

光折变晶体中的体全息光栅光 衍射的耦合波理论

岳 学 锋

(山东大学光学系)

提 要

本文考虑了晶体的各向异性特点,导出了光折变晶体中的体全息光栅光衍射的耦合波方程,给出了方程的解。用本文的公式还可以解释光线非对称入射时的实验结果。

关键词: 体全息光栅,光折变晶体,耦合波理论。

一、引 言

A. Ashkin 等人于 1966 年在 LiNbO_3 及 LiTaO_3 中发现了光折变效应^[1],其后光折变晶体被广泛用于全息存贮^[2],四波混频^[3],及相位共轭光学^[4]中,其基本原理均基于光折变晶体中的体全息光栅光衍射的理论^[4,11]。由于晶体的各向异性特点,使得其衍射效率与光波波面法线跟晶体光轴的夹角及光的偏振态有关。但目前所应用的结论^[6~8]。均是通过与 Kogelnik^[9]的耦合波理论的类比中得到的,并未进行严格的推证。当两记录光对于晶体光轴对称时,这些结论是正确的,这也是多数的实验安排。但 BaTiO_3 晶体出现后,以其大的电光系数及光折度效应引起了人们的广泛注意。而为了在 BaTiO_3 晶体中得到最大的光折度效应,两记录光不应对于晶体光轴对称,原有的结论就不能解释这些情况下的实验结果。我们用文献[5]给出的公式及实验参数进行了仔细的计算,发现其理论值远远大于实验值。本文将全面考虑晶体的各向异性特点,导出更普遍的结论,并利用这些结论解释现有的实验结果。

二、光折变晶体中的体全息光栅的记录

光折变晶体中的体全息光栅的记录可分为三个过程。由于 o 光在晶体中的传播特性与其在各向同性介质中的完全一致,这里只讨论 e 光入射的情形。

1. 两平面波在晶体中的相干叠加

本文仅讨论光波沿单轴晶体主截面入射的情况。如图 1,其光轴方向平行于 z 轴, α_{P_1} , α_{P_2} 分别是两光波波面法线与 y 轴的夹角,而设 α_{i_1} , α_{i_2} 分别是两波光线方向与 y 轴的夹角,则有:

$$\tan \alpha_P = \frac{n_o^2}{n_e^2} \tan \alpha_{i_0} \quad (1)$$

据文献[10]的方法,可以推得两光相干的条纹取向的表达式

$$\tan \phi = -\frac{n_1 \cos \alpha_{P_1} - n_2 \cos \alpha_{P_2}}{n_1 \sin \alpha_{P_1} - n_2 \sin \alpha_{P_2}} \quad (2)$$

其中 ϕ 是条纹取向与 y 轴的夹角, n_1, n_2 可通过下式求出:

$$n_{1,2} = [n_e^{-2} \cos^2 \alpha_{P_{1,2}} + n_o^{-2} \sin^2 \alpha_{P_{1,2}}]^{-\frac{1}{2}} \quad (3)$$

显然,当 $n_1 = n_2 = n$ 时

$$\phi = \frac{\alpha_{P_1} + \alpha_{P_2}}{2} \quad (4)$$

(4)式便是各向同性介质中相干条纹取向的公式。

2. 相干光场作用下晶体中的静电场

两光束在晶体中的相干迭加,出现了周期性分布的光场分布,导致晶体中电荷的重新分布,从而在晶体内部出现了静电场,其表达式可写成如下形式^[4]:

$$\mathbf{E}(\mathbf{X}) = \mathbf{E} \cos \mathbf{K} \cdot \mathbf{X} \quad (5)$$

其中

$$\mathbf{E} = -\frac{K_E T}{q} m \frac{\mathbf{K}}{1 + (k/k_0)^2} \quad (6)$$

$k_0 = (Nq^2/\epsilon_0 k_0 T)$, m 是光场调制度, $k = |\mathbf{K}|$, \mathbf{K} 为光栅矢量, $\mathbf{K} = \mathbf{K}_1 - \mathbf{K}_2$, 其中 $\mathbf{K}_1, \mathbf{K}_2$ 分别为两记录光的波矢。

