到  $9.1 \times 10^{-4}$ , 这同样要比红光非挥发全息记录时大几十倍<sup>[16]</sup>。紫外光记录速度快、饱和光栅折射率变化大的原因可以归结为: 由于紫外光的光子能量大, Ce 和 Cu 陷阱中的电子可以被紫外光有效地直接激发; 由图 4(a) 可看出, 总的光栅强度近似等于 Ce 和 Cu 陷阱中光栅强度之和, 由此可知 Ce 和 Cu 中心的光栅基本具有相同的相位, 从而平均光栅折射率变化也得到大大的增强。固定过程中, Ce 陷阱中的光栅被红光完全擦除, 电子被转移到深中心。由于电子被俘获前仅能在导带中迁移远小于光栅间距的几个纳米的距离, 因此 Cu 中心的光栅因电子的增加而得到增强。最

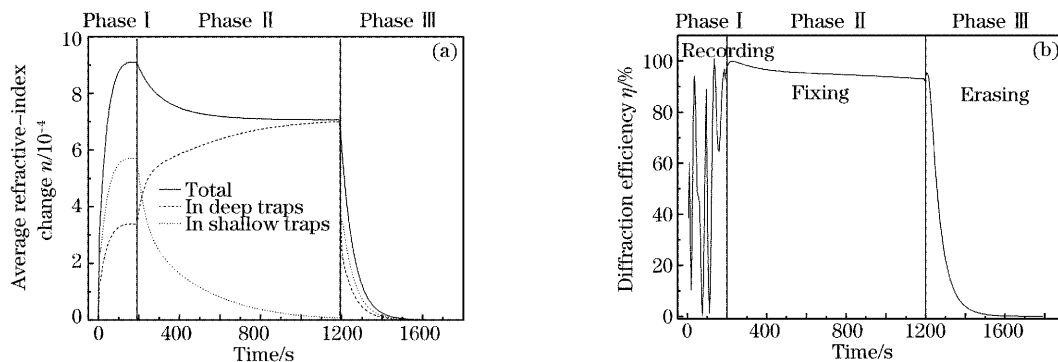


图 4 紫外光记录机制下记录、固定及擦除过程随时间变化的理论模拟。(a) 平均折射率变化, (b) 衍射效率

Fig. 4 Theoretical simulation of recording, fixing and erasing curves versus time of (a) average refractive-index changes, (b) diffraction efficiency

后, Cu 中心的光栅可被其中一束紫外光和红光快速擦除。图 4(b)描绘了以上各阶段中光栅衍射效率随时间的变化, 可以看出理论模拟结果与实验结论取得了较好的一致。记录过程中衍射效率随时间快速地振荡, 记录灵敏度约为  $0.8 \text{ cm/J}$ 。在固定过程中, 由于 Ce 中心的光栅被擦除, Cu 中心的光栅得到增强并被红光所固定, 衍射效率很快达到稳定。同样, 被固定了的光栅可被紫外光和红光快速擦除, 衍射效率短时间内趋于 0。

## 5 讨 论

以上两节分别从理论和实验两方面阐明了: 采用调制的双紫外光在 (Ce, Cu): LiNbO<sub>3</sub> 晶体中进行非挥发全息记录非常有利于提高光栅强度和记录灵敏度。在以上理论模型的基础上, 本节将对此系统

中的记录特性进行简单的分析。

### 5.1 双中心的作用

正如在双掺杂 LiNbO<sub>3</sub> 晶体中进行红光非挥发记录时所讨论的, 双中心之间的电子交换可以增加电子的平均迁移距离, 使电子经过多个激发循环并在晶体中成功记录强光栅<sup>[11]</sup>; 在双中心中记录等相位的光栅模式可以缓解晶体深浅中心各自所能承受的实际掺杂浓度与满足要求的较大光栅折射率变化之间的矛盾: 如图 5 所示, 在初始电子浓度为 Cu 掺杂浓度 0.8 倍的  $2.5 \text{ mm}$  厚 (Ce, Cu): LiNbO<sub>3</sub> 晶体中采用  $600 \text{ mW/cm}^2$  的红光和  $400 \text{ mW/cm}^2$  的紫外光进行紫外光记录时, 饱和及固定光栅折射率变化随 Cu 和 Ce 的掺杂浓度的增加而增加, 如果 Ce 中心的掺杂浓度达到其较大的实际掺杂水平, 可以通过增加 Cu 的掺杂浓度记录一个可以满足要求的强光栅, 反之亦然。

