

# $c$ 向切割掺杂 $\text{LiNbO}_3$ 晶体中的光耦合<sup>\*</sup>

高垣梅<sup>1)</sup> 刘思敏<sup>1)</sup> 赵红娥<sup>2)</sup> 黄春福<sup>1)</sup> 郭 儒<sup>1)</sup> 汪大云<sup>1)</sup>

<sup>1)</sup> 南开大学物理学院光子学中心, 天津 300071)

<sup>2)</sup> 北方交通大学理学院, 北京 100044)

(2002 年 6 月 28 日收到, 2002 年 10 月 19 日收到修改稿)

实验研究了三种  $c$  向切割的不同掺杂的  $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$  晶体中入射光与反射光的耦合情况. 发现沿  $-c$  轴方向入射时透射光与反射光强的准周期振荡行为是光生伏打机制占优势的瞬态能量转移和扩散机制引起的相反方向的能量转移所致, 不是光生伏打场的表面击穿引起的. 当入射光沿  $+c$  方向入射时, 由于两种机制引起的能量转移方向相同, 因而不会产生这种振荡.

关键词: 准周期振荡, 反射光栅, 瞬态能量转移, 扩散机制

PACC: 4240, 4265M, 4270G

## 1. 引言

我们在 1989 年曾经报道过当一束聚焦激光束沿  $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$  晶体的  $-c$  轴方向入射时在其背向所观测到准周期振荡光锥<sup>[1]</sup>. 我们用运动光栅和陷阱荷电波的理论初步解释了这种现象<sup>[2]</sup>. 1995 年, Krumsins 等人研究了在  $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$  晶体中的光折变反射光栅和耦合增益<sup>[3]</sup>, 他们在激光束沿  $+c$  和  $-c$  方向入射时均观察到了透射和反射光强的准周期振荡. 此透射光强的振荡频率  $f$  与入射光强成正比, 他们认为这种准周期振荡是光生伏打场的表面击穿所致, 而反射光或透射光的增益主要是扩散型非线性的贡献. 本文进一步研究了  $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ ,  $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}:\text{Tb}$  和  $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}:\text{Mn}$  三种  $c$  向切割的掺杂铌酸锂晶体中入射光与反射光的耦合情况, 并测量了  $f$  (透射和反射光强的振荡频率) 以及  $\Delta I/I$  ( $I$  为耦合增益,  $\Delta I$  为耦合增益振荡幅度) 分别随入射光强  $I_0$  的变化曲线. 当入射光沿  $+c$  方向入射时, 没有观察到变化方向相反的透射与反射光强的准周期振荡, 这与文献 [3] 的结果是不一致的. 而当入射光沿  $-c$  方向入射时, 观察到了透射光强与反射光强按相反方向变化的准周期振荡, 并发现它们与前向和背向准周期振荡散射光锥的变化一一对应, 而且在一定条

件下, 在透射与反射光强的振荡曲线中还会出现双峰-双谷相对应的情况. 以上实验结果表明, 引起透射与反射光强准周期振荡的原因不是文献 [3] 提出的光生伏打场的表面击穿所致, 本文认为, 沿  $-c$  方向入射时透射与反射光强的周期性振荡的起因是在这种几何配置下, 光生伏打机制占优势的瞬态能量转移与扩散机制引起的相反方向的能量转移的竞争结果.

## 2. 实验装置

一束功率约 20mW 的 He-Ne 激光 ( $\lambda = 632.8\text{nm}$ ) 经过分束器  $\text{BS}_1$ , 透镜  $L_1$  后入射到掺杂  $\text{LiNbO}_3$  晶体上. 其中, 透射光经分束器  $\text{BS}_2$  后被  $D_1$  探测, 同时在屏  $S_2$  上观察其准周期振荡散射光锥; 来自晶体后表面的反射光沿原路返回, 经分束器  $\text{BS}_1$  和  $\text{BS}_3$  后被  $D_2$  探测, 同时在屏  $S_1$  上观察其准周期振荡散射光锥.  $D_1$  和  $D_2$  输入到计算机上并进行数据处理. 我们使用的三块样品: 1<sup>#</sup> 样品为  $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$  (厚度为 0.18cm, 掺铁浓度为 0.07wt%), 2<sup>#</sup> 样品为  $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}:\text{Tb}$  (厚度为 0.4cm, 掺铁浓度为 0.03wt%, 掺铽浓度为 0.02wt%), 3<sup>#</sup> 样品为  $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}:\text{Mn}$  (厚度为 0.4cm, 掺铁浓度为 0.03wt%, 掺锰浓度为 0.06wt%).

