

四面体”组态(图9)比“球状多重四面体”组态(图7)更稳定。对于很软的势(如软 Morse 势)来说,两种组态中究竟那一种较稳定,需要具体比较。

最近也有人采用特定的材料的具体的势函数来进行处理,并且得到相当满意的结果^[8]。

目前,虽然还不能由结构模型来回答非晶态合金

与成分有关的许多问题。但是这些模型已用来解释非晶态金属的某些性能,诸如弹性、振动以及某些合金的磁性。随着对非晶态金属结构的进一步认识,必然会加深对于许多性质的了解;同时结构模型应用于解释各种物理性能的研究,反过来将促进人们对非晶态金属结构的认识。

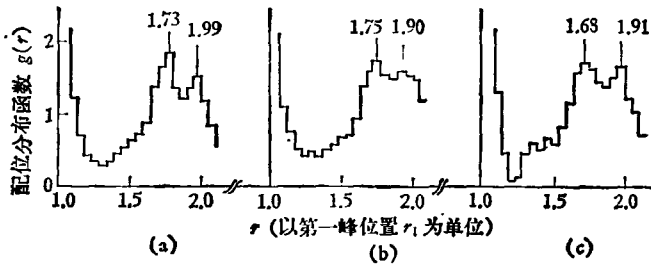


图8 松弛了的硬球模型的分布函数

- (a) 图2(a)经 Lennard-Jones 6:12 势松弛后;
- (b) 图2(a)在 Lennard-Jones 6:12 势松弛下的分子动力学计算模型;
- (c) Bennett 模型用 Morse 势松弛后

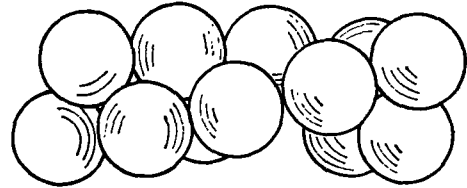


图9 经常出现在硬球密堆结构中的“螺旋状多重四面体”,它由13个球组成

参 考 文 献

- [1] G. S. Cargill III, *Solid State Physics*, **30**(1975), 227.
- [2] J. D. Bernal, *Nature*, **185**(1960), 68.
- [3] J. D. Bernal, *Proc. Roy. Soc. A*, **280**(1964), 299.
- [4] M. H. Cohen and D. Turnbull, *Nature*, **203**(1964), 964.
- [5] G. A. N. Connell, *Solid State Commun.*, **16**(1975), 109.
- [6] J. A. Barker, J. L. Finney and M. R. Hoare, *Nature*, **257**(1975), 120.
- [7] L. Von Heimendahl, *J. Phys. F*, **5**(1975), L141.
- [8] R. Yamamoto et al., *Phys. Status Solidi (a)*, **45**(1978), 305.
- [9] B. C. Giessen and C. N. Wagner, *Liquid Metals* (S. Z. Beer. ed.), (1972), 633.
- [10] D. E. Polk, AD738438(1972).
- [11] J. L. Finney, *Nature*, **266**(1977), 309.
- [12] J. L. Finney, *Proc. Roy. Soc. Ser. A*, **319**(1970), 479.
- [13] C. H. Bennett, *J. Appl. Phys.*, **43**(1972), 2727.
- [14] 程开甲, *固体物理*, (1959), 180.
- [15] G. S. Cargill III, *J. Appl. Phys.*, **41**(1970), 2249.
- [16] J. F. Sadoc, J. Dixmier and A. Guinier, *J. Non-Cryst. Sol.*, **12**(1973), 46.
- [17] T. Ichikawa, *Phys. Status Solidi(a)*, **29**(1975), 293.
- [18] J. L. Finney, *Maths. Sci. Eng.*, **23**(1976), 199.
- [19] C. H. Bennett and J. L. Finney, *Proc. 2nd. Int. Conf. on Rapidly-Quenched Metals*, (1976), 231—236.

PLZT 电光开关特性及其应用

透明铁电陶瓷研究组¹⁾

(中国科学院上海硅酸盐研究所)

一、引 言

透明铁电陶瓷锆钛酸铅镧(简称 PLZT) 是近十年来发展起来的一种新型电光材料^[1]。由于它们具有优良的电光性能,以及制备工艺较简单等优点,因此,自

其问世以来就吸引了很多研究工作者的兴趣。现已在电光技术的各个方面开拓了许多应用研究,涉及到光防护、立体光学、激光、显示、全息和计算技术等各方

1) 本文由倪冠军同志于1978年8月在中国物理学会年会上宣读。

面^[2-6]。

特别是 PLZT 的某些组分具有电场诱导相变的特性,即在外加电场时属顺电相,而在外加电场作用下,可强迫感生铁电相。铁电相表现为二次电光效应($\Delta n \sim E^2$),即克尔效应,如图 1(c)所示。这样就克服了记忆型和线性型材料(图 1(a)和 1(b))的剩余极化对开关特性的影响,不仅大大提高了开关比,而且简化了

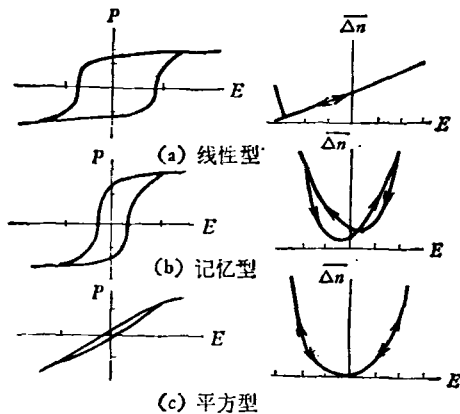


图 1 PLZT 电控双折射效应三种类型的电滞回线及 $\Delta n-E$ 曲线

(a) 线性型; (b) 记忆型; (c) 平方型

开关结构,使得 PLZT 光开关在某些方面的应用开始进入了实用化。国外在这方面的研究是以核闪光护目镜、飞行器防护窗和立体观察器^[2,6]为典型代表,目前正在向实用化发展。

