

非相干背景光辐照对 $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ 与 $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}:\text{In}$ 晶体中二波耦合的控制*

赵红娥^{1,2)} 刘思敏¹⁾ 郭 儒¹⁾ 江 瑛¹⁾ 李飞飞¹⁾ 陈晓虎¹⁾ 汪大云¹⁾ 温海东¹⁾ 许京军¹⁾

¹⁾ 南开大学物理科学学院, 天津 300071)

²⁾ 北京师范大学物理系, 北京 100875)

(2001 年 6 月 18 日收到)

理论分析和实验观测了非相干背景光辐照下掺杂 LiNbO_3 晶体中的二波耦合, 发现非相干背景光能够在很大范围内灵活有效地控制信号光增益, 抑制扇形效应, 提高信噪比, 缩短光栅的建立时间. 入射光光强比一定时, 适当地增大背景光光强可以使光栅响应时间减小一个数量级. 尤其对于抽运光光强远大于信号光光强的情况下, 上述作用更为明显.

关键词: 光折变, 二波耦合, 非相干背景光

PACC: 4240E 4265M

1 引 言

近年来, 随着光折变材料的广泛应用, 有关如何控制材料光折变特性的研究更加引起关注. 虽然通过调节掺入杂质的浓度和种类可以控制光折变^[1,2], 但这种方法在实际应用时受到材料生长和制备条件的限制, 缺乏灵活性. 利用非相干均匀光作为背景光辐照光折变材料来控制光折变效应是近年来提出的一种新途径^[3-8]. 在单束入射光情况下, 在光生伏打介质中非相干均匀辐照能够起到增加有效暗辐照的作用, 缩短响应时间, 在高入射光光强下避免过饱和^[3,4], 并提供存在圆对称空间孤子的可能性^[8]. 最近, 文献[9]报道了在非相干背景光辐照下, 在钛酸钡晶体中进行二波耦合的理论及实验工作. 掺杂 LiNbO_3 晶体是光折变全息存储的首选材料. 它具有易生长, 暗存储时间长, 成本低等优点. 由于强光生伏打内电场的存在, $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ 晶体是一种典型的局域响应介质 ($\Delta\varphi = \pi$), 因而不可能通过简单的二波耦合而使弱信号放大. 但是, 大量的实验结果表明, 该晶体具有高增益的弱信号光放大和对称的扇形效应. 近年来的理论研究证明了 LiNbO_3 晶体中的前向小角光放大是通过多波耦合实现的, 它实际上是一种三波相互作用的布喇格相位失配放大

过程^[10-13]. 本文对非相干背景光辐照下在以光生伏打机理为主的掺杂 LiNbO_3 晶体中二波耦合进行了理论分析和实验观测, 发现非相干背景光能够在很大范围内灵活有效地控制信号光增益, 抑制扇形效应, 提高信噪比, 缩短光栅的响应时间. 尤其对于抽运光光强远大于信号光光强的情况下, 上述现象更为明显.

2 理论分析

由于实验所用光强较弱, 可不考虑光感应吸收, 并假设晶体中只存在一种光激发载流子(电子), 并且相干光与非相干光对应相同($N_D - N_D^+$)的情况下, 设非相干背景光为单色光, 离化施主的速率方程可表示为^[9]

$$\frac{\partial N_D^+}{\partial t} = (S_c I_c + S_i I_i + \beta)(N_D - N_D^+) - \gamma N_D^+ \rho, \quad (1)$$

其中 N_D 为施主杂质数密度, N_D^+ 为电离施主数密度, β 为热激发速率, ρ 为自由电荷密度, I_c 和 S_c 分别为相干光光强和光激发截面, I_i 和 S_i 分别为非相干背景光光强和光激发截面, γ 为电子与陷阱心的复合率.

当两束相干光辐照晶体时, 晶体中相干光光强

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

为 $I_c = I_0 \text{Re}\{1 + m \exp(ikz)\}$, 其中 m 为调制度. $m = 2\sqrt{I_R I_S}/I_0$, $I_0 = I_R + I_S$.