3. 晶体中折射率光栅的形成

晶体中静电场的出现,通过线性电光效应导致晶体折射率的空间调制,从而形成了体相位光栅。下面我们求出静电场作用下的晶体的介电张量。

Table 1 The Change in Dielectric Tensor for Some Crystal Symmetry Classes Caused by Electrostatic Field

Crystal Symmetry Class	ϵ^i
Trigonal $3m$ ($m \perp x_2$)	$\begin{bmatrix} -n_0^4 \gamma_{13} E \cos \theta & -n_0^4 \gamma_{11} E \sin \theta & 0 \\ -n_0^4 \gamma_{11} E \sin \theta & -n_0^4 \gamma_{13} E \cos \theta & n_0^2 n_0^2 \gamma_{51} E \sin \theta \\ 0 & n_0^2 n_0^2 \gamma_{51} E \sin \theta & -n_0^4 \gamma_{33} E \cos \theta \end{bmatrix}$
Tetragonal $4mm$	$\begin{bmatrix} -n_0^4 \gamma_{13} E \cos \theta & 0 & 0 \\ 0 & -n_0^4 \gamma_{13} E \cos \theta & n_0^2 n_0^2 \gamma_{42} E \sin \theta \\ 0 & n_0^2 n_0^2 \gamma_{42} E \sin \theta & -n_0^4 \gamma_{33} E \cos \theta \end{bmatrix}$
$\bar{4}2m$ ($2 \parallel x_1$)	$\begin{bmatrix} 0 & -n_0^4 \gamma_{13} E \cos \theta & n_0^2 n_0^2 \gamma_{41} E \sin \theta \\ -n_0^4 \gamma_{33} E \cos \theta & 0 & 0 \\ n_0^2 n_0^2 \gamma_{41} E \sin \theta & 0 & 0 \end{bmatrix}$
Hexagonal 6	$\begin{bmatrix} -n_0^4 \gamma_{13} E \cos \theta & 0 & -n_0^2 n_0^2 \gamma_{41} E \sin \theta \\ 0 & -n_0^4 \gamma_{13} E \cos \theta & n_0^2 n_0^2 \gamma_{51} E \sin \theta \\ -n_0^2 n_0^2 \gamma_{41} E \sin \theta & n_0^2 n_0^2 \gamma_{51} E \sin \theta & -n_0^4 \gamma_{33} E \cos \theta \end{bmatrix}$
$6mm$	$\begin{bmatrix} -n_0^4 \gamma_{13} E \cos \theta & 0 & 0 \\ 0 & -n_0^4 \gamma_{13} E \cos \theta & n_0^2 n_0^2 \gamma_{51} E \sin \theta \\ 0 & n_0^2 n_0^2 \gamma_{51} E \sin \theta & -n_0^4 \gamma_{33} E \cos \theta \end{bmatrix}$

Not. θ is the angle between crystal axis and \mathbf{E} , see Fig. 2.

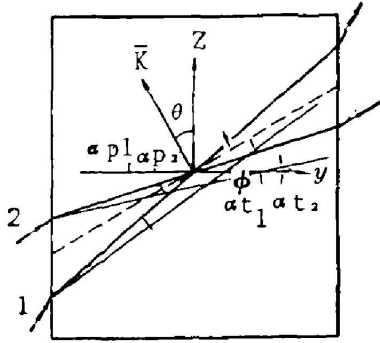


Fig. 1 Geometry for writing volume hologram in PR crystals

在电场作用下,晶体的介电不渗透系数的变化量为:

$$\Delta\beta_{ij} = \gamma_{ijk} E_k \quad (7)$$

于是:

$$\beta_{ij} = \beta_{ij}^0 \delta_{ij} + \Delta\beta_{ij} \quad (8)$$

求出 β 的逆矩阵,运算中仅保留线性项,得:

$$\epsilon = \beta^{-1} \quad (9)$$

在(5)式所表示的电场作用下,介电张量 ϵ 一般可表示为

$$\epsilon = \epsilon^0 + \epsilon^1 \cos \mathbf{K} \cdot \mathbf{X} \quad (10)$$

