

掺杂钾钠铌酸锶钡光折变晶体的 各向异性衍射

边少平 张景文 许克彬

哈尔滨工业大学应用物理系, 哈尔滨 150006

姜全忠 陈焕鑫 孙大亮

山东大学晶体材料研究所, 济南 250100

1992 年 2 月 10 日收到

本文给出了关于光折变晶体各向异性衍射的二波耦合方程, 还给出了三种分别掺 Cu, Ce, Co 的钨青铜结构系列单晶(厚度为 0.6—0.8 cm) 钾钠铌酸锶钡(KNSBN) 在 He-Ne 激光($\lambda = 6328 \text{ \AA}$) 照射下产生的光致光栅衍射实验结果. 根据二波耦合理论, 解释了这三种光折变晶体的衍射图样分布. 根据波矢图的分析得出结论: 对于不同性(正或负)单轴晶体, 只能存在一种各向异性衍射的圆环图样($e \rightarrow o$ 衍射或 $o \rightarrow e$ 衍射). 理论分析与实验基本符合.

PACC: 7820; 4265; 4280F; 4240

一、引 言

由于光折变晶体光折变效应的高灵敏度, 由晶体中杂质、缺陷等不均匀性引起的散射光与入射光之间和散射光与散射光之间会形成具有各种光栅矢量的复合位相光栅. 这种动态光栅的形成和对光的衍射可称为光致光栅衍射(有时也称散射)现象. 这种现象已在很多种光折变晶体中观察到^[1-7]. 它对于光折变晶体的应用有重要的影响. 例如光折变晶体的自泵浦位相共轭就与散射光与入射光干涉形成的光栅衍射(耦合)有密切的关系. 同时这种衍射现象对光折变晶体作为动态实时全息的记录过程产生很大干扰, 增加了读出图象的背景噪声. 对于光折变晶体作为波导器件的应用也带来很大影响, 所以光折变晶体的光致光栅衍射现象(特别是光折变晶体中的各向异性衍射现象)越来越引起人们的重视^[8-12]. 它的研究不仅有利于改善光折变晶体记录全息图的图象质量, 也可揭示光折变晶体的结构参量信息^[8,9].

各向异性晶体的相对介电系数为二阶张量. 在主轴坐标系中, 其非对角元为零. 当晶体中存在电场时, 根据晶体的光折变效应理论, 该介电张量具有不为零的非对角元, 由此产生的介电张量的调制也是二阶张量. 根据耦合波理论可以推导出关于光折变晶体各向异性衍射的二波耦合方程, 其中的耦合系数正比于调制介电张量与两个波的偏振方向矢量的乘积. 根据耦合波方程可以解释掺杂的钨青铜结构系列单晶 KNSBN, 即

$(\text{K}, \text{Na}_{1-y})_{0.4}(\text{Sr}_x\text{Ba}_{1-x})_{0.6}\text{Nb}_2\text{O}_6$ 在氩氦激光 ($\lambda = 6328 \text{ \AA}$) 照射下产生的各向异性衍射图样分布。

二、各向异性晶体中的二波耦合方程

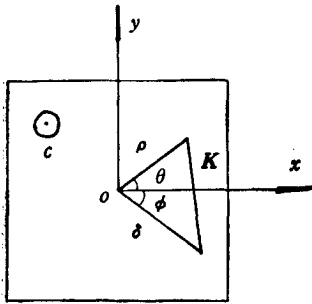
决定晶体光折变效应的电光系数张量与晶体结构(可用其点群对称性表示)有密切关系。一般而言,电光张量的各张量元(即电光系数)可以差别很大,因此由晶体中散射光与入射光之间和散射光与散射光之间形成的体位相光栅幅度在不同的方向上会有较大的差别。而散(衍)射是波的耦合过程,因此光折变晶体在激光照射下的散射光强分布图样与晶体中入射光束(及散射光束)方向及其偏振方向有非常密切的关系^[9]。本文重点讨论单轴光折变晶体中 $\circ$ 光与 ϵ 光之间的衍射。对应 $\circ$ 光入, ϵ 光出和 ϵ 光入, $\circ$ 光出两种情形,分别简称 $\circ \rightarrow \epsilon$ 衍射和 $\epsilon \rightarrow \circ$ 衍射。主要讨论两种常用的实验配置。

下面讨论光栅矢量为 $\mathbf{K}$ 的位相光栅对入射光的衍射。假设衍射光的频率与入射光的频率相同。晶体 c 轴沿 z 方向。 $\circ$ 光的折射率为 n_o , 相应的 $\circ$ 光波矢量幅值为 $k n_o$, $k = \omega/c = 2\pi/\lambda$ 为真空中光波矢幅值。 ϵ 光的折射率 n 取决于它的传播方向。

1. 晶体 c 轴垂直于光栅矢量 $\mathbf{K}$ 和入射光波矢量 ρ 所在的平面

(a) $\epsilon \rightarrow \circ$ 衍射

在晶体中入射 ϵ 光波矢量 ρ 在 xoy 平面与 x 轴夹角为 θ , 其偏振方向矢量为 $\mathbf{r}_0 = (0, 0, 1)$, 如图 1 所示。衍射 $\circ$ 光波矢量 δ 在 xoy 平面与 x 轴夹角为 ϕ , 偏振方向矢量 $\mathbf{S}_0 = (-\sin \phi, \cos \phi, 0)$ 垂直于 c 轴。两波振幅分别表示为



$$E_R = R(x)e^{-i\rho \cdot \mathbf{r}_0} = R e^{-i\rho \cdot \mathbf{r} k}, \quad (1)$$

$$\begin{aligned} E_S &= S(x)e^{-i\delta \cdot \mathbf{r} s_0} \\ &= S \cdot i e^{-i\delta \cdot \mathbf{r} i} + S \cdot j e^{-i\delta \cdot \mathbf{r} j} \\ &= -S \sin \phi e^{-i\delta \cdot \mathbf{r} i} + S \cos \phi e^{-i\delta \cdot \mathbf{r} j}, \end{aligned} \quad (2)$$

