

光致折射效应中空间电荷场 建立过程的研究*

严 媛 杨 帆 徐乃庄 陈英礼
(上海交通大学 应用物理系, 上海 200030)

提 要

本文推导了包含自衍射及非线性吸收影响、用以描述空间电荷场建立过程的微分方程组, 阐明了周期性的空间电荷场与光强干涉条纹之间的相位差在建立过程中所起的作用, 并推导了描述条纹倾斜和弯曲的微分方程。通过数值计算找到了硅酸铋(BSO)晶体中能量转移的规律, 讨论了材料特性对过程快慢的影响, 提出了用 CW 激光来探讨瞬态过程快慢的可能性。

关键词: 光致折射效应, 自衍射, 空间电荷场。

一、引 言

光致折射效应是用来产生相位共轭波的手段之一, 由于它能在极低光强下运行, 故引起许多学者的浓厚兴趣^[1]。此外, 还可用于体全息记录、光信号处理等诸多方面^[2]。所涉及的晶体除 LiNbO₃、BTO、BSO、SBN 等外, 还包括不少 II-VI 族和 III-V 族化合物半导体单晶^[3, 4]。近年来的研究方向也逐步地由稳态发展到包括瞬态效应, 由可见发展到红外波段, 并趋向于实用化。

描述光致折射效应的理论日趋完善。在 Kogelnik^[5] 体光栅的理论基础上发展了描述动态^[6]及瞬态^[7]相互作用的方程, 对吸收的影响^[8]也已作了讨论。已分析到空间电荷场会相对于光强干涉条纹存在相移, 且当相移达到 $\pi/2$ 时会大大增加二波之间的能量转移。

本文在上述基础上推导了二波相互作用中晶体内的空间电荷场和两个光场的振幅及它们的相位随时空变化的六个耦合波方程, 其结果可用来讨论两组条纹的相位差在体光栅建立过程中的作用。讨论表明在一定条件下, 在达到稳定前要经历一个振荡过程。振荡的快慢除了与光路的参数有关外, 还与材料的本征特性密切相关。因此可以通过对这振荡的研究初步探知材料的响应速度。

二、理 论

对常见的 BSO 晶体, 吸收系数较大, 且数值在强光下会随光强发生变化, 表示为 $\alpha = \alpha_0 + bEE^*$ 。其中 b 为比例系数。在故二波相互作用形成相位光栅时, 也会形成振幅光栅^[9]。

收稿日期: 1990年7月6日; 收到修改稿日期: 1990年9月7日

* 本课题为上海市自然科学基金题目。

设两束单色平面光波对称入射到晶体上,如图 1 所示。以 R, S 表示参考光及信号光的复振幅,以 E_1 表示空间电荷场的复振幅,那么考虑非线性吸收后的动态耦合方程为^[8]

$$\cos \theta \frac{\partial R}{\partial z} = -[\alpha_0 + b(RR^* + SS^*)]R - \left[j \frac{\pi n_0^3 n_{41}}{2\lambda} |E_1| e^{-j\phi} + bRS^* \right] S, \quad (1)$$

$$\cos \theta \frac{\partial S}{\partial z} = -[\alpha_0 + b(RR^* + SS^*)]S - \left[j \frac{\pi n_0^3 n_{41}}{2\lambda} |E_1| e^{-j\phi} + bR^*S \right] R, \quad (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t_N} \left(\frac{E_1}{E_q} \right) + A \left(\frac{E_1}{E_q} \right) = B \frac{R^*S}{RR^* + SS^*}, \quad (3)$$