对于稳态情况, $\partial E_{sc}/\partial t = 0$, 空间电荷场的复振幅^[14]为

$$E_{sc} = -m \frac{E_0 + E_{ph} + iE_D}{1 + \frac{E_D}{E_q} - i \frac{E_0}{E_q}}, \quad (2)$$

其中 E_0 为外加电场, 光生伏打场 $E_{ph} = \kappa\alpha I(\sigma_{ph} + \sigma_d)$, $\alpha = S(N_D - N_D^+)$, 扩散电场 $E_D = k_B TK/q$, $E_q = qN_A/\epsilon K$, $\sigma_{ph} = SI$, $\sigma_d = \beta$.

在本实验条件下, $E_0 = 0$, 扩散电场 E_D 可忽略, 仅由光生伏打效应引起的空间电荷场为

$$E_{sc} = -mE_{ph}. \quad (3)$$

无背景光辐照时, 空间电荷场为

$$E_{sc} = -mE_{ph} = -m \frac{\kappa_c S_c I_c (N_D - N_D^+)}{S_c I_0 + \sigma_d}, \quad (4)$$

有背景光辐照时, 空间电荷场为

$$E'_{sc} = -mE'_{ph} = -m \frac{(\kappa_c S_c I_c + \kappa_i S_i I_i)(N_D - N_D^+)}{S_c I_0 + S_i I_i + \sigma_d}, \quad (5)$$

所以

$$\begin{aligned} \frac{E_{sc}}{E'_{sc}} &= \frac{E_{ph}}{E'_{ph}} \\ &= \frac{\kappa_c S_c I_c}{S_c I_0 + \sigma_d} \frac{S_c I_0 + S_i I_i + \sigma_d}{\kappa_c S_c I_c + \kappa_i S_i I_i} \\ &= \frac{1 + r_2 r + \frac{\beta}{S_c I_0}}{\left(1 + \frac{\beta}{S_c I_0}\right)(1 + r_1 r_2 r)}, \quad (6) \end{aligned}$$

其中 $r_1 = \kappa_i/\kappa_c$, $r_2 = S_i/S_c$, $r = I_i/I_c$. 因为光电导远大于暗电导, 即 $\beta \ll S_c I_0$, 所以(6)式可近似为

$$\frac{E_{sc}}{E'_{sc}} \approx \frac{1 + r_2 r}{1 + r_1 r_2 r}. \quad (7)$$

因为二波耦合系数 $\Gamma = \frac{2\pi}{\lambda} n^3 r_{\text{eff}} E_{sc}$, 即二波耦合系数与空间电荷场成正比. 设在非相干背景光辐照下有效二波耦合系数为 Γ_{eff} , 由(7)式得

$$\frac{\Gamma}{\Gamma_{\text{eff}}} \approx \frac{1 + r_2 r}{1 + r_1 r_2 r}, \quad (8)$$

其中 Γ 为晶体的二波耦合系数,

$$\frac{d\left(\frac{\Gamma}{\Gamma_{\text{eff}}}\right)}{dr} = \frac{r_2(1 - r_1)}{(1 + r_1 r_2 r)^2}. \quad (9)$$

由(9)式可见改变非相干背景光的强度, 可有效地控

制二波耦合系数, $\Gamma_{\text{eff}}/\Gamma$ 的斜率随 r 值的增大而减小. 因为非相干背景光激发的自由电荷是均匀的, 它实际上起到了增大暗电导 I_d 的作用.

信号光的增益 G 与 Γ 的关系式为

$$G = \frac{I'_s(L \text{ 且 } I_p \neq 0)}{I'_s(L \text{ 且 } I_p = 0)} = \frac{1 + r_0}{1 + r_0 \exp(-\Gamma L)} \quad (10)$$

其中 $r_0 = I_p/I_s$, 即用 r_0 表示入射抽运光 I_p 和信号光 I_s 光强之比, I'_s 和 I''_s 分别为信号光 I_s 在二波耦合前后的透射光光强.

将(8)式代入(10)式, 得到有背景光辐照时, 信号光的增益 G_{eff} 为

$$G_{\text{eff}} = \frac{1 + r_0}{1 + r_0 \exp\left(-\frac{1 + r_1 r_2 r}{1 + r_2 r} \Gamma L\right)}. \quad (11)$$

对于稳态情况, $\partial N_D^+/\partial t = 0$, 由(1)式得 $\rho = (S_c I_c + S_i I_i + \beta)(N_D - N_D^+) \gamma N_D^+$, 代入光栅响应时间 $\tau = \tau_M = \frac{\epsilon}{q\mu\rho}$ 中, 得

$$\tau = \frac{\epsilon \gamma N_D^+}{q\mu(S_c I_c + S_i I_i + \beta)(N_D - N_D^+)}. \quad (12)$$

可见非相干背景光增大了有效暗电导, 缩短了二波耦合入射光光栅的响应时间.

