

# 光波导 TE-TM 模干涉调制 光学双稳态装置

邹立勋 张雷 万立德 李淳飞

(哈尔滨工业大学)

**提要:** 报道一种在钛扩散铌酸锂光波导电光调制器中同时激励 TE 模和 TM 模,使它们相干涉,并反馈控制电场从而实现光学双稳运转的新方法。

## Bistable optical device using a TE-TM modes interference waveguide modulator

Zou Lixun, Zhang Lei, Wan Lide, Li Chunfei

(Department of Physics, Harbin Institute of Technology)

**Abstract:** We demonstrated a new hybrid bistable optical device by a laser beam to excite simultaneously both TE mode and TM mode in a Ti-diffused LiNbO<sub>3</sub> waveguide modulator and making them interfere with each other outside the waveguide. The interfered light is fed back to control the waveguide modulator. An approximate theory is described.

尽管混合型光学双稳器件具有附加的探测器和电路,但它也具有很多突出的优点,诸如运转功率低、可变的非线性、用光和电皆可进行控制等,因而引起人们广泛的重视。我们在研究了一系列混合型器件原理的基础上<sup>[1]</sup>,提出了一个新型光波导电光混合型光学双稳器件。

所用的光波导电光调制器是在一块 Y-切割钛扩散 LiNbO<sub>3</sub> 光波导上,用光刻方法镀以平行的条形电极构成的(图 1)。电极长 14 毫米,电极间距 200 微米。

我们知道,在满足介质面上的  $\mathbf{E}$  和  $\mathbf{H}$  切向分量连续的条件下,联立麦克斯韦方程组,得波动方程:

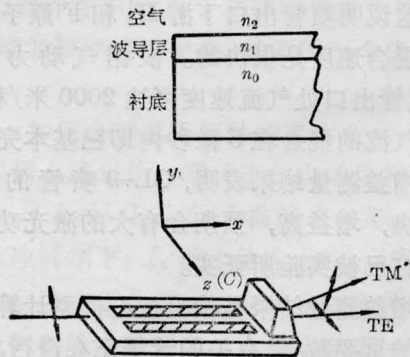


图1 光波导调制器结构

$$\nabla^2 \mathbf{E}(\mathbf{r}) + k^2 n^2(\mathbf{r}) \mathbf{E}(\mathbf{r}) = 0 \quad (1)$$

其中 
$$k^2 = \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2;$$

收稿日期: 1983年5月17日。

$n(r)$ 为介质的折射率。由于导波是沿  $x$  方向传播的,且在  $z$  方向无变化,场的形式可取

$$\mathbf{E}(r, t) = \mathbf{E}(r) \exp i(\omega t - \beta x) \quad (2)$$

则方程(1)变成

$$\frac{\partial^2}{\partial y^2} E(y, z) + (k^2 n_1^2 - \beta^2) E(y, z) = 0 \quad (3)$$

$n_1$ 为波导层的折射率,  $\beta$ 为电磁波沿  $x$  方向传播常数。该方程的两个独立解分别为 TE 模和 TM 模。TE 模电矢量的偏振方向沿  $z$  轴, TM 模电矢量的偏振方向在  $xy$  平面内且与 TE 模垂直。可证明,对于同一阶数的两个偏振模的传播常数是不同的,亦即其有效折射率是不同的<sup>[2]</sup>。

本工作中将偏振激光通过端面耦合输入光波导,然后通过棱镜耦合输出。为利用 TE 模和 TM 模间的干涉进行光调制,必须同时激发出二偏振模。为分析其实现的可能性,将实际光波导近似为均匀波导,并根据问题的性质采用简洁的射线光学方法进行处理(这里以光线代表光波能量的传播路线)<sup>[3]</sup>。如图 2 所示,  $\theta$  为光线与波导面间的夹角,由于  $\theta$  一般很小,从波导端面入射的入射角可近似为  $\theta$ 。  $\varphi$  为出射光束与棱镜斜面法线间的夹角,  $\alpha$  为棱镜的顶角。可以导出

$$\varphi = \sin^{-1} \left\{ n_3 \sin \left[ \alpha - \cos^{-1} \left( \frac{n_1}{n_3} \right) \cos \theta \right] \right\} \quad (4)$$

