

# 电光效应在全息光学中的应用

THE APPLICATION OF ELECTRO-OPTIC EFFECT TO HOLOGRAPHY

文 光 俊

Wen Guangjun

(应用物理系)

**摘 要** 本文采用LN类 $LiNbO_3$ 晶体制作激光分束光强调节器和位相调节器,给出了装置与结果,并对实验和理论间的偏差因素进行了分析。该装置调节范围大,重复性好,简单方便。

**关键词** 位相调节器;分束器

中国图书资料分类法分类号 O436.4; O439

**ABSTRACT** This paper uses LN-Class  $LiNbO_3$  crystal to make a laser beam splitter and a phase modulator, In the Paper devices and results have been given, and deviation factor between experiment and theory have been analyzed. This device is over a wide range of adjusting. Its repeatability is good, and the device is simple and convenient.

**EKY WORDS** phase modulator, beam splitter

## 一、前 言

在光学信息处理和全息计量等科学研究中,不可避免地要使用分束器和位相调制器等元件。而常用的分束器,一般都是在透明基片上加镀介质膜而成,其分束比调节范围小,不易连续调节。并且,因是机械调节,要影响对防震性要求高的实时全息干涉计量和光信息处理信号的精度,利用电光晶体制作的激光分束器和位相调制器,消除了上述缺点。有益于信息处理,干涉计量的稳定性和精度的提高。

## 二、理 论 分 析

象KDP、LN类晶体的某些物质在外加电场作用下,其折射率发生改变的现象称为电光效应,如果这种改变与外场成正比例地变化,则称为Pockels效应,若与外场的二次方成比

本文于1989年1月16日收到

例改变，这为Kerr效应。当外场与通光方向一致，称为纵向电光效应，外场与通光方向相垂直的折射率改变称为横向效应。利用LN类中LiNb<sub>3</sub>O<sub>3</sub>晶体，采用横向Pockels效应制作激光分束器装置如图1所示：

LiNb<sub>3</sub>O<sub>3</sub>晶体在无外场作用时，其折射率椭球方程为：

$$\frac{x^2 + y^2}{n_0^2} + \frac{Z^2}{n_e^2} = 1$$

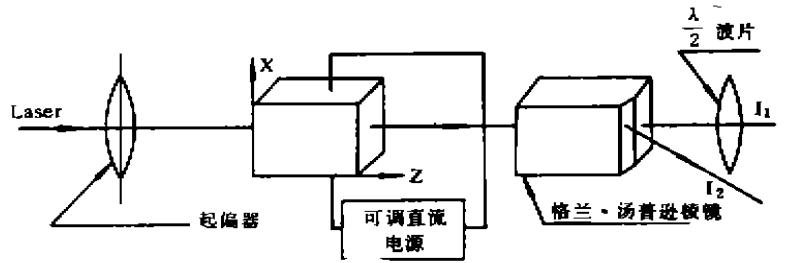


图1 分束器装置图

当加上电场后，根据LN类晶体的电光系数，其折射率椭球表达式如下：

$$\left(\frac{1}{n_0^2} - r_{23}E_y + r_{13}E_z\right)x^2 + \left(\frac{1}{n_0^2} + r_{22}E_y + r_{13}E_z\right)y^2 + \left(\frac{1}{n_e^2} + r_{33}E_z\right)Z^2 + 2r_{51}E_y yZ + 2r_{51}E_x xZ - 2r_{22}E_x xy = 1 \quad (1)$$

Z方向通光，x方向加电场时，(1)式变为：

$$\frac{x^2}{n_0^2} + \frac{y^2}{n_0^2} + \frac{z^2}{n_e^2} + 2r_{51}E_x xz - 2r_{22}E_x xy = 1$$

根据  $2r_{51}En_0^2, n_0^2 \sim 10^{-5} \ll 1$  进而忽略椭球绕y轴的旋转(1)(省去  $2r_{51}E_x xz$  项)，作椭球绕z轴转动φ角的坐标变换得：

$$\left(\frac{1}{n_0^2} - r_{22}E_x \sin 2\varphi\right)x'^2 + \left(\frac{1}{n_0^2} + r_{22}E_x \sin 2\varphi\right)y'^2 - 2r_{22}E_x x'y'(\cos^2\varphi - \sin^2\varphi) + \frac{z^2}{n_e^2} = 1$$

