

激光束在 $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ 晶体中的 异常衍射现象 (II)

o 光入 e 光出的衍射

廖理几 陈为群 刘 燕 蒋毅坚

北京工业大学应用物理系, 北京, 100022

张 鹏 翔 刘 玉 龙

中国科学院物理研究所, 北京, 100080

1989 年 9 月 28 日收到

本文首先叙述了一些 o 光入 e 光出衍射的实验现象, 包括衍射图样随温度的变化以及相应的 Raman 光谱的变化等. 然后用文献 [1] 中的方法, 对室温衍射图样进行了计算. 证明这种偏振面旋转 90° 的异常衍射现象是空间相位光栅的各向异性衍射产生的. 对一些其它实验现象也作了解释.

PACC: 7820; 4265; 7830

一、引 言

本文讨论一束 o 光照入 $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ 晶体时, 产生的异常衍射现象. 因为出射光大部分为 e 光, 所以名为 o 光入 e 光出的衍射 (简称 $o \rightarrow e$ 衍射).

1978 年 Авакян 等人^[2]发现激光束通过 $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ 时, 如果入射光为 o 光, 出射光中产生大量 e 光, 而且在出射光形成的衍射图样中, 出现了偏离中央的、分布在 $+x$ 和 $-x$ 方向的两个 e 光光斑. 后来 Семенов 等人^[3], 刘思敏等人^[4]和 Дмитрик 等人^[5]也观察到了类似现象, 并注意到了这种现象与 Raman 光谱的某些变化的关系. Семенов 等人的解释是: 光致 Rayleigh 散射产生 e 光, 然后由一种同步机制加强. 他们并没有具体讨论这种同步机制, 而且照他们的计算, 晶体内 o 光和 e 光的偏离角应为 16° , 在晶体外就应达到 30° 以上, 这显然与实验相差太远.

二、 $o \rightarrow e$ 衍射实验

为了进一步弄清楚这种现象的实质, 进行了一些实验工作^[6].

1. 在我们的一组实验里, 激光光束 o 光通过焦距为 28 cm 的透镜会聚在大小约为

$10 \times 10 \times 10 \text{ mm}^3$ 的晶体上,采用 $y(xz)x$ 几何配置, 90° Raman 散射光由 DGM1000 单色仪收集.关于衍射图形和 Raman 光谱随着各种参量的改变而发生变化的情况,分述如下:

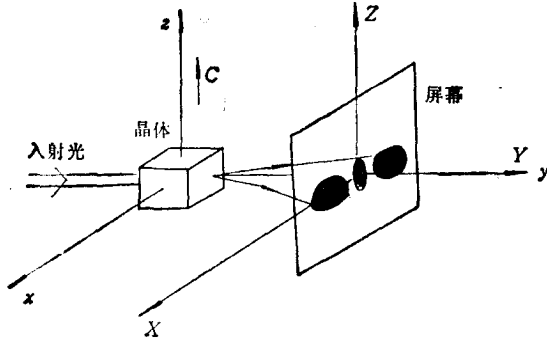


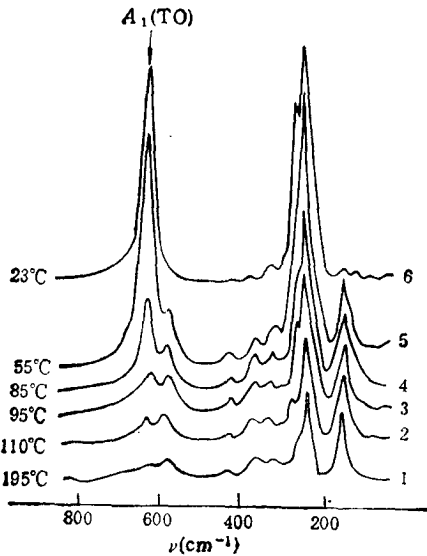
图 1 $o \rightarrow e$ 衍射示意图

1 和图 6 (a) 曲线 1)。

2) 随温度的改变

衍射图形和 Raman 光谱随温度变化而急剧改变.实验记录了 18°C 到 200°C 范围内的变化情况,如图 2—图 5 所示 (见图版 I)。发现一直到约 100°C , Raman 光谱 (见图 6 (a)) 中逐渐削弱的 $A_1(\text{TO})$ 线仍然可见,但 100°C 以后则完全消失 (见图 6 (a))。在温度约 50°C 以上,屏幕上 $o \rightarrow e$ 衍射现象消失,而文献 [1] 叙述的 $e \rightarrow e$ 衍射现象出现在屏幕中央,然后在约 100°C 时 $e \rightarrow e$ 衍射现象也将消失.为了便于比较,将室温下纯 LiNbO_3 的 Raman 光谱画在图 6 (b) 中。

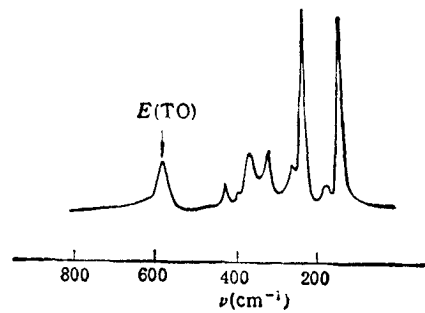
3) 随掺杂浓度的改变 ($\lambda = 4880 \text{ \AA}$, 激光功率为 10 mW , 室温)



(a) 不同温度下 $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ 的 Raman 光谱 $\lambda = 5145 \text{ \AA}$, 激光功率为 10 mW , 掺 Fe 浓度为 450 ppm

1) 随入射激光束功率的改变 ($\lambda = 4880 \text{ \AA}$, LiNbO_3 晶体掺 Fe 浓度为 450 ppm)

在激光功率分别为 $30, 50, 70, 85, 100$ 和 200 mW 的条件下进行观察,发现衍射图形和 Raman 光谱在长时间照射下基本上未发生变化,而 $A_1(\text{TO})$ 模 (此模的出现和峰增高是 e 光出现和增强的标志)和 z 偏振的光束 (e 光束)沿 $\pm x$ 方向的反常偏离则显而易见 (见图



(b) 室温下纯 LiNbO_3 的 Raman 光谱 $\lambda = 5145 \text{ \AA}$, 激光功率为 10 mW

在实验中观察到, 衍射图形与图 2 基本相同而 $A_1(\text{TO})$ 线的强度随掺杂浓度的不同而逐渐改变(图 7)。从表 1 可以看出: 637 cm^{-1} 处的 $A_1(\text{TO})$ 模与 584 cm^{-1} 处的 $E(\text{TO})$ 模的相对强度比随掺杂浓度不同而发生变化。掺杂浓度越大, 异常衍射图形和 Raman 光谱就越明显。在纯 LiNbO_3 晶体中, 异常衍射现象观察不到。

4) 随入射光波长的改变(掺杂浓度为 450 ppm , 室温)

实验中分别使用 Ar^+ 离子, He-Ne 激光器和可调染料激光器作光源。观察到当入射光波长大于 6000 \AA 时, 从屏幕上的衍射图形和 Raman 光谱(图 8(a))基本上看不到异常现象。进一步观察了 6328 \AA (He-Ne 激光) 照射的影响, 曾经用 50 mW 的光照射掺 Fe 0.2% 的晶体的不同点, 发现在某些点经过较长时间(1h 以上)照射后, $A_1(\text{TO})$ 模略有增强, 见图 8(b)。