3 实验与讨论

3.1 无非相干背景光辐照下观测信号光增益随入射光光强比的变化

实验装置如图 1 所示, He-Ne 激光器输出的波长为 632.8nm 激光, 经 V_1 衰减后, 被分束器 BS 分成两束光, 经 $\lambda/2$ 波片 WP 后得到两束非常偏振光, 其中一束光经平面镜 M_1 反射后入射到晶体上, 作为抽运光 I_p , 其光强 $I_p = 180\text{mW}/\text{cm}^2$. 另一束光经衰减器 V_2 衰减后入射到晶体上, 作为信号光 I_s . 抽运光和信号光光束直径分别为 2.5 和 2mm, 它们在空气中的夹角约为 4° . 晶体 c 轴与写入的光栅波矢平行. 信号光光强由可调衰减器 V_2 改变. 非相干背景光为由半导体抽运 YAG 二次谐波激光器输出波长为 532nm 的寻常偏振光, 经光阑 P 、透镜、衰减器 V_3 后, 由平面镜 M_2 反射后辐照到晶体上, 作为非相干背景光, 其光束直径为 3mm. 背景光由可调衰减器 V_3 改变, 其光强 I_i 值的变化范围为 0—900mW/cm². 首先关闭背景光, 用计算机 PC 采集功

率计的输出,监测输出相干光光强.实验所用样品的成分和尺寸列于表 1.

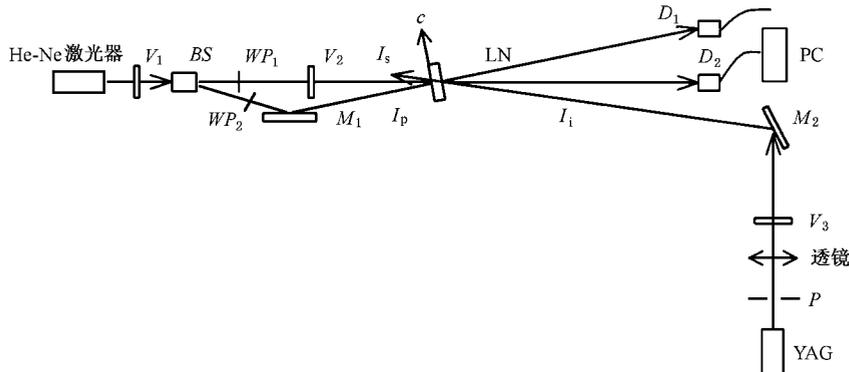


图 1 二波耦合实验装置图 V 为衰减器; BS 为分束器; WP 为 $\lambda/2$ 波片; M 为反射镜; D 为功率计; P 为光阑, LN 为掺杂 LiNbO₃ 晶体

表 1 样品的成分和尺寸

编号	掺杂成分	掺杂浓度/wt%	尺寸($a \times b \times c$)/cm ³	通光方向长度 L /cm
1 #	LiNbO ₃ :Fe	Fe:0.10	0.4 × 2.0 × 1.0	0.4
2 #	LiNbO ₃ :Fe, In	Fe:0.03 In:1.00	0.4 × 1.4 × 1.5	0.4

通过在不同的入射光光强比 $r_0 = I_p/I_s$ 下,观测信号光的增益 G ,测量过程中抽运光功率不变, $I_p = 9.0\text{mW}$,信号光改变,从而得到两入射光光强比 r_0 变化范围为 $(2-3.3) \times 10^4$,实验测得两个样品的信号光的增益 G 与入射光光强比 r_0 的依赖关系如图 2 所示,开始随两入射光光强比的增大,信号光的增益 G 值从 1.2 倍开始逐渐增大,样品 1 # 当 $r_0 = 2.25 \times 10^4$ 时, $G_{\text{max}} = 3234.5$,样品 2 # 当 $r_0 = 1.5 \times 10^4$ 时, $G_{\text{max}} = 3589$. 当 G 增大到最大值后,随 r_0 值增大而减小.

