

206-212
⑥

LiNbO₃:Fe, M (M=Mg²⁺, Zn²⁺, In³⁺, Sc³⁺) 晶体中的信号光与噪声光的竞争*

张国权 张光寅[√] 刘思敏 许京军 张心正 孙 睿 温海东

(南开大学物理科学学院光子学中心, 天津, 300071)

0734.1

摘要 分析了掺杂铌酸锂晶体的扇形噪声光的形成机制, 讨论了信号光与扇形噪声光之间的光放大竞争问题. 结果显示: 由于信号光与扇形噪声之间光放大竞争, 对于信号光的放大而言, 存在一个最佳的光生伏特场, 因而存在一个最佳入射泵浦光光强, 使得信号光具有最大的放大倍数, 同时噪声很弱.

关键词 光放大, 铌酸锂, 光折变.

晶体 信号光 噪声光

引言

铌酸锂作为集成光学、非线性光学及光子器件的基础材料, 具有重要的实用价值. 光折变三维体全息存储是它的重要应用之一, 但目前仍有许多问题尚未解决, 噪声问题便是亟待解决的问题之一. 铌酸锂晶体的光折变性能可以通过调节掺入的杂质离子的种类和浓度得到改变和优化. 目前已经在双掺铌酸锂晶体(LiNbO₃:Fe, M (M=Mg²⁺, Zn²⁺, In³⁺, Sc³⁺)) 中发现了一些对三维光折变体全息存储应用极为有利的效应, 如光扇光强阈值效应^[1]. 利用该效应已经在双掺铌酸锂晶体中实现了高衍射效率、高清晰度、快响应全息图像存储. 本文将讨论双掺铌酸锂晶体中信号光与噪声光之间的光放大竞争问题, 这对于抑制光折变器件中的噪声将是重要的.

1 掺杂铌酸锂晶体的噪声形成机制

由于强光生伏特电场的存在, 掺杂铌酸锂晶体具有极强的对称扇形噪声(fanning noise), 这种噪声在光折变存储应用中极为有害, 因而必须首先去除.

我们认为掺杂铌酸锂晶体中的光放大现象实际上是通过多波耦合实现的, 对称扇形噪声是基于多对三波耦合机制^[2,3]. 当异常偏振的泵浦光 I_p 垂直于晶体的 C 轴入射, 并沿 y 方向传播时, 根据多对三波耦合模型, 铌酸锂晶体的对称扇形噪声可用下列方程描述:

$$\frac{\partial \Psi_i}{\partial x} = \frac{2\sigma_i L}{I_0} (2I_i \cos \theta_i - I_p) (1 + \cos \Psi_i) + \delta k_i L, \quad (1)$$

$$\frac{\partial I_i}{\partial x} = -2\sigma_i L \frac{I_i I_p}{I_0} \sin \Psi_i, \quad (2)$$

* 国家自然科学基金(编号 69678018 和 19734004)和 863 计划(编号 863-715-001-0102) 资助项目
稿件收到日期 1998-09-30, 修改稿收到日期 1999-02-08

$$\frac{\partial I_L}{\partial x} = 4 \frac{I_L}{I_0} L \sum_{i=1}^m \sigma_i \cos \theta'_i I_i \sin \Psi_i, \quad (3)$$

$$I_0 = I_p + 2 \sum_{i=1}^m I_i. \quad (4)$$

其中 $0 \leq x=y/L \leq 1$; L 为晶体的厚度; θ'_i 为第 i 束噪声光 I_i 与入射泵浦光 I_p 之间在晶体内的夹角; $\delta k_i = \xi 4\pi(n_e - n_o \cos \theta'_i)/\lambda$ 是相位失配参数; ξ 是用于描述晶体自散焦效应强弱的参数, ξ 值越小, 表示晶体的自散焦效应越强, 当 ξ 等于 1 时, 表示不考虑晶体的自散焦效应. 在本文中除非特别声明, ξ 都取为 0.15; n_e 、 n_o 、 n_i 分别是掺杂铌酸锂晶体的异常折射率、寻常折射率及第 i 束噪声光所在方向的异常折射率; $\Psi_i(x) = 2\varphi_p(x) - \varphi_i(x) - \varphi_{yn}(x) + \delta k_i x$, $\varphi_p(x)$ 、 $\varphi_i(x)$ 和 $\varphi_{yn}(x)$ 分别是入射泵浦光、第 i 束噪声光及与第 i 束噪声光相对于 I_p 对称分布的噪声光的位相; σ_i 是耦合系数 γ_i 的虚部, 其中

$$\gamma_i = j \frac{\omega_2 n_o \delta n_i}{2kc^2 \cos \theta'_i} \exp(-j\varphi_i). \quad (5)$$