其中 i, j, k 分别为 x, y, z 方向上的单位矢量。此时 ϵ

光折射率为 n_o , 波矢为 $\rho = k n_o$ 。假设两波振幅只是 x 的函数。晶体中两波合场强振幅为

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_R + \mathbf{E}_S = R e^{-i\rho \cdot \mathbf{r} r_0} + S e^{-i\delta \cdot \mathbf{r} s_0}. \quad (3)$$

各向异性光折变晶体中的矢量波动方程为

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}) + \tilde{k}^2 \mathbf{E} = 0. \quad (4)$$

复数波矢量 $\tilde{k}$ 满足

$$\tilde{k}^2 = (\omega/c)^2 \mu_r \epsilon + i\omega \mu \sigma = k^2 \mu_r \epsilon + i\omega \mu \sigma, \quad (5)$$

ϵ 为晶体的相对介电张量(二阶张量)。一般说来,由两平面光波干涉形成的晶体中正弦型电荷场分布与干涉图样分布有一定的位相差 ϕ 。考虑该电场的电光(pockels)效应,相对介电张量可表示为

$$\epsilon = \epsilon + \delta \epsilon \cos(\mathbf{K} \cdot \mathbf{r} + \phi), \quad (6)$$

ε 为无电场时相对介电张量。在主轴坐标系中张量 ε 可表示为

$$\varepsilon = \begin{bmatrix} \varepsilon_{11} & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_{22} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{33} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} n_o & 0 & 0 \\ 0 & n_o & 0 \\ 0 & 0 & n_e \end{bmatrix}, \quad (7)$$

而 $\delta\varepsilon$ 满足关系式(略去二阶小量)^[9]

$$\delta\varepsilon_{ij} = -\varepsilon_{ik}\gamma_{hkl}\delta E_l\varepsilon_{kj} \quad (h, i, j, k, l, = 1, 2, 3), \quad (8)$$

其中重复下标要求和, ε_{ij} 为无电场时主轴坐标系中相对介电张量元。对于非磁性物质, 其相对磁导率 $\mu_r = 1$ 。这里假设电导率 σ 不产生调制, 即只考虑位相光栅衍射效应。

将 (3) 式代入波动方程(4), 利用位相匹配条件

$$K = \rho - \delta. \quad (9)$$

采用慢变化振幅近似, 可得二波耦合方程如下^[13]:

$$\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 2 + \tan^2\phi & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} -\sin\phi \\ \cos\phi \\ 0 \end{bmatrix} \frac{\partial S}{\partial x} - \frac{\mu c \sigma}{n_o \cos\phi} \begin{bmatrix} -\sin\phi \\ \cos\phi \\ 0 \end{bmatrix} S = \\ -\frac{ik e^{i\phi}}{2n_o \cos\phi} \begin{bmatrix} \delta\varepsilon_{11} & \delta\varepsilon_{12} & \delta\varepsilon_{13} \\ \delta\varepsilon_{21} & \delta\varepsilon_{22} & \delta\varepsilon_{23} \\ \delta\varepsilon_{31} & \delta\varepsilon_{32} & \delta\varepsilon_{33} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{bmatrix} R, \quad (10)$$

$$2 \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{bmatrix} \frac{\partial R}{\partial x} - \frac{\mu c \sigma}{n_e \cos\theta} \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{bmatrix} R = -\frac{ik e^{-i\phi}}{2n_e \cos\theta} \begin{bmatrix} \delta\varepsilon_{11} & \delta\varepsilon_{12} & \delta\varepsilon_{13} \\ \delta\varepsilon_{21} & \delta\varepsilon_{22} & \delta\varepsilon_{23} \\ \delta\varepsilon_{31} & \delta\varepsilon_{32} & \delta\varepsilon_{33} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} -\sin\phi \\ \cos\phi \\ 0 \end{bmatrix} S, \quad (11)$$

或写为

$$\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 2 + \tan^2\phi & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} s_0 \\ r_0 \\ 0 \end{bmatrix} \frac{\partial S}{\partial x} - \frac{\mu c \sigma}{2n_o \cos\phi} \begin{bmatrix} s_0 \\ r_0 \\ 0 \end{bmatrix} S = -\frac{ik e^{i\phi}}{4n_o \cos\phi} \delta\varepsilon r_0 R, \quad (12)$$

$$2r_0 \frac{\partial R}{\partial x} - \frac{\mu c \sigma}{n_e \cos\theta} r_0 R = -\frac{ik e^{-i\phi}}{2n_e \cos\theta} \delta\varepsilon s_0 S, \quad (13)$$

用 $s_0 = (-\sin\phi, \cos\phi, 0)$ 左乘(12)式, $r_0 = (0, 0, 1)$ 左乘(13)式, 得

$$\frac{\partial S}{\partial x} - \frac{\mu c \sigma}{2n_o \cos\phi} S = -\frac{ik e^{i\phi}}{4n_o \cos\phi} s_0 \delta\varepsilon r_0 R, \quad (14)$$

$$\frac{\partial R}{\partial x} - \frac{\mu c \sigma}{2n_e \cos\theta} R = -\frac{ik e^{-i\phi}}{4n_e \cos\theta} r_0 \delta\varepsilon s_0 S, \quad (15)$$

