

气压强下,死时间随放电电流的增加而减少。

这两个光脉冲的功率都与激光电流  $I^n$  成正比,但它们的  $n$  值不同。对上面实验结果的一种解释是:对于非均匀加宽的激光器,它的输出功率  $P_t$  等于<sup>[5]</sup>:

$$P_t = t \left[ S_0 \frac{4l}{c} \times \frac{\Delta\nu}{2(\ln 2)^{1/2}} \right] \Phi(X)$$

式中  $t$  是输出镜的透射率,  $S_0$  是饱和参量,  $l$  是谐振腔长度,  $c$  是光速,  $\Delta\nu$  是多普勒半宽度。  $\Phi(X)$  为:

$$\Phi(X) = \left( \frac{1}{2} \right) \left( \frac{\sigma}{2} \right)^{1/2} X^2 \operatorname{erf}(2 \ln X^{1/2}) - (\ln X)^{1/2}$$

式中  $X$  是激发参量。它和放电电流的依赖关系随激发机理不同而异。对于两步激发  $X \propto I^2$ , 对于一步激发  $X \propto I$ 。在我们的实验中,第一个光脉冲大于第二个光脉冲,但第二个光脉冲随放电电流的增加而迅速增加,“死时间”也随着减少。可以认为第一个光脉冲是由于直接激发,而第二个光脉冲是由于多级激发或串级激发形成的。至于“死时间”的产生可以认为是由于在这种激光器中气体已经完全电离,因此第一个光脉冲已经将所有基态的中性原子耗尽了,即使有激发电流也没有激光振荡。随着气压的增加,中性原子数增加,因而“死时间”减少以至完全消失。另一种可能的解释是类似于脉冲  $\text{Ar}^+$  激光器的机理。即通过放电激发到上能级引起振荡以后,很快造成下能级的堵塞。然而放电电流的继续进行引起谱线的多普勒放宽从而再次造成粒子数反转而再次引起振荡。

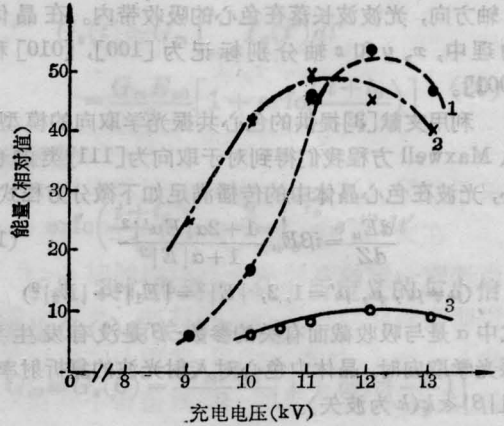


图4 放电回路采用五级脉冲形成电路时,在各个不同气压下的激光输出能量随充电电压的变化

曲线1: 气压为  $1.1 \times 10^{-1}$  Torr,  
曲线2: 气压为  $8.4 \times 10^{-2}$  Torr,  
曲线3: 气压为  $5.6 \times 10^{-2}$  Torr

### 参 考 文 献

- [1] W. W. Simmons; *IEEE J. Quant. Electr.*, 1970, **QE-6**, 466.
- [2] V. Haffman et al; *IEEE J. Quant. Electr.*, 1970, **QE-6**, 757.
- [3] 杨远龙等;《激光》, 1981, **5**, No.5, 45.
- [4] Johd B. Marling; *IEEE J. Quant. Electr.*, 1975, **QE-11**, 822.
- [5] W. W. Rigrod; *J. Appl. Phys.*, 1963, **34**, 2602.

(复旦大学物理系 杨远龙 孔庆根 叶衍铭  
李富铭 1984年12月28日收稿)

## 一种新型无反馈镜光学双稳态系统的分析

**Abstract:** It is possible to achieve optical bistability in some nonlinear optical materials. This based mainly is on the analysis of transmissivity change of color center crystals caused by resonant optical orientation (ROO), and no feedback-mirror is required in these systems.

