

## 在 CdS 热光 OB 中横向空间效应的机理探讨

李 慎\*

(电子科技大学高能电子所 成都 610054)

**【摘要】** 从 Ullrbach 关于半导体吸收频谱曲线在光热作用下要发生“红移”的理论和 Eiry 关于平行吸收介质对光能的吸收理论出发,用计算机模拟了在 CdS 热光光学双稳态中的横向空间效应,理论计算与实验结果相吻合。通过计算确定了室温下微米量级 CdS 晶片热光 OB 阵列的点阵密度可以达到  $10^4/cm^3$ 。

**关键词** 非线性光学; 光学双稳态; 半导体; 计算机

**中图分类号** O472.3

对光学双稳态的研究是光计算机的基础研究之一,特别是室温下的光学双稳态研究引起了各国从事光计算机研制工作的专家们的重视。在当前光学双稳态的研究工作中很重要的一个问题是:在信息互不干扰的条件下,并行处理数据的纯光学光学双稳态(OB)元件的空间点阵密度可以达到多少,即 OB 元件阵列中各个相互独立元件之间的最小距离为多少。为此需要研究激光脉冲 OB 装置前后横向轮廓的变化,即研究光学双稳态元件在光学双稳态条件下的空间效应。在各种 OB 元件中,室温下的光学双稳态元件更具吸引力。目前,在这方面已经做了不少的工作,其中已记录到了在 CdS 热光学双稳态中横向空间效应<sup>[1]</sup>,见图 1

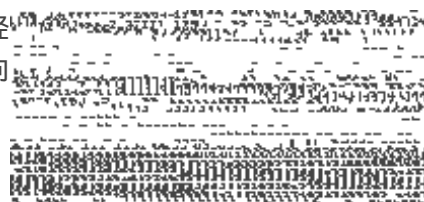


图 1 Ar<sup>+</sup> 激光波形变化结果

### 1 数学模型

热光光学双稳态的产生机理是在室温条件下,用一定波长的激光照射半导体,当其光量子的能量略小于半导体禁带宽度时(例如,用 Ar<sup>+</sup> 激光的 514.5 nm 绿色光照射 CdS 单晶薄片,光的偏振方向与晶轴平行,入射光谱线位于晶体透过率频谱曲线陡坡处的上沿,如果入射光脉冲为三角形,开始时光的强度很小,此时半导体对光的吸收很小。随着光强增大,半导体对光能的吸收增加,从而引起半导体的温度上升,而温度上升又引起半导体的吸收频谱曲线的“红移”(禁带宽度变小),有关实验已证明了这一点<sup>[2]</sup>,这使得入射光的能量等于半导体的禁带宽度。此时入射光谱线位于晶体透过率频谱曲线陡坡处的下沿,从而发生强烈的晶体对光的吸收,宏观显示出透射光的迅速截止,并且引起晶体温度的进一步升高。但与此同时,晶体的热弛豫过程加强,从而限制了晶体温度的升高。当入射光强度下降时,透射光光强的恢复过程不会沿原路径进行,这就是热光 OB 的形成过程。上述在半导体透过率频谱曲线陡坡处发生的过程是一个吸收与弛豫相互影响制约的“反馈”过程,这一过程可以用如下的热平衡微分方程描述

$$\frac{dT}{dt} = \frac{A(T)I}{Cd} - \frac{T - T_0}{t_r} \quad (1)$$

式中  $I$  为入射光的强度;  $T$  为 CdS 晶体片的温度;  $T_0$  为周围环境的温度;  $d$  为 CdS 晶体片的厚度;  $t$  为时间;  $C$  为单位体积晶体的热容量;  $t_r$  为晶体片的热弛豫时间, 它由激光光斑大小和晶体本身的横向尺寸及热传导率决定, 其计算的公式为:  $t_r = \frac{w_0^2 [1 + 2 \ln(Rc/w_0)]^{1.3}}{4D}$ , 其中,  $w_0$  为晶体上激光光斑的半径;  $Rc$  为晶体的横向半径;  $D$  为晶体的热传导系数, 对于 CdS 来说,  $D = 0.11 \text{ cm}^2/\text{s}^{[4]}$ ,  $A(T)$  为光能在 CdS 晶体片中的损耗率, 即晶体光能的吸收率, 由 Eiry 公式得出<sup>[5]</sup>

$$A(T) = \frac{(1 - R)(e^{T_d/2} - e^{-T_d/2})(e^{T_d/2} + Re^{-T_d/2})}{(e^{T_d/2} - Re^{-T_d/2})^2 + 4R \sin^2(W/2)} \quad (2)$$