或写为

$$\frac{\partial S}{\partial x} - \alpha(n_o, \phi) S = \Gamma_+(n_o, \phi) R, \quad (16)$$

$$\frac{\partial R}{\partial x} - \alpha(n_e, \theta) R = \Gamma_-(n_e, \theta) S, \quad (17)$$

其中

$$\begin{aligned}\Gamma_+(n_o, \phi) &= -\frac{ik e^{i\phi}}{4n_o \cos \phi} s_0 \delta \varepsilon r_0 = -\frac{ik e^{i\phi}}{4n_o \cos \phi} \delta \varepsilon_{\text{eff}}, \\ \Gamma_-(n_e, \theta) &= -\frac{ik e^{-i\phi}}{4n_e \cos \theta} r_0 \delta \varepsilon s_0 = -\frac{ik e^{-i\phi}}{4n_e \cos \theta} \delta \varepsilon_{\text{eff}}\end{aligned}\quad (18)$$

分别为复耦合系数. $s_0 \delta \varepsilon r_0 = r_0 \delta \varepsilon s_0 = \delta \varepsilon_{\text{eff}} = \delta \varepsilon_{23} \cos \phi - \delta \varepsilon_{13} \sin \phi$, $\alpha(n_o, \phi)$, $\alpha(n_e, \theta)$ 分别为 o 光和 e 光的吸收系数. 此时对两波(e 光和 o 光)耦合有贡献的调制介电张量元为 $\delta \varepsilon_{13} (-\delta \varepsilon_{31})$ 和 $\delta \varepsilon_{23} (-\delta \varepsilon_{32})$.

(b) o $\rightarrow$ e 衍射

此时设 E_s (见(2)式)为人射 o 光, E_R (见(1)式)为衍射 e 光, 根据在推导中 R, S 的对等地位可知, 只需在(16)式中将 $\Gamma_+(n_o, \phi)$ 换为 $\Gamma_-(n_o, \phi)$, 在(17)式中将 $\Gamma_-(n_e, \theta)$ 换为 $\Gamma_+(n_e, \theta)$, 就得到此时的耦合方程(其他参量不变)

$$\frac{\partial S}{\partial x} - \alpha(n_o, \phi)S = \Gamma_-(n_o, \phi)R, \quad (19)$$

$$\frac{\partial R}{\partial x} - \alpha(n_e, \theta)R = \Gamma_+(n_e, \theta)S. \quad (20)$$

2. 晶体 c 轴位于光栅矢量 K 和人射光波矢量 ρ 所在的平面

(a) e $\rightarrow$ o 衍射

设入射 e 光波矢量 ρ 在 xoz 平面与 x 轴夹角为 θ , 偏振方向矢量 $r_0 = (-\sin \theta, 0, \cos \theta)$ 位于 xoz 平面, 如图 2 所示. 衍射 o 光波矢量 δ 在 xoz 平面与 x 轴夹角为 ϕ , 偏振方向矢量 $s_0 = (0, 1, 0)$, 垂直于 xoz 平面. 两波振幅分别表示为

$$\begin{aligned}E_R &= R(x)e^{-i\rho \cdot r} r_0 \\ &= -R \sin \theta e^{-i\rho \cdot r} i + R \cos \theta e^{-i\rho \cdot r} k,\end{aligned}\quad (21)$$

$$E_s = S(x)e^{-i\delta \cdot r} s_0 = S e^{-i\delta \cdot r} j, \quad (22)$$

其中 e 光波矢量 $\rho = kn$, n 满足

$$\frac{1}{n^2(\theta)} = \frac{\cos^2 \theta}{n^2} + \frac{\sin^2 \theta}{n_e^2},$$

图 2 晶体 c 轴平行于 (K, ρ) 平面

其中 θ 为 e 光波矢量(幅值为 $kn(\theta)$)与光轴的夹角. 进行与 1(a) 节中类似的分析推导过程, 可得此时的耦合波方程为

$$\frac{\partial R}{\partial x} - ik(\theta)R - \alpha(n, \theta)R = \Gamma_-(n, \theta)S, \quad (23)$$

$$\frac{\partial S}{\partial x} - \alpha(n_o, \phi)S = \Gamma_+(n_o, \phi)R, \quad (24)$$

其中 $k(\theta) = \frac{k}{2n \cos \theta} \left(n^2 - \frac{n_o^2 n_e^2}{n^2} \right)$, 与方程(17), (18)相比, 可看出只差一虚数项 $ik(\theta) \cdot R$. 因 $ik(\theta)R$ 一项为虚数, 它将影响 R 的位相. 此时 $s_0 \delta \varepsilon r_0 = r_0 \delta \varepsilon s_0 = \delta \varepsilon_{\text{eff}} = \delta \varepsilon_{23} \cos \theta - \delta \varepsilon_{12} \sin \theta$. 此时对两波耦合有贡献的调制张量元为 $\delta \varepsilon_{12} (-\delta \varepsilon_{21})$ 和 $\delta \varepsilon_{23} (-\delta \varepsilon_{32})$.

