

# LiNbO<sub>3</sub> 晶体中电畴对光学均匀性和电光效应的影响

张杏奎 沈惠敏 许自然 邹一峰

(南京大学物理系晶体物理教研室)

## Influences of electric domains on the optical homogeneity and electro-optic effect in LiNbO<sub>3</sub> crystals

Zhang Xinkui Sheng Huimin Xu Ziran Zhou Yifeng

(Crystal Physics Group, Department of Physics, Nanjing University)

### Abstract

Influences of electric domains on the optical homogeneity and electro-optic properties are discussed for the purpose of improving crystal quality and performances of laser devices. The extinction ratio at dynamic and static states are discussed at first, then the influences of the electric domains on the optical homogeneity and the Pockell's effect.

电光调制晶体由于其电光效应而在激光技术中有很广泛的应用,为了提高晶体的质量和改善器件的性能,研究电畴对光学均匀性和电光性能的影响是有一定的意义的。

对调制晶体,衡量其光学均匀性的参数是消光比。因此本文首先讨论了动、静态的消光比问题,然后讨论电畴对光学均匀性和一次电光效应的影响。

### 一、消光比问题

1. 消光比定义为:调制晶体在偏光干涉仪中,最大透过光强和最小透过光强之比。即

$$\text{消光比} = \frac{\text{最大透过光强}(I_{\max})}{\text{最小透过光强}(I_{\min})}$$

它的大小决定于通光范围内的光程不均匀程度。

### 2. 测量方法

消光比的测量方法有二种:

(1) 静态消光比:让晶体的光轴与通光方向垂直且与起偏方向成 $45^\circ$ ,然后转动检偏镜,让输出光强达到极大( $I_{\max}$ )和极小( $I_{\min}$ ),其比值即为消光比。

(2) 动态消光比:让晶体放在正交偏光干涉仪中,在晶体上加上电压,并使晶体允许的偏振方向之一与起偏方向成 $45^\circ$ ,改变加在晶体上的电压大小,使输出光强达 $I_{\max}$ 和 $I_{\min}$ ,其比值称为动态消光比。

我们在LiNbO<sub>3</sub>晶体的消光比测量中发

收稿日期:1978年12月7日。

现, 在单畴区动、静态的消光比是大致相同的。

静态消光比是让  $\text{LiNbO}_3$  晶体  $y$  方向通光, 光轴与起偏方向成  $45^\circ$ , 让检偏镜在马达带动下转一圈, 用  $x-y$  记录仪记下光强与转角的关系曲线(图 1(a)), 从图 1(a) 中可求出  $I_{\max}$  与  $I_{\min}$  之比。

动态消光比的测量方法是仍让晶体  $y$  方向通光, 在  $z$  方向加电压, 此时  $\text{LiNbO}_3$  的光率体仍为旋转椭球且光轴方向也不变, 因此, 我们让起偏方向仍和晶体的光轴成  $45^\circ$ , 改变加在晶体上的电压, 用  $x-y$  记录仪记下  $I \sim V$  关系曲线(见图 1(b)), 这样就可求出动态消光比和半波电压。

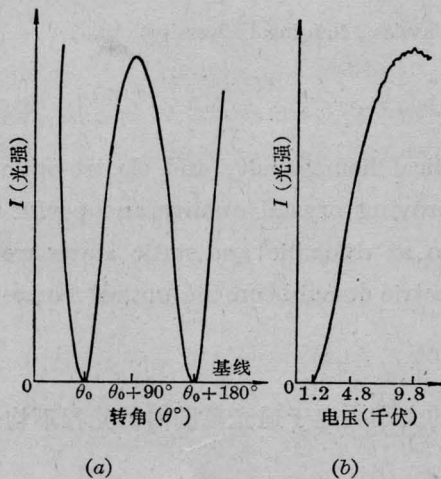


图 1

(a) 透过检偏镜的光强和检偏镜转过的角度之间的关系曲线。图中  $\theta_0$  为消光角, 样品为 LN-75-5,  $y$  方向通光; (b) 透过检偏镜的光强和加在晶体上的电压之间的关系曲线。样品为 LN-75-5,  $y$  方向通光,  $z$  方向加电压

表 1 LN-75-5 样品单畴区的动、静态消光比

样品位置	消 光 比	
	动 态	静 态
1	134 倍	138 倍
2	138 倍	136 倍
3	124 倍	125 倍
4	126 倍	120 倍

图 1 就是编号为 LN-75-5 的  $\text{LiNbO}_3$  晶体的动、静态消光比测试曲线之一, 我们从图上可以看出动、静态的  $I_{\max}$  和  $I_{\min}$  是基本相同的, 测量结果列于表 1。

为什么动、静态的消光比会相同的呢?