3.2 观测非相干背景光对二波耦合的影响

在上述实验测量中两入射光光强比范围内(小调制度 $m \leq 1$)情况下,分别取 $r_0 = 2 \times 10^4$ 和 $r_0 = 300$. 实验装置如图 1,打开 YAG 激光器作为背景光,用计算机 PC 采集功率计的输出,监测输出相干光光强.观测到非相干背景光对二波耦合的影响如下:

1) 信号光的增益 G 对 r 的依赖关系

在同样的实验条件下,对于 $r_0 = 2 \times 10^4$ 和 $r_0 = 300$ 两个样品中信号光的增益 G 对非相干背景光与相干光光强比 r 的依赖关系如图 3 和图 4 所示. 由图可见,信号光的增益 G 值随 r 值增大而减小,尤

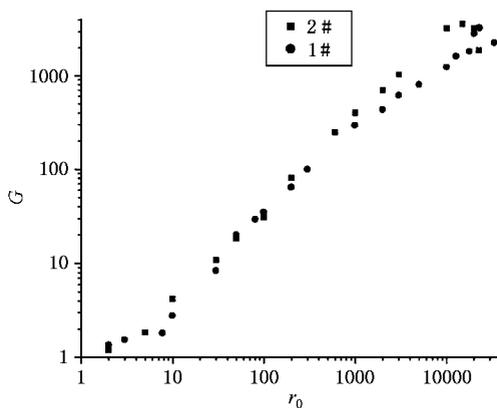


图 2 信号光增益 G 随入射光光强比 r_0 的变化关系(无背景光辐照下)

其当 r 值小于 0.5 时, G 值急剧下降,随 r 值逐渐增大, G 值减小得越来越缓慢. 样品 1 # 的 G 值比样品 2 # 的 G 值随 r 值增大而减小得更慢些.

因为本实验中两束入射光夹角很小,样品厚度 L 近似为二波相互作用长度,将实验测量的 G 值代入(10)式,可求得无背景光辐照下($r = 0$)和有背景光辐照下($r \neq 0$)两个样品中的二波耦合系数 Γ 和 Γ_{eff} 值,并求出每个测量点的 $A = \Gamma/\Gamma_{\text{eff}}$,利用(8)式进行理论拟合,得到 r_1 和 r_2 值:当 $r_0 = 2 \times 10^4$ 时,样品 1 # 的 $\Gamma = 20.59\text{cm}^{-1}$, $r_1 = 0.02$, $r_2 = 0.2$,样品

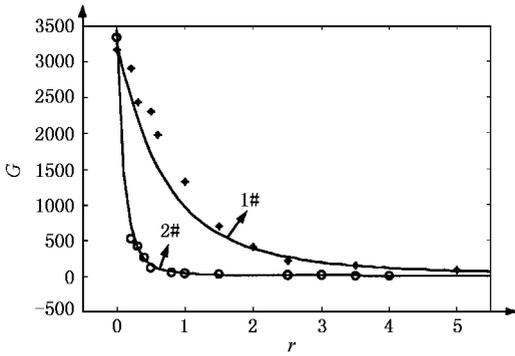


图3 $r_0 = 2 \times 10^4$ 时,在非相干背景光辐照下信号光的增益 G 随 r 变化关系 ◆和○为实验观测值,——为理论拟合值

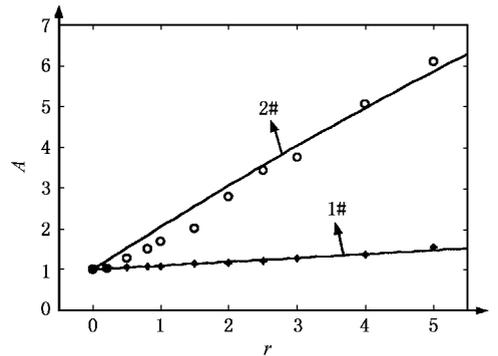


图5 $r_0 = 2 \times 10^4$ 时,在非相干背景光辐照下 $A = \Gamma/\Gamma_{\text{eff}}$ 随 r 变化关系 图注同图3