如果只考虑 TM 模沿  $y$  方向偏振的分量, TE 模和 TM 模在波导中的传播可以近似地看成  $e$  光和  $o$  光在块状晶体中的传播。对于我们实际使用的器件,  $\alpha = 30^\circ 58'$ ; 棱镜材料 ( $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ ) 折射率  $n_3 = 2.536$ <sup>[4]</sup>; 波导材料 ( $\text{LiNbO}_3$ ) 折射率  $(n_1)_o = 2.29$ ,  $(n_0)_o = 2.28$ ,  $(n_1)_e = 2.21$ ,  $(n_0)_e = 2.17$ 。根据光线在波导层中全反射的条件,  $\theta$  和  $\varphi$  的取值范围分别为

$$\text{TE 模: } 0 < \theta_{\text{TE}} < 10^\circ 55';$$

$$-25' < \varphi_{\text{TE}} < 4^\circ 8'$$

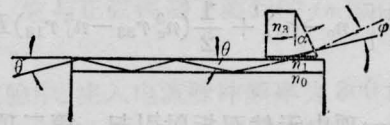


图 2 波导中光线的传播

$$\text{TM 模: } 0 < \theta_{\text{TM}} < 5^\circ 31';$$

$$12^\circ 51' < \varphi_{\text{TM}} < 14^\circ 13'$$

可见,当入射光的  $\theta$  角落在  $0 \sim 5^\circ 31'$  内时,可以同时激励出 TE 模和 TM 模来。这一估计是与实验结果相符的。实际上在调至最佳  $\theta$  角时,测得  $\varphi_{\text{TE}} = 2^\circ 52'$ ,  $\varphi_{\text{TM}} = 13^\circ 14'$ ,二者相差  $10^\circ 22'$ 。  $\theta$  角不变,改变入射光的偏振方向,  $\varphi_{\text{TE}}$ 、 $\varphi_{\text{TM}}$  不变,但二者的强度却发生互补的变化。当入射光沿  $z$  方向偏振时,只有相应于 TE 模的出射光束;若将入射光偏振方向调到与波导面垂直,则只有 TM 模的出射光束。当在电极间加电场后,如果不改变入射光的偏振方向,则两束出射光的光强仍无明显变化。这一实验结果表明,在此情况下 TE 模和 TM 模之间的耦合是可以忽略不计的。

端面耦合在这里具有特殊的意义。由于波导中的基波导模的场分布与自由空间的基波激光场的高斯分布十分相似<sup>[5]</sup>,只要仔细调节耦合透镜,使入射光束聚焦成光斑强度分布和能流方向都与波导的导模场尽量一致,就能实现模匹配,从而使较多的能量耦合到导波。与棱镜耦合输入相比,两偏振模输入角的差要小得多,因而端面耦合有利于同时激发 TE、TM 两个模。如果采用棱镜耦合输入,取任何一个输入角,要想同时耦合出两个偏振模,难免使二者都处于严重的失配状态,而无法实际地将它们同时激发出来。

我们的实际作法是使一束线偏振氦-氖激光通过透镜沿波导的  $x$  方向从端面输入(见图 1),同时使其偏振方向与  $y$  轴和  $z$  轴约成  $45^\circ$  角。由于沿  $z$  方向加有电场  $E_z$ ,二偏振模在波导中传播距离  $l$  后获得相位延迟

$$\phi = \frac{2\pi}{\lambda} \left[ (n_o - n_e) + \frac{1}{2} (n_e^3 r_{33} - n_o^3 r_{13}) E_z \right] l \quad (5)$$

式中第一项由天然双折射引起，第二项由电光效应引起。对于波导中的情况，考虑到电场与光场不一定完全重叠，加进一个因子  $\xi$ ，并以  $\Delta\phi$  表示电光效应所引起的相位延迟，则

$$\Delta\phi = \frac{\pi l \xi}{\lambda d} (n_e^3 r_{33} - n_o^3 r_{13}) V \quad (6)$$