2. 对实验结果的分析

从实验结果可以看出: 这种异常效应与光折变效应的各种现象互有异同。

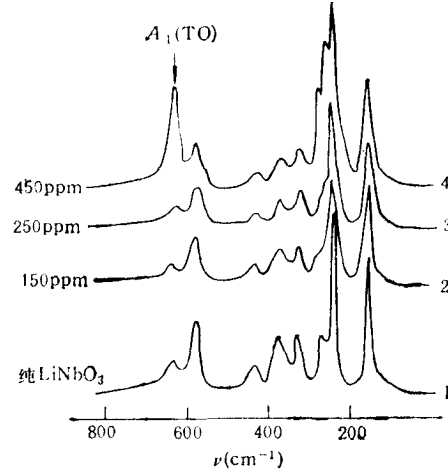
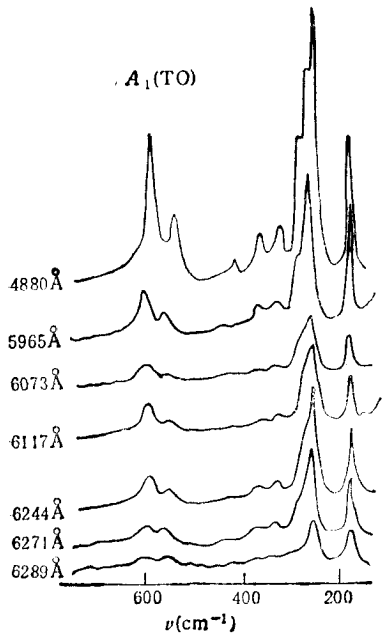


图 7 不同掺杂浓度下 $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ 的 Raman 光谱 $\lambda = 4880\text{ \AA}$; 激光功率为 10 mW ; 室温

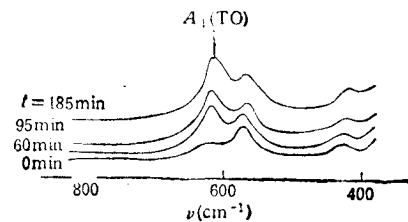


(a) 入射光波长变化时, Raman 光谱中 $A_1(\text{TO})$ 峰的变化

1) $o \rightarrow e$ 衍射现象对波长的敏感性
波长大于 6000 \AA 时, $o \rightarrow e$ 异常衍射现象几乎不可能产生; 而众所周知 He-Ne 激光可以象 Ar^+ 离子激光那样产生光折变效应, 尽管它的效率不高。 $o \rightarrow e$ 异常衍射现象对波长的敏感性远比光折变现象严重。

2) 温度效应

两旁的衍射光斑明显时, 光束中能量大部分从 o 光转成 e 光, 所以 $A_1(\text{TO})$ 线强^[4]。但在 50°C 左右时, $o \rightarrow e$ 衍射现象只产生中央光



(b) 入射光波长为 6328 \AA 时, 晶体 4 中某一点的 Raman 光谱随时间的变化

表 1 $A_1(\text{TO})$ 模与 $E(\text{TO})$ 模谱线的相对强度比随掺杂浓度的变化(条件见图 7 注)

	掺杂浓度(ppm)	450	250	150	≈ 0
	$A_1(637\text{cm}^{-1})$ $E(584\text{cm}^{-1})$	相对强度	33.5 15.1	9.0 15.2	7.0 15.0
	比 值	0.5	1.7	2.1	2.4

斑,其二次效应又产生 $e \rightarrow e$ 衍射现象,这种二次 $e \rightarrow e$ 衍射效应随温度再增高又逐渐削弱,到 100°C 左右完全消失,此时 $A_1(\text{TO})$ 线很弱,以致几乎消失. 这种现象的机制及其与光折变效应的比较在后面讨论.

3) 偏振面的 90° 旋转和衍射图形沿 x 轴的延伸说明这点不能用光折变效应来简单地说明.

三、模型计算与讨论

可以认为: 在 o 光作用下,也有同样的施主和陷阱的电子电荷. 如果 o 光波长较短,照射时间够长,则 o 光和 e 光将产生同样的大区均匀电荷分布和随机小区富集电荷分布^[7]. 因此,随机小区电荷分布将产生与文献[1]中(5)式一样的空间光栅分布. 这种空间光栅分布产生 $o \rightarrow e$ 衍射的衍射图样. 下面据此进行计算.

1. 两旁 e 光光斑的强度分布

计算方法与文献[1]完全相同. 但是计算衍射图样,即屏幕上照度和位置的关系时,本文文献[1]的全部计算中,只需作以下改动即可用于 $o \rightarrow e$ 衍射.