\* 国家自然科学基金(批准号 69878009, 60078013 和 60278006)资助的课题.

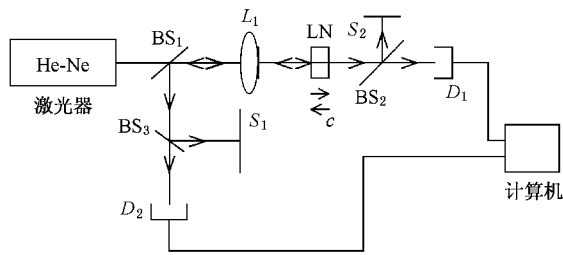


图 1 实验装置

3. 实验结果

1) 当入射光沿  $+c$  方向入射, 入射光强  $I_0 = 68.4\text{W}/\text{cm}^2$  样品的入射面离透镜  $L_1$  的焦平面  $8\text{mm}$  处时, 对三个样品测得的透射光强与反射光强随辐照时间的变化曲线如图 2 所示. 由图可见 辐照开始时, 透射光强急剧下降, 反射光强急剧上升, 然后随着辐照时间的延长, 二者几乎不变, 或有小幅度的无规振荡.

2) 当入射光沿  $-c$  方向入射, 入射光强  $I_0 = 68.4\text{W}/\text{cm}^2$  (图 3(a)(b)(d)), 样品的入射面离透镜  $L_1$  的焦平面  $8\text{mm}$  处时, 对三个样品均得到了透射率与反射率变化方向相反的周期性振荡, 并观察到在反射光强中的双峰与透射光强中的双谷相对应的规则结构. 我们在屏  $S_1$  和  $S_2$  上分别观察到了背向和前向准周期振荡散射光锥. 在  $I_0 = 50\text{W}/\text{cm}^2$  (图 3(c)) 的实验条件下, 我们观察了双峰-双谷结构均分别与背向和前向准周期振荡散射光锥的对应关系. 当反射率在图 4(b) 中 1 位置时, 对应图 4(d) 中的 1, 中心光斑很小而周围有明显光环; 图 4(b) 中 2 即反射率开始增大时对应图 4(d) 中的 2, 中心光斑变大而周围光环变暗; 图 4(b) 中 3 即反射率最大时, 对应图 4(d) 中的 3 中心光斑较大而周围光环较暗; 图 4(b) 中 4 为双峰波谷, 它对应图 4(d) 中的 4, 中心光斑进一步变大并开始分裂而周围光环完全消失; 图 4(b) 中 5 对应图 4(d) 中的 5, 此时周围光环已隐约出现而中心光斑进一步分裂; 图 4(b) 中 6 反射率急剧下降, 它对应图 4(d) 中的 6, 此时中心光斑已经完全分裂, 分裂出一个中心光斑和一个周围亮环, 继而又到图 4(b) 和图 4(d) 中的 1, 这样就完成了一个周期变化, 然后又从 1 到 6 开始一个新周期的变化. 如此循环往复地进行. 与图 4(b) 和图 4(d) 相似, 图 4(a) 和图 4(c) 也是一一对应关系.