式中  $R = \left[ \frac{n-1}{n+1} \right]^2$  为光在晶体的两个表面上经一个往返的总反射率;  $n$  为 CdS 的折射率;  $W = \frac{4Cnd}{\lambda}$  为光在晶体片内的往返相移;  $\lambda$  为光在真空中的波长; 吸收系数  $T$  由下式给出<sup>[6]</sup>

$$\begin{cases} T = T_0 \exp \left[ - \frac{e(T)}{kT} (E_0 - h\nu) \right] \\ e(T) = e_0 \frac{2kT}{h\nu_0} \tanh \left( \frac{h\nu_0}{2kT} \right) \end{cases} \quad (3)$$

式中  $T$  为温度;  $k$  为玻尔兹曼常数;  $E_0$  为在  $E//C$  条件下, CdS 的禁带宽度;  $T_0, h\nu_0, e_0$  是与晶体有关的参数

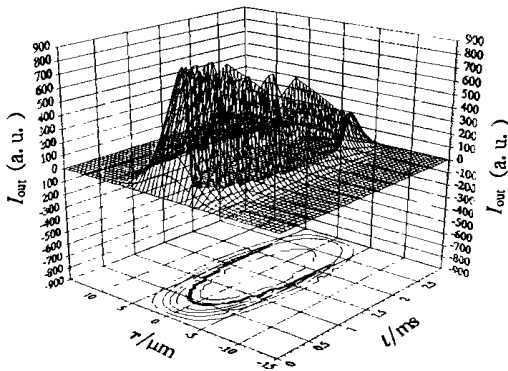


图 2 Ar<sup>+</sup> 激光输出波形图

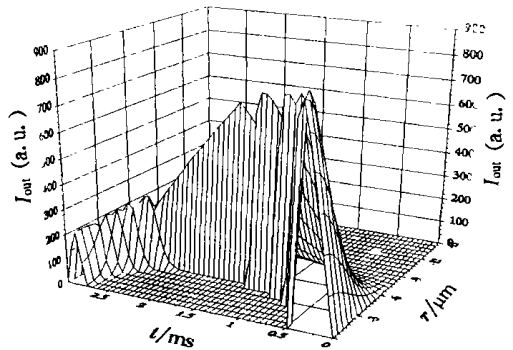


图 3 Ar<sup>+</sup> 激光输出波形图在 x 方向上的剖面

## 2 计算机模拟

入射光光强按时间分布是三角脉冲, 脉冲宽度为  $t_p = 3 \text{ ms}$ , 光强的横向分布呈高斯型 由此, 光强按空间 ( $r$ ) 和时间 ( $t$ ) 的分布由下式给出

$$I_{in}(r, t) = \begin{cases} 2I_0 t \exp \left[ - \frac{r^2}{w_0^2} \right]^2 & 0 \leq t < \frac{t_p}{2} \\ 2I_0 (t_p - t) \exp \left[ - \frac{r^2}{w_0^2} \right]^2 & \frac{t_p}{2} \leq t < t_p \end{cases} \quad (4)$$

式中  $I_0$  为光斑中心的强度;  $r$  为晶体上的横向坐标;  $w_0$  为晶体上激光光斑的半径;  $t_p$  为光脉冲的宽度 (按底部计算)。

将式 (2)~ (4)代入式 (1),对每一个  $r$  用迭代法求解温度  $T$  关于时间  $t$  的微分方程 (1),其中各参数值如下:  $w_0= 15 \mu\text{m}$ ,  $R_c= 1.5\text{mm}$ ,  $d= 1\mu\text{m}$ ,  $T_\infty = 8 \times 10^9$ ,  $n= 2.32$  (CdS,  $E//C$ ),  $h^g= 2.409\text{eV}$ ,  $h^g_{e_0} = 24\text{meV}$ ,  $\epsilon_0 = 2.22$ ,  $E_0= 2.6375\text{eV}$ ,  $I_0= 4000/\text{cm}^2$ ;  $T_0= 325\text{K}$ ;  $C= 1.86\text{J}/\text{cm}^3\text{K}$ ,根据文献 [3] 可以计算出:  $t_r = 5.22 \times 10^{-5}\text{s}$  通过计算,得到从 CdS 晶片出射光的时间空间分布函数  $I_{out}(r, t)$ ,以及相应的光强-时间-空间曲线如图 2 所示。图 2 下方的  $xy$  平面上的曲线为输出光强的等位线,即  $I_{out}(r, t)$  在  $xy$  平面上的投影。为了清楚看见在热光 OB 下的横向效应,将图 2 沿时间轴  $t$  剖开,得到图 3,它仅仅是  $\text{Ar}^+$  激光输出波形图在  $x$  方向上的剖面。在图 4 中绘出了  $\text{Ar}^+$  激光输入-输出回线,可以清楚地看出,对于同一个输入光强有两个稳定的输出光强