因为入射光为 o 光,入射光电矢量为 $(1, 0, 0)$,所以要用 $\Delta\epsilon_{11}, \Delta\epsilon_{12}, \Delta\epsilon_{13}$ 代替原来的 $\Delta\epsilon_{31}, \Delta\epsilon_{32}, \Delta\epsilon_{33}$. 另外,现在入射光波矢为 $k_1 = \frac{2\pi}{\lambda_0} n_o$ ($n_o = 2.33$). 此时

$$\mathbf{K} = (-k_2 \sin \theta \cos \varphi, k_1 - k_2 \sin \theta \sin \varphi, -k_2 \cos \theta). \quad (1)$$

经重复文献[1]计算,最后得

$$R_2 = \left[I_0 \left(\frac{\pi^4}{\lambda_0^4} d^2 \right) Q_0^2 \left(\frac{\epsilon_2^2 r_{31}^2}{4k_e^4} \right) \frac{k_2^2 \delta k_2}{(oo')^2} \right] H_0(\mathbf{K}) \left(\frac{4n_e^2}{n_o} \right) \cdot \frac{\sin^3 \theta \cos^2 \varphi}{(n_o^2 + n_e^2 - 2n_o n_e \sin \theta \sin \varphi)^2 \sin \varphi} \sin \theta \sin^2 \theta' \sin^3 \varphi' \frac{d\theta d\varphi}{d\theta' d\varphi'}. \quad (2)$$

令上式中, $A_0 = \left[I_0 \left(\frac{\pi^4}{\lambda_0^4} d^2 \right) Q_0^2 \left(\frac{\epsilon_2^2 r_{31}^2}{4k_e^4} \right) \frac{k_2^2 \delta k_2}{(oo')^2} \right]$. 由于电光系数张量中 r_{31} 分量远大于其它分量^[8],又因为实验中光的分布角 θ 约为 $80^\circ - 90^\circ$,所以 $\cos \theta \ll \sin \theta$, (2)式中作了一些相应的简化.

与入射光方向 (θ, φ) 相应的屏幕上的坐标 (X, Z) 与文献[1]一样. 按(2)式计算的结果如图 9 所示. 在计算中除一个不变因数 A_0 外,只用到 $n_o = 2.33, n_e = 2.24$ 两个实验数据.

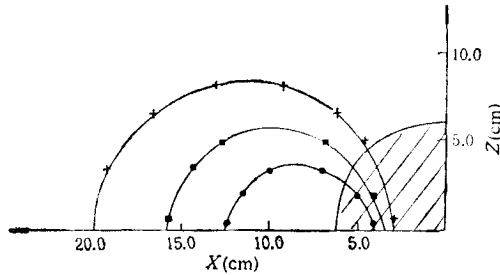


图9 计算得到的 $o \rightarrow e$ 衍射两旁 e 光光斑的照度分布图
+ 为 $R_1 = 50A_0$; ■ 为 $R_1 = 70A_0$; ● 为 $R_2 = 90A_0$

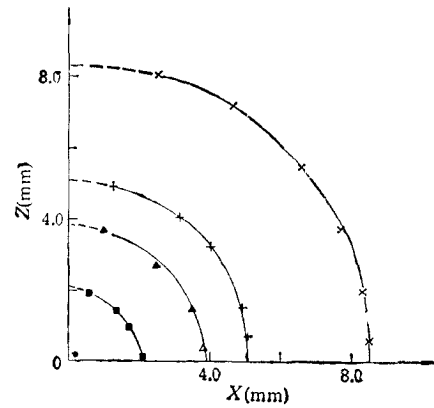


图10 计算得到的中央 e 光光斑照度图 ● 为 $R_1 = 3500A_0$; ■ 为 $R_1 = 223A_0$; ▲ 为 $R_1 = 89.6A_0$; + 为 $R_1 = 50.8A_0$; × 为 $R_1 = 25.7A_0$

2. 中央 e 光光斑的计算

可以认为,中央光斑中的 e 光,是大区域均匀电荷分布的 $o \rightarrow e$ 衍射引起的.下面用一个简化的电荷分布来计算产生这种衍射的光栅密度.