我们认为, 对于静态消光比测试来说, 当光沿  $\text{LiNbO}_3$  的  $y$  方向入射, 而检偏镜和起偏镜的夹角为  $\frac{\pi}{2} + \alpha$  时, 从检偏镜出射的光强为:

$$I = \frac{I_0}{2\pi r_0^2} \iint_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{x^2+z^2}{r_0^2}} \times [1 - \cos(\Gamma_0 + \Delta\Gamma - 2\alpha)] dx dz$$

式中:  $I_0$ ——起偏镜出射的光强;

$r_0$ ——激光光斑的半径;

$\Gamma_0$ ——透光中心(即坐标原点)处  $o$  光和  $e$  光通过晶体引起的位相滞后;

$\Gamma_0 + \Delta\Gamma$ ——任意位置  $(x, z)$  透光时的  $o$  光和  $e$  光的位相滞后。

因此, 改变  $\alpha$  总能使  $I$  达到极大和极小。

而对动态消光比来说,  $y$  方向通光,  $z$  方向加电压, 这时从检偏镜(它和起偏镜正交)输出光强为:

$$I = \frac{I_0}{2\pi r_0^2} \iint_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{x^2+z^2}{r_0^2}} \times [1 - \cos(\Gamma_0 + \Delta\Gamma + \Gamma_{\text{电}})] dx dz$$

式中  $I_0$ 、 $r_0$ 、 $\Gamma_0 + \Delta\Gamma$  所代表的量与上面相同。 $\Gamma_{\text{电}} = \pi V / V_{\pi}$  称为电光滞后, 其中  $V_{\pi}$  称为半波电压, 与所使用的晶体和调制方式有关。因此, 改变加在晶体上的电压  $V$ , 就可以使  $\Gamma_{\text{电}}$  发生变化, 从而使  $I$  达到极大或极小就可测出动态消光比。从这里可以看出,  $\Gamma_{\text{电}}$  和  $-2\alpha$  所起的作用是完全一样的, 故而动、静态消光比一致是理所当然的。这就是说, 在单畴化的晶体中, 电场感生双折射的出现并不象自然双折射率不均匀性那样降低消光比。不仅  $\text{LiNbO}_3$  中有此结果, 在  $\text{LiTaO}_3$  中也有人得出同样的结果<sup>[1]</sup>。

## 二、LiNbO<sub>3</sub> 晶体中电畴对光学均匀性的影响

LiNbO<sub>3</sub> 晶体在高温顺电相时属  $\bar{3}m$  点群, 因而经铁电相变以后, 存在有 180° 电畴, 我们在实验中发现电畴对光学均匀性的影响, 主要表现在如下二方面:

### (1) 电畴引起光的散射

用直拉法生长的 LiNbO<sub>3</sub> 晶体, 如果不经单畴化处理, 往往会有多畴结构, 图 2 是 LN-75-5 样品的部分  $y$  面照片, 该照片是在偏光显微镜下拍的, 和实物的大小(面积)之比为 150:1。从照片上可以看到有岛屿状的多畴区, 当扫描光束进入这些区域时, 会引起光的散射, 这说明多畴区的双折射率很不均匀<sup>[3]</sup>。而多畴样品经单畴化处理以后, 再在偏光显微镜下就看不见这些岛屿状的电畴, 这时, 散射光也就消失。因此, 说明散射光是由电畴引起的。

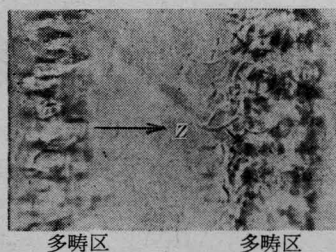


图 2 LN-75-5 样品的部分  $y$  面照片, 图中包含二个多畴区, 与实物的比例为 150:1

### (2) 电畴对消光比的影响

在考虑到激光为高斯光束及考虑了光斑

范围不大时, 消光比可近似为  $R = \frac{1+h}{1-h}$ <sup>[4]</sup>

这里  $h = e^{-\frac{\pi^2}{\lambda^2} r_0^2 l^2 A^2}$  称为消光函数

其中:  $A$  为最大双折射率梯度,  $r_0$  为激光光斑半径,  $l$  为通光长度。我们可以看到消光比和光斑大小及样品的加工等都有关系。在相同的  $\lambda$ 、 $r_0$  以及  $l$  的情况下,  $A$  (双折射梯度) 越大,  $h$  就越小, 消光比  $R$  也就小。