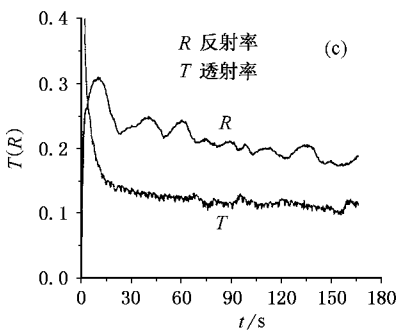
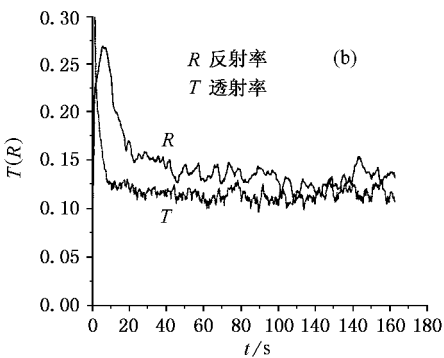
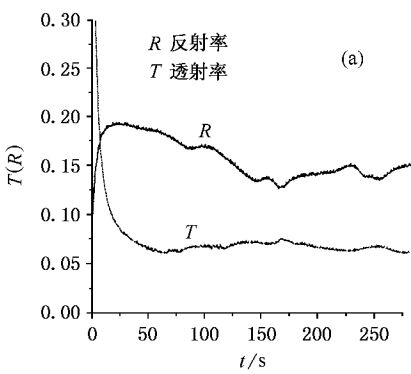


图 2 入射光沿晶体  $+c$  轴方向入射时 (a), (b)(c) 分别为在 1<sup>#</sup>、2<sup>#</sup>、3<sup>#</sup> 样品中反射率与透射率随时间的变化曲线

3) 当入射光沿  $-c$  方向入射, 样品的入射面离透镜  $L_1$  的焦平面  $8\text{mm}$  处时, 我们还测量了透射与反射光强准周期振荡频率  $f$  与入射光强  $I_0$  的关系曲线(图 5) 和耦合增益的周期振荡振幅  $\Delta\Gamma$  与耦合增益  $\Gamma$  的比  $\Delta\Gamma/\Gamma$  与入射光强  $I_0$  的关系曲线(图 6). 其中耦合增益  $\Gamma$  的计算公式为<sup>[3]</sup>

$$\Gamma = \frac{1}{d} \ln \left[ \frac{I_0(1-R)I_{-1}}{I_{-0}I_{+1}} \right],$$

式中  $d$  为晶体厚度,  $I_0$  为入射光强,

$$I_{-0} = R(1 - R)I_{+1}(t = 0)$$

是来自晶体后表面的菲涅耳反射光强,我们让光束垂直入射到晶体上, $R = \left(\frac{n-1}{n+1}\right)^2$ ,  $n =$

2.286, 透镜的焦距是 13.5cm, 其中  $I_{+1}$  和  $I_{-1}$  分别为  $D_1$  探测到的透射光强和  $D_2$  探测到的反射光强.

