

## BSO 晶体的特性及其应用

王 天 及

(中国科学院广州电子技术研究所)

徐 森 录

(浙江大学光仪系)

**提要:** 本文概要地综述了  $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$  (BSO) 晶体的主要物理特性以及近几年来在实时全息术、斑纹干涉计量、光学信息处理等方面的应用和作者的一些实验结果。

## Properties of BSO crystals and their applications

Wang Tianji

(Guangzhou Institute of Electronic Technology, Academia Sinica)

Xu Senlu

(Department of Optical Instrument, Zhejiang University)

**Abstract:** Briefly presented are the main physical properties of photoconductive electrooptic  $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$  (BSO) crystals and their applications to real-time holography, speckle interferometry, optical information processing in recent years. Some of our new experimental results obtained are reported.

## 引 言

1967年 Ballman<sup>[1]</sup> 报道了他制备出高质量的 BSO 晶体。接着便涌现出许多有关对 BSO 晶体理化特性测试和把它应用于实时全息术、光学信息处理以及实时斑纹照相等方面的研究报告<sup>[2~10]</sup>。BSO 晶体是一种具有光致折射率变化效应的电光晶体。在电场电压为 6 千伏/厘米和波长  $\lambda=514$  毫微米

时, 获得 1% 衍射效率的写入能量是 0.3 毫焦耳/厘米<sup>2</sup>。

BSO 晶体对波长  $\lambda_1=514$  毫微米的吸收系数  $\alpha_1=2$  厘米<sup>-1</sup>, 对波长  $\lambda_2=633$  毫微米的吸收系数  $\alpha_2=0.28$  厘米<sup>-1</sup>。对全息干涉和斑纹图样的记录来说, 加在晶体横向电场  $E$  的偏压在 110 方向上, 光束在  $\bar{1}10$  方向上入射, 记录全息图或斑纹图样。利用波长  $\lambda=514$  毫微米的激光在 BSO 晶体中写入全息

收稿日期: 1983年7月20日。

图后,如果再用均匀的、与记录波长相同的光去照射该晶体,就会抹去由空间电荷弛豫存贮的信息,使原来记录的全息图遭受破坏。所以在读出全息图时一般使用波长为 633 毫米的 He-Ne 激光,BSO 晶体对它的吸收系数比较小。

## BSO 晶体的特性

### 1 光电导效应

BSO 晶体是一种在可见光区的光导体,在平衡带与传导带之间的能级差是 3.25 电子伏<sup>[11]</sup>。在光子的作用下,由光激励中心硅原子产生的电子迁移到传导带上,在外电场作用下出现迁移平均长度  $L_D$ ,即形成电流密度分布。由光载流子的各向同性的“扩散”也能引起电荷的转移。迁移长度由下面二式决定:

$$L_D = \mu\tau E_0 \quad \text{“迁移”}$$

$$L_d = \left(\frac{KT}{e} \mu\tau\right)^{1/2} \quad \text{“扩散”}$$

式中  $K$ ——玻尔兹曼常数,

$T$ ——绝对温度,

$e$ ——电子电荷,

$\mu$ ——迁移率,

$\tau$ ——电荷寿命,

$E$ ——外电场。

正比于吸收光子的电荷产生率调制了晶体的光电导率  $\sigma$ ,在均匀照明下的变化规律可写成<sup>[12]</sup>

$$\sigma = \sigma_0 + U(\alpha) I_0$$

式中  $\alpha$ ——所用波长的吸收系数,

$I_0$ ——入射光的功率密度(瓦·厘米<sup>-2</sup>),

$\sigma_0$ ——晶体的暗电导率(1.6×10<sup>-15</sup> 欧姆<sup>-1</sup>·厘米<sup>-1</sup>),

$$U(\alpha) = 7.3 \times 10^{-6} \text{ 欧姆}^{-1} \cdot \text{瓦}^{-1} \cdot \text{厘米}。$$

