

掺铁铌酸锂 (LN: Fe) 的各向异性自衍射*

吴仲康 姜绍周 石东旗 吕永彬

(南开大学物理系, 天津)

徐玉恒

(哈尔滨工业大学化学系)

Anisotropic self-diffraction in a LiNbO₃:Fe crystal

Wu Zhongkang, Jiang Shaoshou, Shi Dongqi, Lü Yongbin

(Department of Physics, Nankai University, Tianjin)

Xu Yuheng

(Department of Chemistry, Haerbin University of Technology, Haerbin)

提要: 本文研究了单光束辐照下 LN:Fe 晶体中的变偏振现象, 观察到了 *e* 光变 *o* 光的光环; *o* 光变 *e* 光的扇形光像。观测了光强随时间变化的弛豫曲线和温度效应。用时间分辨简并四波混频解释了这一自衍射现象, 也对产生这一现象的噪音栅形成机制作了探讨。

关键词: LiNbO₃:Fe, 弛豫, 简并四波混频

用于光存储和动力学全息照相的光折变晶体、在全息记录过程中有其光致自增强衍射效应。它源于相干入射光与由晶体缺陷所致的散射光相干而形成的噪音光栅, 它明显的降低了信噪比, 这在应用上是不利的。因此, 这一问题引起了重视。

光致自衍射工作表明: 例如 BaTiO₃^[1]、LiNbO₃:Fe^[2~4]、LiTaO₃:Cu^[5]。晶体中的各向异性光衍射现象, 它的解释是不一致的, 机理尚待研究。本文拟对 LiNbO₃:Fe 晶体中的 *e* 光变 *o* 光的自衍射光环; *o* 光变 *e* 光的扇形光像进行研究, 同时对产生这一现象的噪音栅形成机制进行探讨, 实验结果与解释相符。

实验试样的通光面为 *Y* 面或 *X* 面, 尺寸为 10×10×1 mm^[6], 实验装置如图 1 所

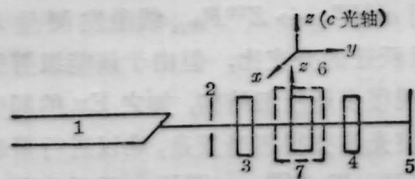


图 1 实验装置示意

1—Ar⁺ 激光器; 2—光阑; 3—起偏镜; 4—检偏镜;
5—屏; 6—试样; 7—加热装置

示。

Ar⁺ 激光束 $\lambda=488.0\text{nm}$, 通过起偏镜垂直入射到晶体上, 晶体置于加热炉中; 入射面垂直于晶体的 *c* 轴, 光经检偏镜后正投射于幕屏上。

收稿日期: 1988年2月22日。

* 国家自然科学基金资助项目。

一、o 光变 e 光的自衍射

入射光垂直于晶体的 Z 轴(光轴), 偏振方向在 XY 面内, 如图 2(a)所示。我们观察

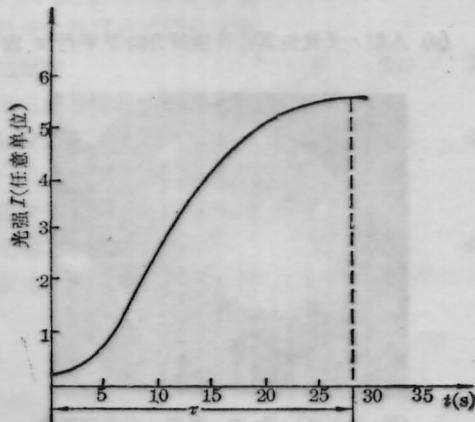
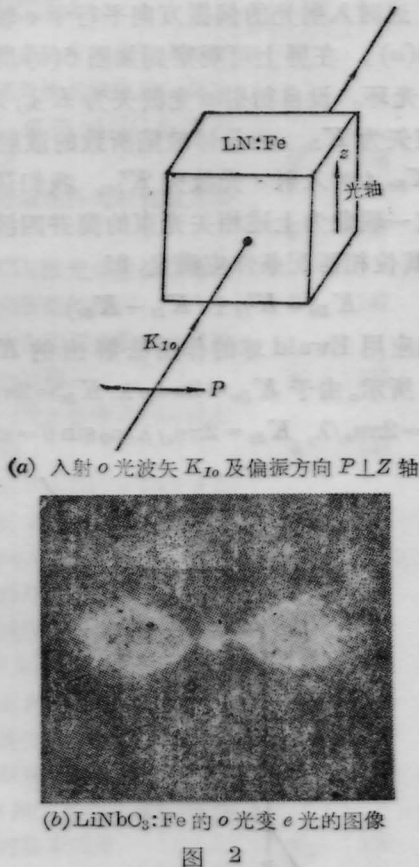