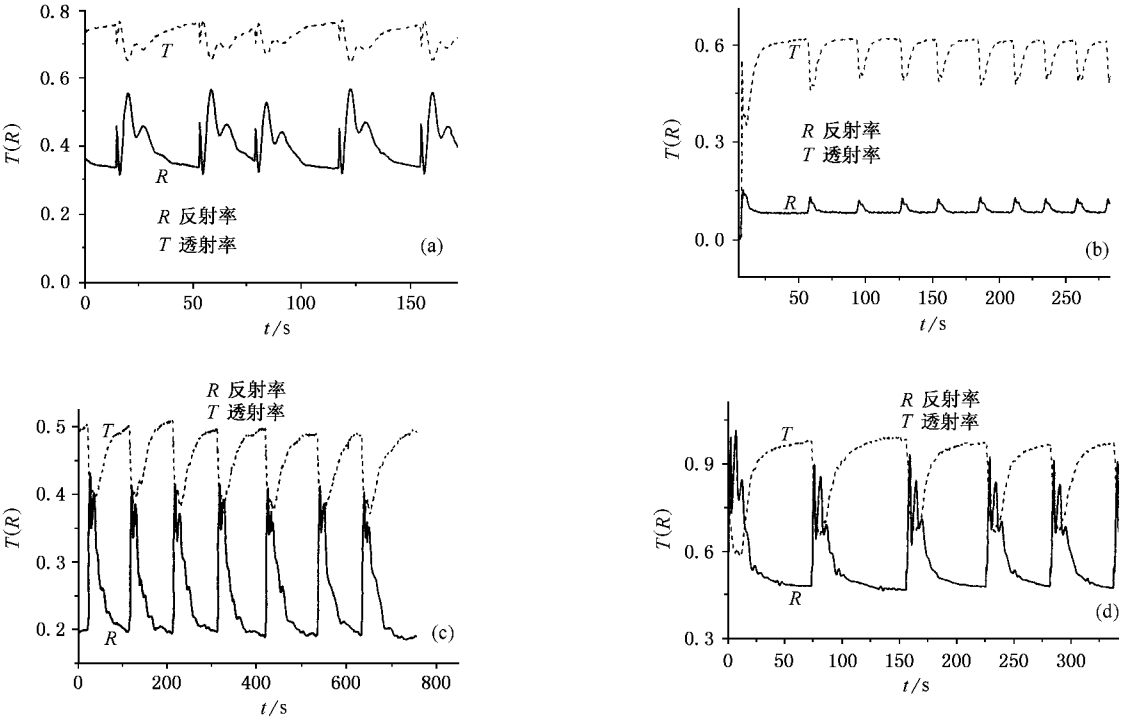


图 3 入射光沿晶体 - c 轴方向入射时 (a)(b)和(c)(d)分别为在 1<sup>#</sup>、2<sup>#</sup>、3<sup>#</sup> 样品中反射率与透射率随时间的变化曲线,其中(a)(b), (d)对应的入射光强  $I_0 = 68.4\text{W}/\text{cm}^2$  (c)对应的入射光强  $I_0 = 50\text{W}/\text{cm}^2$

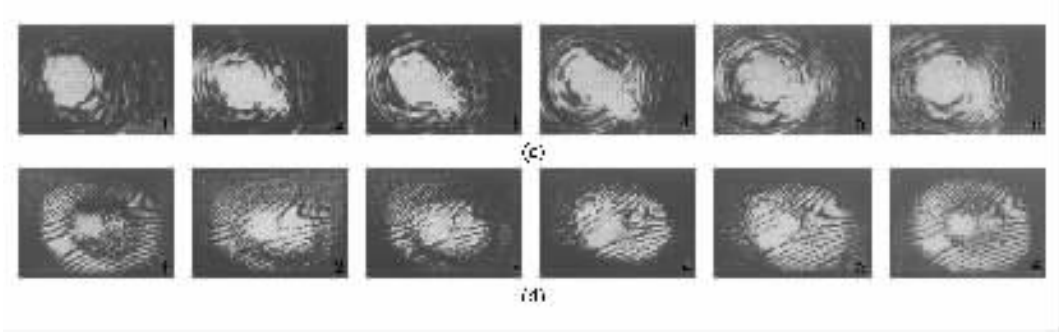
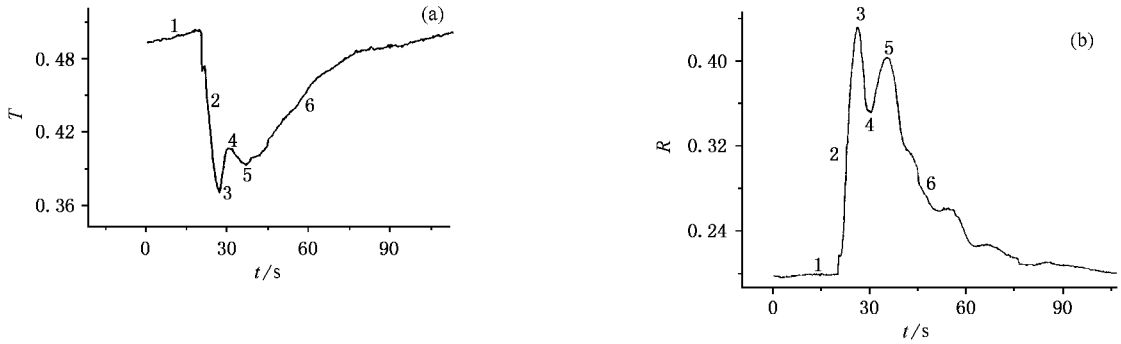


图 4 (a)(b)分别是图 3(c)中透射率和反射率的一个周期 (c)(d)分别对应图 4(a)(b)的前向和背向散射光锥

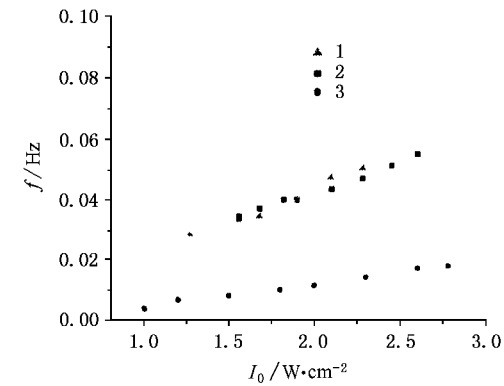


图 5 1 2 3 分别对应 1<sup>#</sup> 2<sup>#</sup> 3<sup>#</sup> 样品中反射率和透射率的振荡频率  $f$  随入射光强的变化关系