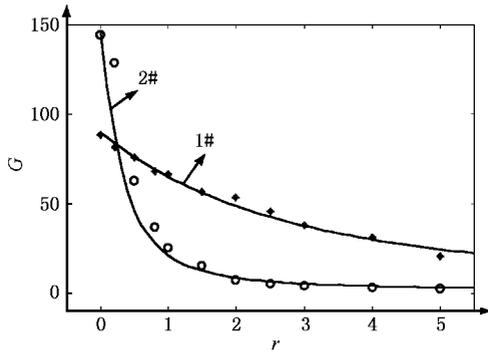


图4 $r_0 = 300$ 时,在非相干背景光辐照下信号光的增益 G 随 r 变化关系 图注同图3

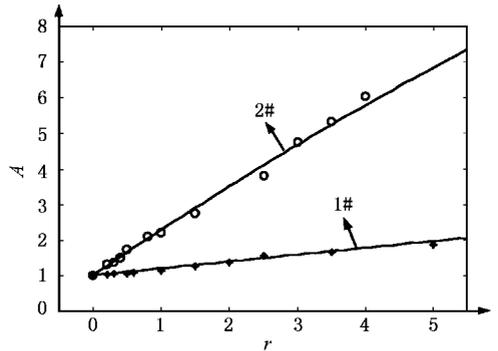


图6 $r_0 = 300$ 时,在非相干背景光辐照下 $A = \Gamma/\Gamma_{\text{eff}}$ 随 r 变化关系 图注同图3

2# 的 $\Gamma = 20.75\text{cm}^{-1}$, $r_1 = 0.02$, $r_2 = 1.35$, 见图5; 当 $r_0 = 300$ 时, 样品1# 的 $\Gamma = 12.08\text{cm}^{-1}$, $r_1 = 0.02$, $r_2 = 0.1$, 样品2# 的 $\Gamma = 14.07\text{cm}^{-1}$, $r_1 = 0.02$, $r_2 = 0.95$, 见图6. 再将理论拟合得到的 r_1 和 r_2 值代入(11)式, 对 G 值进行理论拟合得到的拟合结果如图3和图4中实线所示, 可见, 理论拟合结果与实验测量结果基本符合. 由于本工作所用功率计的光阑尺寸(直径为7mm)较大, 在 r 值较小时, 扇形较强, 一部分扇形散射光会进入光阑, 造成测量误差, 使测量的 G 值偏大. 对同一样品, 由于入射光光强比较小 ($r_0 = 300$) 时, 即 I_s 较大时扇形散射光光强较大, 因而测量的 G 值偏大, 而使拟合得到的 r_2 值偏小. 另外, 在无背景光即 $r = 0$ 时, 测得的 G 值与3.1节中测量的 G 值略有偏差, 可能是由于每次样品的放置位置不完全重合造成的. 虽然放置样品时尽量使晶体 c 轴与入射的光栅波矢平行.

2) 实验观察到在有非相干背景光辐照的情况下, 随非相干背景光与入射光光强比 r 值逐渐增大,

入射光栅的响应时间 τ 值(从光辐照开始到二波耦合达到饱和为止的时间间隔)逐渐减小, 如图7和图8所示, 当 r 值小于0.5时, τ 值急剧减小, 当 r 值从0.5继续增大时, τ 值减小得越来越缓慢. 尤其对样品2#, 当 r 值大于4时, τ 值减小一个数量级. 这种变化趋势与理论分析结果(12)式相符合.

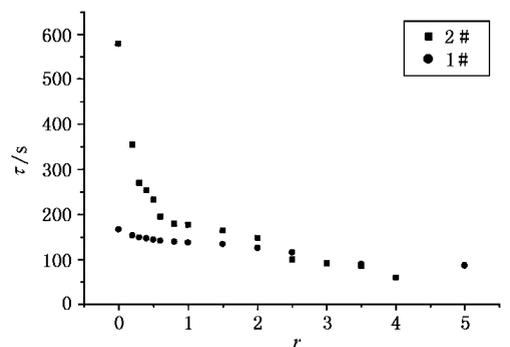


图7 $r_0 = 2 \times 10^4$ 时光栅响应时间 τ 随 r 变化关系

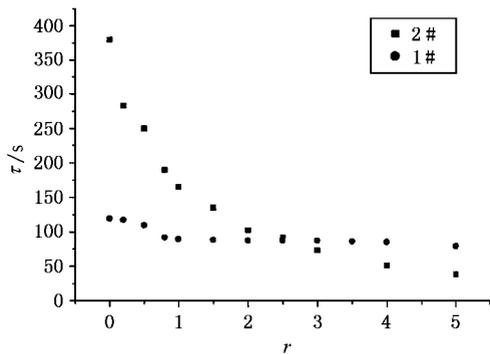


图8 $r_0 = 300$ 时光栅响应时间 τ 随 t 变化关系

3) 实验观察到在非相干背景光辐照下,二波耦合过程中晶体的扇形效应明显降低.这是由于背景光擦洗了调制度较低的噪声栅,而保留了调制度较高的信号栅,从而提高了信噪比.