其中:

$$A = \frac{1}{D} \left(1 + \frac{E_T}{E_q} + j \frac{E_0}{E_q} \right),$$

$$B = \frac{1}{D} \left(-\frac{E_0}{E_q} + j \frac{E_T}{E_q} \right), \quad D = \left(1 + \frac{E_T}{E_M} + j \frac{E_0}{E_M} \right),$$

$$t_N = t / \tau_d,$$

τ_d 为介电弛豫时间,

E_T 为等效扩散场, E_q 为最大空间电荷场,

$E_M = (K\mu\tau_r)^{-1}$, 其中 μ 为迁移率, τ_r 为载流子复合时间。

为讨论两组条纹的相位差在二波相互作用中的地位,作以下变换: 设 $E_1 = \bar{E}_1 e^{j\phi}$, $R = \bar{R} e^{j\alpha}$, $S = \bar{S} e^{j\beta}$, $A = \bar{A} e^{j\alpha}$, $B = \bar{B} e^{j\beta}$, 并令 $F = \frac{\pi n_0^3 n_{41}}{2\lambda}$, 代入方程(1)、(2)并整理可得

$$\frac{\partial \bar{R}}{\partial z} = -\frac{1}{\cos \theta} [\alpha_0 + b\bar{R}^2 + 2b\bar{S}^2] \bar{R} + F \bar{E}_1 \bar{S} \sin(T - Q - \phi), \quad (4)$$

$$\frac{\partial \bar{S}}{\partial z} = -\frac{1}{\cos \theta} [\alpha_0 + b\bar{S}^2 + 2b\bar{R}^2] \bar{S} - F \bar{E}_1 \bar{R} \sin(T - Q - \phi), \quad (5)$$

$$\bar{R} \frac{\partial Q}{\partial z} = -\frac{1}{\cos \theta} F \bar{E}_1 \bar{S} \cos(T - Q - \phi), \quad (6)$$

$$\bar{S} \frac{\partial T}{\partial z} = -\frac{1}{\cos \theta} F \bar{E}_1 \bar{R} \cos(T - Q - \phi), \quad (7)$$

同样对于(3)式可得

$$\frac{\partial}{\partial t_N} \left(\frac{\bar{E}_1}{E_q} \right) + \bar{A} \left(\frac{\bar{E}_1}{E_q} \right) \cos \alpha = \frac{\bar{B} \bar{R} \bar{S}}{\bar{R}^2 + \bar{S}^2} \cos(T - Q - \phi - \beta), \quad (8)$$

$$\left(\frac{\bar{E}_1}{E_q} \right) \frac{\partial \phi}{\partial t_N} + \bar{A} \left(\frac{\bar{E}_1}{E_q} \right) \sin \alpha = \frac{\bar{B} \bar{R} \bar{S}}{\bar{R}^2 + \bar{S}^2} \sin(T - Q - \phi - \beta), \quad (9)$$

方程(4)~(9)构成一组描述光场及空间电荷场振幅及相位的六个分立的非线性耦合方程。分析六个方程可以看到相位关系 $(T - Q - \phi)$ 在能量转移和空间电荷场形成过程中所起的作用。 $(T - Q)$ 表示干涉光场的空间相位,而 ϕ 为空间电荷场的相位,所以 $(T - Q - \phi)$ 表示的正是这两组条纹间的相移,这是产生能量转移的关键量。

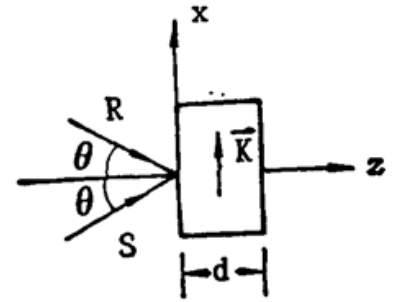


Fig. 1 Beam notation for beam-coupling experiment in photorefractive crystal

另由(6)和(7)式可得

$$\frac{\partial(T-Q)}{\partial z} = \frac{1}{\cos \theta} \left(\frac{\bar{S}^2 - \bar{R}^2}{\bar{S}\bar{R}} \right) F \bar{E}_1 \cos(T-Q-\phi), \quad (10)$$

此式表明: 只要 $\bar{S} \neq \bar{R}$, 那么光强条纹的 K 矢量就会相对于 X 方向发生倾斜^[10]。进一步可发现在不同的深度 z 处, K 的方向是不同的, 这表示强度条纹不仅是倾斜的而且还是弯曲的, 弯曲的程度亦可由(10)式求得。