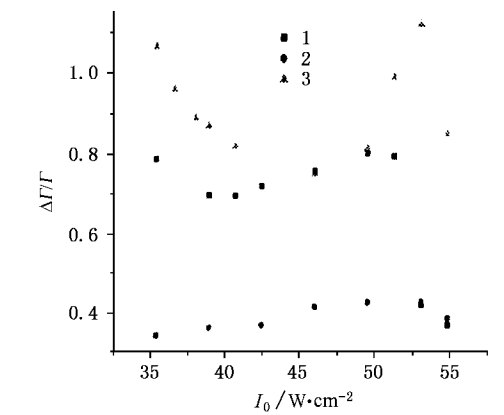


图 6 1 2 3 分别对应 1<sup>#</sup> 2<sup>#</sup> 3<sup>#</sup> 样品中  $\Delta\Gamma/\Gamma$  随入射光强的变化关系

## 4. 讨 论

### 4.1. - c 轴方向入射时透射与反射光强准周期振荡的原因

由图 2 可知,当入射光沿 + c 轴方向入射时,辐照开始,透射光强急剧下降,反射光强急剧上升,直到透射光强下降到低于反射光强一定程度后曲线才逐渐趋于平缓,或维持不变,或有小振幅的无规振荡.这种现象用入射光与反射光写入的体反射光栅引起的能量转移容易解释.因为反射光栅  $k_g = k_i - k_r$  为大波矢、小光栅间隔,因而有利于扩散机制占优势,在此条件下,掺杂 LiNbO<sub>3</sub> 晶体中的自由载流子为电子,能量转移的方向为 - c 轴方向,所以入射光向反射光转移能量,因而引起透射光强下降,反射光强上升.由图 3 看到,当入射光沿 - c 轴方向入射

时,辐照初期仍然是透射光急剧下降,反射光急剧上升,这显然不是扩散机制引起的能量转移,因为反射光沿 + c 轴方向.我们认为,这一阶段的能量转移是由光生伏打机制下的相位转移引起的瞬态能量转移所致.因为在辐照刚开始时反射光强远弱于入射光强(在垂直入射时,反射率  $R = \left(\frac{n-1}{n+1}\right)^2 \approx 14\%$ ),而由相位转移方程

$$\frac{d(\phi_2 - \phi_1)}{dx} = \Gamma' \frac{I_1 - I_2}{I_1 + I_2}$$

可知,当  $I_1 \neq I_2$  时,会发生由相位转移引起的瞬态能量转移,这种能量转移总是引起弱光放大,即反射光增强,透射光减弱.但与此同时,由入射光与反射光写入的体相位栅按照扩散机制会使得沿 + c 轴方向传播的反射光向 - c 轴方向传播的入射光转移能量,这又会使透射光增强,反射光减弱.因而在这种几何配置下,光生伏打机制的瞬态能量转移与扩散机制引起相反方向的能量转移,当前者占优势时反射光强上升,透射光强下降;当后者占优势时,透射光强上升,反射光强下降.因此,透射光强与反射光强的准周期振荡过程就是这两种机制不断竞争和交替占优势的过程.当样品放在适当的位置时,两种机制处在势均力敌的状态,因而更有利于这两种机制的周期性交替(在本实验条件下,样品位于透镜焦平面后 8mm 处最佳).所以,在此位置处形成了透射光强与反射光强的准周期振荡.入射光强越强,光栅的写入越快,由光栅引起的能量交换也越快,因而准周期振荡的频率也越高,如图 5 所示.当来自激光器未使透镜聚焦的平行光沿 + c 轴方向入射时,其透射光强与反射光强随辐照时间的变化曲线与图 2 类似,即辐照初期透射光强急剧下降,反射光强急剧上升,然后逐渐趋于平缓,透射光强略有下降(见图 7(a)).当平行光沿 - c 轴方向入射时,辐照初期透射光强急剧下降,反射光强急剧上升,当二光强几乎相等时,透射光强又缓慢上升,反射光强指数下降(见图 7(b))出现了相反方向的能量转移.