### 2. 线性电光效应

用在全息记录中的晶体是按(110)、(001)、(110)面切割的。在无外力约束时

BSO 晶体是各向同性的;在外电场的作用下,一些电光系数张量的非零项造成线性电光效应。

$$(R_{ij}) = \begin{vmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ r_{41} & 0 & 0 \\ 0 & r_{52} & 0 \\ 0 & 0 & r_{63} \end{vmatrix}$$

$$r_{41} = r_{52} = r_{63}$$

在材料中出现双折射轴,折射率的椭圆方程写成:

$$\Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_i = \sum_{j=1}^3 r_{ij} E_j$$

$$i=1 \text{ 至 } 6, E_j = E_x, E_y \text{ 或 } E_z。$$

根据电场  $E_0$  是置在(110)面上或(001)面上,双折射主轴( $x'$ ,  $y'$ )如图 1。

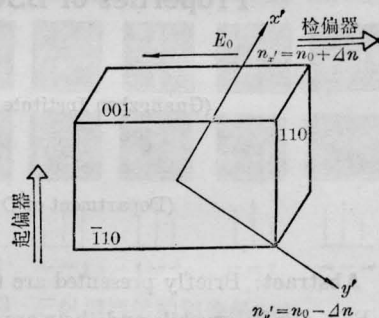


图 1 BSO 晶体在外电场  $E_0$  作用下的双折射主轴示意图

设一电磁波的波矢量垂直于入射表面并垂直偏振,它在穿过晶体后有一相位差  $\Delta\phi$ <sup>[13]</sup>

$$\Delta\phi_1 = \frac{2\pi n_0^3 r_{41} V}{\lambda_0} \quad \text{当 } E_0 \perp (110)$$

$$\Delta\phi_2 = \frac{\pi n_0^3 r_{41} V}{\lambda_0} \quad \text{当 } E_0 \perp (001)$$

式中  $V$ ——外电压。

### 3. 相位体全息图的形成

同时存在于 BSO 晶体中的光电导效应和线性电光效应能作相位全息图的记录,即干涉条纹的非均匀照明产生光载流子的空间

分布和空间电荷场, 此空间电荷场通过电光效应调制了材料的折射率。

在晶体内干涉的两个平面波, 其强度空间分布:

$$I_T(x) = I_0(1 + m \cos kx)$$

$$I_0 = I_S + I_R \quad \text{入射总强度}$$

$$m = 2\sqrt{\beta}/(1+\beta) \quad \text{条纹调制度}$$

$$\beta = I_S/I_R \quad \text{记录光束的比值}$$

由 Kukhtarev 模式表达既有扩散又有迁移的在饱和时的空间电荷场  $E_{SC}^{[14]}$  为:

$$E_{SC} = \frac{\sqrt{\beta}}{1+\beta} E_T$$

$$\times \frac{[1 + (E_0/E_T)]^{1/2}}{[(1 + E_T/E_q)^2 + (E_0/E_q)^2]^{1/2}}$$

$$\times \cos(kx + \psi)$$

式中  $E_T = 2\pi kT/e\Lambda$ ——扩散场,

$E_0$ ——外电场,

$E_q = eN_A\Lambda/2\pi\epsilon$ ——光致空间电荷场的最大振幅,  $N_A$  为陷阱密度,

$\psi$ ——照明光栅与光致折射率变化光栅之间的相位移。

电光效应调制了沿  $x'$  和  $y'$  的折射率:

$$n_{x'} = n_0 + \Delta n$$

$$n_{y'} = n_0 - \Delta n$$

$$n_{z'} = n_0$$

$$\Delta n = \frac{1}{2} n_0^3 r_{41} E_{SC}$$

#### 4. 在均匀照明下或黑暗中的松弛

用均匀照明使光激励电子松弛, 即取消了空间电荷场  $E_{SC}$  的调制, 取消的过程就是使光载流子均匀化。对于某一给定波长  $\lambda_0$  和同一入射功率密度, 记录与抹去过程是一对对称过程, 没有任何疲劳效应(图 2)。

取照明强度  $I_0 = 15$  毫瓦·厘米<sup>-2</sup> 和间距  $\Lambda = 2.8$  微米, 对于  $\lambda_0 = 514$  毫微米, 由“迁移”法的实验测量表明,  $\tau_e \approx 100$  毫秒 ( $E_0 = 6$  千伏·厘米<sup>-1</sup>), 在  $\lambda_0 = 488$  毫微米时  $\tau_e \approx 40$  毫秒。