这里 j 是纯虚数单位, δn_i 是由 I_p 和第 i 束噪声光引起的折射率变化, $k = 2\pi n_o/\lambda$ 和 c 是光在晶体中的波矢和真空光速. 在掺杂铌酸锂晶体中, 一般情况下光折变光栅与相对应的光强分布之间的相位差 $\varphi_i = \pi^{[4]}$ 满足 $E_q \geq E_{ph} \geq E_d$ 的条件, E_q 、 E_{ph} 和 E_d 分别是晶体的极限空间电荷场、沿晶体 C 轴的光生伏特电场和扩散电场. 这里我们忽略了晶体的吸收, 并只局限于讨论二维情况.

我们用 40 对对称分布的噪声光束来模拟铌酸锂晶体的对称扇形噪声. 实验表明^[2,5], 当入射泵浦光光斑尺寸不太大, 不足以引起光爬行效应时, 绝大部分噪声光都集中在约 $-20^\circ \sim 20^\circ$ 之间, 因此将这 40 对噪声光在晶体内相对应的角区间内以均匀角间距分布. 当 E_q 、 $E_{ph} \geq E_d$ 时, δn_i 可表示为

$$\delta n_i = - \frac{n_o^3 r_{eff} E_q}{2} \approx - \frac{n_o^3 r_{eff} E_{ph}}{2} = - \frac{n_o^3 r_{eff} E_{ph} \cos(\theta'/2)}{2}. \quad (6)$$

其中 r_{eff} 为有效电光系数, 可表示为

$$r_{eff} = - \frac{r_{33} n_e^4 \cos \theta' \cos(\theta'/2) + n_e^2 n_o^2 r_{31} \sin \theta' \sin(\theta'/2)}{n_o^3 n_e}. \quad (7)$$

图 1 是用上述模型计算得到的对称扇形噪声光的角分布图(仅一侧). 其中曲线 1 是当 $E_{ph} = 1.0 \times 10^7 \text{V/m}$, $\xi = 0.15$ 时的结果, 全部噪声都集中在 $[-20^\circ, 20^\circ]$ 之间, 与实际的扇形噪声的角分布符合得相当好; 曲线 2 是 $E_{ph} = 1.0 \times 10^7 \text{V/m}$, $\xi = 1.0$ 时的结果. 可以看到, 当 ξ 变大而 E_{ph} 不变时, 噪声光强分布的最强处向小角度方向移动, 而且角分布变窄; 曲线 3 是 $E_{ph} = 1.0 \times 10^7 \text{V/m}$, $\xi = 0.15$ 时的结果, 它表明当 E_{ph} 变大而 ξ 不变时, 噪声光强的最强处向大角度方面移动, 而且角分布变宽. 表 1 列出了我们在计算图 1 时使用的其它参数.

2 信号光与噪声光之间的光放大竞争

当利用铌酸锂晶体进行光放大时, 信号光与噪声光之间由于光放大机制相同而存在强烈的竞争. 当异常偏振的泵浦光 I_p 垂直于晶体 C 轴入射, 异常偏振的信号光 I_s 与泵浦光成