(b) $o \rightarrow e$ 衍射

此时只要设 E_s (见(22)式)为入射 o 光, E_R (见(21)式)为衍射 e 光, 只需在(23)式中将 $\Gamma_-(n, \theta)$ 换为 $\Gamma_+(n, \theta)$, 在(24)式中将 $\Gamma_+(n_o, \phi)$ 换为 $\Gamma_-(n_o, \phi)$, 就得到此时的耦合方程(其他参量不变)为

$$\frac{\partial R}{\partial x} - ik(\theta)R - \alpha(n, \theta)R = \Gamma_+(n, \theta)S, \quad (25)$$

$$\frac{\partial S}{\partial x} - \alpha(n_o, \phi)S = \Gamma_-(n_o, \phi)R. \quad (26)$$

三、调制介电张量的对称性及位相匹配条件

衍射是波的耦合过程, 因此需要满足两个条件. 一个条件是位相匹配条件(即 Bragg 条件)(9)式. 在各向异性晶体中, 当不同向偏振的光束(如 o 光和 e 光)满足位相匹配条件时(见图 5 的波矢图), 就可以产生各向异性衍射. 另一个条件是相关的调制介电张量元不为零. 调制介电张量的对称性可以从它与电光张量 γ , 电荷场 δE 的关系式(8)求得.

以下利用本文给出的二波耦合方程分两种情况讨论掺杂的钨青铜结构系列单晶 KNSBN 的各向异性衍射问题. KNSBN 晶体属四角晶系^[14,15], 点群对称性为 $4mm$, 其电光张量的非零元素为 $\gamma_{13} = \gamma_{23}, \gamma_{33}, \gamma_{42} = \gamma_{51}$.

1. 第一种情况, 晶体 c 轴垂直于光栅矢量 K 和入射波矢量 ρ 所在的平面

根据光折变效应理论, 导致产生光栅调制(对应的相对介电张量调制)的电荷场 δE 沿 K 方向, 所以有

$$\delta E_x = 0, \delta E = \delta E_x i + \delta E_y j = \delta E \cos \beta i + \delta E \sin \beta j,$$

其中 β 为 K 与 x 轴夹角. 根据(8)式求得

$$\begin{aligned} \delta \epsilon_{11} &= -\epsilon_{11}\gamma_{11l}\delta E_l \epsilon_{11} = -n_o^2\gamma_{1l}\delta E_l = 0, \\ \delta \epsilon_{12} = \delta \epsilon_{21} &= -\epsilon_{11}\gamma_{12l}\delta E_l \epsilon_{22} = -n_o^2\gamma_{6l}\delta E_l = 0, \\ \delta \epsilon_{13} = \delta \epsilon_{31} &= -\epsilon_{11}\gamma_{13l}\delta E_l \epsilon_{33} = -n_o^2n_c^2\gamma_{4l}\delta E_l = -n_o^2n_c^2\gamma_{5l}\delta E \cos \beta, \\ \delta \epsilon_{22} &= -\epsilon_{22}\gamma_{22l}\delta E_l \epsilon_{22} = -n_o^2\gamma_{2l}\delta E_l = 0, \\ \delta \epsilon_{23} = \delta \epsilon_{32} &= -\epsilon_{22}\gamma_{23l}\delta E_l \epsilon_{33} = -n_o^2n_c^2\gamma_{4l}\delta E_l = -n_o^2n_c^2\gamma_{42}\delta E \sin \beta, \\ \delta \epsilon_{33} &= -\epsilon_{33}\gamma_{33l}\delta E_l \epsilon_{33} = -n_c^2\gamma_{3l}\delta E_l = 0. \end{aligned}$$

调制介电张量的形式为

$$\delta \epsilon = \begin{bmatrix} 0 & 0 & \delta \epsilon_{13} \\ 0 & 0 & \delta \epsilon_{23} \\ \delta \epsilon_{31} & \delta \epsilon_{32} & 0 \end{bmatrix} = -\delta E n_o^2 n_c^2 \gamma_{42} \begin{bmatrix} 0 & 0 & \cos \beta \\ 0 & 0 & \sin \beta \\ \cos \beta & \sin \beta & 0 \end{bmatrix}. \quad (27)$$

因为 $\delta \epsilon_{13} (-\delta \epsilon_{31}) \approx 0, \delta \epsilon_{23} (-\delta \epsilon_{32}) \approx 0$, 根据(14), (15)(或(16), (17)式)和(19), (20)式知等号右端耦合项不为零, 只要同时满足位相匹配条件, 即有

结论 1 在垂直于 c 轴的方向上 (xy 平面) o 光与 e 光之间存在耦合, 即可以产生

各向异性衍射。入射 e 光可以产生 o 光,反之亦然。

结论 2 因调制介电张量的主对角元素都为零,所以在垂直于 c 轴的方向上(即 xoy 平面)同偏振光束(如 e 光或 o 光)之间无耦合,因此不能发生各向同性衍射。

2. 第二种情况,晶体 c 轴平行于光栅矢量 K 和入射光波矢量 ρ 所在的平面

此时光栅矢量 K 垂直于 y 轴,对应的电荷场为

$$\delta E = \delta E_x i + \delta E_z k = \delta E \cos \beta i + \delta E \sin \beta k.$$

根据(8)式求得

$$\begin{aligned} \delta \varepsilon_{11} &= -\varepsilon_{11} \gamma_{111} \delta E_1 \varepsilon_{11} = -n_o^4 \gamma_{111} \delta E_1 = -n_o^2 \gamma_{13} \delta E \sin \beta, \\ \delta \varepsilon_{12} &= \delta \varepsilon_{21} = -\varepsilon_{11} \gamma_{121} \delta E_1 \varepsilon_{22} = -n_o^2 \gamma_{61} \delta E_1 = 0, \\ \delta \varepsilon_{13} &= \delta \varepsilon_{31} = -\varepsilon_{11} \gamma_{131} \delta E_1 \varepsilon_{33} = -n_o^2 n_e^2 \gamma_{31} \delta E_1 = -n_o^2 n_e^2 \gamma_{31} \delta E \cos \beta, \\ \delta \varepsilon_{22} &= -\varepsilon_{22} \gamma_{221} \delta E_1 \varepsilon_{22} = -n_o^4 \gamma_{21} \delta E_1 = -n_o^2 \gamma_{23} \delta E \sin \beta, \\ \delta \varepsilon_{23} &= \delta \varepsilon_{32} = -\varepsilon_{22} \gamma_{231} \delta E_1 \varepsilon_{33} = -n_o^2 n_e^2 \gamma_{41} \delta E_1 = 0, \\ \delta \varepsilon_{33} &= -\varepsilon_{33} \gamma_{331} \delta E_1 \varepsilon_{33} = -n_e^4 \gamma_{31} \delta E_1 = -n_e^2 \gamma_{33} \delta E \sin \beta. \end{aligned}$$

