

LiNbO₃:Fe 晶体二波耦合弱光放大的物理机理^{*}

赵红娥^{1)†} 刘思敏²⁾ 郭 儒²⁾ 汪大云²⁾ 禹宣伊²⁾ 高垣梅²⁾ 黄春福²⁾ 许京军²⁾

¹⁾ 北方交通大学理学院, 北京 100044)

²⁾ 南开大学物理学院, 天津 300071)

(2002 年 12 月 27 日收到, 2003 年 2 月 21 日收到修改稿)

对 LiNbO₃:Fe 晶体中二波耦合过程进行了动态观测, 进一步探讨了 LiNbO₃:Fe 晶体中弱光放大的物理机理. 发现 LiNbO₃:Fe 晶体中二波耦合过程的弱光放大对 *c* 轴指向有明显的依赖关系, 虽然光生伏打效应对光生载流子的迁移有主要贡献, 但扩散机理的贡献仍不可忽略. 弱光最终得到放大是瞬态能量转移与扩散机理引起的能量转移的共同贡献. 弱光放大达到准稳态之后的下降过程为瞬态能量转移的时间指数衰减过程与光散射引起的能量耗散的共同贡献.

关键词: 光折变效应, 光放大, 掺杂铌酸锂

PACC: 4240E, 4265M

1. 引 言

对于 LiNbO₃:Fe 晶体中光放大与双光束耦合的研究由来已久. 最早由 Vinetskii 等人报道在掺 Fe 浓度为 0.05wt% 的 LiNbO₃:Fe 中弱光放大 2500 倍^[1], 他认为这是瞬态能量转移的结果. 1993 年, 文献 [2, 3] 中陆续报道了在厚度为 0.2mm 的 LiNbO₃:Fe 薄片双光束耦合指数增益系数 Γ 高达 250cm⁻¹ 的实验结果. 文献 [4] 在厚度为 0.5—4mm, 掺 Fe 浓度为 0.05—0.1wt% 的 LiNbO₃:Fe 晶体中也观察到高达 3000 多倍的弱光放大.

1972 年, Staebler 等人就从实验和理论上证明了名义纯 LiNbO₃ 晶体中光生载流子的迁移机理是扩散型的, 即属于非局域响应介质, 光生载流子为电子, 稳态能量转移沿 $-c$ 轴方向^[5]. 但是, 由于 LiNbO₃:Fe 晶体中存在高达 10⁵ V/cm 的光生伏打场, 它会引起光生载流子的漂移, 一般认为扩散机理可以忽略, 因而使介质呈现局域响应性质, 而且光折变相位栅相对于光强干涉条纹的空间相位移 $\phi = \pi$ ^[6]. 那么, 为什么在局域响应介质中会存在较稳定的能量转移(弱光放大)呢? 对于这个问题, 近年来人们进行了理论与实验的探讨与争论^[6-9]. 文献 [6] 对

LiNbO₃:Fe 晶体中的二波耦合光放大进行了深入的理论和实验研究, 提出了动态能量转移和瞬态条纹位错的理论模型. 但是, 该理论模型的计算与某些实验结果符合得并不好. 为了进一步探讨 LiNbO₃:Fe 晶体中弱光放大的物理机理, 本文对不同光强比的二波耦合光放大作了进一步的观察与测量, 由衍射效率的测量值求得了光栅相位移, 并观察了长时间辐照下能量转移的动态行为, 发现 (1) 弱光放大对 *c* 轴指向有明显的依赖关系, 这表明扩散机理对光生载流子的迁移仍有贡献. 弱光在达到第一个准稳态的峰值之前是瞬态能量转移与扩散机理引起的能量转移的共同贡献. (2) 在达到第一个准稳态之后的下降过程为瞬态能量转移的时间指数衰减过程与由光散射引起的能量耗散的共同贡献. (3) 光栅与光强干涉条纹之间的空间相位移 ϕ 随辐照时间 *t* 而在零附近作振幅衰减振荡. 这个振荡引起了弱光强度的振荡. (4) 长时间辐照厚样品(例如 $d = 4\text{mm}$) 时, 弱光强度只出现一个峰值. 但长时间辐照薄片样品(例如 $d = 0.5\text{mm}$) 则会出现多个峰值, 呈现混沌状的弱光强度动态图.