自 1974 年以来,我们应用自己制备的相变型 PLZT 材料,开展了核闪光护目镜、立体观察器和其它电光开关应用的研究。本文主要介绍由电场诱导相变型材料制成的 PLZT 光点开关和平面型光开关的一些特性及其在上述方面的应用。此外,对影响光开关性能的一些因素及其在应用方面的局限性也作了一些探讨。

二、电光开关结构及工作原理

根据 PLZT 系统的室温相图^[1](图 2),可以知道,在阴影区域内的组分属电场诱导相变区,其电滞回线很窄,并且在电场作用下呈现二次电光效应[图 1(c)]。我们选用 PLZT 9/65/35^[1],将热压成瓷的 PLZT9/65/35 切割并抛光为 0.15 毫米厚的透光薄片,应用掩膜版及镀膜工艺,在陶瓷片两面均真空涂上 Cr-Au 电极,中间留约 1 毫米宽的狭缝透光间隙,将做好电极

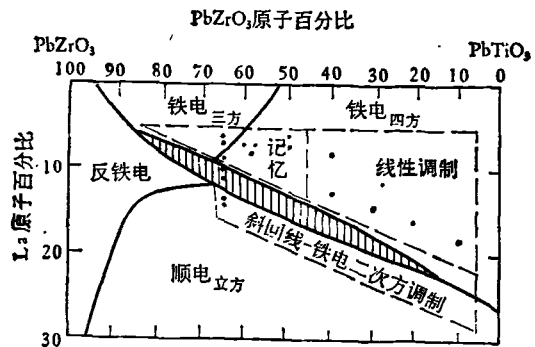


图 2 PLZT 系统室温相图

图案的 PLZT 片置于正交的两偏振片之间,这样由起偏振片、PLZT9/65/35 瓷片和检偏振片所组成的夹层结构,就是最简单的 PLZT 横向模式光点开关,如图 3 虚线方框内所示。按图中坐标安排起偏振片、PLZT 瓷片和检偏振片。这样,当 PLZT 瓷片上无外加电场时,由于材料这时处在顺电相状态,在光学上相当于各向同性,因而不产生双折射。这样,当通过起偏振片的偏振光线穿过 PLZT 瓷片时,其偏振方向不变,仍和检偏振片的偏振方向垂直,故偏振光不能通过检偏振片而成为光学关态。当电场施加于 PLZT 上时,

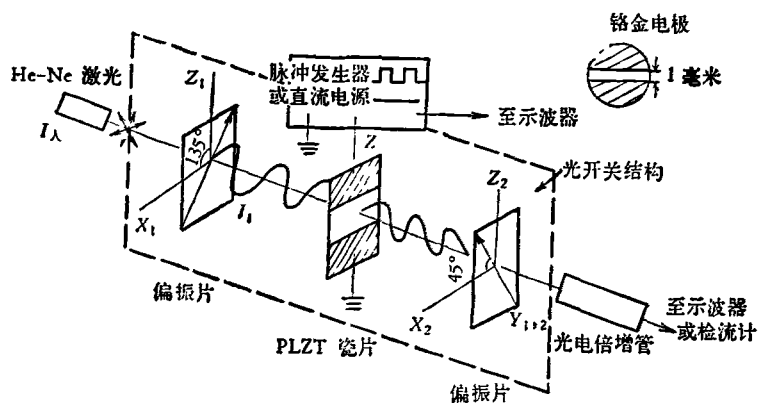


图 3 PLZT 电光开关及测试原理图

PLZT 在电场诱导下由顺电相变到铁电相。由于铁电极化的作用,使 PLZT 具有类似负单轴晶体的光学性质,产生了双折射。这时由起偏振片入射的光通过 PLZT 时,分裂为寻常光和非常光,并且两束光线之间产生了一定的相位延迟,如此合成的椭圆偏振光,有一部分可通过检偏振片。当电场加至半波延迟时,椭圆偏振光退化为线偏振光,但此时的线偏振光其偏振方

1) PLZT 系统的通式为 $Pb_{1-x}La_x(Zr_yTi_{1-y})_{1-x}/4O_3$, 简称 PLZT $x/y/1-y$, 所以 PLZT 9/65/35 即 $Pb_{0.91}La_{0.09}(Zr_{0.65}Ti_{0.35})_{0.9175}O_3$, 实际上本文所引用的配方例如 9/65/35 等值,均系指配方时的标称值(由于成瓷后成份稍有偏离,对电光性能有一定影响)。

向已转动了 90° ，和检偏振片偏振方向平行了，于是通过检偏振片的光达到最大值，形成了最大开态。

对这样一个电光开关的输出光强可用数学式表达^[1]：

$$I = I_0 + I_1 \sin^2 2\alpha \cdot \sin^2 \left(\frac{\pi \cdot l}{\lambda} \cdot \overline{\Delta n} \right), \quad (1)$$

式中 I_0 为杂散光； I_1 为透过起偏振片的光强； α 为 PLZT 光轴与起偏振片偏振方向的夹角； λ 为入射光波长； l 为 PLZT 片的有效光程长； $\overline{\Delta n}$ 是 PLZT 在电场作用下的平均双折射。在我们的情况下，因为 $\alpha = 45^\circ$ ，所以 $\sin^2 2\alpha = 1$ ，则有

$$I = I_0 + I_1 \cdot \sin^2 \left(\frac{\pi \cdot l}{\lambda} \cdot \overline{\Delta n} \right). \quad (2)$$

因为 $\overline{\Delta n}$ 是电场的二次函数，故当调节加在 PLZT 片上的电压 V_1 ，使相位延迟 $\overline{\Delta n} \cdot l = N\lambda$ 时（其中 $N = 0, 1, 2, \dots$ ），则从(2)式可知，光开关呈关态；当电压调节到 V_2 ，使 $\overline{\Delta n} \cdot l = \left(N + \frac{1}{2}\right)\lambda$ 时，则从(2)式可知，