在黑暗中, 空间电荷场松弛具有的介电时间常数  $\tau_0 = \epsilon/\sigma_0$ , 它在 20~30 小时内变

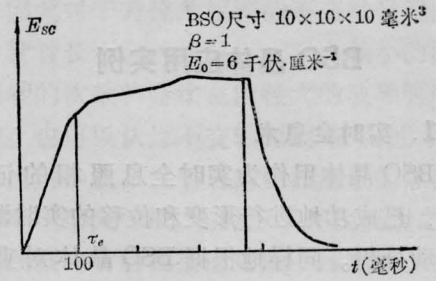


图 2 BSO 晶体中的记录-抹去周期

化。

#### 5. 记录灵敏度与衍射效率

实验表明, BSO 晶体的记录与抹去能量等效于高分辨率照相板 ( $S^{-1} \approx 130$  微焦耳/厘米<sup>2</sup>, 衍射效率  $\eta = 1\%$ ,  $\lambda = 488$  毫微米)<sup>[15]</sup>, 大约比掺铁离子的 LiNbO<sub>3</sub> 材料灵敏三个数量级 ( $S^{-1} \approx 200$  毫焦耳/厘米<sup>2</sup>,  $\eta = 1\%$ )。

两个平面波相干涉后由电光效应所形成的光致折射率正弦调制, 形成了一个厚相位光栅, 在透射记录时, 入射到晶体的物光束与参考光束形成干涉条纹, 并记录在晶体中。衍射效率  $\eta$  定义为衍射光强与全息图不存在时的透射光强之比。通常用不同波长 ( $\lambda_L = 633$  毫微米) 来测量衍射效率。在重现时若 Bragg 条件被满足,

$$\sin \theta_B = \pm \frac{\lambda_L}{2\Lambda}$$

式中  $\lambda_L$ ——读出时用的波长。衍射效率由 Kogelnik 的耦合波理论来计算<sup>[16]</sup>。在 Bragg 入射下,

$$\eta = \exp(-\alpha l) \sin^2 \left( \frac{\pi l \Delta n}{\lambda_0 \cos \theta} \right)$$

$$\Delta n = n_0^3 r_{41} E_{SC}$$

式中  $\alpha$ ——晶体的吸收常数,

$l$ ——晶体的厚度,

$\lambda_0$ ——记录用的波长。

#### 6. 旋光性及法拉弟旋转效应

Albert 等<sup>[17]</sup>测量了 BSO 等晶体的旋光效应随波长的变化, 以及测量了法拉弟效应, 以确定它们作为磁光调制晶体的优点。测量结果是, 随波长的变化其旋光本领接近线性变化。

## BSO 晶体应用实例

### 1. 实时全息术

BSO 晶体用作为实时全息照相的记录介质, 已成功地进行了形变和位移的实时测量和振动分析。同样地根据 BSO 晶体对蓝光(436 毫微米)的灵敏度高于绿光(546 毫微米)数十倍的事实, 我们也能应用白光光源(汞灯)或一些汞的谱线来记录全息图。首先物体由  $50 \mu\text{m}^{-1}$  光栅进行载波调制, 然后用 +1 和 -1 级衍射光束记录在 BSO 晶体内。为了改善所观察的衍射象的质量, 在 BSO 晶体前后要放置起偏器与检偏器, 这是因为观察光束是线偏振, 衍射光束是椭圆偏振(BSO 晶体在外场下既有旋光性又有双折射所致)。发自光学元件和机械零件、晶体表面的散射光及内部的相干噪声, 是与入射光束相同方向的准线偏振态。图 3 是作者用汞灯作全息记录(来自光栅的 +1、-1 级衍射相干涉), 再用红光观察(+1 级)而得到的再现现象(照片比原物已放大 2.5 倍)。在再现时应用一定相交角的一对偏振片之后, 大大抑制了散射噪声和改善了信噪比。