对单轴晶 $\epsilon^0 = \begin{pmatrix} \epsilon_0 & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_0 & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_e \end{pmatrix}$, $\epsilon^1 = \begin{pmatrix} \epsilon_1 & \epsilon_6 & \epsilon_5 \\ \epsilon_6 & \epsilon_2 & \epsilon_4 \\ \epsilon_5 & \epsilon_4 & \epsilon_3 \end{pmatrix}$ 。求得了电场 E 作用下,常见几种对称点

群的单轴晶的 ϵ^1 表达式,列表见表 1。

三、耦合波方程

据 Maxwell 方程组可得晶体中的光的波动方程:

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}) + \frac{\omega^2}{C^2} \mathbf{D} = 0 \quad (11)$$

其中 $\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E}$, 由于晶体的各向异性, \mathbf{D} 跟 \mathbf{E} 已不再是线性关系, 所以由 $\nabla \cdot \mathbf{D} = 0$ 不能推得 $\nabla \cdot \mathbf{E} = 0$, 于是(11)式中的第二项应予考虑。

考虑了电荷场导致的介电张量的变化(10)式,展开(11)式,得,

$$\hat{F} \mathbf{E} + k_0^2 \epsilon^0 \mathbf{E} + k_0^2 \epsilon^1 \cos(\mathbf{K} \cdot \mathbf{X}) \mathbf{E} = 0 \quad (12)$$

其中 $k_0 = \frac{\omega^2}{C^2}$, 而

$$\hat{F} = \begin{pmatrix} \frac{\partial^2}{\partial z^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} & -\frac{\partial^2}{\partial x \partial y} & -\frac{\partial^2}{\partial x \partial z} \\ -\frac{\partial^2}{\partial x \partial y} & \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} & -\frac{\partial^2}{\partial y \partial z} \\ -\frac{\partial^2}{\partial x \partial z} & -\frac{\partial^2}{\partial y \partial z} & \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \end{pmatrix} \quad (13)$$

令:

$$\mathbf{E} = \tilde{R} \hat{e}_R + \tilde{S} \hat{e}_S \quad (14)$$

其中 $\tilde{R} = R e^{-i\mathbf{k}_R \cdot \mathbf{X}}$, $\tilde{S} = S e^{-i\mathbf{k}_S \cdot \mathbf{X}}$ 分别为两入射光的复振幅, \hat{e}_R, \hat{e}_S 分别为其偏振态, 于是有 $\hat{e}_R \hat{e}_R = \hat{e}_S \hat{e}_S = 1$, 将(14)式代入(12)式, 考虑到 Bragg 条件 $\mathbf{K} = \mathbf{K}_R - \mathbf{K}_S$, 得

$$\hat{F} \cdot \hat{e}_R \tilde{R} + k_0^2 \epsilon^0 \hat{e}_R \tilde{R} + \frac{1}{2} k_0^2 \epsilon^1 \cdot \hat{e}_S e^{-i\mathbf{K} \cdot \mathbf{X}} \tilde{S} = 0 \quad (15a)$$

$$\hat{F} \cdot \hat{e}_S \tilde{S} + k_0^2 \epsilon^0 \cdot \hat{e}_S \tilde{S} + \frac{1}{2} k_0^2 \epsilon^1 \hat{e}_R e^{+i\mathbf{K} \cdot \mathbf{X}} \tilde{R} = 0 \quad (15b)$$