图 3 o 光变 e 光中 e 光随时间的变化 (τ 为弛豫时间)

到的 o 光变 e 光的扇形光像如图 2(b)。它的光强随时间变化的弛豫曲线如图 3。它与文献[6]的结果相似; 光强由零增到极大, 弛豫时间为 τ 。

1.1 自衍射扇形光像的起因^[8]

我们认为这一现象属相关光束的时间分辨简并四波混频, 自衍射光的波矢 K_{De} 满足位相匹配。

设入射 o 光波矢 $K_{I_o} = 2\pi n_o/\lambda$, 晶体缺陷所致的散射 e 光波矢 $K_{Se} = 2\pi n_e/\lambda$, 两光束相干写入位相光栅; t 时入射 o 光不变, 波矢 $K'_{I_o} = 2\pi n_o/\lambda$, 投射于这一光栅。自然满足布拉格方程产生衍射 e 光, 波矢 $K_{De} = 2\pi n_e/\lambda$ 为

$$K_{De} = K'_{I_o} \pm (K_{I_o} - K_{Se}) \quad (1)$$

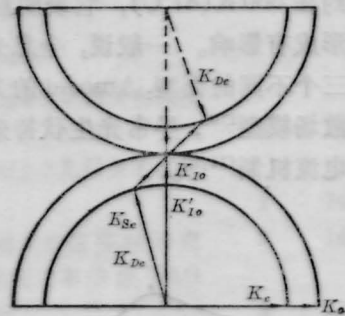


图 4 表示方程(1)应用 Ewald 球的作图法^[6]解得的自衍射光 K_{De} 的波矢图 $\pm \Delta K = \pm (K_{I_o} - K_{Se})$ 的矢端轨迹为半径等于 K_e 的圆; K_e, K_o 分别表示 e 光、o 光的波矢

上式中 λ, n_o, n_e 分别表示为入射光的波长和晶体的 o 光与 e 光的折射率。(1)式即为相关光束的时间分辨简并四波混频的位相匹配条件。我们应用 Ewald 球的作图法^[7]解得的 K_{De} 如图 4 所示。由图 4 可知, 在晶体内的自衍射光的出射只受晶体的全反射角的限制, 这就解释了我们观察到的图像为什么是一广角扇形像。

1.2 弛豫曲线的定性解释

由实验结果图 3 可知, 自衍射 e 光是一种自增强现象, 且有一极大值, 它表明入射主光束与衍射光束的耦合放大, 主光束的能量

传输到了衍射光束。一般说,这一现象可以用双光束耦合波理论来解释^[9]。但我们也可以应用上面的论述来理解。由公式(1)知,衍射光 K_{De} 的光强应是原始散射光和衍射光的叠加,在此条件下它明显的得到了增大。显然,增大的 K_{De} 可以与主光束再次相干。由此,导致相应噪音光栅的空间电荷场的增大。这样,随着空间电荷场的增加自衍射光达极大值,如实验曲线所示。

1.3 温度效应

o 光变 e 光的自衍射源于入射光束对噪音栅 $[\pm \Delta K = \pm (K_{Ie} - K_{Se})]$ 的衍射。噪音栅的形成机制有待进一步明确。为此,我们在各向异性配置下,观察了 K_{De} 光强随温度的变化,实验结果如图 5 所示。 K_{De} 光强有一峰值约在 360 K (87°C), 它表明温度对噪音栅的形成有影响。一般说,全息光栅形成机制有三个不同的模型: Amodei 的光激载流子的扩散场模型^[10], 异常光生伏特效应和光生伏特电流机制^[11, 5]。