$d$  为电极间距， $V$  为所加的调制电压。

当强度为  $I_i$  的输入光经调制器分成相应于 TE 模和 TM 模(强度分别为  $I_1 = \beta_1 I_i$  和  $I_2 = \beta_2 I_i$ )两束光，再会成一束并经检偏振器发生干涉，其强度便为：

$$I_t = I_i [\beta_1 + \beta_2 + 2\sqrt{\beta_1 \beta_2} \cos(\Delta\phi' + \Delta\phi)] \quad (7)$$

式中  $\Delta\phi'$  既包含天然双折射引起的相位差，又包含从棱镜输出后到检偏振器间的由于光程不同引起的附加相位差。令

$$\beta = \beta_1 + \beta_2, \quad \alpha = 2\sqrt{\beta_1 \beta_2} / (\beta_1 + \beta_2),$$

则该装置的透射率可表示为

$$\tau = \beta [1 + \alpha \cos(\Delta\phi' + \Delta\phi)] \quad (8)$$

可见透射率与相移之间，因而也就与电压之间成正弦关系。实验结果如图 3 所示。

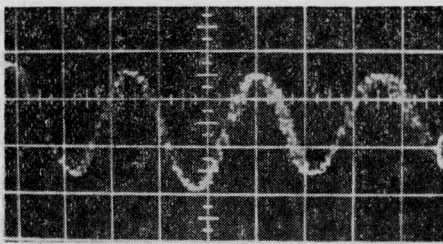


图3 调制曲线

(8)式也可表示为

$$I_t = \beta I_i \left[ 1 + \alpha \cos\left(\Delta\phi' + \frac{V}{V_\pi} \pi\right) \right] \quad (9)$$

式中  $V_\pi$  为波导调制器的半波电压。我们所用调制器的  $V_\pi$  为 40 伏。

在此基础上，将透射光信号的一部分经线性放大器后，再反馈控制调制器，其电压为

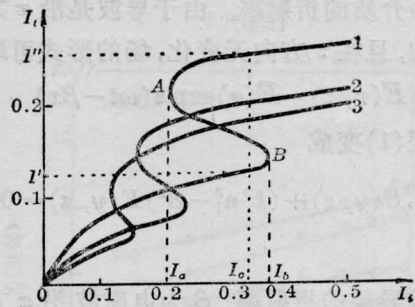


图4 计算得到的  $I_t - I_i$  曲线

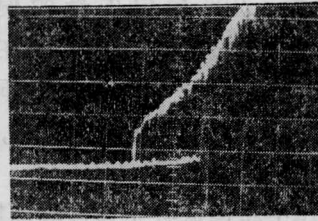


图5 从示波器上观察到的光学双稳曲线

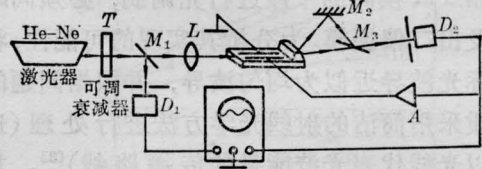


图6 实验装置

$$V = k I_t \quad (10)$$

$k$  为常数，由分束、探测和放大系统决定。于是得

$$I_t = \beta I_i \left[ 1 + \alpha \cos\left(\Delta\phi' + \frac{k I_t}{V_\pi} \pi\right) \right] \quad (11)$$

此式描述了该装置的光学双稳性。图 4 是用计算机根据该式算得的  $I_t - I_i$  关系曲线，其中曲线 1、2 和 3 分别对应  $\Delta\phi' = 1.5\pi$ 、 $1.0\pi$  和  $0.5\pi$ 。曲线确实反映了光学双稳性。以第一条线为例。当入射光强处于  $I_a$  至  $I_b$  间时，如  $I_i = I_c$ ，对应的透射光强有三个，但其中只有光强  $I'$  和  $I''$  为稳定的，中间的一个是不稳定的。双稳态的实验曲线见图 5。实验装置如图 6 所示。当通过可调衰减器改变入射光强时，在示波器上可获得上述双稳曲线。