该结果表明,平行光入射与聚焦光束的入射是类似的.聚焦光束入射与平行光入射的主要区别在于前者光强明显高于后者,因而在 - c 方向入射时两种能量转移机制交替的频率前者远高于后者.

根据以上分析,沿 - c 轴方向入射时,透射光强下降的过程是光生伏打机制下瞬态能量转移的过程,透射光强上升过程是扩散机制占优势的过程,因此  $\Delta\Gamma/\Gamma$  实际上反应了这两种能量转移机制在准

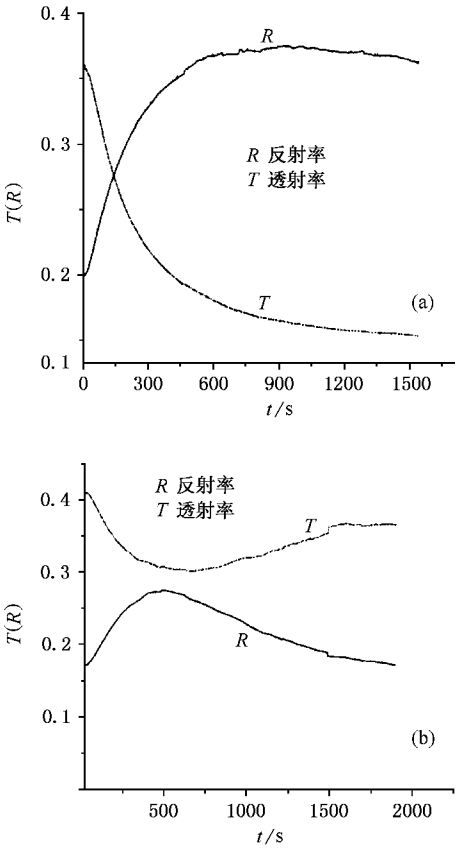


图7 (a)(b)分别为平行光沿 + c , - c 轴方向入射时 ,反射率和透射率随时间的变化曲线

周期振荡过程中所占的比例.由图6可知,瞬态能量转移对于1<sup>#</sup>和2<sup>#</sup>样品较强,而对于3<sup>#</sup>样品较弱,这是由于Fe和Mn这两种过渡族元素的掺杂增强了光生伏打效应,而稀土元素Tb的掺杂则不如过渡族元素Fe,Mn对光生伏打效应的贡献明显.

4.2. + c 轴方向入射时不会出现准周期光强振荡

如前所述,瞬态能量转移总是强光向弱光转移能量,因为反射光强总是弱于透射光强,因此这种瞬态能量转移的方向总是由入射光向反射光转移能量.而入射光与反射光由扩散机制写入的体相位栅的能量转移方向是沿 - c 轴方向,即 + c 轴方向入射时也是由入射光向反射光转移能量,因此两种机制的能量转移方向是一致的.所以图2(a)和图3(a)中所示的辐照初期透射光强急剧下降和反射光强急剧上升的过程应该是扩散机制和瞬态能量转移两种机制引起的能量转移的共同贡献.由于二者的能量转移是相同方向的,因而无论哪种机制占优势都不会引起能量转移方向的交替变化,所以不会产生准

周期的光强振荡.

4.3. 准周期的光强振荡与准周期锥形光散射的对应关系

由图4可以看到,前向和背向准周期散射光锥图4(c)图4(d)的变化过程与透射光强的急剧下降和反射光强的急剧上升过程(图4(a)4(b))一一对应.这表明准周期振荡光锥的形成主要是由光生伏打效应引起的.文献[4]中也曾认为,准周期背向散射光锥是由光生伏打效应的不均匀性引起的.