假设晶体中有两个相切的圆柱形的均匀正负电荷分布,柱面长为 $2l$,半径为 a .则空间电荷密度分布为

$$\begin{aligned} \rho &= \rho_1 = c & x^2 + y^2 \leq a^2, & -l < y < l \text{ (} A_1 \text{ 区)} \\ \rho &= \rho_2 = -c & x^2 + (z - 2a)^2 \leq a^2, & -l < y < l \text{ (} A_2 \text{ 区)} \\ \rho &= 0 & \text{在以上区域以外.} \end{aligned}$$

求 $\rho(\mathbf{r})$ 的 Fourier 积分

$$\rho(\mathbf{r}) = \iiint H(\mathbf{K}) e^{i\mathbf{K} \cdot \mathbf{r}} d\mathbf{K},$$

则

$$\begin{aligned} H(\mathbf{K}) &= \frac{2\pi a^2 l c}{4\pi^2} \iint_{A_1} e^{-i(K_x x + K_z z)} dx dz H(y) - \frac{2\pi a^2 l c}{4\pi^2} \\ &\quad \cdot \iint_{A_2} e^{-i(K_x x + K_z z)} dx dz H(y) \\ &= \frac{Q}{8\pi^3} \left[\frac{2J_1(K'a)}{K'a} \right] (1 - e^{2iK_z a}) \left(\frac{\sin K_y l}{K_y l} \right) = \frac{Q}{8\pi^3} H_0(K), \end{aligned}$$

式中 $Q = 2l\pi a^2 c$ 为圆柱体总电荷; J_1 为一阶 Bessel 函数; $K' = (K_x + K_y)^2$;

$$H(y) = \frac{1}{2\pi} \int_{-l}^{+l} e^{-iK_y y} dy.$$

作逆变换可得

$$\begin{aligned} \rho(\mathbf{r}) &= \iiint \left(\frac{2J_1(K'a)}{K'a} \right) \left(\frac{\sin K_y l}{K_y l} \right) \left(\frac{\sin K_z a}{2} \right) \sin(\mathbf{K} \cdot \mathbf{r} + \alpha_K) d\mathbf{K} \\ &= \iiint H_2(\mathbf{K}) \sin(\mathbf{K} \cdot \mathbf{r} + \alpha_K) d\mathbf{K}, \end{aligned}$$

式中

$$\alpha_K = \arctan \left[-\frac{1 - \cos(2K_z a)}{\sin(2K_z a)} \right], \quad H_2(\mathbf{K}) = \left(\frac{2J_1(K' a)}{K' a} \right) \left(\frac{\sin K_z l}{K_z l} \right) \left(\frac{\sin 2K_z a}{2} \right).$$

同以上一样, α_K 为一个与波矢 \mathbf{K} 有关的相位参数, $H_2(\mathbf{K})$ 为产生中央光斑的衍射效应的光栅密度, 这种衍射产生的屏幕上的照度为

$$R_3 = \left[I_0 \left(\frac{\pi^4}{\lambda_0^4} d^2 \right) Q^2 \left(\frac{e_c^2 r_{31}^2}{4k_z^2} \right) \frac{k_c^2 \delta k_z}{(OO')^2} \right] H_2(\mathbf{K}) \left(\frac{4n_c^2}{n_o} \right) \cdot \frac{\sin^3 \theta \cos^2 \varphi}{(n_o^2 - n_c^2 - 2n_o n_c \sin \theta \sin \varphi)^2 \sin \varphi} \sin \theta \sin^2 \theta' \sin^3 \varphi' \frac{d\theta d\varphi}{d\theta' d\varphi'} \quad (3)$$

式中 $a \approx 0.01 \text{ cm}$ (光斑半径), $l = 5 \text{ mm}$, 令 (3) 式等号右端方括弧中的项为 A'_0 ($A'_0 \approx A_0$, 见 (2) 式). 因为 a, l 都比较大, 所以这种空间光栅的 $o \rightarrow e$ 衍射以后的光斑点也集中在中央附近. 按照上式算出中央光斑图形如图 10 所示.