2. 实验方法与结果

实验装置如图 1 所示, He-Ne 激光器输出的波

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

[†] E-mail: zhaohong@eyou.com

长为 632.8nm 激光,经过可调衰减器 A_1 后,被分束器 BS 分成两束非常偏振光,其中一束光经可调衰减器 A_2 和快门 F 后入射到晶体上作为信号光 I_1 ,另一束光经平面镜 M 反射后入射到晶体上作为抽运光 I_2 ,这两束写入光对称入射到样品上,它们在空气中的夹角 2θ 约为 15° . 晶体 c 轴与写入的光栅波矢平行. 通过调节衰减器 A_1, A_2 和分束器 BS 的分束比

改变两束写入光的光强比. 由探测器 D_1 和 D_2 探测晶体的输出光束的光强,其输出通过计算机记录数据得到输出光强随辐照时间的变化曲线. 在探测器前加光阑,以避免杂散光进入探测器. 所用 LiNbO_3 : Fe 样品掺 Fe 浓度为 0.1wt% ,样品厚度分别为 1# : $d = 4\text{mm}$, 2# : $d = 0.5\text{mm}$.

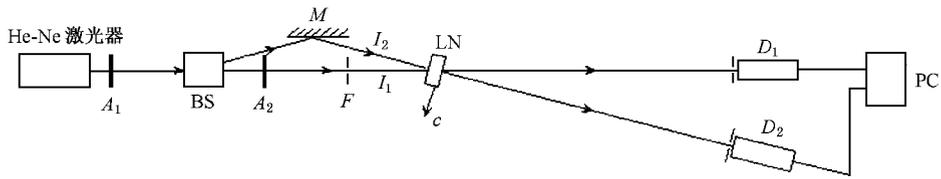


图 1 实验装置图 A 为衰减器;BS 为分束器;LN 为 LiNbO_3 : Fe 晶体;D 为功率计;PC 为计算机

2.1. 不同光强比下二波耦合弱光放大的测量结果

2.1.1. 对 c 轴取向的依赖关系

当两束写入光光强比 $\beta = I_2 : I_1$ 分别为 10:1 和 1:10 时(几何配置见图 2 中插图)我们对 1# 和 2# 样品输出光束的光强进行测量. 发现每种样品在这两种情况下,测得的结果明显不同,且两种样品的测

量结果很类似,图 2 为 2# 样品中的测量结果. 当 $\beta = 10:1$ 时(图 2(a)) 始终放大弱光,弱光约放大 7.2 倍(称此配置为高增益配置);而当 $\beta = 1:10$ 时(图 2(b)),开始弱光光强减小,强光光强增大,持续一段时间后,弱光光强开始增大,强光光强开始减小,最后弱光得到放大并达到峰值,但放大倍数较前一种情况小,约为前者的 1/3 倍(称此配置为低增益配置)而且晶体对弱光的放大过程进行的时间较长.

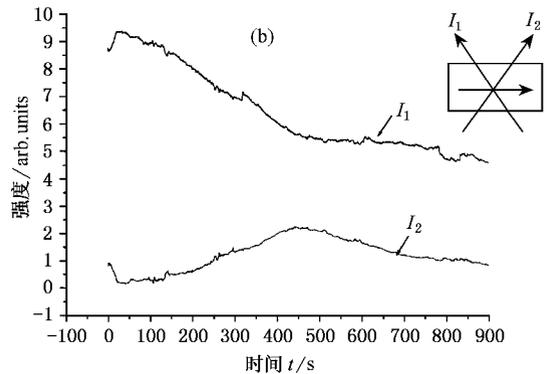
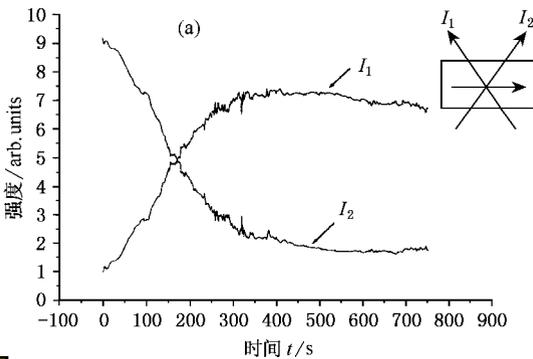