其调制介电张量的形式为

$$\delta \varepsilon = \begin{bmatrix} \delta \varepsilon_{11} & 0 & \delta \varepsilon_{13} \\ 0 & \delta \varepsilon_{22} & 0 \\ \delta \varepsilon_{31} & 0 & \delta \varepsilon_{33} \end{bmatrix} = -\delta E \begin{bmatrix} n_o^2 \gamma_{13} \sin \beta & 0 & n_o^2 n_e^2 \gamma_{31} \cos \beta \\ 0 & n_o^2 \gamma_{23} \sin \beta & 0 \\ n_e^2 n_o^2 \gamma_{31} \cos \beta & 0 & n_e^2 \gamma_{33} \sin \beta \end{bmatrix}. \quad (28)$$

因为 $\delta \varepsilon_{12} (-\delta \varepsilon_{21}) = 0$, $\delta \varepsilon_{23} (-\delta \varepsilon_{32}) = 0$, 根据(23), (24)式和(25), (26)式知等号右端耦合项为零, 所以有

结论 1 在 c 轴的方向上 (xoz 平面)不存在 o 光与 e 光之间的耦合, 即不会发生各向异性衍射。入射 e 光不会产生 o 光衍射, 反之亦然。

结论 2 因调制介电张量的主对角元素都不为零, 所以在 c 轴的方向上 (xoz 平面)同偏振光束(如 e 光或 o 光)之间存在耦合, 因此可以产生各向同性衍射。

四、实验结果及讨论

由于晶体杂质、缺陷等不均匀性导致的散射光之间和散射光与入射光之间会干涉形成具有各种光栅矢量的复合位相光栅, 它们对入射光和散射光都可以产生衍射。当散射

光之间和散射光与入射光之间满足由这些光栅确定的位相匹配条件时, 就会发生耦合而产生能量转移(衍射)。由于散射光与入射光之间耦合产生的能量转移(衍射)比散射光之间的耦合产生的能量转移(衍射)强得多, 因此本文只重点讨论入射光与散射光之间的各向异性衍射。

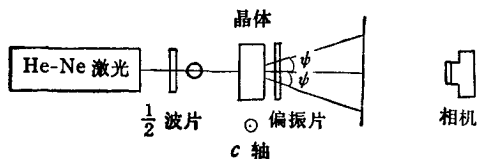


图 3 实验装置图

射。

利用图 3 的实验装置可以观察光折变晶体的各向异性衍射图样。实验中采用的光折

变晶体分别为掺 Cu, 掺 Ce, 掺 Co 的三种 KNSBN 晶体, 厚度分别为 0.6—0.8cm。光源为 He-Ne 激光器, 波长为 632.8nm。图 3 中半波片用来改变入射光的偏振方向。偏振片用来检测 o 光或 e 光的衍射图样。当入射到晶体上的光功率约为 60mW 时, 三种晶体样品出现有规律的衍射图样的时间约为几秒到十几秒。这个时间近似对应晶体的光折变效应响应时间^[6]。实验中可以观察到衍射图样逐渐增强并趋于稳定的过程。图 4(a), (b), (c) (见图版 I) 分别为这三种掺杂晶体在入射光为 e 光时得到的 o 光衍射图样。当绕入射光方向逐渐转动偏振片方向时, 观察到衍射 o 光圆环图样逐渐变弱, 而衍射 e 光的扇形图样很快增强。当偏振片的方向与晶体 c 轴平行时, 观察不到衍射 o 光圆环图样, 而此时衍射 e 光的扇形图样光强最强。实验中观察到这三种掺杂晶体中 e 光的各向同性衍射 (即 $e \rightarrow e$ 衍射) 光强比其各向异性衍射光强大得多。图 4(d), (e), (f) (见图版 I) 分别为对应的这三种晶体在偏振片方向绕入射光方向转动约 10° 时的衍射图样照片。其 $e \rightarrow e$ 衍射沿晶体的负 c 轴方向并明显地呈扇形分布。从图中可看出这三种晶体的 $e \rightarrow e$ 衍射光强比 $e \rightarrow o$ 衍射光强大得多。