这里难以确定 e 光的中央光斑的边缘位置 (因为无法确知电荷的绝对数值, 也无法与其它实验结果比较); 但可以看出, 中央光斑的照度减弱极快, 所以空间光栅的 $o \rightarrow e$ 衍射中, 中央 e 光的光斑可以认为是很小的. 但由于次级效应 (透镜效应及 e 光的 $e \rightarrow e$ 衍射), 仍可观察到中央 e 光光斑沿 c 向扩展.

另外, 大区域电荷分布产生折射率的改变, 主要是 n_c 的改变, n_o 的改变很小^[9], 所以 o 光束不会因为透镜效应而有较大的扩展. 没有类似文献 [1] 中的 $e \rightarrow e$ 衍射的中央 e 光大光斑.

3. 讨论

1) 关于温度效应的解释 本实验中, 到 100°C 左右, $o \rightarrow e$ 衍射光斑全部消失. 这可以用离子电荷中和了所有电子电荷分布^[10], 使空间光栅全部消失来解释¹⁾. 但是在图 4 中, 温度达到约 72°C 时, 两边的 e 光光斑几乎全部消失, 但中央的 e 光光斑却仍清晰可见. 这显然是中央 e 光束加上 $e \rightarrow e$ 衍射的二级效应的结果. 这点不能用温度升高时, 离子导电产生的电荷分布的弛豫来解释. 因为那种电荷弛豫是普遍的, 不应特别削弱两旁的光斑. 可以设想, 电荷富集小区可能随着温度稍微升高而迅速均匀消失 (因此两旁光斑削弱得多), 大区较均匀的电荷分布则消失较慢. 当然, 这尚有待于进一步论证. 温度升到 80°C 时, 中央 e 光光斑也迅速削弱, 到 100°C 左右, 全部 e 光衍射图形都已消失, 这是离子导电决定的.

2) 关于波长的影响 $o \rightarrow e$ 衍射对波长特别敏感. 根据已经测出的掺 0.045% Fe 的 LiNbO_3 晶体的极化吸收谱^[10] 可以看出, $4880, 5145 \text{ \AA}$ 的 o 光和 e 光的吸收率几乎相等, 因而对 Fe^{2+} 离子的电离能力几乎相同. 在 6328 \AA 处, 晶体对于 o 光的吸收极小, 而对 e 光仍有一定的吸收. 由此说明 6328 \AA 处的 o 光, 对于陷阱中电子的电离效率, 比起 e 光来更弱. 即 6328 \AA 的光, 产生光折变也导致电荷重新分布的能力因此较弱. 加之, 根据文献 [7], 在薄样品 ($t \approx 1 \text{ mm}$) 实验中, 不同光斑尺寸的人射光照射时, 除了本文和

1) 另一种可能的解释是, 100°C 左右的温度之下, Fe^{2+} 离子陷阱作用消失.

文献[1]叙述的异常衍射现象外, 还有一种透镜效应导致的光感应“自衍射”作用^[11]. 异常衍射现象和光感应“自衍射”现象是彼此竞争的. 薄样品被光斑为大尺寸的光照射时, 更有利于光衍射现象的形成. 而 o 光较 e 光的光斑尺寸小, 所以不利于异常衍射而有利于光感应“自衍射”现象. 可以设想, 6328 \AA 的 o 光使 Fe^{2+} 离子电离能力弱, 再加上异常衍射现象竞争力弱, 也许是原样品中这种光不能产生 $o \rightarrow e$ 衍射的原因. 当然, 这个问题的确证, 仍需进一步的工作.

3) 关于浓度的影响 实验结果表明: 大到一定程度以后, 浓度对照片上的图形就没有什么影响; Raman 光谱上浓度的影响较大. 这是因为, 照片上的亮度是累积效应决定的, 而 Raman 光谱的 $A_1(\text{TO})$ 和 $E(\text{TO})$ 峰值则由 e 光和 o 光的光强决定. 但是, 纯 LiNbO_3 不可能产生 $o \rightarrow e$ 衍射. 关于这点的解释, 猜想是, 此时产生的 e 光太弱, 异常衍射现象竞争不过透镜效应产生的“自衍射”效应^[1]. 当然, 还应进一步研究才能确定.