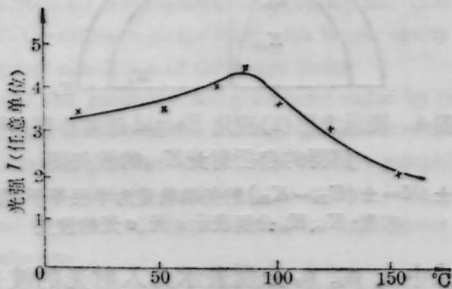


图 5 LiNbO₃:Fe 晶体 o 光变 e 光中自衍射 e 光随温度变化的曲线

我们认为在各向异性配置下,噪音栅的形成机制不是异常光生伏特效应。因为,在此场作用下的光激载流子的迁移运动沿 c 轴方向,对处于 XY 面内形成噪音栅的空间电荷场无贡献。相反, Amodei 的扩散场 E_D , 它是光激载流子浓度梯度函数, 且是温度 T 的函数。全息衍射效率与温度相关, 文献[12]的一个实验结果表明它有一个峰值, 与本实验很相似。据此, 我们考虑噪音栅的形成机

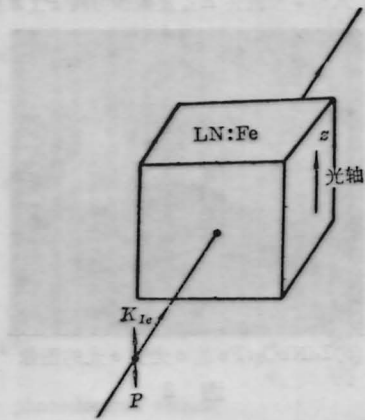
制为一 Amodei 模型。这就定性的解释了 o 光变 e 光的温度效应。

二、 e 光变 o 光的自衍射光环

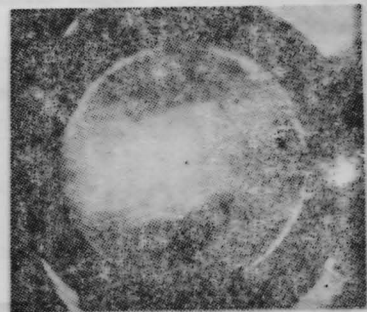
这时入射光的偏振方向平行于 c 轴, 如图 6(a)。在屏上可观察到如图 6(b) 所示的 o 光光环。设自衍射 o 光波矢为 K_{Do} , 入射 e 光波矢为 K_{Ie} , 由晶体缺陷所致的散射光波矢 K_{Se} , t 时入射 e 光波矢 K'_{Ie} 。我们认为如果这一现象为上述相关光束的简并四波混频, 则其位相匹配条件应满足, 即

$$K_{Do} = K'_{Ie} \pm (K_{Ie} - K_{Se}) \quad (2)$$

我们应用 Ewald 球的作图法解出的 K_{Do} 如图 7 所示。由于 $K_{Do} = 2\pi n_o/\lambda$, $K_{Ie} = 2\pi n_e/\lambda$, $K'_{Ie} = 2\pi n_e/\lambda$, $K_{Se} = 2\pi n_e/\lambda$, $n_o \sin \theta = \sin \theta'$ 。



(a) 入射 e 光波矢 K_{Ie} 及偏振方向 P 平行 z 轴



(b) LiNbO₃:Fe 的 e 光变 o 光光环图像

图 6

(下转第 732 页)

膜以及非晶膜。

(2) 膜料 $\text{Te}_{70}\text{Se}_{27}\text{In}_3$ 的择优蒸发对膜结构的影响

蒸发合金材料 $\text{Te}_{70}\text{Se}_{27}\text{In}_3$ 时, 由于在同一温度和压力下 Te 、 Se 和 In 的蒸气压不同, 择优蒸发肯定存在。从膜 B 的俄歇深度剖面(图 3)可知择优蒸发较为严重。而且, 蒸发速率愈低, 择优蒸发愈严重。为克服择优蒸发, 必须采用“闪蒸”技术。由于在同一蒸发源温度下, Se 的蒸气压远高于 Te 和 In , 所以 Se 优先蒸出。不难理解, 当蒸发源中材料量一定, 镀上同样量的蒸发材料时, 则淀积速率慢的膜含较多的 Se 。因此对 Se 的含量: 膜 $A >$ 膜 $B >$ 膜 C ; 对 Te 的含量: 膜 $A <$ 膜 $B <$ 膜 C 。