上面两式两端分别乘 \hat{e}_R^* , \hat{e}_S^* , 得

$$\hat{e}_R^* \hat{F} \cdot \hat{e}_R \tilde{R} + \hat{e}_R^* \epsilon^0 \cdot \hat{e}_R k_0^2 \tilde{R} + \frac{1}{2} k_0^2 \hat{e}_R^* \epsilon^1 \cdot \hat{e}_S e^{-i\mathbf{K} \cdot \mathbf{X}} \tilde{S} = 0 \quad (16a)$$

$$\hat{e}_S \cdot \hat{F} \cdot \hat{e}_S \bar{S} + \hat{e}_S \cdot \epsilon^0 \cdot \hat{e}_S k_0^2 \bar{S} + \frac{1}{2} k_0^2 \hat{e}_S \cdot \epsilon^1 \cdot \hat{e}_R e^{iK \cdot X} \bar{R} = 0. \quad (16b)$$

至此,得到了光折变晶体中的体全息光栅衍射的耦合波方程。(16)式即是耦合波方程的一般形式,只要把相应的光的偏振态及介电张量代入(16)式,即可得到相应的耦合波方程的具体形式。

四、耦合波方程的解

从(16)式可以发现,光折变晶体中的全息光栅的耦合波方程与光的偏振态及电场作用下的介电张量有着密切的关系。下面就透射光栅的情形(大部分的实验情形)分 o 、 e 光两种情况,求得耦合波方程的解。

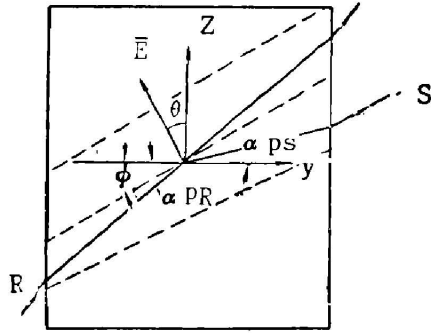


Fig. 2 Geometry for reading volume hologram in PE crystals dashed lines correspond to interference fringes

1. o 光作为读出光的情况

如图 2,这时 $\hat{e}_R = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$, $\hat{e}_S = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$ 光沿 yz 面入

射 $k_x = 0$, R, S 均是 y 的函数。把 \hat{e}_R, \hat{e}_S 代入(16)式,得到

$$\frac{\partial^2}{\partial y^2} \bar{R} + k_0^2 \epsilon_0 \bar{R} + \frac{1}{2} k_0^2 \epsilon_1 e^{-iK \cdot X} \bar{S} = 0. \quad (17)$$

把 $\bar{R} = R e^{-iK \cdot X}$, $\bar{S} = S e^{-iK \cdot X}$ 代入上式,另外考虑到 S, R 间的能量交换较缓慢,忽略 R'' (参见文献[9])得:

$$C_R R' = -i \mathcal{K} S, \quad (18a)$$

同理:

$$C_S S' = -i \mathcal{K}' R. \quad (18b)$$

其中 $C_R = \cos \alpha_{PR}$, $C_S = \cos \alpha_{PS}$, $\mathcal{K} = \frac{1}{4} \frac{\omega}{C} \cdot \epsilon_1 / (\epsilon_0)^{\frac{1}{2}}$.

代入边界条件 $R(0) = 1, S(0) = 0$, 求得

$$S(d) = -i \left(\frac{C_R}{C_S} \right)^{\frac{1}{2}} \sin [\mathcal{K} d / (C_R C_S)^{\frac{1}{2}}]. \quad (19)$$

按文献[9]的定义 $\eta = \frac{|C_S|}{C_R} S S^*$, 于是可得用 o 光读出时全息光栅的衍射效率为:

$$\eta = \sin^2 [K d / (C_R C_S)^{\frac{1}{2}}]. \quad (20)$$

如对 $BaTiO_3$ 晶体 $\epsilon_2 = -n_0^2 \gamma_{13} E \cos \theta$, 当 $\eta \ll 1$ 时

$$\eta = |(\omega d / 4C) n_0^2 \gamma_{13} E \cos \theta|^2. \quad (21)$$

(21)式与文献[9]的结果完全相同。

2. e 光作为读出光的情况

仍如图 2,这时 $\hat{e}_R = \begin{pmatrix} 0 \\ -\sin \alpha_{tR} \\ \cos \alpha_{tR} \end{pmatrix}$, $\hat{e}_S = \begin{pmatrix} 0 \\ -\sin \alpha_{tS} \\ \cos \alpha_{tS} \end{pmatrix}$, $k_x = 0$ 。依照上面的方法,将 \hat{e}_R, \hat{e}_S 代