### 一 引言

近期人们已开始从理论和实验研究无反馈镜光学双稳态的产生<sup>[1]</sup>,它对于深入研究光学双稳态以及推广应用有着重要意义。

本文基于一些非线性光学材料中的原子、分子或者杂质缺陷等在入射光场感应下,有共振光学取向(ROO)等重要特性,提出一种新的无反馈镜光学

双稳态系统,并分析了有关的机制。

### 二 理论分析

因为有关的色心晶体研究得较多<sup>[1]</sup>,故作为例子我们着重分析有关色心的几种情况。

在我们的光学双稳态系统中,总的入射光分为两束。第一束入射光沿着色心晶体的  $z$  轴方向传播,称为探测光。它有两个偏振方向,分别沿着  $x$  和

$y$  轴方向, 光波波长落在色心的吸收带内。在晶体物理中,  $x$ 、 $y$  和  $z$  轴分别标记为  $[100]$ ,  $[010]$  和  $[001]$ 。

利用文献[3]提供的色心共振光学取向的模型, 从 Maxwell 方程我们得到对于取向为  $[111]$  类的色心, 光波在色心晶体中的传播满足如下微分方程式:

$$\frac{dE_\mu}{dZ} = i\beta E_\mu \frac{1+2\alpha|E\mu'|^2}{1+\alpha|E|^2} \quad (1)$$

$$(\mu \neq \mu', \mu, \mu' = 1, 2, |E|^2 = |E_1|^2 + |E_2|^2)$$

式中  $\alpha$  是与吸收截面有关的参数;  $\beta$  是没有发生共振光学取向时, 晶体中色心对入射光波的复折射率, 且  $|\beta| \ll k$  ( $k$  为波矢)。

复振幅  $E_\mu = \frac{1}{\sqrt{2}}[E_x - (-1)^\mu E_y]$  可以看作偏振方向分别为  $x$ 、 $y$  轴方向的两线偏振光在  $x-y$  平面上的叠加, 式中  $E_1 = \frac{1}{\sqrt{2}}[E_x + E_y]$  沿  $[110]$  方向,  $E_2 = \frac{1}{\sqrt{2}}[E_x - E_y]$  沿  $[\bar{1}\bar{1}0]$  方向。

设想所考虑的色心模型有四个等效取向  $[111]$ 、 $[\bar{1}\bar{1}1]$ 、 $[1\bar{1}\bar{1}]$  和  $[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$ , 与之对应的处于基态上的色心数分别记为  $n_1$ 、 $n_2$ 、 $n_3$  和  $n_4$ 。显然对于偏振光场  $E_1$ , 主要是激发  $[111]$  和  $[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$  方向上的色心,  $E_2$  则激发  $[1\bar{1}\bar{1}]$  和  $[\bar{1}\bar{1}1]$  方向上的色心。

取(1)式的形式解为  $E_\mu(Z) = A_\mu(Z)\exp(i\phi_\mu)$ , ( $I_m A_\mu = 0$ ), 则可得到关系式

$$T_1 T_2 = \exp[-4\beta'' Z_0] \quad (2)$$

式中  $\beta'' = I_m \beta$ ,  $Z_0$  为色心晶体  $Z$  轴方向的厚度,  $T_\mu = A^2 u / A_{\mu 0}^2 = |E_\mu(Z_0)|^2 / |E_\mu(0)|^2$ ,  $\mu = 1, 2$ 。

经过分析表明  $T_1$ 、 $T_2$  可分别作为  $[111]$ 、 $[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$  取向的色心对光场  $E_1$ , 以及  $[1\bar{1}\bar{1}]$ 、 $[\bar{1}\bar{1}1]$  取向的色心对光场  $E_2$  的透过率。

第二束入射光作为泵浦光, 其振幅记为  $E_p$ , 并沿着晶体  $y$  轴方向传播, 偏振方向为  $[101]$ 。这是为了激发  $[111]$  方向的色心, 产生共振光学取向, 以减少该方向上的色心数  $n_1$ , 增加  $[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$  方向上的色心数  $n_3$ 。