纯 Te 膜在 10°C 左右就结晶, 而 Se 是非晶态稳定剂。 Te 中加入 Se 后, 提高了非晶态 Te_xSe_y 合金的室温稳定性, 非晶态 Te_xSe_y 合金中 Se 含量愈多其稳定性愈好。膜 A 中 Se 含量较多, Te 含量较少, 所以易形成稳定

的非晶态; 膜 C 中 Se 含量少而 Te 较多, 因此成膜后其结构为多晶; 膜 B 中 Se 、 Te 含量介于膜 A 和膜 C 之间, 形成了不稳定的非晶态, 在室温下其结构很快向多晶态转化。

另外在 -80°C 冷基板上所镀膜层的透性形貌基本无衬度, 电子衍射证实为非晶态, 此非晶态膜在室温中长期稳定。一般说来较低的淀积速率和冷基板有利于形成稳定的非晶态膜。

参 考 文 献

- 1 郭始诚, 王震西, 非晶态物理学(科学出版社, 北京, 1984), p. 175
- 2 Takeo Uta *et al.*, *Proc. SPIE*, **695**, 2~9(1986)
- 3 M. Takenaga *et al.*, *Proc. SPIE*, **420**, 173 (1983)
- 4 Noboru YADAMA *et al.*, *Proc. SPIE*, **695**, 79~83 (1986)
- 5 Motoyasu Terao *et al.*, *Proc. SPIE*, **695**, 105~109 (1986)
- 6 Tatshiko MATSUSHITA *et al.*, *Japan. J. Appl. Phys.*, **24** (7), L504~506 (1985)
- 7 David Y. Lou *et al.*, *J. Vac. Sci. Technol.*, **18** (1), 73~86 (1981)

(上接第 716 页)

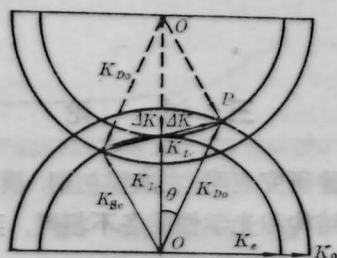


图 7 表示方程(2)应用 Ewald 球的作图法^[6] 解得的 K_{D_0} 的波矢图

以及由图 7 三角形 $OO'P$ 的余弦定律, 可知 $(2K_{Ie})^2 + K_{D_0}^2 - 2K_{D_0} \cdot 2K_{Ie} \cos \theta = K_{Seo}^2$ 由此可确定自衍射 o 光的出射角 θ' , 即

$$\sin \theta' = [n_0^2 - ((3n_c^2 + n_e^2)/4n_e)^2]^{1/2} \quad (3)$$

上式中 n_0 , n_e , λ , θ 分别为晶体的主折射率, 入射光波长以及自衍射 o 光在晶体内的入射角。我们测得的光环锥角为 51° , 由(3)式计

算得的数值约 52° , 符合很好。这一结果与文献[8]一致, K_{D_0} 即满足上式(3)。

参 考 文 献

- 1 N. V. Kukhtarev *et al.*, *Appl. Phys. Lett.*, **B35**, 17 (1984)
- 2 张光寅 *et al.*, 物理学报, **33**, 105 (1984)
- 3 N. V. Kukhtarev *et al.*, *Sov. Tech. Phys. Lett.*, **6**, 503 (1980)
- 4 M. P. Petrov *et al.*, *J. Optics (Paris)*, **12**, 287 (1981)
- 5 S. Odulov *et al.*, *Opt. Lett.*, **10**, 31 (1985)
- 6 吴仲康, 王进雄 *et al.*, 物理学报, **36**(9), 1203 (1987)
- 7 吴仲康, 张家民 *et al.*, 物理学报, **35** (1), 24 (1987)
- 8 D. A. Temple and C. Warde, *J. Opt. Soc. Am. B*, **3**, 337 (1986)
- 9 A. Yariv, *Opt. Lett.*, **6** (11), 519 (1981)
- 10 J. J. Amodi, *Appl. Phys. Lett.*, **18**, 23 (1971)
- 11 A. M. Glass *et al.*, *Appl. Phys. Lett.*, **25**, 333 (1974)
- 12 吴仲康, 王伟 *et al.*, 硅酸盐学报, **15** (3), 175 (1987)