3.3 观测背景光对扇形噪声的抑制作用

He-Ne 激光器输出波长为 632.8nm 的寻常偏振光,经衰减后,垂直入射到晶体上,其光强用 I_0 表示.非相干背景光由 Ar^+ 激光器输出波长为 488nm 的非常偏振光,其光束直径为 3mm ,光强为 $I_1 = 170\text{mW}/\text{cm}^2$,实验装置同图 1 中背景光路.入射光光强由可调衰减器改变,变化范围为 $2\text{--}350\text{mW}/\text{cm}^2$.用计算机 PC 采集功率计的输出,监测透射光光强

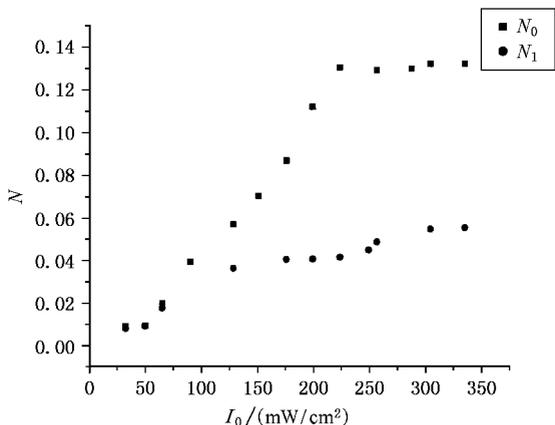


图9 样品 1# 在有背景光和无背景光辐照下的扇形噪声强度与入射光光强的依赖关系

的变化 $\Delta I_1 = I_{i0} - I_{i1}$,其中 I_{i0} 和 I_{i1} 分别为入射光通过晶体后透射光强的初始值和达到饱和时的光强值.光致散射光强 I_{s1} 与 ΔI_1 成正比.本文用光致散射光强与入射光光强之比 $N \propto I_{s1}/I_0$ 作为归一化的散射光强.

图 9 中 N_0, N_1 分别表示样品 1# 在有背景光和无背景光辐照下的扇形噪声强度. N_0 的最大值为 0.132 , N_1 的最大值为 0.055 ,扇形噪声减小为原来的 $1/2.4$ 倍.可见非相干背景光辐照可大大地抑制扇形噪声,从而提高了信噪比.这一特性可以解释 3.2 节实验观测结果 1) (如图 3 和图 4 所示)中,两个样品的信号光增益 G 值随 r 值增大而减小的趋势.样品 1# 和 2# 厚度相同,但样品 2# 中铁含量较样品 1# 中的低,而且样品 2# 中掺有单一价态满壳层的 In^{3+} ,提高了光电导,降低了空间电荷场和光折变灵敏度,提高了扇形光强的阈值,从而有效地抑制了扇形效应,使样品 2# 比样品 1# 的扇形效应小.无背景光时,在样品 1# 中由于扇形散射光与信号光争夺能量,致使信号光的增益降低,所以样品 1# 比样品 2# 的信号光增益小(见图 2).有背景光情况下,因为背景光能够有效地抑制扇形效应,光能量主要是在信号光和抽运光之间进行能量转移,所以在同样的实验条件下,样品 1# 比样品 2# 的信号光增益要大(见图 3 和图 4).

4 结 论

在掺杂 LiNbO_3 中进行二波耦合时,加非相干背景光能够在很大范围内,灵活有效地控制信号光增益,减小二波耦合过程中的扇形效应,提高信噪比,缩短入射光栅的建立时间.入射光光强比一定时,通过适当地增大背景光光强,可以使光栅响应时间减小一个数量级.尤其对于抽运光光强远大于信号光光强的情况下,上述现象更为明显.本工作通过理论分析和实验表明在二波耦合过程中加非相干背景光辐照,能够有效地控制二波耦合及材料的光折变特性,为掺杂 LiNbO_3 晶体在全息存储和光学信息处理领域等方面的应用提供了重要依据.