显见： $\varphi = \pm 45^\circ$ ， $x'y'$ 项的系数为零，即表示在x方向加外场时，折射率椭球将在xoy平面内绕z轴转动45°，且转角与外电场的大小无关。经主轴化后，得新椭球方程为：

$$\frac{x'^2}{n_{x'}^2} + \frac{y'^2}{n_{y'}^2} + \frac{z^2}{n_e^2} = 1$$

其中

$$\begin{cases} n_{x'} = n_0 + \frac{1}{2} n_0^3 r_{22} E_x \\ n_{y'} = n_0 - \frac{1}{2} n_0^3 r_{22} E_x \\ n_{z'} = n_e \end{cases}$$

在图1中，调节起偏器P的偏振方向，LiNb<sub>3</sub>O<sub>3</sub>晶体的y轴和格兰·汤普逊棱镜的光轴三

者互相平行一致，这样入射激光经 $P$ 后成为线偏振光，再垂直入射通过长为 $L_x$ 的 $LiNbO_3$ 晶体，其振动方向平行于 $y$ 轴。

在加横向电压情况下，在 $LiNbO_3$ 入射端面( $Z=0$ )处光场在 $x'$ 和 $y'$ 轴上的分量是：

$$e_{x'}(0) = A_0 e^{i\omega_0 t}$$

$$e_{y'}(0) = A_0 e^{i\omega_0 t}$$

通过长为 $L_x$ 的晶体后，在晶体的出射端面( $Z=L_x$ )处光场的两分量之间就产生了相差 $\delta$ ：

$$e_{x'}(L_x) = A_0 e^{i(\omega_0 t + \delta)}$$

$$e_{y'}(L_x) = A_0 e^{i\omega_0 t}$$

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} (n_{x'} - n_{y'}) L_x = \frac{2\pi n_0^2 r_{22} v_x L_x}{\lambda d_x} = \frac{\pi v_x}{\pi_x}$$

$$\pi_x = \frac{\lambda d_x}{2n_0^2 r_{22} L_x} \quad \text{称为晶体的半波电压}$$

$e_{x'}(L_x)$ 、 $e_{y'}(L_x)$ 合成为椭圆偏振光，椭圆方程：

$$e_{x'}^2 + e_{y'}^2 - 2e_{x'}e_{y'}\cos\delta = A_0^2 \sin^2\delta \quad (2)$$

经坐标变换：

$$\begin{cases} e_{x''} = e_{x'}\cos 45^\circ - e_{y'}\sin 45^\circ \\ e_{y''} = e_{x'}\sin 45^\circ + e_{y'}\cos 45^\circ \end{cases} \quad (2)$$

新椭圆方程：

$$\frac{e_{x''}^2}{\left(\sqrt{2} A_0 \cos \frac{\delta}{2}\right)^2} + \frac{e_{y''}^2}{\left(\sqrt{2} A_0 \sin \frac{\delta}{2}\right)^2} = 1$$

因(2)式变换后

$$\begin{cases} e_{x''} // x \\ e_{y''} // y \end{cases} \quad \text{故可用} \begin{cases} e_x \text{ 代替 } e_{x''} \\ e_y \text{ 代替 } e_{y''} \end{cases}$$

故得：

$$\frac{e_x^2}{a^2} + \frac{e_y^2}{b^2} = 1$$

其中

$$\begin{cases} a = \sqrt{2} A_0 \cos \frac{\delta}{2} \\ b = \sqrt{2} A_0 \sin \frac{\delta}{2} \end{cases}$$