在上述两束入射光的共同作用下,  $[111]$  方向上的色心数变化方程为:

$$\begin{aligned} \frac{dn_1}{dt} = & -(1-T_1) A_{10}^2 p n_1 - S |E_p|^2 p (n_1 - n_4/3) \\ & + (1-T_1) A_{10}^2 p n_3/3 \\ & + (1-T_2) A_{30}^2 p (n_2 + n_4)/3 \end{aligned} \quad (3)$$

上式右边第二项是泵浦光对  $n_1$  的影响, 其中  $S$  是色心晶体对泵浦光强的吸收率;  $p$  为比例参数。为避免物理模型的复杂化, 我们在(3)式中已假设处于激发态的色心重新取向几率为 100%, 即某一方向上

处于激发态的色心全部发生重新取向。同时, 我们认为各方向色心激发态的寿命很短, 重新取向后的色心将很快跃迁回基态。

达到动态平衡时  $\frac{dn_1}{dt} = 0$ 。再利用(2)式, 我们得到

$$T_2^2 - (1-B-C)T_2 - B \exp(-4\beta'' Z_0) = 0 \quad (4)$$

式中  $B \equiv A_{10}^2 (3n_1 - n_3) / [A_{30}^2 (n_2 + n_4)]$ ,

$$C \equiv S |E_p|^2 (3n_1 - n_4) / [A_{30}^2 (n_2 + n_4)]。$$

对不同入射光强,  $n_2$ 、 $n_3$  和  $n_4$  都随之发生不同程度的变化, 这也导致参数  $B$  和  $C$  的改变。若再考虑到  $0 \leq T_2 \leq 1$  的限制, 则(4)式的解可以有如下的几种情况:

初始时, 入射光强较弱,  $B > 0$ , 则(4)式仅有一个根成立:

$$\begin{aligned} T_2 = & \frac{1}{2} [1 - B - C \\ & + \sqrt{(1-B-C)^2 + 4B \exp(-4\beta'' Z_0)}] \end{aligned} \quad (5a)$$

增大入射光强, 激发各方向上的色心后,  $n_3$  增加较快。当参数  $B$  和  $C$  变为  $B < 0$ ,  $C > 0$  时, 在一定的取值范围内(4)式可以有双根存在:

$$\begin{aligned} T_2^{(\pm)} = & \frac{1}{2} [1 + |B| - C \\ & \pm \sqrt{(1+|B|-C)^2 - 4|B| \exp(-9\beta'' Z_0)}] \end{aligned} \quad (5b)$$

改变入射光强使得  $B < 0$ ,  $C \sim 0$  时, (4)式又仅有单根存在:

$$\begin{aligned} T_2 = & \frac{1}{2} [1 + |B| \\ & - \sqrt{(1+|B|)^2 - 4|B| \exp(-4\beta'' Z_0)}] \end{aligned} \quad (5c)$$

上述(5a)、(5b)和(5c)各式正是该系统的透过

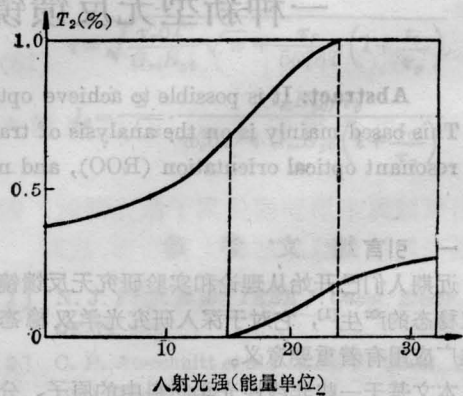


图 1

取  $\exp(-2\beta'' Z_0) = 0.7$   $C = 0.3 + B$

率  $T_2$  随着入射光强而改变的解析表达式, 它们分别表示这种光学系统的单稳态和双稳态。其中透过率  $T_2$  从一种稳态突变为另一种稳态的一种可能的机制是, 初始时随着入射光强增加,  $[110]$  偏振方向上的色心数  $n_2$  和  $n_4$  减少, 故此时透过率  $T_2$  较高(如图 1 所示); 当入射光强达到某一阈值后, 由于  $[110]$  偏振方向上色心数变化,  $n_2$  和  $n_4$  开始急剧增加, 致使  $T_2$  跳变到较低的状态。因此, 可利用入射光强(包括泵