从方程(8)和(9)可见, E_1 和 ϕ 随 t_N 的变化也是非线性的。从方程的形式看, 最终 E_1 和 ϕ 将趋于定值, 但可以经历一个振荡过程。变化的快慢不仅与外场 E_0 和光栅常数等实验条件有关, 而且与材料特性有关, 即与迁移率 μ 和载流子寿命 τ_r 有关。这表明要实现快速的光致折射输运过程, 选 μ 和 τ_r 大的材料, 形成的光栅也应尽可能密。

当 $E_0=0$ 时, D 和 A 均为实数, B 为纯虚数, 故 $\alpha=0, \beta=\frac{\pi}{2}$ 。这样方程(9)的第二项为零。选择适当的初相位, 可使 $(\partial\phi/\partial t_N)=0$, 使方程不发生振荡。当 $E_0 \neq 0$ 时, 对于较小的 θ 角, 电荷密度的梯度比较小, 扩散机制弱而漂移占主导地位, 因此 E_0 的影响将较大。当 E_0 增大时, α 将增大, 使振荡过程变慢。

三、能量转移的计算

对于方程(4)~(9), 考虑到光场和空间电荷场的大小和相位都是时间和空间的函数, 可用反复叠代的方法来进行数值求解。具体对于 BSO 晶体, 设晶体通光方向厚度为 10 mm, 对于不同的 θ 角、不同的 E_0 值以及不同的 R/S 值, 可求出透射的 S 光随时间变化的规律。见图(2)~(4)。

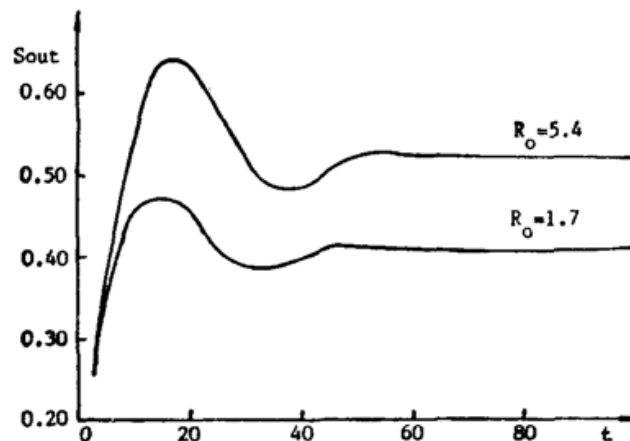


Fig. 2 Time response of signal beam output
(where $\theta=2^\circ, E_0=5$ kV/cm, $d=10$ mm, $S_0=0.54$)

由图(3)可知当无外场时, 输出光强不发生随时间的振荡, 这与上节的分析是一致的。另可知转移量的大小与夹角 θ 有关。这是由于 $E_0=0$ 时, 输运以扩散为主。 θ 角小时条纹间隔较大, 电荷密度梯度小, 产生的转移也就小。反之 θ 角大时, 较小, 梯度大, 故转移也大。而当 $E_0 \neq 0$ 时, 转移会经历一个振荡过程。尤其当 θ 角小时, 振荡更为明显, 这正是漂移机制为主时的特征。结果表明, 除了与 θ 和 E_0 有关外还与光强比 R/S 有关。进一步的计算表明,

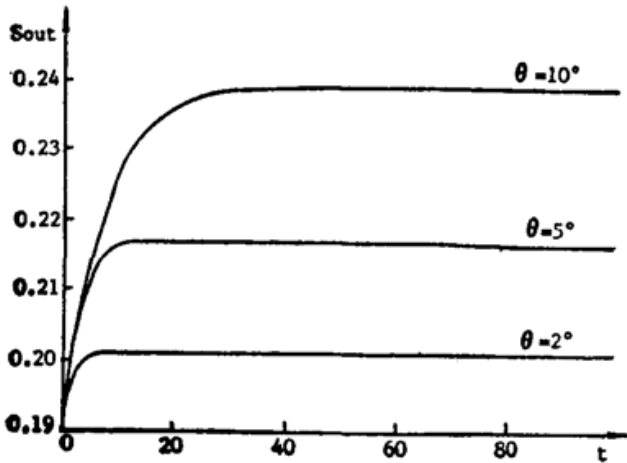


Fig. 3 Time response of signal beam output
(where $E_0=0$, $d=10\text{mm}$, $R_0=1.7$, $S_0=0.54$)