θ , 角(在空气中)斜入射,并在晶体中与 I_p 相互作用时,考虑信号光噪声之间的光放大竞争,我们可以用方程(8)~(11)来描述泵浦光 I_p 、信号光 I_s 及噪声光 I_i 在晶体中的变化情况:

$$\frac{\partial \Psi_{i(s)}}{\partial x} = \frac{2L\sigma_{i(s)}}{I_0} (2I_{i(s)} \cos \theta_{i(s)} - I_p) (1 + \cos \Psi_{i(s)}) + \delta k_{i(s)} L, \quad (8)$$

$$\frac{dI_{i(s)}}{dx} = -2\sigma_{i(s)} L \frac{I_p I_{i(s)}}{I_0} \sin \Psi_{i(s)}, \quad (9)$$

$$\frac{dI_s}{dx} = 4 \frac{I_p}{I_0} L \left[\sum_{i=1}^m \sigma_i \cos \theta_i - I_s \sin \Psi_s + \sigma_s \cos \theta_s I_s \sin \Psi_s \right], \quad (10)$$

$$I_0 = I_p + 2 \sum_{i=1}^m I_i + 2I_s - I_s(0). \quad (11)$$

这里下标“ i ”表示所有与噪声光有关的物理量,下标“ s ”表示所有与信号光相关的物理量,如计算与信号光相关的有效电光系数 r_{eff} 与耦合系数 γ 时,只要将式(5)~(7)中的下标“ i ”换成“ s ”即可。

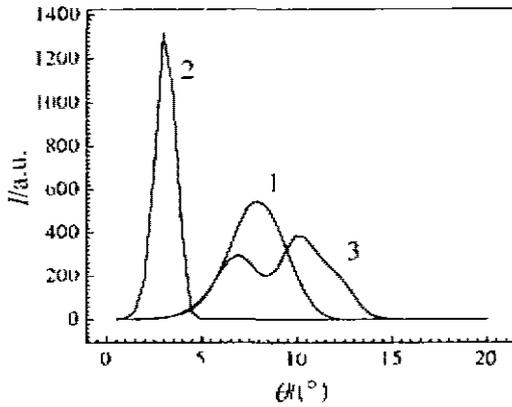


图1 扇形噪声光的角分布图(仅一侧)(其中角度 θ 为空气中的角度, $\varphi = \pi$, $\psi_i(0) = 0$, $I_s(0)/I_p(0) = 1.0 \times 10^{-6}$, 其它参数见表1)
Fig. 1 The calculated angular distribution of fanning noise (one side) (the angle θ is the angle in air, $\varphi = \pi$, $\psi_i(0) = 0$ and $I_s(0)/I_p(0) = 1.0 \times 10^{-6}$, respectively, other parameters are listed in Table 1)

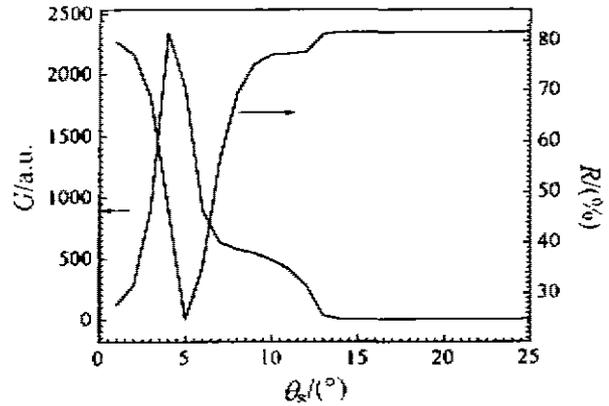


图2 信号光放大倍数 G 角分布(空气中)及对应角度的总噪声强度与入射泵浦光强的比值 R
Fig. 2 The calculated angular dependence of the signal beam gain G and the ratio R vs signal incident angle θ , in air

为了讨论方便起见,这里定义一个参数 R 表示噪声光 I_i 的总和与入射总光强 I_0 之比,即

$$R = 2 \sum_{i=1}^m \frac{I_i}{I_0} \times 100\%. \quad (12)$$

图2是用方程(8)~(11)计算所得,在 $\xi = 0.15$, $I_s(0)/I_p(0) = 1.0 \times 10^{-4}$, $I_i(0)/I_p(0) = 1.0 \times 10^{-6}$, $E_{ph} = 1.0 \times 10^7$ V/m 时,信号光放大倍数 G ($G = I_s(L)/I_s(0)$) 的角分布及对应角度下的 R 值。从图2可以看到,信号光的放大与噪声光的放大之间存在着强烈的竞争,当信号光得到很高的放大时,对应的总噪声强度就大大下降。这里必须注意到,对于信号光的