本文进一步分析了这种不均匀性的起因.当晶体位于焦点后适当位置处时,在光辐照区(图8阴影区),光激发电子沿 c 轴方向迁移至 + c 端,形成了沿 + c 轴方向的纵向空间电荷场  $E_{sc}$ .在辐照区以外的自发极化方向  $P_s$  是由负端指向正端,它与空间电荷场  $E_{sc}$  的方向是一致的.由于辐照区内、外的 + c 端与 - c 端存在横向电场  $E_T$ ,而且这种横向电场的方向是相反的,因此在辐照区中的电子到达 + c 界面附近后会在横向电场  $E_T$  的作用下沿横向迁移,并被辐照区以外的正电荷俘获.光栅在横向电场的作用下,曲率会发生变化,因而使光栅相对于干涉条纹的相位移会沿 c 轴方向变化,从而使入射光与散射光之间最大能量转移的区域也会相应发生变化,这就发生了散射光锥横向光强的准周期振荡.

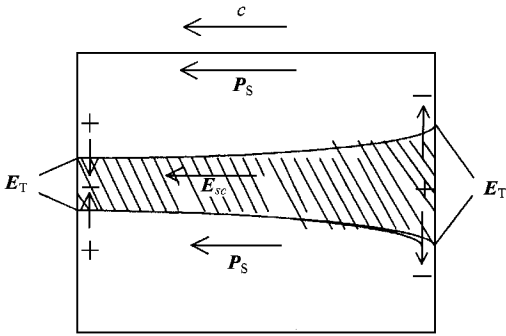


图8 LiNbO<sub>3</sub>:Fe 晶体中光辐照区边缘处 ± c 界面空间电荷的反符号区所形成的横向电场  $E_T$

5. 结 论

本文实验研究了三种 c 向切割的不同掺杂的 LiNbO<sub>3</sub> 晶体中入射光与反射光的耦合情况.发现沿 - c 轴方向入射时透射光与反射光强的准周期振荡行为是光生伏打机制下的瞬态能量转移和扩散机制

引起的相反方向的能量转移所致 ,不是光生伏打场的表面击穿引起的 .当入射光沿  $+c$  方向入射时 ,由于两种机制引起的能量转移方向相同 ,因而不会产生这种振荡 .

[ 1 ]

Liu Simin *et al* 1989 *Opt . Commun .* **70** 185

[ 2 ]

Ling Z F *et al* 1991 *Acta Phys . Sin .* **40** 1786( in Chinese ) 凌振芳等 1991 *物理学报* **40** 1786 ]

Guo R *et al* 1992 *Chinese J . Laser* **1** 67

[ 3 ]

Krumins A *et al* 1995 *Opt . Commun .* **117** 147

[ 4 ]

Li F F *et al* 2001 *Acta Phys . Sin .* **50** 2341( in Chinese ) 李飞飞等 2001 *物理学报* **50** 2341 ]

# Light coupling in $c$ -cut doped lithium niobate crystals<sup>\*</sup>

Gao Yuan-Mei<sup>1)</sup>   Liu Si-Min<sup>1)</sup>   Zhao Hong-E<sup>2)</sup>   Huang Chun-Fu<sup>1)</sup>   Guo Ru<sup>1)</sup>   Wang Da-Yun<sup>1)</sup>

<sup>1)</sup>( Department of Physics ,Nankai University ,Tianjin   300071 ,China )

<sup>2)</sup>( Department of Physics ,Northern Jiaotong University ,Beijing   100044 ,China )

( Received 28 June 2002 ; revised manuscript received 19 October 2002 )

## Abstract

We investigated experimentally the coupling behaviours of the transmitting and reflected light in three  $c$ -cut doped lithium niobate crystals. We find that when the direction of the incident light is along the  $-c$  axis ,the quasi-period oscillation behaviour of the reflectivity and transmissivity is caused by the energy transfer with diffusion and the photovoltaic-effect related transient energy transfer ,the directions of these energy transfers are opposite to each other ,but not caused by quasi-breakdown of the photovoltaic field. When the direction of the incident light is along  $+c$  axis ,the directions of energy transfers caused by both mechanisms are the same ,so oscillations will not appear.

**Keywords :** quasi-period oscillation , reflection grating , transient energy transfer , diffusion mechanism

**PACC :** 4240 , 4265M , 4270G

<sup>\*</sup> Project supported by the National Natural Science Foundation of China ( Grant Nos. 69878009 ,60078013 ,60278006 ).