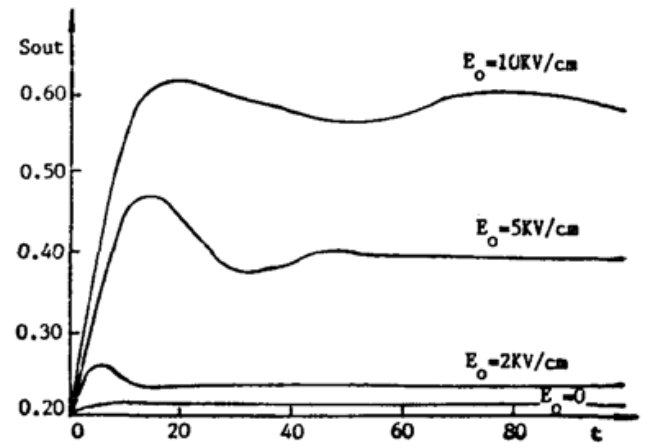


Fig. 4 Time response of signal beam output
(where $\theta=2^\circ$, $d=10\text{mm}$, $R_0=1.7$, $S_0=0.54$)

振荡的快慢一方面与实验条件有关, E_0 越大、 θ 角越大、光强比越大时过程越慢; 另一方面与材料特性有关, 迁移率 μ 越大、载流子复合时间越长、介电弛豫时间越短的材料中的过程进行得越快。由此可见, 对于快速过程而言选用 GaAs 应比 BSO 优越得多。

四、结 论

由于自衍射和非线性吸收的存在, 使光致折射效应中光栅建立过程变得十分复杂。在这建立过程中, 周期性的空间电荷场的相位相对于光强条纹的相位差起着决定性的作用, 不仅使建立的体光栅发生倾斜和弯曲, 而且还使之随时间发生变化。具体可由方程(4)~(9)以及方程(10)进行描述。对特定条件下的计算表明, 当外场 E_0 存在时, 光栅建立过程会发生振荡, 振荡快慢与材料特性密切相关。这意味着存在用 CW 激光器初步探讨瞬态过程响应速度快慢的可能性。

参 考 文 献

- [1] P. Yeh; *Appl. Opt.*, 1987, **26**, No. 4 (Feb), 602.
- [2] T. Minemoto *et al.*; *Appl. Opt.*, 1987, **25**, No. 6 (Mar), 948.
- [3] M. B. Klein; *Opt. Lett.*, 1984, **9**, No. 8 (Apr), 350.
- [4] J. Kumar, G. Albanese *et al.*; *Opt. Lett.*, 1987, **12**, No. 2 (Feb), 120.
- [5] H. Kogelnik; *Bell System Tech. J.*, 1969, **48**, No. 9 (Nov), 2909.
- [6] N. V. Kukhtarev *et al.*; *Ferroelectrics*, 1979, **22**, No. 3~4, 949.
- [7] J. M. Heaton, L. Solymar; *Opt. Acta*, 1985, **32**, No. 4 (Apr), 397.
- [8] 严瑗芳; 《光学学报》, 1986, **6**, No. 11 (Nov), 981.
- [9] Yan Yuan *et al.*; *Proc. SPIE*, 1986, Vol. 673, 451.
- [10] P. Gunter; *Phys. Rep.*, 1982, **93**, No. 4, 201.

Research on formation of space charge field in photorefractive effect

YAN YUAN, YANG FAN, XU NAIZHUANG AND CHEN YINGLI

(*Department of Physics, Shanghai Jiao Tong University, Shanghai 200030*)

(Received 6 July 1990; revised 7 September 1990)

Abstract

New equations describing formation of space charge field are derived by taking self-diffraction and nonlinear absorption into account. It is shown that the phase mismatch of space charge field with light intensity grating plays very important role in photorefractive effect. An equation describing the in-line and bent of equiphase surfaces is also derived. By using/numerical calculations we find the role of energy transfer in BSO. Some material parameter will affect the speed of the process, which shows the possibility of using CW laser in studying the response to temporal process.

Key words: photorefractive effect, self-diffraction, space charge field.