值得注意的是，当调制电压改变时，由于

折射率的变化而使输出光具有附加偏转，从而产生附加相位差，影响实验结果。现对其作一估计。设  $L$  为波导输出端至探测器的距离， $\Delta\varphi$  为附加转角，相应的光程差为

$$\Delta = \sqrt{L^2 + (L \cdot \Delta\varphi)^2} \approx \frac{L}{2} (\Delta\varphi)^2$$

相应的相位差为

$$\Delta\delta = \frac{\pi L}{\lambda} (\Delta\varphi)^2$$

$\Delta\varphi$  可由 (4) 式对  $n$  求偏微商求得。注意到  $n$  和  $\Delta n$  对于 TE 模和 TM 模是不同的，可得

$$\begin{cases} (\Delta\delta)_{\text{TE}} = \frac{\pi L}{4\lambda} \left( \frac{\partial\varphi}{\partial n} \right)_{\text{TE}}^2 \frac{V^2}{d^2} n_o^6 r_{33}^2 \\ (\Delta\delta)_{\text{TM}} = \frac{\pi L}{4\lambda} \left( \frac{\partial\varphi}{\partial n} \right)_{\text{TM}}^2 \frac{V^2}{d^2} n_o^6 r_{13}^2 \end{cases}$$

当  $V=100$  伏时， $(\Delta\delta)_{\text{TE}} = 2.18 \times 10^{-2} \pi$ ， $(\Delta\delta)_{\text{TM}} = 2.89 \times 10^{-3} \pi$ ；当  $V=300$  伏时， $(\Delta\delta)_{\text{TE}} = 2.02 \times 10^{-1} \pi$ ， $(\Delta\delta)_{\text{TM}} = 2.00 \times 10^{-2} \pi$ 。可见当电压较高时，这种影响是必须考虑的。因此而引起两束光的相移为

$$\begin{aligned} \Delta\phi'' = & \frac{\pi L}{4\lambda} \frac{V^2}{d^2} \\ & \times \left[ \left( \frac{\partial\varphi}{\partial n} \right)_{\text{TE}} n_o^6 r_{33}^2 - \left( \frac{\partial\varphi}{\partial n} \right)_{\text{TM}} n_o^6 r_{13}^2 \right] \end{aligned} \quad (13)$$

$\Delta\phi''$  附加在由 (6) 式给出的电光相移上，使对于电压  $V$  的关系偏离了线性。这就是调制曲线随着电压升高，半波电压逐级增加的原因，图 7 显示了这种影响，不过这种影响尚不足以破坏光学双稳性的运行。

国外有人认为，由于波导的两个偏振模

的传输损耗和相速度都不同，实现干涉调制是困难的<sup>[6]</sup>。我们的工作已证实，即使利用平面波导（而非条型波导）和非稳频激光器，也还是可以制成偏振调制器，而且能够获得光学双稳性。

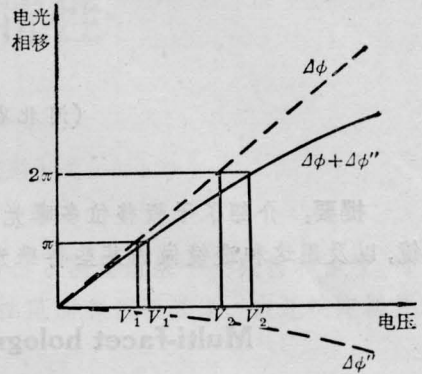


图7 输出光的附加偏转对半波电压的影响

作者谨对洪晶教授对本工作的指导，长春物理所金锋同志的有益讨论和金恩培同志在实验方面的帮助表示感谢。樊涛同志也参加了部分实验工作。

### 参 考 文 献

- [1] 李淳飞等；《哈尔滨工业大学学报》，1982，No. 1，1-12.
- [2] P. K. Tien; *Revs. Modern Phys.*, 1977, **49**, No. 2, 361.
- [3] P. K. Tien; *Appl. Opt.*, 1971, **10**, 2395.
- [4] R. E. Aldrich; *J. Appl. Phys.*, 1971, **42**, 493.
- [5] A. Yariv; *Introduction to Optical Electronics*, 2-Edition, 356.
- [6] P. K. Cheo; *J. Phys. E: Sci. Instrum.*, 1979, **12**, 2~12.