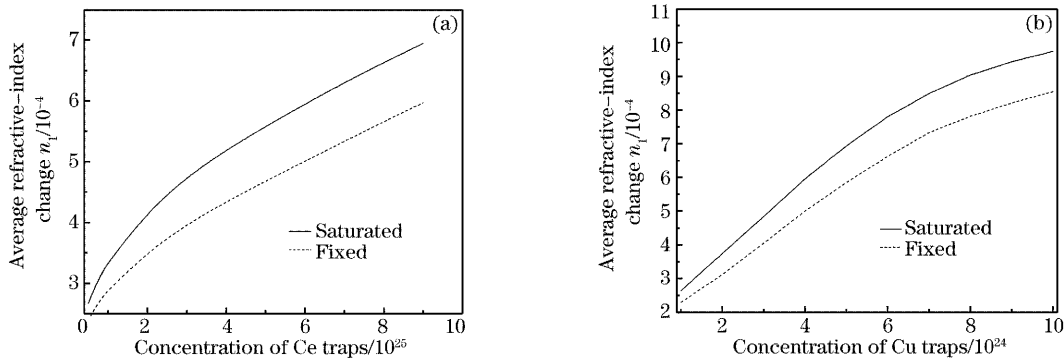


图 5 晶体中的饱和和固定折射率变化。(a) 保持 Cu 的浓度为  $3 \times 10^{24} \text{ m}^{-3}$  随 Ce 掺杂浓度的变化, (b) 保持 Ce 的浓度为  $3.2 \times 10^{25} \text{ m}^{-3}$  随 Cu 掺杂浓度的变化

Fig. 5 Variation of saturated and fixed refractive-index change (a) with the concentration Ce, with the concentration of Cu  $3 \times 10^{24} \text{ m}^{-3}$ , (b) with the concentration Cu, with the concentration of Ce  $3.2 \times 10^{25} \text{ m}^{-3}$

### 5.2 紫外光强度的影响

在 Ce, Cu 掺杂浓度及初始电子浓度为  $5 \times 10^{25} \text{ m}^{-3}$ ,  $3 \times 10^{24} \text{ m}^{-3}$  及  $2.4 \times 10^{24} \text{ m}^{-3}$  的  $2.5 \text{ mm}$  厚 (Ce, Cu): LiNbO<sub>3</sub> 晶体中进行紫外光记录时, 记录斜率与写入光强成正比, 正如图 6 所示的饱和、固定光栅折射率变化及记录灵敏度与记录紫外光强的依赖关系: 饱和、固定光栅折射率变化及记录灵敏度均随记录紫外光强的增加而增加。当  $I_{H0} = 600 \text{ mW/cm}^2$ , Ce, Cu 及最初的电子浓度分别为  $5.0 \times 10^{25} \text{ m}^{-3}$ ,  $3 \times 10^{24} \text{ m}^{-3}$  及  $2.4 \times 10^{24} \text{ m}^{-3}$  时,  $2.5 \text{ mm}$  厚的 LiNb<sub>3</sub> 晶体中的饱和光栅折射率变化可以达到  $6.84 \times 10^{-4}$ , 记录灵敏度可以达到  $0.6 \text{ cm/J}$ 。因此, 可以通过增加紫外光光强以提高光栅强度和记录灵敏度。

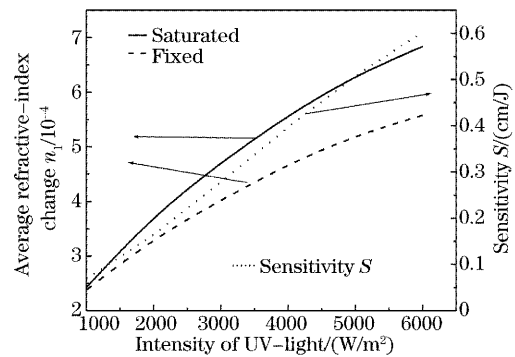


图 6 平均饱和、固定折射率变化及记录灵敏度随记录紫外光强的变化

Fig. 6 Effect of the average saturation, the fixed refractive-index change and the recording sensitivity on the recording UV intensity

## 6 结 论

提出了运用调制的双紫外光在双掺杂(Ce, Cu) $\cdot$ LiNbO<sub>3</sub>晶体中进行非挥发全息记录的方案并做了相应的实验演示和理论模拟。与普通的紫外光敏化的非挥发全息记录系统相比,紫外光可以直接且有效地激发深浅中心的电子并在记录过程形成相位相同光栅,可以大幅度地提高光栅强度和记录灵敏度。研究发现:由于此方法记录得到的光栅强度大,光栅的衍射效率会发生剧烈的振荡现象;由于深浅中心的光栅具有近似相同的相位,深中心的光栅在固定过程中得到增强;通过增大深浅中心的掺杂浓度可以获得足够大的折射率变化;增大记录紫外光的光强可以增加光栅的强度和记录灵敏度。