该椭圆偏振光入射到格兰·汤普森棱镜中间斜面处，当 $\lambda$ 射角满足：

$$n_s < \frac{n_o}{\sin\theta_\lambda} \leq n_o$$

时，能获得偏振方向垂直的两束出射光*o*光和*e*光，让*o*光或（*e*光）经过 $\frac{1}{2}$ 波片，从而获得两束偏振方向一致的两束光。它们的振幅为：

$$\begin{cases} e_1 = b \\ e_2 = a \end{cases}$$

则两束光的强度比：

$$T = \frac{I_1}{I_2} = \frac{b^2}{a^2} = tg^2 \frac{\pi v_x}{2v_n}$$

由此可见：若改变加在晶体上的电压能够实现两束光强度比的任意调节。

利用 $LiN_bO_3$ 晶体进行位相调节的装置如图2所示。

调节起偏器*P*的偏振方向和 $LiN_bO_3$ 晶体的电感主轴*x'*一致，入射光经过*P*后的线偏振光的振动方向和*x'*平行。此时光通过晶体后，外加电压只改变光波的位相，而不改变偏振方向，相位改变量 $\Delta\varphi$ ：

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi l_z}{\lambda} (n_{x'} - n_o) = \frac{\pi l_z n_o^3 r_{22} v_x}{\lambda d_x} = \frac{\pi v_x}{2v_x}$$

显然，改变外加电压 $v_x$ ，就能实现位相的任意调节。

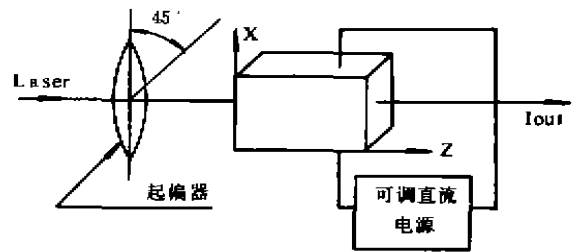


图2 位相调制器装置

### 三、结果及分析

我们加工了两种切割方向的 $LiN_bO_3$ 晶体来进行激光分束调节和位相调节。结果如下：

(一) *z*方向通光，*x*方向加电场。

晶体的几何尺寸： $d_x = d_y = 3\text{mm}$   $l_z = 25\text{mm}$

照图1中所示放置起偏器、晶体、棱镜，已知格兰·汤普逊棱镜的光轴方向，首先调节出起偏器的光轴和棱镜的光轴平行，然后放入晶体，调节出晶体的*x*方向和棱镜的光轴平行，加上外加电压，实验结果如表1

表1

<i>V</i> (伏)	0	440	460	480	780	850	900	920	950
$I_1$ (mw)	0.01	1.1	1.1	1.2	2.1	2.2	2.3	2.3	2.25
$I_2$ (mw)	2.4	1.2	1.1	0.9	0.3	0.08	0.02	0.01	0.02
$I_1/I_2$	0.004	0.91	1.0	1.3	7	27	115	230	113

实测 $v_x = 920$ 伏、 $v_{n理} = 934.79$ 伏

(二) *y*方向通光，*z*方向加电场，

晶体的几何尺寸： $d_x = d_z = 5\text{mm}$   $l_y = 40\text{mm}$

$LiN_bO_3$ 晶体在*y*方向通光，*z*方向加电场时，晶体的折射率椭球为：

$$\frac{x^2 + y^2}{n_0'^2} + \frac{z^2}{n_e'^2} = 1$$

其中

$$\begin{cases} n_0' = n_0 - \frac{n_0^3}{2} r_{13} E \\ n_e' = n_e - \frac{n_e^3}{2} r_{33} E \end{cases}$$

可见：加电场和没加电场的  $LiNbO_3$  晶体的折射率主轴是重合的。故放置起偏器偏振方向和晶体的  $x$  轴成  $45^\circ$  夹角，格兰·汤普逊棱镜的光轴仍和起偏器的偏振方向平行。此时得到的两束光的强度比值  $T$ ：

$$T = \frac{t g^2 \Delta \varphi}{2}$$

$$\Delta \varphi = \frac{2\pi l_y}{\lambda} (n_0 - n_e) + \frac{\pi v_x n_0^3}{\lambda} \left[ \left( \frac{n_e}{n_0} \right)^3 r_{33} - r_{13} \right] \frac{l_y}{d_x}$$

$$\Delta \varphi_0 = \frac{2\pi l_y}{\lambda} (n_0 - n_e) \text{ 表示自然双折射的影响}$$

$$\Delta \varphi_E = \frac{\pi v_x n_0^3}{\lambda} \left[ \left( \frac{n_e}{n_0} \right)^3 r_{33} - r_{13} \right] \frac{l_y}{d_x} \text{ 表示电致双折射的贡献。}$$