放大而言,初始位相 $\Psi_s(0) = -\pi/2$ ^[6], 对所有的噪声光而言, 初始位相都是 $\Psi_n(0) = 0$ ^[2]. 图 3 是在考虑到噪声光与信号光之间的竞争, 在 $\xi = 0.15, I_s(0)/I_p(0) = 1.0 \times 10^{-6}, I_n(0)/I_p(0) = 1.0 \times 10^{-4}$, 信号光入射角度 $\theta' = 2.5^\circ$ (晶体内部) 时, 信号光的放大倍数 G 随晶体光生伏特场 E_{ph} 的变化, 图中还同时表示出了 G 与 R 随 E_{ph} 的变化情况. 从图 3 可以看到, R 随 E_{ph} 的增加而单调上升, 但对于信号光的放大来说, 却存在着一个最佳光生伏特场, 此时信号光的放大倍数最大, 同时噪声却很弱. 这表明只要通过一定的手段将铌酸锂晶体的光生伏特场调节到适当的值, 就可以大大地改善晶体的光放大信噪比. 计算图 2 和 3 时所用到的参数除文中说明以外, 均已列于表 1.

表 1 计算图 1、2、3 和 4 使用的部分参数
Table 1 Part of the parameters used to calculate the curves in Figs 1, 2, 3 and 4

n_e	n_o	$r_{31}(\text{m/V})$	$r_{33}(\text{m/V})$	$\lambda/(\text{nm})$	$\Psi_s(0)$
2.2	2.286	28.0×10^{-12}	30.8×10^{-12}	632.8	0
$\Psi_s(0)$	m	$I_s(0)/I_p(0)$	$I_n(0)/I_p(0)$	$L(\text{mm})$	$\theta_s(0)$
$-\pi/2$	40	1.0×10^{-6}	1.0×10^{-4}	1.0	π

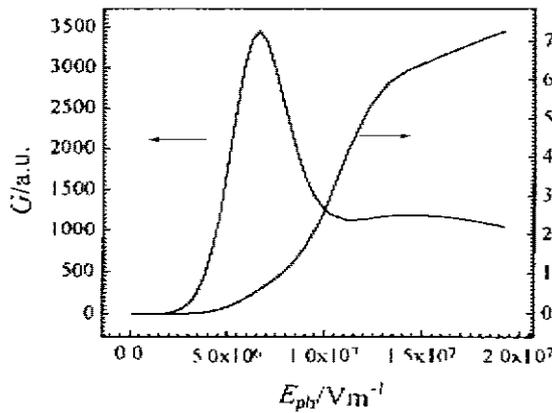


图 3 固定角度下的 G 与 R 随晶体光生伏特场 E_{ph} 的变化情况

Fig. 3 The calculated signal beam gain G and the corresponding ratio R vs photovoltaic field E_{ph} at fixed incident signal angle θ' , in crystal

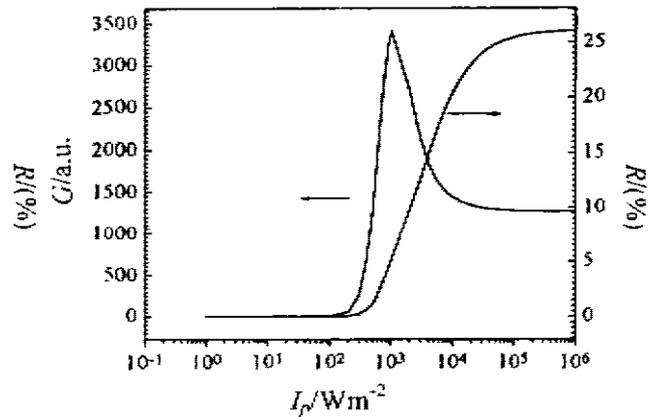


图 4 考虑信号光与扇形噪声光的光放大及竞争时, 理论计算的双掺铌酸锂晶体的固定角度下 G 与 R 随入射泵浦光光强 I_p 的变化

Fig. 4 The calculated signal beam gain G and the corresponding ratio R vs pump intensity $I_p(0)$ at fixed incident signal angle θ' , in crystal