图 3 用汞灯谱线在 BSO 晶体中记录全息图的再现现象

### 2. 相位耦合

BSO 晶体同样也是作为相位耦合的理想材料<sup>[18]</sup>。用“四波混合”产生的耦合波阵面的原理在文献[19~21]中已有详尽的论述。

BSO 晶体是记录强度的探测器, 所以

$$I_T = (\Sigma_R + \Sigma_S)(\Sigma_R + \Sigma_S)^*$$

$$I_T = |\Sigma_R|^2 + |\Sigma_S|^2 + \Sigma_R^* \Sigma_S + \Sigma_R \Sigma_S^*$$

当用  $\Sigma_R^*$  波照明时, 包含在  $\Sigma_R \Sigma_S^*$  内的信息再现在入射物光束的方向上。没有被晶体吸收的部分重新又被反射和成为读出光束。显然参考光束、物光束、读出光束和衍射光束都永久性地存在材料的体积中, 这样 BSO 好似耦合反光镜, 它衍射入射信号波  $\Sigma_S$  的共轭波  $\Sigma_S^*$ 。

在观察一些非线性现象中, 近十年来发现的耦合波机理<sup>[22, 23]</sup>已经在国际技术界中引起了很大的反响。1982 年 9 月 20 日至 24 日在法国的 Cargèse 召开了关于“光学相位耦合和光学不稳定性”的专题讨论会, 提供了光学相位耦合的许多潜在应用。

设在 +Z 方向传播的光波,

$$E = \text{Re}[\psi(x, y, z)e^{i\omega t}]$$

式中  $\psi(x, y, z) = A(x, y)e^{i[-kz + \psi(x, y)]}$ 。波  $E$  的共轭波定义为:

$$E^* = \text{Re}[\psi^*(x, y, z)e^{i\omega t}]$$

$$= \text{Re}[A(x, y)e^{i[kz - \psi(x, y)]}e^{i\omega t}]$$

$$= \text{Re}[\psi(x, y, z)e^{i\omega(-t)}]$$

$E^*$  相当于空间部分的共轭复数而时间部分没有变化。共轭波对应于在 -Z 方向传播的具有相位  $\psi(x, y)$  的波。这是等效于  $E$  的空间部分不变而颠倒了时间  $t$  的符号。从这个意义上说, 相位共轭是等效于“时间颠倒”。

假如作耦合的入射波是有象差的(经过有象差的元件或一个扰动的介质), 这样一个入射波的耦合结果在出射波中是有严重象差。假如出射波重新又经过具有象差的元件, 这样就完全没有失真了。所以在第一次观察到相位耦合之后不到几年, 就有人描述了它在自适应光学上的潜在应用<sup>[24]</sup>。

### 3. 实时斑纹干涉计量

Tiziani<sup>[9, 10]</sup>将 BSO 晶体用在斑纹干涉计量术上成功地实时分析形变、测量倾斜、位移和时间平均记录的振动分析研究。对于双

曝光技术来说,斑纹图样是在形变或位移后记录的。使用波长 $\lambda_1=514$ 毫微米的光记录,然后用波长 $\lambda_2=633$ 毫微米的光读出,以便在Franhofer平面上显示条纹,或将Franhofer平面上的杨氏条纹通过窄缝后进行傅里叶变换来实现全场的实时形变观察。

#### 4. 实时等高线全息照相

实时等高线全息照相是非接触测量的一个很有用的工具。用BSO晶体作为存贮材料的双波长实时等高线全息照相的实验装置如图4所示<sup>[9, 25, 26]</sup>。