关于 $e \rightarrow o$ 衍射的圆环图样形成的解释似乎是个有争议的问题。目前主要有两种不同的解释^[4,8,17]。根据我们的实验分析和测量,我们认为本实验中的 $e \rightarrow o$ 衍射圆环图样是晶体中偏振相互垂直的 e, o 光的二波耦合过程形成的。由于散射在晶体中形成了具有各种光栅矢量(方向和大小)的光栅,其中可以形成 $e \rightarrow o$ 衍射的光栅矢量 $\mathbf{K}$ 必须满足位相匹配条件(见图5)。根据前面的讨论知道在图5所示的平面(即 oxy 平面,它与 k_xok_y 平面重合)中尽管同偏振光束(如波矢为 ρ 的入射 e 光和波矢为 ρ_s 的散射 e 光)之间不存在耦合,但根据光折变效应理论知道两束(入射的和散射的) e 光会由于干涉形成光栅矢量为 $\mathbf{K}$ 的位相光栅。该光栅使入射 e 光和散射 o 光之间在图示的 ϕ 角度方向上满足位相匹配条件。因此入射 e 光和散射 o 光之间存在耦合,即入射 e 光能产生 $e \rightarrow o$ 衍射。根据图5的波矢图可知在入射 e 光和散射 e 光形成的光栅中,能够满足位相匹配条件产生 $e \rightarrow o$ 衍射的光栅矢量在 k_xok_y 平面中只有如图所示的一个。根据 o, e 光折射率椭球绕 k_x 轴的回转对称性知道当将如图所示的 $2\mathbf{K}$ 矢量绕 k_x 轴回转时,其始点 A 和终点 B 将始终分别落在 o, e 光折射率椭球面上。由于散射形成的光栅方向的各向机会性,可知 $e \rightarrow o$ 衍射必是圆环图样。

根据图 5 的波矢图可求出衍射 $\circ$ 光圆锥环对入射方向(x 轴)的张角满足公式

$$\sin \psi = \left[n_0^2 - \left(\frac{3n_c^2 + n_0^2}{4n_s} \right)^2 \right]^{1/2}. \quad (29)$$

对于掺杂的 KNSBN 晶体,在 $\lambda = 632.8\text{nm}$ 时, o, e 光折射率分别近似为 $n_o = 2.30$, $n_e = 2.27^{[16]}$. 理论计算得 $2\phi = 30.0^\circ$. 实验中测量结果分别为(掺 Cu) 33.0° , (掺 Ce) 30.4° , (掺 Co) 34.0° , 基本与理论相符合.

根据第三节 2 中结论 1 可知在图 3 的实验装置中在晶体 c 轴方向上不能产生各向异

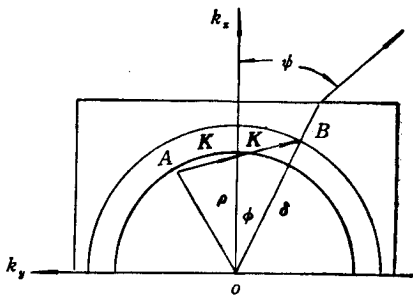


图 5 波矢量位相匹配图

性衍射.图4的圆环衍射图样在晶体 c 轴方向上出现断点.这一现象与理论分析相符合.

Odoulov 等人在解释 $\text{LiTaO}_3:\text{Cu}$ 晶体的 $o \rightarrow e$ 散射圆环图样时^[17]认为该图样是由于激光束在晶体中的前向受激四波参量过程形成的,并给出了散射圆锥环光束的张角公式(注: Odoulov 等人在文献[17]中给出的该公式有误,应为 $\theta_{1,2}' = \sin^{-1}[\sin \alpha \pm n_o^{-1}(n_o^2 - n_e^2)^{1/2}(n_o^2 - \sin^2 \alpha)^{1/2}]$). 然而这个观点不能解释本文实验中观察到的圆环衍射图样在晶体 c 轴方向上出现断点的现象.另外,按他们的公式计算,掺杂 KNSBN 晶体的衍射圆锥环光束的张角应为 $2\theta_{1,2}' = 43.5^\circ$, 严重偏离本文的实验测量结果.如认为 $\text{LiTaO}_3:\text{Cu}$ 的 $o \rightarrow e$ 散射圆锥环是二波耦合过程形成的,则由(29)式可计算出 $\text{LiTaO}_3:\text{Cu}$ 晶体(在 $\lambda = 440\text{nm}$ 时, $n_o = 2.248$, $n_e = 2.252$)的 $o \rightarrow e$ 衍射圆锥环光束张角为 11° ,与 Odoulov 等人测量的结果($2\theta_{1,2}' = 15^\circ$)也基本符合.

在图3的装置中调整半波片的方向使入射光为 o 光,可以观察 $o \rightarrow o, o \rightarrow e$ 衍射.实验发现 $o \rightarrow o$ 衍射比 $e \rightarrow e, e \rightarrow o$ 衍射弱得多,几乎观察不到.同时也没有观察到 $o \rightarrow e$ 衍射.这与很多其它光折变晶体在全息图记录、四波混合位相共轭及自泵浦位相共轭应用中发现的规律是相同的.这些现象可根据本文给出的公式给予解释.根据第三节1中结论2,在垂直于 c 轴的方向上,同偏振光束之间无耦合,不能发生各向同性衍射.因此不会有 $o \rightarrow o$ 衍射.而在 c 轴的方向上,根据第三节2中结论2,虽然 o 光之间存在耦合,但根据(28)式知道此时决定耦合系数的电光系数为 $\gamma_{23} = 50 \times 10^{-12}\text{m/V}$. 它仅为决定 $e \rightarrow e$ 衍射耦合系数的电光系数 $\gamma_{31}(-\gamma_{42} = 820 \times 10^{-12}\text{m/V})$ (见方程(28))的百分之六,因此 $o \rightarrow o$ 衍射应比 $e \rightarrow e$ 衍射弱得多.关于 $o \rightarrow e$ 衍射,根据波矢图(参见图5)可知,当 $k_o > k_e$ 时($n_o > n_e$, 负单轴晶体,如 KNSBN),不存在满足 $o \rightarrow e$ 衍射位相匹配条件的 o 光光栅(即入射 o 光和散射 o 光形成的光栅),所以不会产生类似于 $e \rightarrow o$ 衍射的 $o \rightarrow e$ 衍射圆环图样.据此可推断:在没有光折变效应以外的其它非线性过程时,正单轴晶体($n_o < n_e$, $k_o < k_e$)只应有 $o \rightarrow e$ 衍射的圆环图样,而没有 $e \rightarrow o$ 衍射的圆环衍射图样.例如 Odoulov 等人就在 $\text{LiTaO}_3:\text{Cu}$ 晶体(正单轴晶体,在 $\lambda = 440\text{nm}$ 时, $n_o = 2.248$, $n_e = 2.252$)中观察到了 $o \rightarrow e$ 衍射的圆环衍射图样^[17].