3 双掺铌酸锂晶体中信号光放大的最佳泵浦光强

从图 3 我们可以看到, 铌酸锂晶体的光折变性能并不是光生伏特场越强越好, 适当降低晶体的光生伏特场将有助于提高晶体的综合光折变性能. 一般掺铁铌酸锂晶体的光生伏特

场容易达到 10^7V/m 的数量级,此时扇形噪声特别强,可消耗 90% 以上的泵浦光能量. 当在掺铁铌酸锂晶体中掺入低于阈值浓度的抗光折变杂质离子,如 Mg^{2+} , Zn^{2+} , In^{3+} 和 Sc^{3+} 等时,晶体的扇形噪声将大大下降,并且扇形噪声只有当入射泵浦光光强于一定值时才出现^[1].

我们知道,在 $\text{LiNbO}_3 : \text{Fe}, \text{M}$ 晶体中,当 M 的掺杂浓度远低于它的阈值浓度时,绝大多数的 M 离子和 Fe 离子将占据 Li 位而形成缺陷格点 M_{Li} 和 Fe_{Li} . 随着 M 掺杂浓度的增加,部分 Fe 离子受到 M 离子的排挤而占据 Nb 位并形成 Fe_{Nb} ,这可由 $\text{LiNbO}_3 : \text{Fe}, \text{M}$ 晶体的 OH^- 的红外吸收峰的移动^[7]直观地看到;当 M 离子的掺杂浓度进一步增加而达到或超过其阈值浓度时,一部分 M 离子和绝大多数 Fe 离子将进入 Nb 位而形成 M_{Nb} 和 Fe_{Nb} . 研究表明,当 M 离子的掺杂浓度超过其阈值浓度时,晶体的光折变效应比不掺 M 离子的光折变效应将大大减弱,这意味着晶体中 $\text{Fe}_{\text{Nb}}^{3+}/\text{Fe}_{\text{Nb}}^{2+}$ 杂质中心的性质不同于 $\text{Fe}_{\text{Li}}^{3+}/\text{Fe}_{\text{Li}}^{2+}$ 杂质中心的性质. 由于抗光折变杂质离子本身并不参与光折变效应的电荷输运过程,因此,当考虑 $\text{LiNbO}_3 : \text{Fe}, \text{M}$ 晶体的电荷输运过程时,应当将 $\text{Fe}_{\text{Nb}}^{3+}/\text{Fe}_{\text{Nb}}^{2+}$ 和 $\text{Fe}_{\text{Li}}^{3+}/\text{Fe}_{\text{Li}}^{2+}$ 这两种中心都考虑进去(光折变晶体 $\text{LiNbO}_3 : \text{Fe}, \text{M}$ 中还存在着 $\text{Nb}_{\text{Li}}^{5+}/\text{Nb}_{\text{Li}}^{4+}$ 的光折变敏感中心,也应当将它们考虑进模型之中,但是它的作用只有在极高的光强下才显现出来^[8],而在这里只考虑晶体在低光强端的效应,为简单起见,这里并没有将它们归入我们的模型). 假定电子是 $\text{LiNbO}_3 : \text{Fe}, \text{M}$ 晶体中唯一的载流子,那么利用单载流子双光折变杂质中心模型就可以解释双掺铌酸锂晶体的光扇光强阈值效应^[9].

表 2 计算图 4 使用的部分参数,包括描述 $\text{Fe}_{\text{Li}}^{3+}/\text{Fe}_{\text{Li}}^{2+}$ 中心和 $\text{Fe}_{\text{Nb}}^{3+}/\text{Fe}_{\text{Nb}}^{2+}$ 中心的参数
Table 2 Part of the parameters used to calculate the curves in Fig. 4, including some parameters describing the properties of defect centers $\text{Fe}_{\text{Li}}^{3+}/\text{Fe}_{\text{Li}}^{2+}$ and $\text{Fe}_{\text{Nb}}^{3+}/\text{Fe}_{\text{Nb}}^{2+}$