图 2 两束写入光光强比分别为 $\beta = 10:1$ (a)和 $\beta = 1:10$ (b)时的透射光强

2.1.2. 对光强比、样品厚度、入射角 θ 的依赖关系

在高增益配置下,对 1# 和 2# 样品在两束光的光强比 β 分别为 1:1, 10:1, 20:1 和 200:1 情况下的光放大进行了观测,如表 1 所示. 实验结果表明,随两束光的光强比 β 增大,弱光放大倍数也增大,达到稳态值所用的时间也增加. 在同样条件下,厚样品的弱光放大倍数大于薄样品的弱光放大倍数. 我

们观测了空气中两束入射光夹角 2θ 分别为 4.5° 和 15° 时,不同光强比情况下弱光放大的情况. 实验结果表明,随两束入射光束夹角的增大,放大倍数略有减小. 这说明弱光的放大倍数依赖于样品厚度、两束入射光的夹角和光强比. 弱光放大倍数对光强比的依赖关系表明瞬态能量转移对该介质中的弱光放大作出了主要贡献.

表 1 弱光放大倍数

		样品	入射光光强比 β			
			1:1	10:1	20:1	200:1
入射光夹角 $2\theta(^\circ)$	4.5	1#	1.5	5.7	9.2	60
		2#	1.23	3.71	12.92	32.14
	15	1#	1.48	4.39	7.115	58.73
		2#	1.08	3.80	9.88	12.58

2.2. 光栅相位移 ϕ 的测量

本实验中在信号光光路中放置一个快门 F , 每隔 10s 关闭一次, 每次关闭时间约为 0.5s, 远小于 LiNbO₃:Fe 晶体的响应时间, 因而可近似为 F 的关闭不影响光折变过程. 我们选择被快门阻挡的光束为弱光, 以便减小快门开、关对写入光栅的影响.

设 ϕ 为两束入射光达到相位栅时由光程差引起的相位移, 也等于光栅相对于干涉条纹的相位移, 由于衍射光相对于读出光滞后 $\frac{\pi}{2}$ 相位移, 因此 I_{2d} 相

对于 I_{1t} 存在 $\psi = \frac{\pi}{2} \pm \phi$ 的相位移, 所以在快门开启时, 光束 1 方向的光强为

$$I_1 = I_{1t} + I_{2d} + \alpha (I_{1t} \cdot I_{2d})^{1/2} \cos \psi$$

$$= I_{1t} + I_{2d} \mp \alpha (I_{1t} \cdot I_{2d})^{1/2} \sin \phi.$$

在挡住光束 1 时, 在光束 1 方向的光强为 $I'_1 = I_{2d}$. 因此, 在挡与不挡时的光强差(即毛刺长度)为 $\Delta I = I_1 - I_{2d} = I_{1t} \mp \alpha (I_{1t} \cdot I_{2d})^{1/2} \sin \phi$, 即快门 F 在打开和关闭瞬间探测器 D_1 测得的光强差, 所以

$$\phi = \sin^{-1} \left[\frac{\Delta I - I_{1t}}{\mp \alpha (I_{1t} + I_{2d})^{1/2}} \right]. \quad (1)$$

因此此相位栅对两束光的衍射效率 η 相同, 即 $\eta =$

$$\frac{I_{1d}}{I_{1t}(t=0)} = \frac{I_{2d}}{I_{2t}(t=0)},$$

可以得到

$$I_{1t} = I_{1t}(t=0) - I_{1d} = I_{1t}(t=0) \left[1 - \frac{I_{2d}}{I_{2t}(t=0)} \right]. \quad (2)$$

将(2)式和测量得到的 $\Delta I, I_{2d}$ 代入(1)式, 便可求得 ϕ 随时间的动态变化.