光开关呈最大开态。由上可知，当加在 PLZT 上的电压从 V_1 变到 V_2 时，相位延迟改变半个波长，而通过光开关的光则由最暗变到最亮（或反之）。我们称 $V = V_2 - V_1$ 为半波电压。因此，当加在 PLZT 片上的外电场，由零到半波电压之间周期地变化时，就可以得到使光强周期变化的光开关。

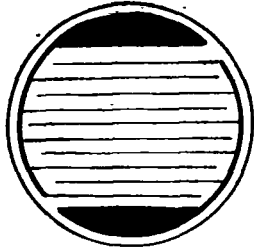


图4 PLZT 平面型开关电极图案

当入射光是白光时，光开关的一级最大值，使 PLZT 相当于一个宽带半波片；而更高级的延迟，则使其成为选择性的彩色延迟器。这种光开关可用作调制彩色的滤色器。

对于平面型光开关，所采用的抛光 PLZT 薄片的尺寸为：直径 31 毫米，厚度 0.30 毫米。单面真空蒸镀 Cr-Au 薄膜，然后光刻成叉指型的 Cr-Au 电极。电极宽度为 0.07 毫米，电极间距为 0.7 毫米，如图 4 所示。

三、光开关工作特性

一个光开关的主要特性有开态透过率（或插入损耗）、开关比（对比度）、最大开态电压（半波电压）和开关时间等参数。透过率 T 为输出光强与入射光强之比，由图 3 及等式(2)可得到

$$T = \frac{I}{I_\lambda} = \frac{I_0 + I_1 \cdot \sin^2 \left(\frac{\pi l}{\lambda} \cdot \overline{\Delta n} \right)}{I_\lambda}. \quad (3)$$

若用光密度 D 来表示透过率，则

$$D = \lg \frac{1}{T} = \lg \frac{I_\lambda}{I_0 + I_1 \cdot \sin^2 \left(\frac{\pi l}{\lambda} \cdot \overline{\Delta n} \right)}. \quad (4)$$

插入损耗 IL 是透过率的倒数，若以分贝表示则

$$IL = 10 \lg \frac{I_\lambda}{I_0 + I_1 \cdot \sin^2 \left(\frac{\pi l}{\lambda} \cdot \overline{\Delta n} \right)} \quad (\text{分贝}). \quad (5)$$

开关比是指光开关的开态光强与关态光强的比值，若以分贝表示，则开关比（对比度）

$$R = 10 \lg \frac{I_0 + I_1 \cdot \sin^2 \left(\frac{\pi l}{\lambda} \cdot \overline{\Delta n} \right)}{I_0} \quad (\text{分贝}). \quad (6)$$

(3)、(4)、(5)和(6)式四个参数都是电场的函数。当外加在 PLZT 片上的电压，使 $\overline{\Delta n} \cdot l$ 恰好等于入射光波长的半波值时，就可测得该波长时的最大开态透过率、开态最小光密度、最低插入损耗和最大对比度等开关特性。如对 PLZT 片施加脉冲电压，则可测得开关时间和动态开关特性。

1. 光点型开关

测试方框图如图 3 所示。应用 6328 埃氦-氖激光

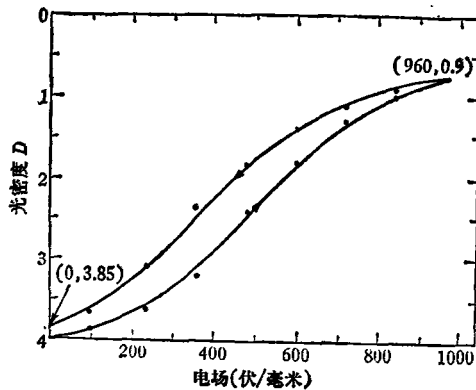


图5 PLZT9/65/35 光点型开关的光密度同外加电场的关系曲线

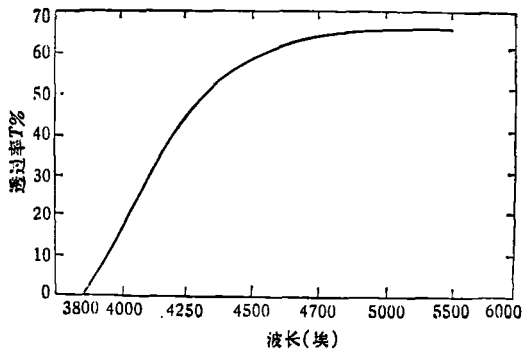


图6 PLZT9/65/35 抛光薄片的透过率和波长的关系(片厚 0.5 毫米)

源, GDB-23 型光电倍增管接收。直流特性用 AC-15 型灵敏度为 10^{-9} 安/格的检流计记录, 交流特性用 SBE-7 双踪示波器比较法测定, 并拍照记录。应用自制的脉冲发生器, 脉宽可从 8 微秒调到 1 秒, 上升前沿为 3 微秒。

对多个 PLZT 9/65/35 光点开关进行了重复测量。图 5 示出在直流情况下其典型光密度同电场的关系曲线。当从光开关中取出 PLZT 片, 两偏振片平行时的透过率为 22%, 互相垂直时为 1/10000 (对比度大于 2000)。光开关所用的 PLZT 9/65/35 材料的透过率如图 6 所示。从图 5 可见, 当开关电场在 960 伏/毫米时 (即 1 毫米缝宽的半波电压), 获得最大开态, 光密度为 0.9 (相应于透过率 12.5%), 此时光开关的对比度亦最大, 为 29.5 分贝 (相应于 885 倍)。从图 5 中又可看到单点开关的关闭黑度, 即零场时的光密度为 3.85 (减光 7100 倍)。图中光密度曲线显示出升压测量与降压测量略有差别, 这是材料的剩余双折射引起的, 这个问题我们将在后面讨论。