- [1] G. G. Zhong , J. Jian , Z. K. Wu , 11th International Quantum Electronics Conference , IEEE Cat , No. 80 CH 1561-C(New York , June 1980) , p.631 .
- [2] G. Y. Zhang , J. J. Xu , S. M. Liu *et al.* , *Proc. SPIE* , **2529** (1995) , 14 .
- [3] S. Bian , J. Frejlich , K. H. Ringhofer , *Phys. Rev. Lett.* , **78** (1997) , 4035 .
- [4] C. Anastassiou *et al.* , *Opt. Lett.* , **23** (1998) , 924 .
- [5] R. Guo , Z. F. Ling , S. M. Liu *et al.* , *Opt. Commun.* , **180** (2000) , 147 .
- [6] R. Guo , Z. F. Ling *et al.* , *Chin. Phys. Lett.* , **17** (2000) , 804 .
- [7] Z. F. Ling , R. Guo *et al.* , *Acta Phys. Sin.* , **49** (2000) , 455 (in Chinese) [凌振芳、郭 儒等 *物理学报* , **49** (2000) , 455] .
- [8] M. J. Chi , S. X. Dou *et al.* , *Acta Phys. Sin.* (*Overseas Edition*) , **8** (1999) , 664 .
- [9] J. Zhang , H. Wang *et al.* , *Appl. Phys.* , **70** (2000) , 243 .
- [10] G. Q. Zhang , G. Y. Tian , S. M. Liu *et al.* , *J. Opt. Soc. Am.* , **B14** (1997) , 2823 .
- [11] R. Guo , S. M. Liu , Z. F. Ling *et al.* , *Acta Phys. Sin.* , **43** (1994) , 1973 (in Chinese) [郭 儒、刘思敏、凌振芳等 *物理学报* , **43** (1994) , 1973] .
- [12] R. Guo , S. M. Liu , Z. F. Ling *et al.* , *Acta Phys. Sin.* , **46** (1997) , 1593 (in Chinese) [郭 儒、刘思敏、凌振芳等 *物理学报* , **46** (1997) , 1593] .
- [13] L. B. Au , L. Solymar , *Appl. Phys.* , **B45** (1988) , 125 .
- [14] S. M. Liu , J. J. Xu , R. Guo , *The Principle and Application of Coherent Optics* (Nankai University Press , Tianjin , 2001) , p. 203 (in Chinese) [刘思敏、许京军、郭 儒编著 , *相干光学原理及应用* (南开大学出版社 , 天津 , 2001) , 第 203 页] .
- [15] S. M. Liu , R. Guo , Z. F. Ling , *The Photorefractive Nonlinear Optics* (Criterion Press of China , Beijing , 1992) , p. 11 (in Chinese) [刘思敏、郭 儒、凌振芳编著 , *光折变非线性光学* (中国标准出版社 , 北京 , 1992) , 第 11 页] .

CONTROL OF THE PHOTOREFRACTIVE TWO-WAVE MIXING IN $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ AND $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}:\text{In}$ WITH AN INCOHERENT BACKGROUND BEAM*

ZHAO HONG-E^{1,2)} LIU SI-MIN¹⁾ GUO RU¹⁾ JIANG YING¹⁾ LI FEI-FEI¹⁾ CHEN XIAO-HU¹⁾

WANG DA-YUN¹⁾ WEN HAI-DONG¹⁾ XU JING-JUN¹⁾

¹⁾ College of Physics , Nankai University , Tianjin 300071 , China)

²⁾ Department of Physics , Beijing Normal University , Beijing 100875 , China)

(Received 18 June 2001)

ABSTRACT

We have analysed the results of the photorefractive two-wave mixing in $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ and $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}:\text{In}$ controlled by an incoherent beam , and performed related experiments . Experimental results showed that the incoherent beam can effectively control the photorefractive two-wave coupling gain in a large range , suppress the fanning effect , increase the signal-to-noise ratio , and shorten the setup time of the two-wave mixing grating .

Keywords : photorefractive , two-wave mixing , incoherent beam

PACC : 4240E , 4265M

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