在两束光的光强比为 $\beta = 20:1$ 时, 测量了 2# 样品中双光束耦合过程中光强的变化情况, 如图 3(a)所示. 为了排除光散射引起的能量转移损耗导致弱光强度的下降, 我们用 $I_1 + I_2$ 对两束光的光强进行归一化, $I_1/(I_1 + I_2)$ 和 $I_2/(I_1 + I_2)$, 得到了在两束光的光强比为 20:1 时, 2# 样品中双光束耦合的

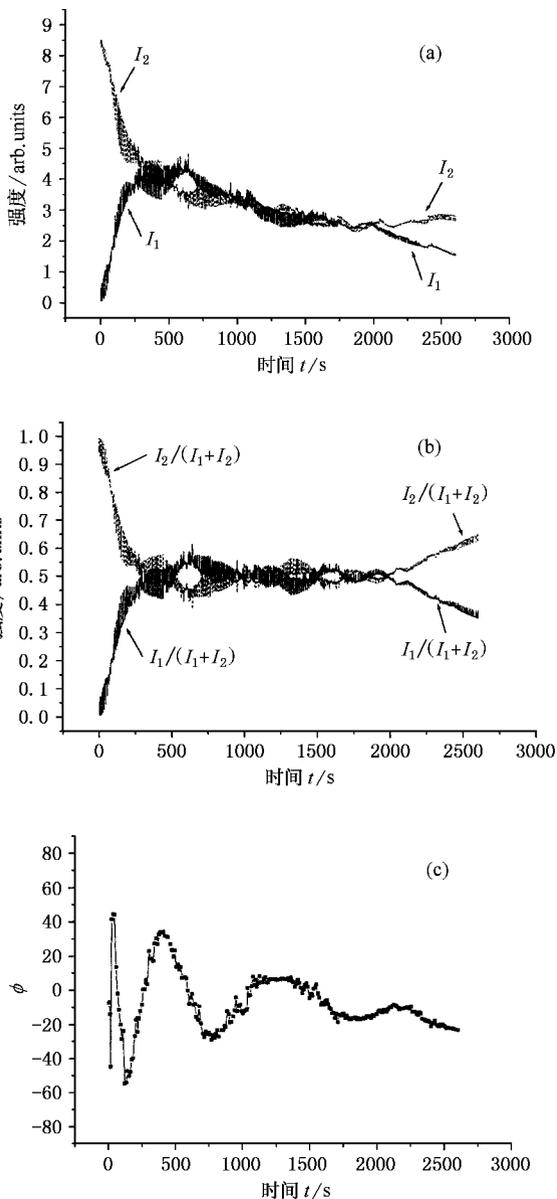


图 3 2# 样品中 $\beta = 20:1$ 时透射光光强随时间变化关系(a)和归一化透射光光强随时间变化关系(b)及 ϕ 随时间变化关系(c)

测量结果(见图 3(b)). 与此同时, 通过上述方法测量了光栅相位移随时间的动态变化, 如图 3(c)所示. 在 LiNbO₃:Fe 晶体的动态耦合过程中, 不仅抽

运光的透射光光强发生振荡变化(见图 3(b)中 I_2 毛刺端点形成的轨迹),而且抽运光通过写入光光栅衍射得到的衍射光光强也发生振荡变化(见图 3(b)中 I_1 毛刺端点形成的轨迹).图 3(b)中实线为光强,可见抽运光能量向信号光转移,使弱光得到放大.将观测的透射光光强和衍射光光强代入(1)式,得到相应的相位变化,如图 3(c)所示.可见图 3(b)中 I_1 毛刺向下时,图 3(c)中相应的相位移 ϕ 为正,图 3(b)中 I_1 毛刺向上时,图 3(c)中相应的相位移 ϕ 为负.实验过程中我们观察到当信号光 I_1 毛刺向下时,探测器 D_1 上的光斑为亮斑,当信号光 I_1 毛刺向上时,探测器 D_1 上的光斑中心变暗,且当毛刺最大时,探测器 D_1 上的光斑是黑心的,这与图 3(c)的结果一致.