如果应用偏振激光, 则光开关的结构可简化为由 PLZT 瓷片及检偏振片组成。由于减少了起偏振片, 可大大提高光开关的开态透过率, 有利于扩大光开关的使用范围。

图 7 示出了 PLZT 9/65/35 光开关在脉冲电场作用下, 从关态到开态和开态到关态的响应曲线。由图

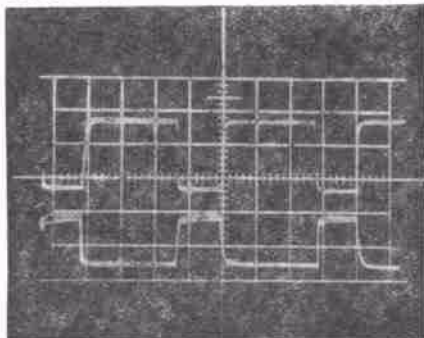


图 7 PLZT 9/65/35 光开关在脉冲电压作用下的光响应曲线。上图电压脉冲波形 (纵标: 500 伏/厘米; 横标: 100 微秒/厘米) 下图光开关响应波形 (纵标: 0.5 伏/厘米, 横标: 100 微秒/厘米)

可见, 由关态到开态的过渡, 发生于电信号和光信号脉

冲上升的过程中 (前沿部分); 而从开态到关态的过渡, 发生于电信号和光信号脉冲的下降过程 (后沿部分)。这就说明了光开关在电脉冲上升或下降过程中都发生了半波延迟。由于脉冲发生器上升和下降时间为 3 微秒, 因此本实验只能测量到 3 微秒的量级, 但可以说开关时间 (由于电光效应使开态与关态互相转换的时间) 应小于 3 微秒。由于测试设备的限制, 图中没有给出对比度的数值。

2. 平面型光开关

如前所述, 将一块具有 Cr-Au 叉指形电极的 PLZT 9.2/65/35 瓷片, 按图 3 所示置于两正交偏振片之间, 就构成了平面型光开关。我们应用散射的自然白光做光源, 对光开关进行了测量。对于两组不同偏振片的情况, 所测得的光密度电场关系曲线如图 8 所示。由

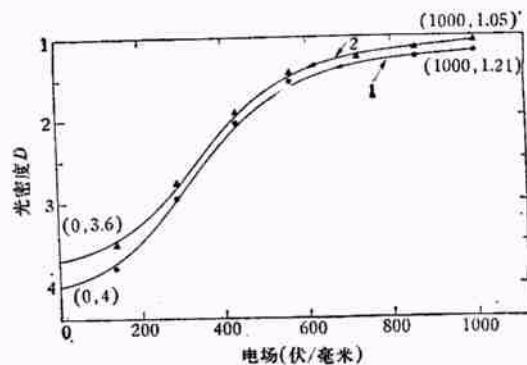


图 8 PLZT 9.2/65/35 平面型光开关的光密度电场关系 (曲线 1, 2 是由不同的偏振片所组成的光开关测出的光密度电场关系曲线)

图 8 可以看到, 当电场为 1000 伏/毫米时, 光开关可获得最大透光 (光密度 $D = 1.05$) 和最大的对比度 $R \approx 26$ 分贝 (曲线 2)。显然由于使用了不同性能的偏振片, 所得到的光开关特性也不一样。表 1 分别列出了图 8 中两种不同性能的偏振片所组成的 PLZT 9.2/65/35 光开关的特性。

从表可知, 偏振片平行透光和垂直消光的指标, 对光开关的特性有一定影响。所以 PLZT 电光开关的透光特性不仅取决于瓷片本身而且在很大程度上取决于偏振片, 这点我们将在下面详细讨论。

表 1

组	项目 数据	偏振片性能			开态光密度	关态光密度	最大对比度
		平行透光	垂直透光	平行/垂直			
1		11.7%	0.0066%	~1750	1.21(6.1%)	4.0(0.01%)	27.8 分贝 (~600 倍)
2		27.0%	0.013%	~2160	1.05(9%)	3.6(0.023%)	26 分贝 (~400 倍)

图9描述了光开关从3000埃到25000埃这个波段内的关态透光曲线,由于关态光密度大于3,所以在3000埃到8300埃之间,光开关透过率在零线上;当在近红外处(即波长大于8300埃),光开关的关态透过率有显著的增加,最高透过率可达50%以上,这是由于

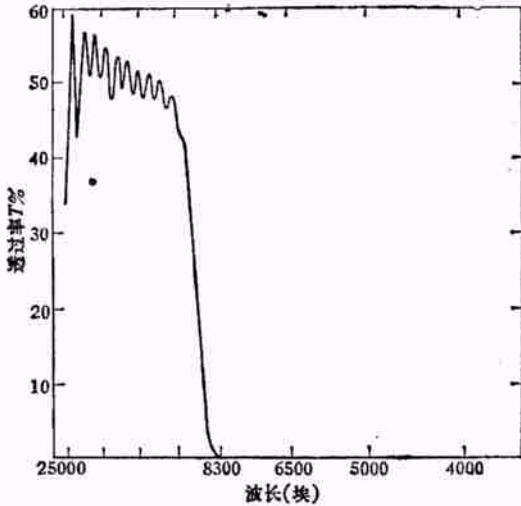


图9 PLZT9.2/65/35 平面型光开关的关态透过率与波长的关系曲线

偏振片在红外波段失效的缘故,所以要消除光开关在红外时的透光,必须要配有红外滤光片。

四、光开关的应用

1. 检测双频激光用的光开关——PLZT半波片

PLZT 光点开关可以用来检测双频激光干涉仪中

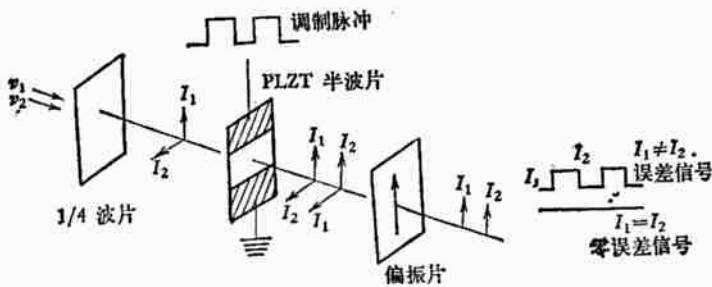


图10 PLZT 半波片及其分检双频激光强度误差信号的光路图

两束激光强度的稳定性,并由此控制其频率的稳定性。具体光路原理如图10所示。当干涉仪发出的两束频率为 ν_1 和 ν_2 、分别为左旋和右旋的圆偏振光,通过1/4波片后都转变为线偏振光,但其偏振方向互相垂直,其强度分别为 I_1 和 I_2 (如图10),为了要调整 $I_1 = I_2$,则必须分检出 I_1 和 I_2 ,并找出其差值 $\Delta I = |I_1 - I_2|$ (我们称作误差信号)。然后用此误差信号去自