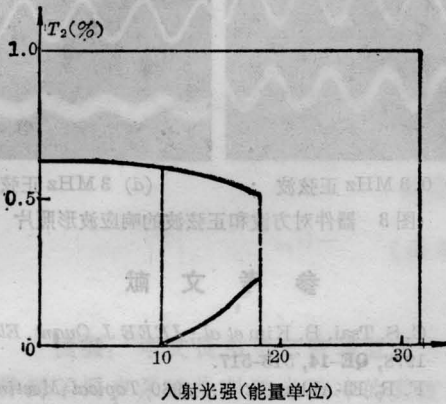


图 2

取  $\exp(-2\beta''Z_0) = 0.8$   $C = 0.4$

浦光强) 的改变来完成该光学系统两种状态的相互转变。图 1、2 给出了取不同参数值时,  $T_2$  随入射光强而变化的理论计算曲线

实验上可在色心晶体的  $Z$  轴方向测出偏振光场  $E_2$  的透过率  $T_2$  在不同的入射光强作用下的实际数值, 画出两者之间的关系曲线。另外, 实验中为使光双稳效应明显, 可采取减少晶体厚度  $Z_0$  的办法, 使得  $\beta''Z_0$  的值较小。

对于取向为  $[100]$  的另一类色心, 用上面提供的分析方法也可以做类似的分析推导。

对马爱群老师提出的许多宝贵意见, 与万良风教授有益的讨论, 谨此表示感谢。

### 参 考 文 献

- [1] A. E. Kaplan; *Phys. Rev. Lett.*, 1982, **48**, 138.
- [2] F. Luly; *Physics of Color Centers* (Academic Press, New York 1968), Chap. 3.
- [3] M. I. Dykman et al.; *Zh. Exp. Theor. Fiz.*, 1978, **74**, 1061.

(天津大学物理系 张 涛  
1985年1月15日收稿)

## Y 型 Ti 扩散 LiNbO<sub>3</sub> 波导内全反射开关调制器

**Abstract:** A Y-branch waveguide switch and modulator using total internal reflection is made. The extinction ratio is 80.6%, phase voltage is 13.5 V for TM mode. The calculated value of 3dB band width is 2.12 GHz and modulation experiments were made.

### 一、前言

电光调制器和电光开关是集成光路必不可少的器件。国外文献已先后报告了内全反射开关调制器<sup>[1,2]</sup>及其开关阵列的研制工作<sup>[3,4]</sup>。下面介绍我们研制的 Y 型 Ti 扩散 LiNbO<sub>3</sub> 波导内全反射开关调制器。

### 二、器件的制作与测试结果

在  $z$  切 LiNbO<sub>3</sub> 晶体上, 条形波导宽  $8\mu\text{m}$ 、波导分叉角  $1.5^\circ$ , 电极间距为  $6\mu\text{m}$ , 宽度  $20\mu\text{m}$ 、长  $6\mu\text{m}$ 。器件的制作工艺是: 首先在基片上热蒸发淀积  $40.0\text{nm}$  的钛膜, 再用 Az 1350 光致抗蚀剂光刻成型 Y 型槽型波导图形。然后进行 Ti 扩散, 扩散温

度  $1000^\circ\text{C}$ , 时间 7 小时, 扩散时用  $\text{O}_2 + \text{H}_2\text{O}$  为气氛以抑制  $\text{LiO}_2$  的外扩散。扩散后的两端面经光学抛光后, 制作铝电极, 铝膜厚度  $200.0 \sim 500.0\text{nm}$  最后键合引出电极待测。

采用波长为  $632.8\text{nm}$  的 He-Ne 激光进行测

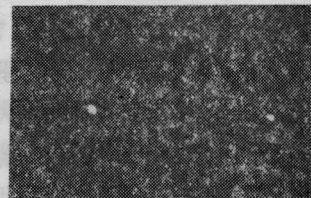


图 1 光波导输出端面近场照片