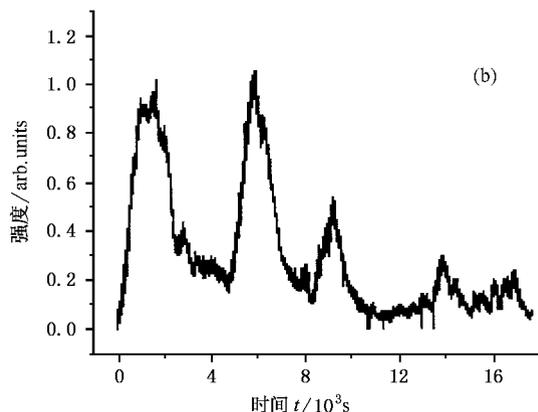
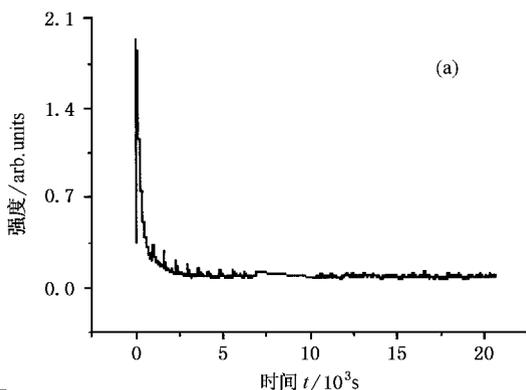


图 4 $\beta = 125 : 1$ 时 1# 样品(a)和 2# 样品(b)中长时间辐照弱光的透射光光强随时间变化关系

3. 讨论

3.1. 弱光放大对 c 轴指向有明显的依赖关系

由图 2 的实验结果证明了在 $\text{LiNbO}_3 : \text{Fe}$ 晶体中,虽然光生伏打效应对光生载流子的迁移有主要贡献,但扩散机理的贡献仍不可忽略.这与文献 [6] 的结论一致.当弱光沿 $-c$ 轴方向时,弱光放大是瞬态能量转移加上扩散机理的共同贡献,因为二者能量转移的方向相同;反之,当弱光沿 $+c$ 轴方向时,由于瞬态能量转移总是对弱光放大,与 c 轴取向无关,而扩散机理则决定了能量转移是沿 $-c$ 轴方向,因而二者能量转移的方向相反,所以弱光放大是瞬态能量转移减去扩散机理的贡献.这表明在 $\text{LiNbO}_3 : \text{Fe}$ 晶体中二波耦合弱光放大对 c 轴指向有明显的依赖关系.弱光沿 $+c$ 轴和沿 $-c$ 轴方向传

2.3. 长时间辐照时弱光光强动态行为的测量

对二波耦合动态能量转移过程进行了长时间辐照观测,发现在两束光光强比同样的实验条件下,在较厚样品($d = 4\text{mm}$)中(图 4(a)),弱光开始被放大,即强光能量向弱光转移,在约 74s 时达到最大值,然后弱光光强开始逐渐指数衰减,最后低于其初始值.而在较薄样品($d = 0.5\text{mm}$)中(图 4(b)),能量转移随辐照时间而变化.开始弱光被放大,达到最大值后,弱光光强开始逐渐指数衰减,到一定值后又开始重复上述变化,只是峰值的幅度不同,第 2 个或第 3 个峰值有时会超过第 1 个峰值.

播并不是等效的.