动调整激光管腔长以调节强度。为了分检 I_1 和 I_2 ,我们在前进光路中安置一个PLZT9/65/35瓷片,并用幅度为960伏/毫米,宽度为1—3毫秒的脉冲源去调制PLZT片。当脉冲低电平区,PLZT没有承受电压,相当于一般的透光片,因此 I_1 和 I_2 仍以原偏振方向通过;当脉冲高电平区,PLZT受到一半波电压的作用,由于电光效应,使PLZT相当于一半波片,因此当 I_1 和 I_2 通过PLZT时,偏振方向都转了90°(如图10所示),在前进方向上安放一

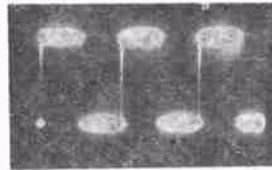


图11 $I_1 \neq I_2$ 时的矩形波误差信号

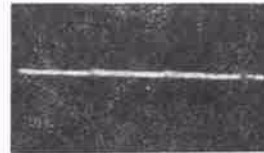


图12 $I_1 = I_2$ 时的零误差信号

一如图10所示的偏振片,则从偏振片后就得到分离的 I_1 和 I_2 ,如 $I_1 \neq I_2$,则得到误差信号为一矩形波,令高电平处相应于 I_2 ,则低电平处相应于 I_1 ,用此信号可自动调整激光管腔长,以调节激光输出强度。如 $I_1 = I_2$,则接收到误差信号为零,即是一直线。图11和图12分别表明

了 $I_1 \neq I_2$ 和 $I_1 = I_2$ 的误差信号。用PLZT做成的这种光开关已在双频激光干涉仪的检测系统中得到应用。一般对光源和插入损耗要求不高的系统中,采用PLZT光点开关是十分方便的。

2. 强闪光防护眼镜——护目镜

把两个PLZT 9.2/65/35平面型光开关安装成眼镜的形式并配以光电控制电路,就可以制成强闪光防护眼镜——护目镜。图13是这种防护眼镜的初型结构。戴了这种眼镜,可对突如其来的强闪光或原子核闪光进行自动防护,使眼睛不受伤害。这在工业上和军事上都有重要应用。护目镜的控制线路如图14所示。平时PLZT护目镜上有电压存在,故呈开态。一旦

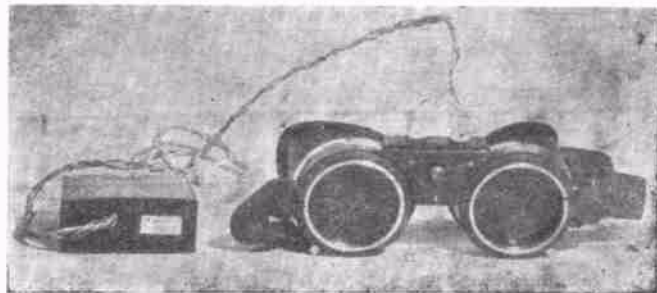


图13 PLZT 护目镜的实验室初型(带有控制电源)

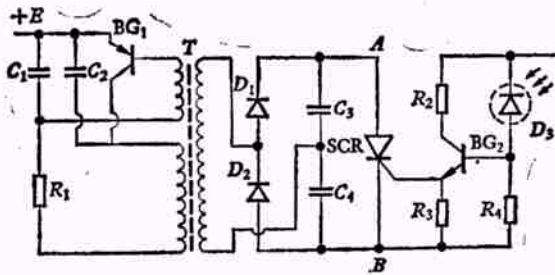


图14 PLZT 护目镜光电控制电源原理图

其受到强闪光照射时，光电二极管接收到的信号可通过控制线路切断电源，使眼镜达到安全的关态，以防护眼睛不受闪光损害。当闪光过去后，由于光电二极管不起作用了，故 PLZT 眼镜能自动呈现开态，以便正常工作。

应用一组平行透光为 27%，垂直透光为 1/8000 的偏振片组成的 PLZT 9.2/65/35 护目镜，其初始开态

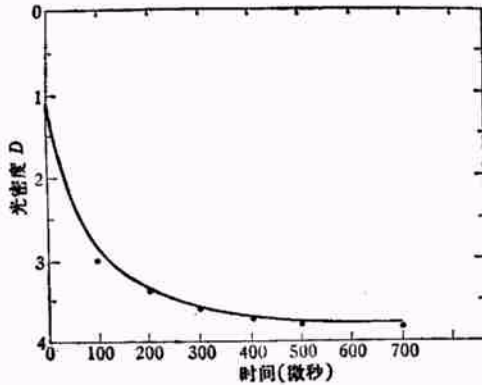


图15 PLZT9.2/65/35 护目单镜在脉冲闪光下的关闭响应曲线

透过率约 8% (光密度 1.1)，当其在脉冲闪光下进行关闭测试时得到眼镜关闭时间的响应曲线如图 15 所示。由图 15 可知，护目单镜在 100 微秒内关闭到光密度 3，随着时间的延续，单镜关闭黑度逐渐上升，一直到稳定的最大关态，即在 700 微秒处关闭到光密度约 3.8 (减光约 6000 倍)。

3. 立体观看器——体视镜

用两只 PLZT8.5/65/35 平面型光开关，并配以合适的开关线路，就可以制成护目镜型的体视镜，以应用于立体技术。

如果有两束分别以 10 毫秒的时间间隔交替发射的 X 光，投射于物体，并在荧光屏上形成交替的图像。那么我们可以应用视差立体原理，配上控制电路，使 PLZT 立体观看器的两只快门交替开关并和两束 X 光发射相同步，这样就可观察到立体的 X 光透视像。我们制成的 PLZT 8.5/65/35 体视镜对散射的白光，其