$C(\text{m}^{-3})$	氧化还原状态 ($N_{\text{Li}}^{\dagger}/C_1$)	$\Gamma_1(\text{m}^3/\text{s})$	$s_1=s_2(\text{m}^2/\text{J})$	$\beta_2(\text{s}^{-1})$
2.0×10^{24}	0.9	1.65×10^{-14}	1.4×10^{-5}	7.6×10^{-3}
$\Gamma_2(\text{m}^3/\text{s})$	$\mu(\text{m}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1})$	$e(C)$	$K(\text{m}^3/\text{V})$	
4.125×10^{-15}	7.4×10^{-5}	1.6×10^{-13}	6.0×10^{-32}	

实验表明^[10~12],铌酸锂晶体经过双掺处理后,一方面晶体的光生伏特场 E_{ph} 随着掺入的抗光折变杂质离子 M 的浓度的增大而减小;另一方面,晶体的暗电导却随着掺入的抗光折变杂质离子 M 的浓度的增大而增大. 我们认为,上述两方面分别是由 $\text{Fe}_{\text{Li}}^{3+}/\text{Fe}_{\text{Li}}^{2+}$ 杂质中心的数密度的减少和该中心的热激发速率 β_1 的增大而引起的^[9]. 表 2 列出部分描述 $\text{Fe}_{\text{Li}}^{3+}/\text{Fe}_{\text{Li}}^{2+}$ 中心和 $\text{Fe}_{\text{Nb}}^{3+}/\text{Fe}_{\text{Nb}}^{2+}$ 中心的参数,将在下文的计算中用到,其中 C 为总的杂质中心的数密度, C_1 为 $\text{Fe}_{\text{Li}}^{3+}/\text{Fe}_{\text{Li}}^{2+}$ 杂质中心的总数密度, N_{Li}^{\dagger} 为 $\text{Fe}_{\text{Li}}^{3+}$ 的数密度, Γ_i , s_i 和 β_i ($i=1, 2$) 分别是 $\text{Fe}_{\text{Li}}^{3+}/\text{Fe}_{\text{Li}}^{2+}$ 中心(下标为 1)和 $\text{Fe}_{\text{Nb}}^{3+}/\text{Fe}_{\text{Nb}}^{2+}$ 中心(下标为 2)的电子复合率,光激发截面和热激发速率, μ , e , K 分别是电子在晶体中的迁移率、电子电量和高斯系数.

理论计算^[9]与实验研究^[1]表明,随着抗光折变杂质离子 M 的浓度的增大, $\text{LiNbO}_3 : \text{Fe}, \text{M}$

晶体的饱和光生伏特场 E_{ph} 将减小, 光扇光强阈值效应的阈值光强将增大, 同时晶体光生伏特场 E_{ph} 随入射光强的增大而增大的趋势变缓, 晶体的暗电导增大. 由于 LiNbO₃:Fe,M 晶体的光生伏特场 E_{ph} 随泵浦光光强的增强, 先是逐渐增强, 然后趋于饱和值, 如参考文献[9]中的图 1(a)和图 2(b)所示, 从图 3 可知, 当考虑信号光和扇形噪声光之间的光放大竞争时, 对于信号光放大而言, 存在一个最佳的光生伏特场, 使得信号光能得到最大的放大, 并且扇形噪声不强. 从这些结果可以联想到, 在双掺铌酸锂晶体中, 必定存在这么一个入射泵浦光光强, 在一定条件下可使信号光得到最大的放大, 而扇形噪声并不强.

图 4 是我们在 $\beta_1=8.0 \times 10^{-3} \text{s}^{-1}$, $C_1/C=0.9$, $I_s(0)/I_p(0)=1.0 \times 10^{-4}$, $I_c(0)/I_p(0)=1.0 \times 10^{-6}$, $\xi=0.15$, 信号光入射角度 $\theta_s=2.5^\circ$ 时, 晶体的信号光放大倍数 G 随入射泵浦光光强 I_p 的变化情况, 这里仍然没有将晶体的吸收考虑进去. 从图 4 可知, 确实存在着这样一个最佳入射泵浦光光强, 使得信号光具有最大放大倍数, 图中还同时标出了对应 I_p 下的 R 值, 它随 I_p 的增大单调增长. 双掺铌酸锂晶体的这种光放大性质使得我们能够实现对信号光进行选择性的放大, 我们最近已在实验上证实了双掺铌酸锂晶体的这一光放大特性.