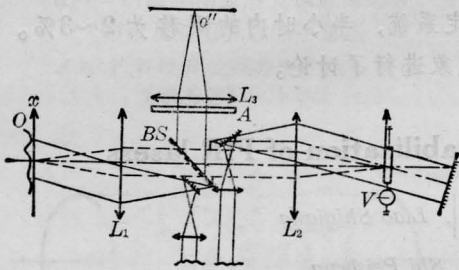


图4 用双波长技术的实时等高线全息照相的实验装置

物体同时地被两种波长 $\lambda_1=476.24$ 毫微米和 $\lambda_2=482.52$ 毫微米照明,入射平面波的角度是 $\theta_q$ ,全息图通过由 $L_1$ 和 $L_2$ 形成的物象重迭以及含有 $\lambda_1$ 和 $\lambda_2$ 的参考波而形成,再用相位共轭波照射BSO晶体重现。波长 $\lambda_1$ 或 $\lambda_2$ 都可用反射镜的适当角度来选择。重现象波前通过分光器耦合出来,对于 $f_1/f_2=\sin\theta_q=\sin\theta_r$ 来说,等高线的间距是

$$\Delta z = \frac{\lambda_1 \lambda_2}{(1 + \cos \theta_q)(\lambda_1 - \lambda_2)}$$

式中 $\theta_q$ 和 $\theta_r$ 是照明波和参考波的入射角; $f_1$ 和 $f_2$ 是 $L_1$ 和 $L_2$ 的焦距。

实时等高线的全息图重现象通过分光镜BS经分析器A滤掉不需的散射光,在透镜 $L_3$ 的焦平面上便可获得。文献[25]和[26]的实验分别用氩离子激光的 $\lambda_1=520.83$ 毫微米和 $\lambda_2=530.87$ 毫微米以及氦离子的 $\lambda_1=476.24$ 毫微米和 $\lambda_2=482.52$ 毫微米获得 $\Delta z=13.9$ 微米和 $\Delta z=18.45$ 微米的等高线间距。

#### 5. 接合变换实时互相关

Tiziani和Wang<sup>[27]</sup>使用BSO晶体作为接合变换光学处理器的记录材料,实现两个相同透明图片之间的实时互相关。在接合变换处理器中使用 $\lambda_1=514$ 毫微米波长的光记录参考物和检测物的傅里叶变换谱,同时用 $\lambda_2=633$ 毫微米波长的光读出。利用这个装置已成功地在输出平面上实时地观察到相同透明指纹照片的互相关峰(见图5)。

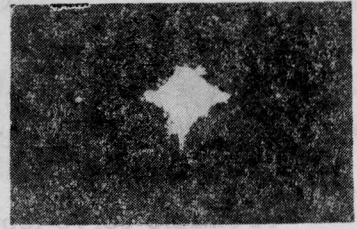


图5 两个相同指纹透明图片的互相关峰

### BSO晶体的应用前景

BSO晶体问世以来已有十几年的应用历史。无论在全息存贮、干涉计量、斑纹照相以及相位耦合和实时相关等方面都显露出它的独特优越性。它的灵敏度高,响应时间快以及可以连续地重复使用而不会发生任何损坏或疲劳现象,因此是一种非常有前途的记录材料。例如可以设想在空间技术中把相位耦合和相关技术合并使用,以实现通过大气扰动后的两个空间信号的相关识别。就BSO晶体本身的改进来说,已有人试图在BSO晶体中掺杂某些金属元素以使其吸收波长红移,这就可以使用氩-氟激光器的红光写入或者能用红外波长写入。如果能实现这一点,对相位耦合等应用将是一个猛烈的促进并且将会开拓出更新的应用领域。

#### 参 考 文 献

- [1] A. A. Ballman; *J. of Crystal Growth*, 1967, 1, 37.
- [2] A. M. Glass; *Opt. Lett.*, 1978, 5, 470.

(下转第476页)

这一点。对于图 5 中所示的图形亦可采用万花筒式的自我成象法来加以解释<sup>[6]</sup>。

图 6(a)是在波导两端装置了外腔镜形成了激光谐振腔以后拍摄的一组照片。随着波导内染料浓度增加,激活区的深度将不断地减小,中心区的激光斑将逐渐消失,不交轴的激光辐射则将逐渐突出。

图 6(b)所示的一组照片表明,在染料浓度不变的情况下,随着泵浦光强的逐渐减弱,激活区的深度也将逐渐减小,因而中心区的激光斑将逐渐消失,不交轴的激光辐射,就其相对强度来说就将逐渐突出了。