物理

开态透过率为 8%，关态透过率约 1/4500；与 X 射线发射相同步的脉冲电源，电压幅度为 650 伏，上升时间约 0.5 毫秒。在同步电源交替作用下，眼镜的开关响应特性如图 16 所示，由于 X 荧光本身亮度的限制和 PLZT 电光开关插入损耗大，因而目前水平的眼镜要直接应用于 X 光立体透视进行医疗诊断是有困难的。我们已用本立体镜在立体电视系统中初步获得成功。

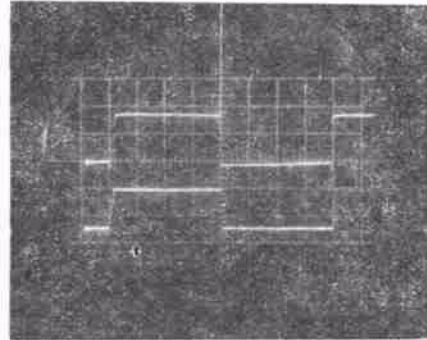


图16 在 50 周/秒同步矩形脉冲作用下，体视镜的透光响应特性 上图：光脉冲 (纵标：0.5 伏/厘米，横标：10 毫秒/4 厘米)。下图：电脉冲 (纵标：500 伏/厘米，横标：10 毫秒/4 厘米)

五、结论和讨论

从上述可知，PLZT 相变型电光开关是一种结构简单、使用方便和化学稳定性好的中速开关，并且已在激光、防护和立体技术方面得到初步应用，估计尚有更大的应用前景。但是由于光开关的透过率低（无增透膜时小于 10%）及剩余极化等因素的影响，限制了它的应用。我们通过选择剩余极化小和电光系数高的

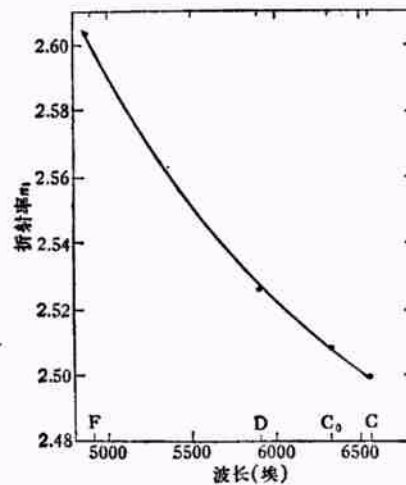


图17 PLZT8/65/35 瓷片的折射率和波长的关系

材料,通过对 PLZT 瓷片表面增涂增透膜 [因为 PLZT 在可见谱区域的折射率一般在 2.5 以上(见图 17)¹⁾, 所以其单面反射率可达 18%, 而双面反射率则可高达 30% 以上] 和选择性能合适的偏振片等手段,尚可进一步改善光开关的特性。但是,即使使用了这些措施,由于电光开关本身所具有透过率低的弱点,使其在使用上仍受到一定限制。下面我们对 PLZT 光开关的最大透过率作一估计,并对影响 PLZT 光开关特性的一些因素作初步分析和讨论。

1. 开态最大透过率的估计

根据正交偏光干涉原理,我们可以推导出偏振片和样品有透射损耗时,图 3 所示的光开关,其透光强度 I 应为

$$I = I_0 + abcl_{\lambda} \sin^2 \left(\frac{\pi l}{\lambda} \cdot \overline{\Delta n} \right), \quad (7)$$

式中 a 为偏振片对正入射自然光的透过率, b 是陶瓷片对正入射偏振光的透过率, c 为偏振片对平行于偏振方向的正入射偏振光的透过率。若电光开关在某一电场 E_i 时,使波长为 λ_i 的入射光强获得最大值,即有

$$I_{\max}(\lambda_i) = I_0(\lambda_i) + abcl_{\lambda}(\lambda_i). \quad (8)$$

因此对于单色光 λ_i 而言,光开关的最大透过率

$$T_{\max}(\lambda_i) = \frac{I_{\max}(\lambda_i)}{I_{\lambda}(\lambda_i)} = \frac{I_0(\lambda_i) + abcl_{\lambda}(\lambda_i)}{I_{\lambda}(\lambda_i)} = abc, \quad (9)$$

即为三种透过率的乘积。若 $b=1$, 则对于单色光而言,光开关的最大透过率等于两偏振片平行时的透过率。

如果是白光入射,则必有某一 λ_i 符合(8)式,而达到最大透射。对于其它波长的光均有

$$I(\lambda_i) = I_0(\lambda_i) + abcl_{\lambda}(\lambda_i) \cdot \sin^2 \left(\frac{\pi l}{\lambda_i} \overline{\Delta n}_i \right), \quad (10)$$

$$i = 2, 3, 4, \dots,$$

其中 $\overline{\Delta n}_i \approx \left(N + \frac{1}{2} \right) \lambda_i$, 因此必然有

$$I(\lambda_i) < I_0(\lambda_i) + abcl_{\lambda}(\lambda_i), \quad (11)$$

即

$$I < I_0 + abcl_{\lambda}, \quad (12)$$

所以白光入射时,光开关的最大透过率

$$T_{\text{白光}} = \frac{I}{I_{\lambda}} < \frac{I_0 + abcl_{\lambda}}{I_{\lambda}} = abc, \quad (13)$$

总是小于两偏振片平行时的透光率(上面推导,假定了各种波长 λ_i 的 a , b 和 c 值均分别相等)。下面我们对单色光入射时(不同的 a , b , c 值)光开关的最大开态透过率进行了计算,结果列于表 2。