入(16)式,整理得:

$$O_R E' + i\alpha_R R = -i\mathcal{X}_R S, \quad (22a)$$

$$O_S S' + i\alpha_S S = -i\mathcal{X}_S R. \quad (22b)$$

其中

$$\left. \begin{aligned} O_R &= \cos \alpha_{PR}, \quad O_S = \cos \alpha_{PS}, \\ \alpha_{R,S} &= \frac{1}{2} (\epsilon_0 k_0^2 \cos^2 \alpha_{tR,S} + \epsilon_0 k_0^2 \sin^2 \alpha_{tR,S} - k_{R,S}^2 \gamma_{R,S}^2) / k_{R,S}, \\ \gamma_{R,S}^2 &= \sin \alpha_{tR,S} \cdot \sin \alpha_{pR,S} + \cos \alpha_{tR,S} \cdot \cos \alpha_{pR,S}, \\ \mathcal{X}_{R,S} &= \frac{\omega}{4C n_{R,S}} (\epsilon_2 \sin \alpha_{tR} \cdot \sin \alpha_{tS} - \epsilon_4 \sin(\alpha_{tR} + \alpha_{tS}) + \epsilon_3 \cos \alpha_{tR} \cos \alpha_{tS}). \end{aligned} \right\} \quad (23)$$

n_R, n_S 分别是两光在晶体中相应的折射率, 因其差别一般较小, 可忽略其差别。于是有 $\mathcal{X}_R = \mathcal{X}_S$, 利用边界条件 $R(0) = 1, S(0) = 0$, 对(22)式求解得

$$S(d) = \frac{\mathcal{X}}{O_S(\gamma_1 - \gamma_2)} [\exp(\gamma_2 d) - \exp(\gamma_1 d)]. \quad (24)$$

其中

$$\gamma_{1,2} = -\frac{1}{2} i \left(\frac{\alpha_R}{O_R} + \frac{\alpha_S}{O_S} \right) \pm \frac{i}{2} \left[\left(\frac{\alpha_R}{O_R} - \frac{\alpha_S}{O_S} \right)^2 + \frac{4\mathcal{X}^2}{O_R O_S} \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (25)$$

令:

$$\left. \begin{aligned} u &= \left(\frac{\alpha_R}{O_R} - \frac{\alpha_S}{O_S} \right) \quad v = \left(\frac{\alpha_R}{O_R} + \frac{\alpha_S}{O_S} \right), \\ \xi &= \frac{1}{2} \left[u^2 + \frac{4\mathcal{X}^2}{O_R O_S} \right]^{\frac{1}{2}}. \end{aligned} \right\} \quad (26)$$

代入(24)式, 得

$$S(d) = \frac{\mathcal{X}}{O_S \xi} \exp\left(-i \frac{v}{2} d\right) \sin \xi d. \quad (27)$$

依文献[9]的定义有

$$\eta = \frac{\mathcal{X}^2}{O_R O_S \xi^2} \sin^2 \xi d. \quad (28)$$

当 $u=0$ 时, (28)式简化为

$$\eta = \sin^2 \mathcal{X} d / (O_R O_S)^{\frac{1}{2}}. \quad (29)$$

(29)式即目前最常用的全息光栅衍射效率的公式。但光折变晶体中的体全息光栅只有在一定条件下才可使用(29)式, 从下边的讨论中也可看到这一点。

3. 读出光与衍射光偏振态不同的情况

只要满足 $\mathcal{X} \neq 0$ 及 Bragg 条件, 读出光与衍射光的偏振态可以不同。其衍射效率的公式同(28)式, 相应的量列表如下:

Table 2

Polarization of Reading Beam	Polarization of Diffraction Beam	α_R	α_S	\mathcal{X}
o	e	0	The same as eq.(23)	$\frac{1}{4} \left[\frac{\omega}{nC} (\epsilon_5 \cos \alpha_{tS} - \epsilon_6 \sin \alpha_{tS}) \right]$
e	o	The same as eq.(23)	0	$\frac{1}{4} \left[\frac{\omega}{nC} (\epsilon_5 \cos \alpha_{tR} - \epsilon_6 \sin \alpha_{tR}) \right]$

这种衍射现象又叫各向异像光散射。由于其要求同时满足 $\mathcal{N} \neq 0$ 及布拉格条件, 所以实验中一般较难以观察到这种现象。

四、讨论与结论

现在用文献[5]的实验结果验证上面推得的结论。文献[5]的实验光路见图3, 其定义 $R = I_4/I_2 = (I_3/I_2) \cdot \eta$, η 即光栅的衍射效率可表示为(29)式的形式当 $\eta \ll 1$ 时, 便得到了文献[5]的形式。其具体参数为 $\alpha_{PS} = 18^\circ$, $\alpha_{PR} = 26^\circ$, $d = 0.4 \text{ cm}$, $\lambda = 514.5 \text{ nm}$, $E = 4.4 \times 10^2 \text{ V/cm}$ (计算值), $I_3/I_2 = 16.7$, 依上面的数据及文献[5]的公式, 我们进行了仔细的验算, 发现 $\eta \ll 1$ 的条件不能满足, (若直接采用文献[5]的公式, 会得到 $\eta > 1$, 这是不可能的) 采用(29)式, 得 $\eta_{\text{理}} = 94.8\%$ 。下面我们再来看其实验值, 其用 θ 光作为读出光时, 得 $R = 2$ 。于是 $\eta_{\text{实}} = R/(I_3/I_2) = 12.0\%$, 显然其实验值远远小于理论值。

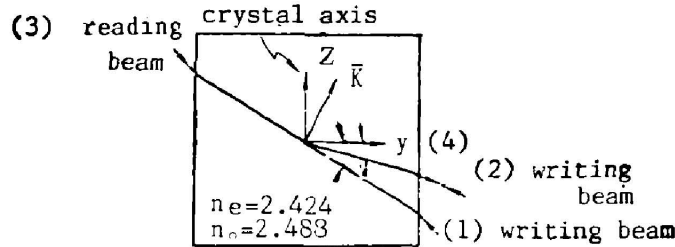


Fig. 3 Geometry for obtaining mirror reflectivity R in reference [1]

下面以本文所得结论计算其衍射效率, 对 BaTiO_3 晶体, $\epsilon_2 = -n_o^4 \gamma_{13} E \cos \theta$, $\epsilon_4 = -n_o^2 n_e^2 \gamma_{42} E \sin \theta$, $\epsilon_3 = -n_e^4 \gamma_{32} E \cos \theta$, 于是

$$\mathcal{N} = -\frac{\omega E}{4\pi n} (n_o^4 \gamma_{13} \cos \theta \sin \alpha_{tR} \sin \alpha_{tS} + n_o^2 n_e^2 \gamma_{42} \sin \theta \sin (\alpha_{tR} + \alpha_{tS}) + n_e^4 \gamma_{32} \cos \theta \cos \alpha_{tR} \cos \alpha_{tS}).$$

据(1)式 $\alpha_{tR} = 24.84^\circ$, $\alpha_{tS} = 17.14^\circ$, 由(2)式, $\theta = 20.8^\circ$, 据(7)式 $E = 2.7 \times 10^2 \text{ V/cm}$, 于是有 $\mathcal{N} = 2.63$. 于(26)式可得 $|u| = 10.12$, $\xi = 5.797$, 代入(28)式中, 得 $\eta_{\text{理}} = 12.8\%$, 此值与其实验值符合得很好。