3.2. 弱光光强达到峰值后随时间下降的原因

由图 3(a)看出,对于 $\beta = 20 : 1$ 的情况,在 550s 后两束光的光强均随辐照时间而下降,归一化后的弱光光强在长时间辐照后仍继续下降,而强光光强却相应增强.这表明弱光随时间下降的原因除了光散射引起的能量耗散(它引起两束光同时减弱)以外,还存在着瞬态能量转移在达到峰值后随时间的指数衰减,其表达式为

$$I_{1,2}(d) \propto I_{1,2}(0) \pm [I_1(0) - I_2(0)]I_1(0)I_2(0) \times \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \left[\frac{t}{\tau} + \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) - 1\right]. \quad (3)$$

当辐照时间 $0 < t < \tau$ 时,由于 $I_1 \neq I_2$,会发生相位转移

$$\frac{d\phi}{dz} = \Gamma' \frac{I_1 - I_2}{I_1 + I_2}, \quad (4)$$

致使干涉条纹相对于相位栅发生倾斜,其空间相位移为 ϕ ,它是光束在晶体中的传播距离 z 与辐照时间 t 的函数.光栅的曲率决定了两束光达到光栅的相位差 $\phi = \phi_1 - \phi_2$.由于 LiNbO₃:Fe 晶体的局域响应性质及光生载流子(电子)的负电性决定了光栅相对于光强干涉条纹存在相位移为负值.当 $t > \tau$ 时,由于相位栅逐渐赶上了干涉条纹的变化,而使 ϕ 逐渐减小,能量转移也随之减小,这导致弱光光强随着时间的衰减,当 $\phi = 0$ 时,能量转移终止,弱光应回到初始值.在这个衰减过程中,按照能量守恒,另一束光应逐渐相应增强,而图 3(b) 正表明了这个过程.因此,我们认为,弱光达到第一个峰值后的下降过程应是光感应光散射导致的能量耗散和瞬态能量转移在 $t > \tau$ 后的指数衰减过程的共同贡献.这已由归一化后两束光光强反方向的时间发展行为所证明.

3.3. 两束光光强及相位 ϕ 振荡行为的起因

本文测量了两束光等光强($\beta = 1:1$)的两束光光强及相位 ϕ 的振荡行为(见图 5),提出的理论模型如图 6 所示.按照时间顺序可以分为以下 5 个阶段:

(1) $t_1 > t > 0$ 阶段,因为当 $t = 0$ 时, $I_1 = I_2$,所以不会发生瞬态能量转移.但是,自由载流子在扩散机理下,会使能量向 $-c$ 轴方向转移,致使两束光的光强不等, I_1 增大, I_2 减小,并在 $t = t_1$ 时分别达到最大值与最小值.此时光栅相对于干涉条纹向 $-c$ 轴方向位移 $\frac{\pi}{2}$,如图 6(a) 所示,按照两束光的透射光与衍射光的相位关系, I_{2t} 与 I_{1d} 反位相, I_{1t} 与 I_{2d} 同位相,因此, I_1 放大, I_2 减小.

(2) $t_2 > t > t_1$ 阶段,由于在 $t = t_1$ 时, $I_1 > I_2$,因此按照(4)式,应当发生由强光向弱光转移能量的瞬态能量转移.干涉条纹向弱光 I_2 倾斜,致使 $\frac{d\phi}{dx} \neq 0$.由于晶体具有一定的响应时间 τ ,此时相位栅还跟不上干涉条纹的倾斜变化,因而二者会相交于一点(如图 6(b) 所示),这个交点位置随相位栅的逐渐倾斜而不断下移.在交点的上、下两边,光栅相位移 ϕ 的符号改变.当 $\phi > 0$ 时, I_2 增大, I_1 减小,当 $\phi < 0$ 时则相反.因此两束光的光强会随传播距离 x 和时间 t 而发生振荡.这个交点应该就是文献[6]所说的瞬态条纹位错点.所以在此阶段两束光的光强和相位有明显的振荡行为(见图 5).但总的趋势是 I_2 放

大, I_1 减小.因为 $\phi > 0$ 的区域逐渐增大,而 $\phi < 0$ 区域逐渐减小.