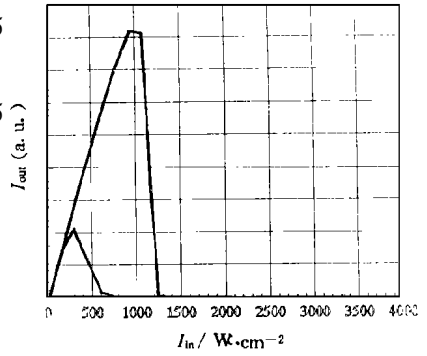


图 4  $\text{Ar}^+$  激光输入-输出回线

### 3 结果讨论

从图 2 和图 3 可以清楚地看出输出光强随时间、空间的变化:当光强随时间增加时,透射光的截断首先发生在光强的中心区域,然后逐步向边缘扩展;当光强随时间下降时,透射光的恢复则从边缘开始。这种情况与文献 [1] 的实验曲线图 1 相符。

从图 2 还可以看出,透射光截断区域的横向半径没有超过  $10\mu\text{m}$ ,这表明在短激光脉冲 (3 ms) 和薄晶片 ( $1\mu\text{m}$ ) 的条件下,在热光 OB 阵列中互不干扰各元件之间的距离  $\Delta$  可以不超过  $40\mu\text{m}$ ,与长脉冲 (25 ms) 和厚晶片 ( $8\mu\text{m}$ ) 的情况相比<sup>[1]</sup>,互不干扰各元件之间的距离  $\Delta$  减少到 1/5,两种情况的比较见表 1

表 1 两种热光 OB 阵列元件密度的比较

$\text{Ar}^+$ 激光脉冲宽度 $t_{\text{ms}}$	CdS 晶片的厚度 $d/\mu\text{m}$	OB 阵列中各元件间的距离 $\Delta/\mu\text{m}$	OB 阵列中元件间的密度 $N/\text{cm}^{-2}$
3	1	40	$6.25 \times 10^4$
25	8	200	$2.5 \times 10^3$

综上所述,我们使用计算机模拟方法探讨了热光 OB 横向空间效应的机理,理论模拟计算结果与实验相符。但是,由于实验条件的限制和理论模型的有待完善,我们还没有在其他类型的 OB 元件上作过实验和计算,所以今后在这方面还有很多工作要做

### 参 考 文 献

- 李 慎.在 CdS 吸收型双稳态现象中的空间效应.中国激光,1993, A20(4): 285~ 290
- 李 慎. CdS 在热光非线性状态下的动态光谱研究.光学学报,1992, 12(2): 1 111~ 1 116
- Hajto J, Janossy I. OB observed in amorphous semiconductor films. Philosophical Magazine, B, 1983, 47(4): 347~ 366
- Landolt Bornstein. Numerical data and functional relationships in science and technology. Berlin, 1982, III/17(b): 193, 194, 220
- Lambsdorff M, Dorndele C, Klingshirn C, Optical bistability in semiconductors induced by thermal

effects. Z Phys B, 1986, 6(4): 409~ 416

- 6 Haddad I, Kretschmar M, Eossamann H et al. Increasing absorption bistability of CdS at room-temperature. Phys Stat Sol (b), 1986, (138): 235~ 243

## Study of Mechanism of Transverse Effects in Thermo-optical Bistability in CdS Films

Li Shen

(Institute of High Energy Electronics UEST of China Chengdu 610054)

**Abstract** Computer simulation of the transversal spatial effects in CdS films at the thermo-optical bistability is completed using Ulrbach's theory about red shift of absorption spectra curve of semiconductor excited by light and Eiry's theory about absorption F-P resonator. The simulation is consistent with the experimental results. Maximum density ( $10^4/\text{cm}^3$ ) of elements on OB-matrixes of CdS films (thickness  $1\mu\text{m}$ ) at room temperature is calculated.

**Key words** nonlinear optics; optical bistability; semiconductor; computer

编辑 徐培红

.....  
.....  
.....