图 3 是 LN-75-5 样品的通光方向、扫描

方向及多畴区分布示意图。图 4 是该样品  $y$  方向通光,  $x$  方向扫描的双折射率不均匀性扫描曲线。而且光束先经过多畴区, 然后再经过单畴区, 沿  $x$  方向, 经过多畴区和单畴区的距离之比为 1.2:1 (见图 3)。当光束扫过多畴区时, 光强变化很快, 说明样品的双折射率梯度很大, 我们测量了它的消光比, 只有几倍, 而扫描曲线的后半部分, 是光束进入了单畴区, 它的变化周期较大, 因此, “单畴区”的双折射率梯度较小, 消光比也比较高, 我们测得其消光比为 140 倍左右 (见表 2)。

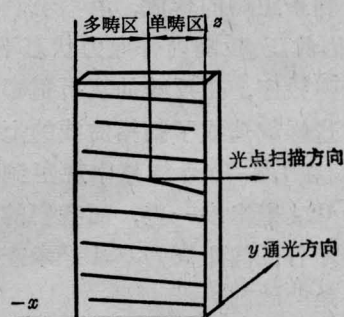


图 3 LN-75-5 样品的通光方向、扫描方向及多畴区分布的示意图

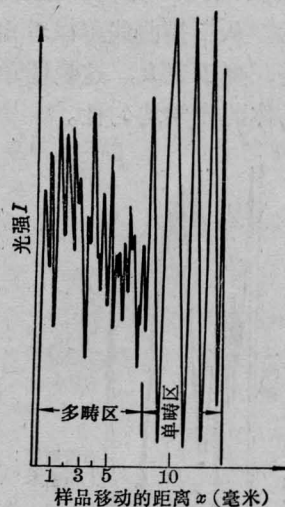


图 4 LN-75-5 晶体的扫描曲线 ( $y$  方向通光,  $x$  方向扫描即图 3 中所示的方向)

那末为什么畴会引起扫描曲线上起伏呢? 我们认为由于畴的形成往往与应力场有关, 我们曾做过在 LiNbO<sub>3</sub> 中划痕能诱发电

表 2 LN-75-5 样品单畴化处理前后的消光比

序号	样品位置	单畴化处理之前的消光比		单畴化处理之后的消光比
1	95	5.1	光	178
2	97	3.2	束多	75
3	98	1.7	通畴	101
4	99	1.8	过区	144
5	103	141	光	187
6	104	138	束单	250 以上
7	105	146	束通	250 以上
			畴区	

畴的工作,因此,晶体处于应力场中,有些应力分量有利于正畴的形成,有些有利于反畴的形成,因此正、反畴内部应力状态不同,因而通过光弹效应,正反畴的双折射率的变化也不同,这样就造成了扫描曲线的上下快速变动,我们在 LN-75-5 样品中观察到畴的范围平均为 0.4 毫米多一些,而我们的扫描曲线起伏的峰谷之间距离为 0.4 毫米左右,二者差不多是一致的。

这块样品经单畴化处理以后,在偏光显微镜下观察,看不到多畴存在,这时仍在原方位通光( $y$  方向通光,  $x$  方向扫描)的扫描曲线如图 5 所示。从扫描曲线可以看出光学均匀性普遍提高,列于表 2。这说明单畴化处理可以提高晶体的光学均匀性。

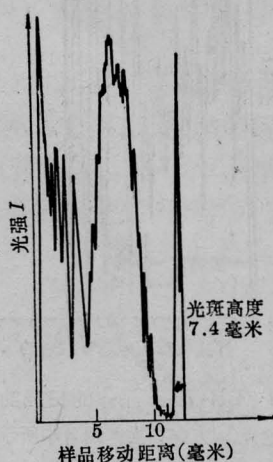


图 5 LN-75-5 样品经单畴化处理后的扫描曲线  
(通光与扫描方位与图 4 相同)

### 三、电畴对一次电光效应的影响

$\text{LiNbO}_3$  晶体中的电畴为  $180^\circ$  畴,它们的极化矢量方向在  $\pm z$  方向,因而在选定坐标系下,正反畴中的电光系数  $\gamma$  刚好差一个负号( $\gamma$  为三价张量),因此,在  $z$  方向加电压,对正畴区来说,

$$n'_1 = n'_2 = n_0 - \frac{1}{2} n_0^3 \gamma_{13} E$$

$$n'_3 = n_e - \frac{1}{2} n_e^3 \gamma_{33} E$$

对反畴区来说:

$$n'_1 = n'_2 = n_0 + \frac{1}{2} n_0^3 \gamma_{13} E$$

$$n'_3 = n_e + \frac{1}{2} n_e^3 \gamma_{33} E$$

其中  $\gamma_{ij}$  是电光系数的分量,  $E$  为加在  $z$  方向的场强。

因此,当光束穿过畴壁时,  $o$  光和  $e$  光的相位滞后为:

$$\Gamma = \frac{2\pi}{\lambda} \left[ (n_0 - n_e) l + \frac{1}{2} (n_e^3 \gamma_{33} - n_0^3 \gamma_{13}) E (l_{\text{正}} - l_{\text{反}}) \right]$$