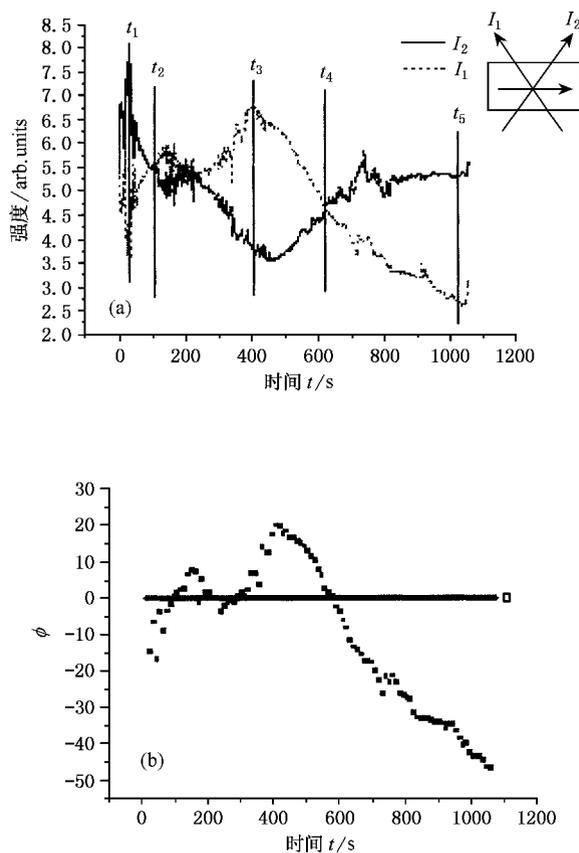


图 5 2# 样品中 $\beta = 1:1$ 透射光光强随时间的变化关系(a)和相位 ϕ 随时间的变化关系(b)

(3) 当 $t = t_2$ 时, $I_1 = I_2$,因此干涉条纹又回到了初始位置,相位栅已跟上 $t = t_1$ 时干涉条纹的倾斜度,但又滞后于此时的干涉条纹的变化,因此得到如图 6(c) 的干涉条纹与相位栅的空间分布.此时 $\phi > 0$,因而在 $t_3 > t > t_2$ 阶段, I_2 继续放大, I_1 继续减小,直到相位栅逐渐跟上干涉条纹的变化,也逐渐平行于 x 轴.此时 I_1 和 I_2 分别达到最小值和最大值.

(4) 由于 $t = t_3$ 时 $I_2 > I_1$,此时干涉条纹逐渐向 I_1 倾斜,而相位栅仍跟不上干涉条纹的变化,因而得到 $\phi < 0$ 的相位移(如图 6(d) 所示),同时由于扩散机理的作用,也会使能量从光束 2 向光束 1 转移,因此,此阶段 I_1 的放大是由于瞬态能量转移与扩散机理的共同作用.

(5) 当 $t = t_4$ 时, $I_1 = I_2$,此时干涉条纹又回到初始位置,而相位栅仍保留着此前的倾斜度,因此 $\phi < 0$,如图 6(e) 所示,所以在瞬态能量转移与扩散机理共同作用下, I_1 继续放大, I_2 继续减小.在 $t_5 > t >$

t_4 阶段, 相位栅逐渐跟上干涉条纹的变化, 也逐渐平行于 x 轴. 但此时则由于扩散机理继续使 I_1 放大, I_2 减小, 直到分别达到最大值和最小值, 此阶段即为第 1 阶段的重复. 然后继续重复第 2 至第 5 阶段, 循环往复, 因而在薄样品中长期辐照下出现