改变外加电压  $v_x$ ，两束光的强度及比值变化见表 2：

实测  $v_x = 217$  伏， $v_x$  是  $\Delta \varphi = \pi$  时的外加电压。

(三) 用上述两种晶体，按图 2 所示安置起偏器和晶体，改变外加电压均得到了输出激光的位相在  $0 \sim 2\pi$  改变。

从表 1、表 2 比较可见，用第二种规格的晶体进行分束调节，其幅度受限、而且有漂移现象，原因是自然双折射的影响，光通过  $l$  长的晶体后有一固定位相差  $\Delta \varphi$ 。限制了调节的幅度。改进方式：一种是给晶体加上固定的反偏压  $v_0$  以抵消  $\Delta \varphi_0$ ，一种是加大外加电压调节幅度，使总相差能在  $\Delta \varphi_0 \sim \Delta \varphi_0 + \Delta \varphi$  范围内变化。但因漂移产生于自然双折射，受环境温度影响严重，很难完全消除，故这种装置不实用。

表 2

$V_x$ (伏)	0	100	160	180	300	380
$I_0$ (mw)	0.3	1.6	1.8	2.1	1.9	1.5
$I_e$ (mw)	1.9	0.9	0.5	0.03	0.05	0.4
$I_0/I_e$	0.16	1.8	3.6	70	38	3.7

根据表1，作出 $T-v_x$ 曲线，并与理论 $T-V$ 曲线相比较。见图3：可见实际曲线 $v_x$ 沿 $v$ 方向有一平移量 $\Delta v_x$ ，调节幅度不理想。分析其因是：一是晶体切割时方向上的偏差，这时外加电场在晶体的 $x$ 、 $y$ 、 $z$ 三个方向上都可能有分量，导致 $v_x$ 的改变；二是起偏器的偏振方向和晶体的主轴不平行，则光在晶体 $z=0$ 面未能等幅分解为 $e_x$ 、 $e_y$ ，这样就限制了 $T$ 的调节范围；三是通光方向和外场不垂直，既影响 $v_x$ 、又影响 $T$ ，只要减少及消除这些不利因素，就可以得到理想的激光分束强度调节和位相调节。

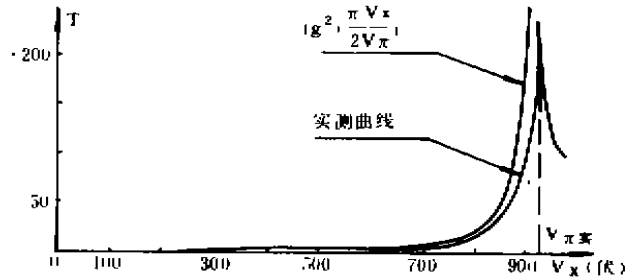


图3 理论和实测调制曲线比较

#### 四、结 论

理论分析和实验结果皆表明利用电光晶体 $LiNbO_3$ 集装成的分束器、位相调节器（其它电光晶体如 $KDP$ 亦行）能最大范围内稳定地调节分束光强比值，取得需要的任意位相改变，重复精度高（取决于调节电压精度）、简单方便，且可以隔离工作现场进行调节、消除了机械调节产生的震动影响，进而提高计量精度。

整个过程都受益于程堂郭教授、王丁副教授的指导，在此致谢。

#### 参 考 文 献

- [1] 徐荣甫等：激光器件与技术教程，北京工业大学出版社，1986
- [2] 王 丁：光学讲义（下册），重庆大学应用物理系自编教材
- [3] 程堂廓，一种弱位相差新的检测法—三缝全息干涉装置，重庆大学学报，1988，11(1)：10—22
- [4] 亚里夫（美）：量子电子学，北京，科技出版社，1983
- [5] 哈尔滨工业大学编：物理实验，哈尔滨工业大学出版社，1985