这里  $l = l_{\text{正}} + l_{\text{反}}$  为晶体的通光长度,  $l_{\text{正}}$  为光束通过正畴区的距离,  $l_{\text{反}}$  为光束通过反畴区的距离。

且  $E = V/d$ , 这里  $V$  为加在  $z$  方向的电压,  $d$  为电极之间的距离。所以

$$V_{\alpha} = \frac{\lambda}{n_e^3 \gamma_{33} - n_0^3 \gamma_{13}} \frac{d}{l_{\text{eff}}}$$

表 3

样品位置	单畴化处理之前的半波电压 (千伏)		单畴化处理之后的半波电压 (千伏)
1	10.7	光	11.1
2	10.4	束多	9.2
3	10.8	通畴	9.2
4	9.4	过区	7.7
5	8.6	光	8.3
6	8.0	束单	7.9
7	7.6	束通	6.7
		畴区	

$l_{eff} = l_{正} - l_{反} = (1 - 2f_i)l$  称为有效通光长度, 其中  $f_i$  为反畴所占的百分比<sup>[4]</sup>。

由此可见, 不管是晶体生长过程中还是器件使用过程中产生的多畴, 都会使有效长度  $l_{eff}$  下降而使半波电压提高, 这对器件使用是不利的。我们实验上也得出这个结果, 见表 3。

从表 3 中可以看到光束通过多畴区, 由于有效长度  $l_{eff}$  的降低, 使半波电压高达 10 千伏以上, 而经单畴化处理以后, 半波电压下降很多, 而原来单畴区的半波电压经单畴化

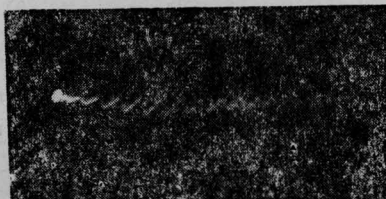
处理以后, 半波电压变化不大。

这里还有一点要提出的是由于溶质分布不均匀, 会使样品的电阻率不一致而使半波电压不一致<sup>[5]</sup>。

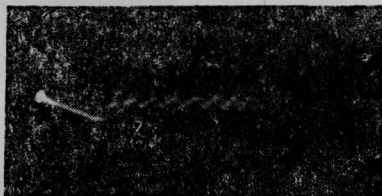
### 参 考 文 献

- [1] K. Sugibchi *et al.*; *Appl. Phys. Lett.*, 1968, **13**, No. 3, 107.
- [2] 谢希德等;《固体物理(下册)》, 237 页。
- [3] 兰斯别尔格著;《光学(下册)》, 535 页。
- [4] F. R. Nash *et al.*; *J. Appl. Phys.*, 1972, **43**, 1.
- [5] 《应用物理》, 1976, **45**, No. 12, 1112.

(上接第 35 页)



(a)  $\tau_d \sim 6$  毫微秒得到的调制输出



(b)  $\tau_d \sim 25$  毫微秒得到的调制输出



(c)  $\tau_d \sim 56$  毫微秒得到的调制输出

图 4

随机噪声的遏制作用, 将改善其稳定性, 因

此, 形成超短脉冲的过程不同于被动锁模; (3)由上节的描述可知, 它不需要象主动锁模中对腔长和调制频率的苛刻要求, 该技术容易同步; (4)减小卫星脉冲形成的几率, 比单纯的被动锁模减小腔内循环一周的周期和每个脉冲宽度之比。(5)调制后的脉冲幅度接近于调 Q 输出的脉冲幅度, 预示该技术可以得到较高的输出效率。

由此可见, 它将是一种新型的、稳定的超短脉冲技术。

本实验是根据 1978 年 11 月美国加利福尼亚大学沈元壤教授在北京物理所工作期间推荐的资料<sup>[1]</sup>, 并结合本实验室的现有条件做的, 对沈元壤教授的帮助和有益的指导表示感谢。

### 参 考 文 献

- [1] A Novel Technique for Generating Ultrashort Optical Pulses, Yung S. Liu. (尚未报导)
- [2] Nanosecond Pulse Generation from a Self-injected Laser-Pumped Dye Laser Using a Novel Cavity-Flipping Technique, Yung S. Liu, *Opt. Lett.* **3**, No. 5, 167(1978).