4) 本文模型计算出来的照度分布, 与室温的实验结果(图 2) 基本符合. 有几点可以指出:

(1) 实验结果中室温的 $o \rightarrow e$ 衍射两边光斑接近中央部分时, 边缘部分照度锐降. 所以为了与实验结果一致, 与文献[1]一样, 在图 9 中取 $R_2 = 50A_0$ 作为边缘, 这时边缘距中心 $X_{01} \approx 2.8 \text{ cm}$, 这数值与实验结果符合较差. 而光斑的另一个边缘处, $X_{02} \approx 20 \text{ cm}$, 与实验结果基本符合. 此时, 边缘 X_{02} 相当于晶体外的偏离角 $\theta' = \arctan \frac{20}{85} \approx 13.5^\circ$, 比 Сетень 的结果(晶体外大于 30°) 好得多. 因为本文模型对于 $o \rightarrow e$ 衍射和 $e \rightarrow e$ 衍射是完全一样的(除了激发光为 o 光和 e 光不同之外), 所以对文献[1]中的 $e \rightarrow e$ 衍射图也以 $50A_0$ 为边缘, 就是说, 以 $R_1 = R_2 = 50A_0$ 确定光斑边缘. 这一取法, 基本上符合 $o \rightarrow e$ 和 $e \rightarrow e$ 两种衍射图形的实验结果. 见图 11 和文献[1]之图 1(b).

(2) $o \rightarrow e$ 衍射图与实验照片有一明显区别, 照片上的衍射光斑比图 10 在 Z 方向的延伸明显地要大. 可以认为这是两边衍射的 e 光束的次级 $e \rightarrow e$ 衍射效应产生的.

(3) 实验中, 晶体受到 o 光照射时, 衍射光中没有 o 光成分. 可以计算这种衍射效率 ($\eta(o \rightarrow o)$). 入射 $\mathbf{e}_1 = (1, 0, 0)$, 出射 $\mathbf{e}_2 = (\sin \varphi, -\cos \varphi, 0)$, $\mathbf{k}_1 = (2\pi n_o / \lambda_0)(0, 1, 0)$, $\mathbf{k}_2 = (2\pi n_o / \lambda_0)(\sin \theta \cos \varphi, \sin \theta \sin \varphi, \cos \theta)$, $\mathbf{K} = \mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_1 = (2\pi n_o / \lambda_0)(\sin \theta \cos \varphi, \sin \theta \sin \varphi - 1, \cos \theta)$. 此时 $\sum_{ij} e_{1i} \delta \varepsilon_{ij} e_{2j} = \delta \varepsilon_{11} \sin \varphi + \delta \varepsilon_{12} (-\cos \varphi) = \frac{Q_0 r_{22} \varepsilon_0}{K^2} (2\pi n_o / \lambda_0) \cdot (\sin \varphi + \sin \theta \cos 2\varphi)$. 而衍射效率

$$\eta(o \rightarrow o) = \left(\frac{\pi^4}{\lambda_0^4} d^2 Q_0^2 \right) \left(\frac{\varepsilon_0^2 r_{22}^2}{4k_0^2} \right) \cdot \frac{(\sin \varphi + \sin \theta \cos 2\varphi)}{(1 - \sin \theta \cos \varphi)^2 \sin \theta \sin \varphi},$$

而 $o \rightarrow e$ 的衍射效率 $\eta(o \rightarrow e)$ 为(14)式. 所以有

$$P = \frac{\eta(o \rightarrow e)}{\eta(o \rightarrow o)} = \frac{\varepsilon_0^2 r_{31}^2 n_0^4 \cos^2 \theta (\alpha \sin \theta - \sin \varphi)^2}{\varepsilon_0^2 r_{22}^2 n_0^4 (\sin \varphi + \sin \theta \cos 2\varphi)^2}$$

如果 $\theta \approx \varphi = 90^\circ - \delta$, 比值 $P \approx 50 \times [\delta^2 \times (0.9)^2] / (2\delta^2)^2$, 所以在实验范围内, 晶体内 δ 为几度的数量级, $o \rightarrow o$ 的衍射比起 $o \rightarrow e$ 衍射, 是很微弱的.