我们还依文献[5]中图2的条件, 计算了相应条件下的衍射效率的理论值, 并且与由实验值 R 换算出的 $\eta_{\text{实}}$ 以及按原文中的公式求得的 η 进行了比较, 见图4, 从图4可以看到, 由本文(28)式得到的结论基本与实验值相符。

我们注意到, 若 R, S 关于 y 轴对称, 则 $\alpha_R = \alpha_S$, 从而有 $u = 0$, 于是(28)式就化为目前所常用的公式。而在以往的实验中, 大部分采用这种对称入射的光路所以可用(29)式计算, 但在某些晶体中(如 BaTiO_3), 为得到大的光折变效应, 必须采用非对称入射的光路, 于是, 原有的结论就显得不够, 这就要求全面考虑晶体的各向异性特点。(28)式便是全面考虑了晶体的各向异性特点后推得的, 其不但适应于对称入射的情况, 也适应于非对称入射的情况。

感谢王彦素教授、邵宗书副教授的有益指导与讨论。

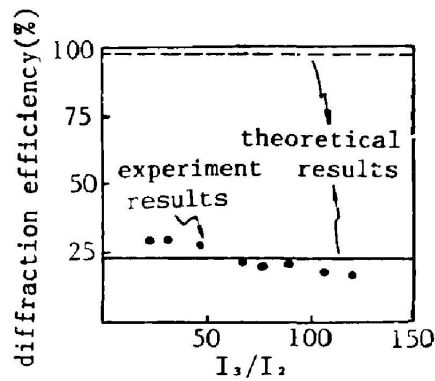


Fig. 4 Comparison of theoretical and experimental results of diffraction efficiency in the conditions $\alpha_{PR}=24^\circ$, $\alpha_{PS}=16^\circ$, $I_2=I_1/4$. The experiment results are from reference [1]. The dashed line corresponds the result of theoretical formula in reference [1]. The solid line corresponds our theoretical result

参 考 文 献

- [1] A. Ashkin *et al.*; *Appl. Phys. Lett.*, 1962, 9, No. 1 (Jul), 72~74.
- [2] D. Linde *et al.*; *Appl. Phys.*, 1975, 8, No. 2 (Oct), 85~100.
- [3] Cronin-Golomb *et al.*; *IEEE J. Quant. Electron.*, 1984, QE-20, No. 1 (Jan)12~29.
- [4] J. Feinberg; in «Optical Phase Conjugations», edited by R. A. Fischer, (Academic Press, 1983), 417~441.
- [5] J. Feinberg, B. W. Hellwarth; *Opt. Lett.*, 1980, 12, No. 12, (Dec), 519~521.
- [6] M. P. Petrov *et al.*; *Opt. Comm.* 1979, 29, No. 1 (Apr), 44~48; *Ferroelectrics*, 1978, 21, No. 1~4月, 631~633; *J. Opt. (Paris)* 1981, 12, No. 5(May), 287~292.
- [7] D. W. Vahey; *J. Appl. Phys.*, 1975, 46, No. 8(Aug) 3510~3515,
- [8] D. L. Staebler; *J. Appl. Phys.*, 1972, 43, No. 3(Mar), 1042~1049.
- [9] H. Kogelnik; *Bell Syst. Tech. J.*, 1969, 48, No. 9(Nov) 2909~2947.
- [10] 王永昭«光学全息»(机械工业出版社, 1984)127~130.
- [11] A. Yariv; *IEEE J. Quant. Electron.*, 1978, QE-14, No. 9 (Sep), 650~660.

Coupled wave theory for light diffraction from volume hologram grating in photorefractive crystals

YUE XUEFENG

(Department of Optics, Shandong University, Jinan)

(Received 19 Jun 1987; revised 11 November 1987)

Abstract

The coupled wave equation for light diffraction from volume hologram grating in photorefractive crystals are derived by carefully considered the anisotropic nature of crystals. The solutions of these equations are also obtained. With the formulas in this paper, the results of experiment in which the two incident beams are asymmetrical can be explained.

Key words: volume hologram grating; photorefractive crystal; coupled wave theory.