五、结 论

本文给出了描述光折变晶体各向异性衍射的二波耦合方程,用它解释了掺杂的 KNSBN 晶体的各向异性衍射图样分布.并得出结论:对负单轴晶体只应有 $e \rightarrow o$ 衍射的圆环衍射图样,而没有 $o \rightarrow e$ 衍射的圆环衍射图样.对正单轴晶体则相反.理论分析基本与实验相符合.根据图4的实验结果可看出掺 Cu, 掺 Ce 的 KNSBN 晶体的 $e \rightarrow e$ 衍射光扇很强.说明相关的电光系数很大.可以推断在红光范围内在这两种晶体中应较容易实现自泵浦位相共轭,并应有较高的自泵浦位相共轭反射率.目前已在这两种晶体中测量到了 40%—50% 的自泵浦位相共轭反射率^[18,19].由于晶体被激光照射时入射光的两种偏振成分和散射光的两种偏振成分可以同时存在,因此晶体中波的相互作用是这四种光波的耦合过程.当严格分析晶体中波的耦合时,应考虑上述的四波耦合过程.

- [1] R. Magnusson, T. K. Gaylord, *Appl. Opt.*, **13**(1974), 1546.
- [2] N. V. Kukhtarev, E. Kratzig, H. C. Kulich, R. A. Rupp and J. Allers, *Appl. Phys. Lett.*, **B35**(1984), 17.
- [3] S. Odulov, K. Belabaev and I. Kiselev, *Opt. Lett.*, **10**(1985), 31.
- [4] D. A. Temple and C. Warde, *J. Opt. Soc. Am.*, **B3**(1986), 337.
- [5] Guang-yin Zhang, Qing-xin Li, Ping-pei Ho, Si-min Liu, Zhong-kang Wu and R. R. Alfau, *Appl. Opt.*, **25**(1986), 2955.
- [6] 刘思敏、张光寅、武原庆, 物理学报, **37**(1988), 268.
- [7] 许克彬、徐海英、洪晶、祝桂芝, 中国激光, **16**(1989), 532.
- [8] R. A. Rupp and F. W. Dress, *Appl. Phys.*, **B39**(1986), 223.
- [9] 顾世杰、李荫远, 物理学报, **37**(1983), 888.
- [10] Y.-Y. Li, *Solid State Louics*, **31**(1988), 99.
- [11] 蒋毅坚、寥理几、陈为群、张鹏翔、刘玉龙, 物理学报, **39**(1990), 1501.
- [12] 寥理几、陈为群、刘燕、蒋毅坚、张鹏翔、刘玉龙, 物理学报, **39**(1990), 1511.
- [13] H. Kogelnik, *Bell. Sys. Tech. J.*, **48**(1969), 2909.
- [14] R. R. Neurgaonkar and W. K. Cory, *J. Opt. Soc. Am.*, **B3**(1986), 274.
- [15] 姜全忠、陈焕鑫、宋永远、孙大亮、许克彬、余有龙、徐海英、袁洋, 科学通报, **35**(1990), 1377.
- [16] S. R. Montgomery, J. Y. Rice, D. O. Pederson, G. J. Salamo, M. J. Miller, W. W. Clark, G. L. Wood, E. J. Sharp and R. R. Neurgaonkar, *J. Opt. Soc. Am.*, **5**(1988), 1775.
- [17] S. Odoulov, K. Belabaev and I. Kiseleva, *Opt. Lett.*, **10**(1985), 31.
- [18] 王凡、张以模, 光学学报, **12**(1992), 49.
- [19] Xuefeng Yue, Zongshu Shao, Huanchu Chen and Yongyuan Song, *Proc. SPIE* **1338**(1990), 203.

ANISOTROPIC DIFFRACTION IN DOPED KNSBN PHOTOREFRACTIVE CRYSTAL

BIAN SHAO-PING ZHANG JING-WEN XU KE-BIN

Department of Applied Physics, Harbin Institute of Technology, Harbin 150006

JIANG QUAN-ZHONG CHEN HUAN-CHU SUN DA-LIANG

Institute of Crystal Materials, Shandong University, Jinan 250100

(Received 10 February 1992)

ABSTRACT

Two wave coupling equations on anisotropic diffraction in photorefractive crystal is derived according to coupling wave theory. Phase gratig diffraction results of a He-Ne laser beam ($\lambda = 632.8 \text{ nm}$) passing through tungsten bronze crystals KNSBN doped respectively Ca, Ce and Co are given. The anisotropic diffraction patterns of these three kinds of photorefractive crystals is formally analyzed using these coupling formulae. It is concluded that the anisotropic diffraction ring pattern will present in one of the two kinds of diffraction ($e \rightarrow o$ or $o \rightarrow e$ diffraction) for different (positive or negative) uniaxial crystal. Theory analysis and experimental results agree fair by well.