## 七、结 语

在几何光学中讨论轴外物点成象的象差理论时,尤其是在设计广角镜头时是必须考虑不交轴光线的,近年来由于光纤通讯的需要,对不交轴光线在激光器与光纤的接口以及在光纤的分束、对接中的影响也进行了广泛的研究,尤其是对于折射率渐变式分布的

多模光纤,由于其自身具有导引螺旋状的不交轴光线的性质,也就更不能忽视其对功率损耗的影响了。此外,光波导中的散射、界面的不完整等因素还将把子午光线中的一部份不断地转换为不交轴光线。因而对于不交轴光线的研究及其径迹的计算方法,至今也仍在不断的改进之中<sup>[7]</sup>。

## 参 考 文 献

- [1] 刘力等;《中国激光》,1983, **10**, No. 1, 32.
- [2] W. B. Allan; "Fibre Optics—Theory and Practice" 1973, by Plenum Publishing Company Ltd London, p. 25.
- [3] A. W. Snyder, J. D. Love; IEEE MTT-23, 1975, p. 134.
- [4] A. W. Snyder, D. J. Mitchell; *Optik*, 1974, **49**, 438.
- [5] D. Marcuse; "Theory of Dielectric Optical Waveguides", Academic Press New York and London 1974, p. 90.
- [6] O. Bryngdahl, W. -H. Lee; *JOSA*, 1978, **63**, 310.
- [7] W. H. Southwell; *JOSA*, 1982, **72**, 908.

(上接第 487 页)

- [3] Y. Yariv; *Opt. Commun.*, 1978, **25**, 23.
- [4] J. P. Huignard *et al.*; *Appl. Opt.*, 1977, **16**, 1807.
- [5] A. Marrakchi *et al.*; *Opt. Commun.*, 1980, **34**, 15.
- [6] J. P. Huignard; "Current Trends in Optics", Invited papers from the ICO-12 Meeting, 1981, Edited by F. T. Arechi *et al.*, 150.
- [7] H. J. Tiziani *et al.*; *Appl. Opt.*, 1981, **20**, 1467.
- [8] M. Küchel *et al.*; *Opt. Commun.*, 1981, **38**, 17.
- [9] H. J. Tiziani; *Opt. Acta*, 1982, **29**, 463.
- [10] H. J. Tiziani; *Proceedings of SPIE*, 1983, **398**, 1.
- [11] S. L. Hou; *J. Appl. Phys.*, 1973, **44**, 2652.
- [12] M. Peltier *et al.*; *J. Appl. Phys.*, 1977, **48**, 3683.
- [13] A. Yariv; *Introduction to Optical Electronics*, 1976.
- [14] N. V. Kukhtarev *et al.*; *Ferroelectrics*, 1979, **22**, 949.
- [15] J. P. Huignard *et al.*; *Appl. Opt.*, 1977, **16**, 2796.
- [16] H. Kogelnik; *Bell Syst. Tech. J.*, 1969, **48**, 2909.
- [17] A. Feldman *et al.*; *Appl. Phys. Lett.*, 1970, **16**, 201.
- [18] H. J. Tiziani *et al.*; *Opt. Commun.*, 1980, **34**, 327.
- [19] J. P. Huignard *et al.*; *Opt. Lett.*, 1980, **5**, 102.
- [20] J. P. Huignard *et al.*; *Opt. Lett.*, 1979, **4**, 21.
- [21] Wang Tianji; '83 ICL Digest, 1983, 546.
- [22] A. Marrakchi; *Opt. Commun.*, 1980, **34**, 15.
- [23] B. Zeldovich *et al.*; *Sov. Phys. JETP*, 1972, **15**, 109.
- [24] R. W. Hellwarth; *JOSA*, 1977, **67**, 1.
- [25] H. J. Tiziani; *Holographie und Speckle-Photographie in Echtzeit mit BSO*, Wissenschaftlicher Schlussbericht, Universität Stuttgart, 1981, **12**, p. 29.
- [26] M. Küchel; *Zwei-Wellenlängen Konturlinienholographie*, Uni. Stuttgart Dr. Ing. genehmigte Abhandlung, 1983, p. 121.
- [27] H. J. Tiziani, Wang Tianji; "Optical Correlator Using BSO Crystals" (to be publish).