REFERENCES

- 1 ZNANG Guang-Yin, XU Jing-Jun, LIU Si-Min, *et al.* Study of resistance against photorefractive light-induced scattering in LiNbO₃:Fe, Mg crystals, *SPIE*, 1995, **2529**:14—17
- 2 ZHANG Guo-Quan, TIAN Guo-Yun, LIU Si-Min, *et al.* The noise amplification mechanism in LiNbO₃:Fe crystal sheets, *J. Opt. Soc. Am. B*, 1997, **14**:2823—2830
- 3 ZHANG Guo-Quan, ZHANG Guang-Yin, LIU Si-Min, *et al.* Theoretical study of resistance against light-induced scattering in LiNbO₃:M(M=Mg²⁺, Zn²⁺, In³⁺, Sc³⁺) crystals, *Opt. Lett.*, 1997, **22**:1666—1668
- 4 Jermann F, Buse K. Light-induced thermal gratings in LiNbO₃:Fe. *Appl. Phys. B*, 1994, **59**:437—443
- 5 LIU Si-Min, XU Jing-Jun, WU Yuan-Qing, *et al.* Light climbing effect in LiNbO₃:Fe crystals, *Appl. Opt.*, 1994, **33**:997—999
- 6 AU L B, Solymar L. Amplification in photorefractive materials via higher order wave, *Appl. Phys. B*, 1998, **45**:125—128
- 7 WANG H, WEN J, LI B, *et al.* Infrared absorption study of OH⁻ in LiNbO₃:Mg and LiNbO₃:Mg, Fe crystals, *Phys. Stat. Sol. (a)*, 1990, **118**:K47—50
- 8 Jermann F, Ottern J. Light-induced charge transport in LiNbO₃:Fe at high light intensities, *J. Opt. Soc. Am. B*, 1993, **10**:2085—2092
- 9 ZHANG Guo-Quan, ZHANG Guang-Yin, LIU Si-Min, *et al.* The threshold effect of incident light intensity for the photorefractive light-induced scattering in LiNbO₃:Fe,M(M=Mg²⁺, Zn²⁺, In³⁺) crystals, *J. Apply. Phys.*, 1998, **83**:4392—4396
- 10 Sommerfeldt R, Holtmann L, Kratzig E, *et al.* Influence of Mg doping and composition on the light-induced charge transport in LiNbO₃, *Phys. Stat. Sol. (a)*, 1988, **106**:89—98
- 11 Koppitz J, Shirmer F O, Wohlecke M, *et al.* Threshold effects in LiNbO₃:Mg caused by change of electron-lattice coupling, *Ferroelectrics*, 1989, **92**:233—241
- 12 Simon M, Jermann F, Volk T R, *et al.* Influence of zinc doping on the photorefractive properties of lithium niobate, *Phys. Stat. Sol. (a)*, 1995, **149**:723—732

**AMPLIFICATION COMPETITION BETWEEN THE FANNING
NOISE AND THE SIGNAL BEAM IN $\text{LiNbO}_3 : \text{Fe}$,
 M ($\text{M} = \text{Mg}^{2+}, \text{Zn}^{2+}, \text{In}^{3+}, \text{Sc}^{3+}$) CRYSTALS***

ZHANG Guo-Quan ZHANG Guang-Yin LIU Si-Min XU Jing-Jun

ZHANG Xin-Zheng SUN Qian WEN Hai-Dong

(Institute of Photonics, College of Physical Science, Nankai University,

Tianjin 300071, China)

Abstract The light amplification mechanism of fanning noise in doped lithium niobate crystals was analyzed and the light amplification competition between the signal beam and the fanning noise was discussed. Results show that, due to the light amplification competition between the signal beam and the fanning noise, there exists an optimum photovoltaic field in doped lithium niobate crystals and an optimum pump intensity for the light amplification of signal beam. With such optimum conditions, the signal beam can be amplified maximally while the fanning noise is very weak.

Key words light amplification, lithium niobate, photorefractive.

* The project supported by the National Natural Science Foundation of China and the National Advanced Materials Committee of China (NAMCC)

Received 1998-09-30, revised 1999-02-08