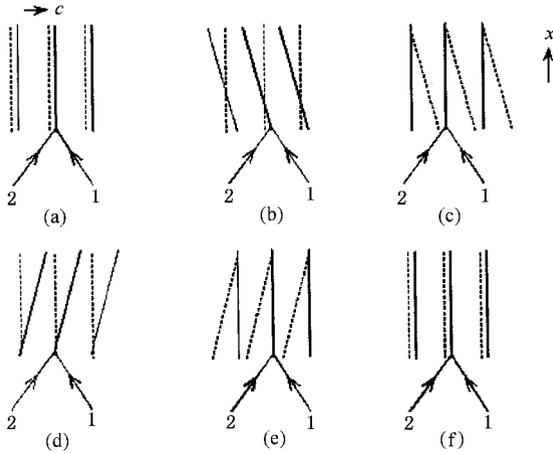


图 6 相位栅相对于干涉条纹的位置随时间的变化

多个峰值的情况(如图 4(a)). 但是如果样品较厚, 由于光感应光散射耗散了大部分的入射光能量, 因而第 1 个峰值之后便不会出现最大值(如图 4(b)). 由图 5(a)与(b)相对照可以看出, 当 $\phi > 0$ 时, I_2 放大, I_1 减小, 当 $\phi < 0$ 时, 则相反, I_1 放大, I_2 减小.

4. 结 论

$\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ 晶体中二波耦合过程的弱光放大对 c 轴指向有明显的依赖关系, 表明扩散机理对光生载流子的迁移仍有贡献. 弱光在达到第 1 个准稳态的峰值之前是瞬态能量转移和扩散机理引起的能量转移的共同贡献. 在达到第 1 个准稳态之后的下降过程为瞬态能量转移的时间指数衰减过程与光散射引起的能量耗散的共同贡献. 相位转移引起的光栅与光强干涉条纹之间的空间相位移 ϕ 随辐照时间 t 而在零附近作振幅衰减振荡. 这个振荡引起了光强的振荡. 长时间辐照厚样品时, 弱光光强只出现一个峰值. 但长时间辐照薄样品, 则会出现多个峰值, 呈现混沌状的弱光强度动态图.

[1] Vinetskii V L et al 1979 *Sov. Phys. Usp.* **22** 742

[2] Zhang J W et al 1992 *Opt. Lett.* **18** 1391

[3] Zhang J W et al 1993 *Chin. Phys. Lett.* **10** 227

[4] Zhao H E et al 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 2149 [in Chinese] [赵红娥等 2001 物理学报 **50** 2149]

[5] Staebler D L, Amodei J J and Amodei J 1972 *J. Appl. Phys.* **43** 1042

[6] Maniloff E S et al 1992 *J. Opt. Soc. Am.* **B 9** 1673

[7] Guo R et al 1997 *Acta Phys. Sin.* **46** 1681 [in Chinese] [郭儒等 1997 物理学报 **46** 1681]

[8] Guo R et al 1997 *Acta Phys. Sin.* **46** 1593 [in Chinese] [郭儒等 1997 物理学报 **46** 1593]

[9] Apolinar-Iribe A et al 2001 *Opt. Commun.* **188** 377

Study on the mechanism of light amplification in iron-doped lithium niobate crystals *

Zhao Hong-E^{1,2)} Liu Si-Min²⁾ Guo Ru²⁾ Wang Da-Yun²⁾ Yu Xuan-Yi²⁾ Gao Yuan-Mei²⁾
Huang Chun-Fu²⁾ Xu Jing-Jun²⁾

¹⁾(School of Science , Northern Jiaotong University , Beijing 100044 ,China)

²⁾(College of Physics , Nankai University , Tianjin 300071 ,China)

(Received 27 December 2002 ; revised manuscript received 21 February 2003)

Abstract

The study on the light amplification mechanism of iron-doped lithium niobate crystals has been done systematically. The experimental results indicate that the light amplification depends on the *c*-axis direction of the crystal. We propose a new view for the light amplification mechanism of the two-wave mixing in iron-doped lithium niobate crystals : The diffusion mechanism cannot be neglected , and the light amplification mechanism in doped lithium niobate crystals is caused by both the diffusion and the transient energy transfer. The decrease of the amplified light intensity after the steady-state is due to the decreases of the transient energy transfer with time and the energy dissipation caused by the beam fanning.

Keywords : photorefractive , light amplification , doped lithium niobate

PACC : 4240E , 4265M

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