PACC: 7820; 4265; 4280F; 4240

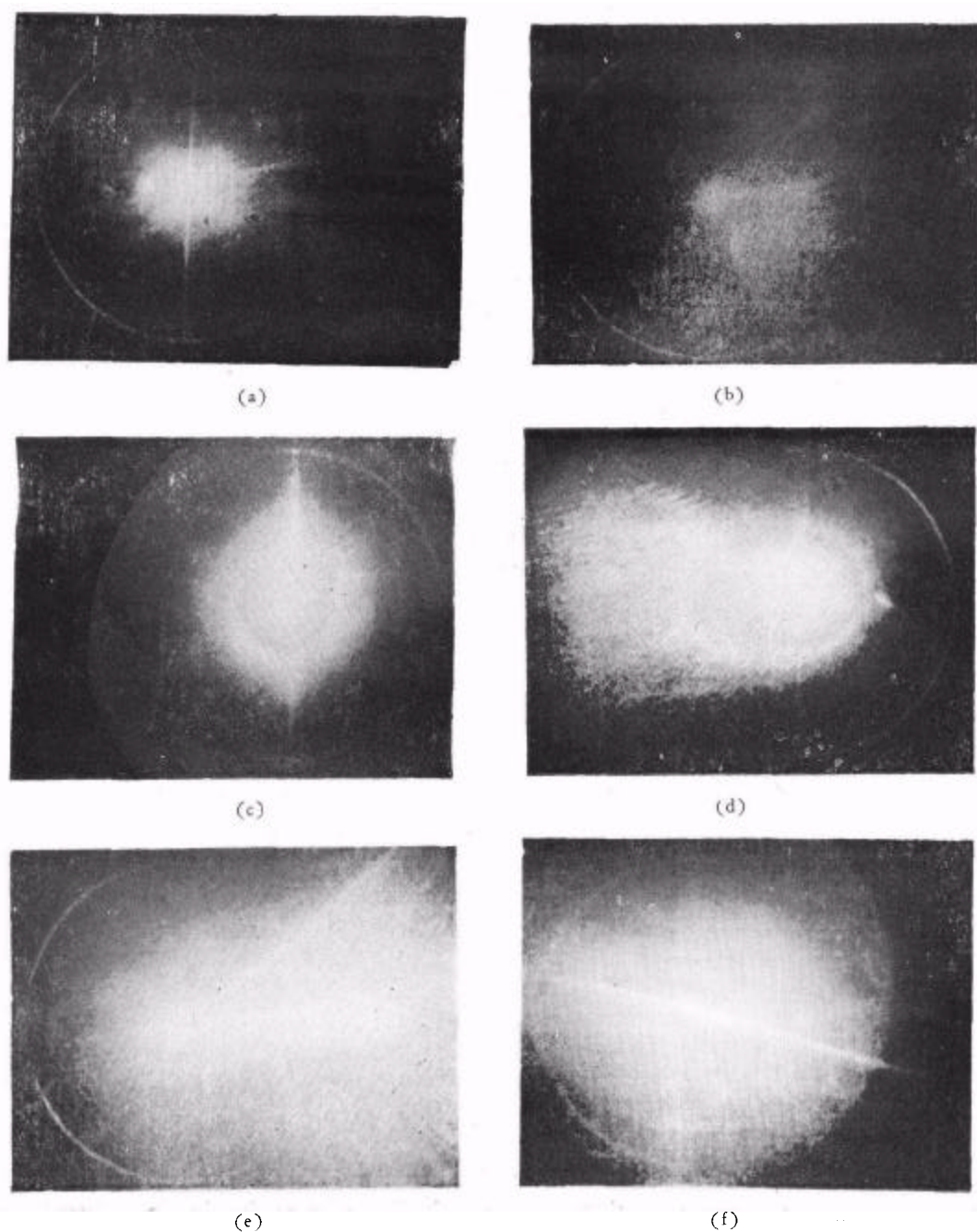


图4 掺杂 KNSBN 晶体的衍射图样 (a) 掺 Cu, (b) 掺 Ce, (c) 掺 Co 晶体的衍射光图样; (d), (e), (f) 为对应的这三种晶体在偏振片方向绕入射光方向转动约 10° 时的衍射图样

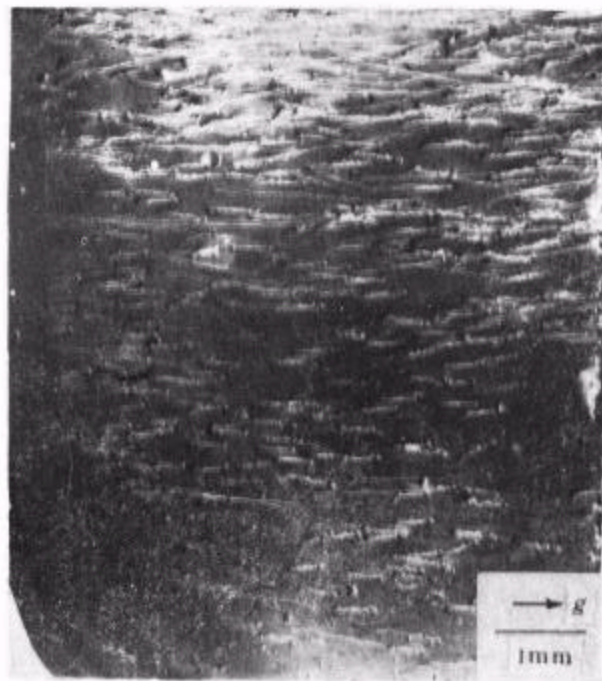


图 1 TAP 样品 S_1 的 X 射线形貌图 $A_1(001); t_1 = 0.420\text{mm}$



(a) $A_2(001)$



(b) $A_2(002)$



(c) $A_2(003)$

图 2 TAP 样品 S_2 的 X 射线形貌图 $t_2 = 0.168\text{mm}$