### 参 考 文 献

- 1 K. Buse, A. Adibi, D. Psaltis. Non-volatile holographic storage in doubly doped lithium niobate crystals[J]. *Nature*, 1998, **393**: 665~668
- 2 A. Adibi, K. Buse, D. Psaltis. Effect of annealing in two-center holographic recording[J]. *Appl. Phys. Lett.*, 1999, **74**(25): 3767~3769
- 3 A. Adibi, K. Buse, D. Psaltis. Sensitivity improvement in two-center holographic recording[J]. *Opt. Lett.*, 2000, **25**(8): 539~541
- 4 Liu Youwen, Liu Liren, Zhou Changhe *et al.*. Photographic storage in photochromic LiNbO<sub>3</sub> $\cdot$ Fe $\cdot$ Mn crystals. *Acta Optica Sinica*, 1999, **19**(10): 1437~1438 (in Chinese)  
刘友文,刘立人,周常河等. 光色效应双掺杂(Fe, Mn) $\cdot$ LiNbO<sub>3</sub>的全息存储[J]. *光学学报*, 1999, **19**: 1437~1438
- 5 K. S. Lim, S. J. Tak, S. K. Lee *et al.*. Grating formation and decay in photochromic Mn, Ce $\cdot$ LiNbO<sub>3</sub>[J]. *Luminescence*, 2001, **94~95**: 73~78
- 6 Y. Liu, L. Liu, C. Zhou *et al.*. Nonvolatile photorefractive holograms in LiNbO<sub>3</sub> $\cdot$ Cu $\cdot$ Ce crystals[J]. *Opt. Lett.*, 2000, **25**(12): 908~910
- 7 Y. Liu, L. Liu, D. Liu *et al.*. Intensity dependence of two-center nonvolatile holographic recording in LiNbO<sub>3</sub> $\cdot$ Cu $\cdot$ Ce crystals[J]. *Opt. Commun.*, 2001, **190**: 339~343
- 8 D. Liu, L. Liu, C. Zhou *et al.*. Bleaching effect and nonvolatile holographic storage in doubly doped LiNbO<sub>3</sub> $\cdot$ Fe $\cdot$ Cu crystals[J]. *Chin. Sci. Bull.*, 2002, **47**(20): 1704~1707
- 9 A. Adibi, K. Buse, D. Psaltis. Multiplexing holograms in LiNbO<sub>3</sub> $\cdot$ Fe $\cdot$ Mn crystals[J]. *Opt. Lett.*, 1999, **24**(10): 652~654
- 10 Y. Liu, L. Liu, C. Zhou. Photorefractive holographic dynamics in doubly doped LiNbO<sub>3</sub> $\cdot$ Fe $\cdot$ Mn[J]. *Chin. Phys. Lett.*, 2000, **17**(8): 571~573
- 11 A. Adibi, K. Buse, D. Psaltis. Two-center holographic recording[J]. *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 2001, **18**(5): 584~601
- 12 A. Adibi, K. Buse, D. Psaltis. System measure for persistence in holographic recording and application to singly-doped and doubly-doped lithium niobate[J]. *Appl. Opt.*, 2001, **40**(29): 5175~5182
- 13 L. Y. Ren, L. R. Liu, D. A. Liu. Recording and fixing dynamics of nonvolatile photorefractive holograms in LiNbO<sub>3</sub> $\cdot$ Fe $\cdot$ Mn crystals[J]. *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 2003, **20**(10): 2162~2173
- 14 O. Momtahan, A. Adibi. Global optimization of sensitivity and dynamic range for two-center holographic recording[J]. *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 2003, **20**(3): 449~461
- 15 K. Buse. Light-induced charge transport processes in photorefractive crystals I: models and experimental methods[J]. *Appl. Phys. (B)*, 1997, **64**: 273~291
- 16 Y. Liu, L. Liu, C. Zhou. Prescription for optimizing holograms in LiNbO<sub>3</sub> $\cdot$ Fe $\cdot$ Mn[J]. *Opt. Lett.*, 2000, **25**(8): 551~553
- 17 H. Kogelnik. Coupled wave theory for thick hologram gratings [J]. *Bell Syst. Tech. J.*, 1969, **48**(9): 2909~2947
- 18 M. Jeganathan, M. C. Bashaw, L. Hesselink. Evolution and propagation of grating envelopes during erasure in bulk photorefractive media[J]. *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 1995, **12**(7): 1370~1383
- 19 A. A. Freschi, J. Frejlich. Stabilized photorefractive modulation recording beyond 100% diffraction efficiency in LiNbO<sub>3</sub> $\cdot$ Fe crystals[J]. *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 1994, **11**(9): 1837~1841
- 20 D. S. Smith, H. D. Riccius, R. P. Edwin. Refractive indices of lithium niobate[J]. *Opt. Commun.*, 1976, **17**(3): 332~335
- 21 L. Y. Ren, L. R. Liu, D. A. Liu *et al.*. Optimal switching from recording to fixing for high diffraction from a LiNbO<sub>3</sub> $\cdot$ Ce $\cdot$ Cu photorefractive nonvolatile hologram[J]. *Opt. Lett.*, 2004, **29**(2): 186~188