表 2

偏振片	项 目				偏振片	项 目			
	数值	a	b	c		T_{\max}	数值	a	b
HN40 ¹⁾	0.40	1.0	0.80	32.0%	HN30	0.30	1.0	0.6	18.0%
	0.40	0.9	0.80	28.8%		0.30	0.9	0.6	16.2%
	0.40	0.8	0.80	25.6%		0.30	0.8	0.6	14.4%
	0.40	0.7	0.80	21.4%		0.30	0.7	0.6	12.6%
	0.40	0.6	0.80	19.2%		0.30	0.6	0.6	10.8%
HN35	0.35	1.0	0.7	24.5%	HN25	0.25	1.0	0.5	12.5%
	0.35	0.9	0.7	22.1%		0.25	0.9	0.5	11.3%
	0.35	0.8	0.7	19.6%		0.25	0.8	0.5	10.0%
	0.35	0.7	0.7	17.2%		0.25	0.7	0.5	8.8%
	0.35	0.6	0.7	14.7%		0.25	0.6	0.5	7.5%

1) HN40 表示偏振片对正入射自然光的透过率为 40%, 我们取为 a 。如果认为偏振度为 100%, 则 c 应为 80%。

从上面的分析可知, PLZT 电光开关的开态透过率主要受偏振片和瓷片透过率的影响, 而偏振片平行时透过率又是光开关最大开态的上限。从偏振片特性而言, 提高偏振片的透过率, 势必同时提高关态透过率, 所以要提高光开关开态透过率, 就必定要牺牲关态黑度, 反之亦然。对于合理的亮度和黑度要求, 应根据具体应用对象定出具体要求, 但是要达到开态透光率在 30% 以上而又保证合理的对比度是相当困难的。

2. 剩余极化(剩余双折射)对关态的影响

我们知道, 电光型开关关闭时的最低透过率, 实际上就两偏振片正交时的透过率(假定 PLZT 100% 透光, 同时 $\overline{\Delta n} = 0$)。但是往往由于材料在电场作用后有剩余极化, 因而有了剩余双折射 [如图 18(a) 和 18(b)]。这样, 实际上的关态透过率就要高于这个下限透过率。在强闪光防护技术中, 要求严格的关态, 剩余双

1) 该曲线由本所七室协助测量。

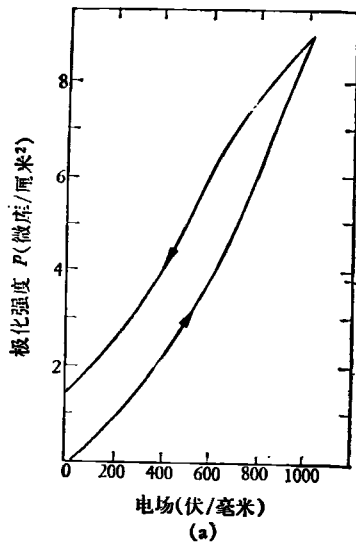


图 18(a) PLZT9/65/35 极化强度和电场的关系曲线
 折射 $\overline{\Delta n}$ 的存在会严重影响使用。下面估计一下剩余双折射(或剩余极化)对关态透过率的影响程度。

由(3)式可知 $\overline{\Delta n}$ (或极化 P) 对透过率有贡献的项为 $I_1 \cdot \sin^2\left(\frac{\pi l}{\lambda} \overline{\Delta n}\right)$, 当 $\sin^2\left(\frac{\pi l}{\lambda} \overline{\Delta n}\right) = 1$ 时, 有最大透过率 $T_{最大}$; 当 $\sin^2\left(\frac{\pi l}{\lambda} \overline{\Delta n}\right) = 0$ 时, 有最小透过率 $T_{最小}$ 。所以光开关的透过率可改写为

$$T = \frac{I_0 + I_0 \left(\frac{T_{最大}}{T_{最小}} - 1 \right) \cdot \sin^2\left(\frac{\pi l}{\lambda} \overline{\Delta n}\right)}{I_\lambda} \quad (14)$$

由(14)式可见, 光开关的关态越暗或开态越亮, 剩余双

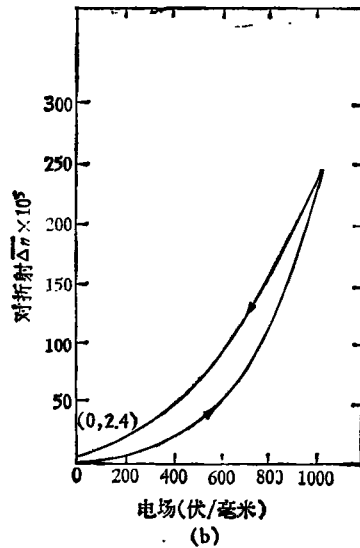


图 18(b) PLZT9/65/35 的双折射和电场的关系曲线
 折射对透光率的贡献越大, 即对关态黑度的影响越大。

对于我们的光开关, 开态透过率为 10%, 关态透过率为 0.01%。由于剩余双折射 $\overline{\Delta n}$ 对光开关关态透过率的影响, 我们进行了计算, 列于表 3 (设光开关有效光程为 0.15 毫米, 入射光波长为 6328 埃)。从表可见, 剩余双折射(或剩余极化)对光开关的关态透过率有相当大的影响。我们对用氧化物热压法制得的 PLZT9/65/35 材料所做的测量[图 18(a)], 表明其剩余极化为 1.4 微库/厘米², 从图 18(b) 可见其剩余双折射为 2.4×10^{-5} 。因此, 由该材料制成的光开关, 在未加电压之前(即新鲜样品), 若关态为 0.01%, 则当施

表 3 剩余双折射 $\overline{\Delta n}$ 对光开关关态减光倍数的影响

$\overline{\Delta n}$	$\alpha = \frac{\pi l \overline{\Delta n}}{\lambda}$	$\sin \alpha$	$\sin^2 \alpha$	$999 I_0 \cdot \sin^2 \alpha$	$\frac{I_\lambda}{I_0 + 999 I_0 \cdot \sin^2 \alpha}$
0	0	0	0	0	10000
1×10^{-5}	26'	0.0076	0.000058	$0.058 I_0$	9450
2×10^{-5}	52'	0.0151	0.000228	$0.228 I_0$	8100
3×10^{-5}	78'	0.0227	0.000513	$0.513 I_0$	6600
4×10^{-5}	104'	0.0303	0.000918	$0.918 I_0$	5200
5×10^{-5}	130'	0.0378	0.001429	$1.429 I_0$	4100