四、结 论

本文用电荷无规分布产生的空间光栅的各向异性衍射解释了 $o \rightarrow e$ 衍射的多数实验现象。大区电荷分布产生了中央光斑,富集小区无规电荷分布产生了两边的光斑,次级 $e \rightarrow e$ 衍射效应是计算结果和实验结果在 c 向延伸的偏差的原因。 $o \rightarrow e$ 衍射的两边的光斑在略高于室温时大为削弱,可能是由于富集小区的减少;而接近 100°C 时所有异常衍射都将消失,可以认为这是 $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ 的离子导电在 100°C 附近时被激活产生的。将 $o \rightarrow e$ 衍射图样与 $e \rightarrow e$ 衍射图样对比,本文定量计算与实验结果的符合尚可。

在我们的模型中,有一个明显的特点,产生边缘光斑的小区电荷富集分布的具体机制及其尺寸并不需要特别肯定。也就是说,产生 $o \rightarrow e$ 衍射和文献[1]中 $e \rightarrow e$ 衍射的两个光瓣的主要机制,是空间光栅衍射的几何条件。这就是我们的主要结论。

实验中使用的各种晶体,都是北京工业大学环境化学工程系周亚栋、刘国庆等同志拉制的;李荫远先生和本文的评审者提供了某些我们没有注意到的文献和信息,谨此致谢。

- [1] 蒋毅坚、廖理几、陈为群、张鹏翔、刘玉龙,本刊本期。
- [2] Э. М. Авакян, С. А. Аладрян, К. Г. Белабаев, В. Х. Саркисов, К. М. Трманов, *Физ. твёрд. тел.*, 20(1978), 2428.
- [3] А. Е. Семенов, И. В. Филипов, *Оптика и спектроскопия*, 56(1984), 833.
- [4] 刘思敏、张光寅、吴仲康、李冠告、冯尚婷、张家民、赵家薰、徐良瑛, *物理学报*, 33(1984), 105.
- [5] Р. Н. Дмитрик, П. А. Коротков, П. С. Радиенко, *Оптика и спектроскопия*, 58(1985), 1355.
- [6] 廖理几、刘燕、马景林、张鹏翔、刘玉龙,第三届全国光散射学术会议论文摘要,(1985).
- [7] 刘思敏、张光寅、武原庆, *物理学报*, 37(1988), 268.
- [8] A. Raüber, *Current Topics in Material Science*, Vol. 1, editor, E. Kaldis, North Holland, (1978).
- [9] F. S. Chen, *J. Appl. Phys.*, 40(1969), 3389.
- [10] D. L. Staebler, J. J. Amodei, *Ferroelectrics*, 3(1972), 107.
- [11] M. G. Clark *et al.*, *J. Chem. Phys.*, 59(1973), 6209.

THE ANOMALOUS DIFFRACTION OF A LASER BEAM IN $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ CRYSTAL (II)

$o \rightarrow e$ DIFFRACTION

LIAO LI-JI CHEN WEI-QUN LIU YAN JIANG YI-JIAN

Department of Applied Physics, Beijing Polytechnic University, Beijing, 100022

ZHANG PENG-XIANG LIU YU-LONG

Institute of Physics, Academia Sinica, Beijing, 100080

(Received 28 September 1989)

ABSTRACT

Some experimental facts concerning the anomalous diffraction pattern which arises when a laser beam o ray passes through a $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ crystal with diffracted e ray and related phenomena in the Raman spectra are described. And the same method as was used in ref. [1] is applied to calculate the diffraction pattern quantitatively. Result of the calculations fits the experiment fairly well, this manifests the applicability of the theory of anisotropic diffraction of volume phase gratings to the anomalous diffraction with a 90° rotation of the polarization of the beams. Many other experimental facts are interpreted as well.

PACC: 7820; 4265; 7830