加了半波电压之前(即新鲜样品), 若关态为 0.01%, 则当施加了半波电压后, 由于剩余极化的原因, 其关态提高到 1/8000 左右, 这和单点光开关的光密度电场曲线(图 5) 基本符合。因此, 对于整个平面型器件来讲, 要求减小材料的剩余极化到许可的范围, 同时改进装配工艺和电极工艺(采用机械掩膜)对于光密度要求大于 4 的光开关是很重要的。

3. 关于开关电压

一般讲, 光开关的开关电压高低(半波电压高低),

不会影响其最大开态透过率, 但是高的开关电压往往使其在应用方面带来许多限制和缺点。例如, 对电源和开关线路的元件要求, 对电极质量的要求都高了, 对其使用寿命及其它性能可能会产生影响。因此, 高的开关电压对实用器件会带来许多困难与麻烦, 所以希望有较低的开关电压。光开关低的开关电压, 实际上反映了 PLZT 材料具有大的电光系数。所以要求相变型 PLZT 材料具有大的二次电光系数 r 。我们的光开关采用的 PLZT 片厚为 0.15 毫米, 应用氩-氦激光, 在电控下要达到半波延迟量为

$\overline{\Delta n} \cdot l = \overline{\Delta n} \times 0.015 \times 10^3 = 3164$ 埃。 (15)
所以必须使 PLZT 产生的双折射为

$$\overline{\Delta n}_{1/2} = \frac{3164}{0.015 \times 10^3} = 211 \times 10^{-3} \quad (16)$$

我们知道在电场接近半波电压时, PLZT 的二次电光系数 r 是电场的弱函数, 因此可以认作常量并与 $\overline{\Delta n}$ 有如下关系式^[1]:

$$\overline{\Delta n} = \frac{1}{2} n_1^2 r E^2 \quad (17)$$

据此, 我们可以估算, 对不同电光系数的材料, 要获得半波延迟时的双折射 $\overline{\Delta n}_{1/2} = 211 \times 10^{-3}$ 时, 所需的半

表 4 电光系数 r 和半波电场 E 的关系

$r(\text{米/伏})^2$	$E_{1/2}^2(\text{伏/米})^2$	$E_{1/2}(\text{伏/米})$
1×10^{-16}	270×10^{10}	16.4×10^3
2×10^{-16}	135×10^{10}	11.6×10^3
3×10^{-16}	90×10^{10}	9.5×10^3
4×10^{-16}	67.5×10^{10}	8.2×10^3
5×10^{-16}	54×10^{10}	7.3×10^3
6×10^{-16}	45×10^{10}	6.7×10^3
7×10^{-16}	38.5×10^{10}	6.2×10^3
8×10^{-16}	34×10^{10}	5.8×10^3
9×10^{-16}	30×10^{10}	5.4×10^3
10×10^{-16}	27×10^{10}	5.1×10^3

波电压(最大开关电压), 计算结果由表 4 列出。计算结果表明, 计算值与图 5 及图 18(b) 的测量结果基本

上是吻合的。由于标称 PLZT9/65/35 材料的二次电光系数偏低, 因此, 其半波电压偏高。所以改进工艺提高材料的电光性能, 从而降低开关电压是很重要的。

综上所述, 应用 PLZT 二次电光效应, 可以制成许多有用的光开关器件, 并已在光点开关、护目镜和立体眼镜等方面得到初步应用。在选择合适的偏振片后, 零场条件下材料的均匀性对制备高对比度和好的关态特性的器件很为重要。为了降低器件的开关电压, 必须提高材料的二次电光系数。从器件应用趋向来看光开关器件将会日益扩大而进入实用化。这将会进一步涉及到光开关的开关时间、性能老化、使用寿命和温度特性等参数, 这些工作我们将继续进行。

参 考 文 献

- [1] G. H. Haertling and C. E. Land, *J. Amer. Ceram. Soc.*, 54-1(1971), 1—11.
- [2] J. Thomas Cutchin et al., *Applied Optics*, 14-8 (1975), 1866—1878.
- [3] 熊田明生, *エレクトロニクスセラミクス*, 5-7 (1974), 57—63.
- [4] C. E. Land, *Proceedings of the SPIE Vol. 83: Optical Information Processing* (1976), 44—50.
- [5] F. Micheron et al., *J. Amer. Ceram. Soc.*, 57-7 (1974), 306—308.
- [6] John A. Roesse and Aida S. Khalafalla, *Ferroelectrics*, 10(1/2/3/4) (1976), 47—51.
- [7] 季寿元、王德滋编, *晶体光学*, 人民教育出版社, (1961), 153.

空间变光学信息处理述评

潘少华

(中国科学院物理研究所)

一、引 言

近几年来国内外对空间变光学信息处理的研究已有若干进展。

1975 年我们曾用一种非相干光方法, 处理转动大模糊图象, 实验和理论文章已发表^[1]。在文献 [2, 3] 中论述了用平面光学元件列实现一般线性光学变换以及用迭代法求解。此后, 我们对此类系统又做了一些讨论和具体计算。

正如大家所熟悉的, 线性光学系统输出函数 $g(x,$

$y)$, 与输入函数 $f(x, y)$ 的关系, 由迭加积分表述:

$$g(x, y) = \iint_{-\infty}^{\infty} f(x', y') h(x, y; x', y') dx' dy' \quad (1)$$

$h(x, y; x', y')$ 是光学系统的点扩展函数, 它表示系统在输出平面上 (x, y) 点对于输入平面上 (x', y') 点 δ 函数的响应。当它具有 $h(x - x', y - y')$ 形式时, 则此系统被称为“空间平移不变的”, 或简称为“空间不变的”。它的物理意义是: 当一个点源在输入平面移动时, 系统对于此点源输入响应仅仅在位置上产生相应移动, 而它的振幅分布或波形是不发生变化的, 也可以说在输出平面上点源的象只改变位置, 而不改变它