

离子交换 $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ 平面光波导 中两波混合的研究*

金光海 郑 桦

(哈尔滨工业大学 应用物理系)

徐 玉 恒

(哈尔滨工业大学 应用化学系)

提 要

本文利用耦合波理论分析推导了单模平面光波导中两波混合的耦合波方程和弱相干光放大率的表示式。并且,在 $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ 单模平面光波导中进行了两波混合的实验研究,得到了与理论分析相符合的结果。

关键词: 光波导, 两波混合, 光放大。

一、引 言

掺铁铌酸锂 ($\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$) 晶体作为高灵敏的光折材料引起了人们的广泛兴趣^[1,2]。对其光折特性、全息存贮特性和衍射效率等已进行了很多研究,实现了简并四波混频效应的相位共轭和不同耦合光波间的能量转移。本文利用离子交换法制备的 $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ 晶体单模平面光波导,实现了波导中两波混合和弱光束放大,得到了弱光束放大率 γ 与两光束夹角 2θ 在不同条件下的实验关系曲线。利用耦合波理论分析了单模平面光波导中两波混合效应,推导出两光束的耦合方程,给出了弱光束放大率的表示式,理论分析与实验相符合。

二、单模平面波导中两波混合的耦合波理论分析

波导仅传输 TE_0 模。如图 2 所示,设光斑沿 z 向尺寸远大于 y 向导波层厚度,激光源的光偏振沿 z 向 (O 轴), $\mathbf{r} (= \mathbf{x} + z)$ 向传光, $\mathbf{K} (= \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2)$ 沿 O 轴正向, $I_1 > I_2$ 。两光束激励的导模场写成

$$E(\mathbf{r}) = \sum_{m=1}^2 A_m(x) E_m(y) S_m(z) e^{-ik_m \cdot \mathbf{r}}, \quad (1)$$

光束的光强写成

$$I_m(x) = |A_m(x)|^2 \iint E_m^2(y) S_m^2(z) dy dz, \quad (2)$$

且采用如下的归一化形式

收稿日期: 1989年12月18日; 收到修改稿日期: 1990年4月9日

* 此项目得到哈尔滨工业大学青年科学基金的资助。

$$\int_{L_1} E_m^2(y) dy = \int_{L_2} S_m^2(z) dz = 1, \quad m=1, 2. \quad (3)$$

将导模近似地看作沿 z 向振幅不变, 即

$$\frac{d^2 S_m(z)}{dz^2} \ll k_{mz} \frac{dS_m(z)}{dz} \ll k_{mz}^2 S_m(z),$$

则

$$\begin{aligned} \nabla^2 E(\mathbf{r}) = & \sum_{m=1}^2 \left[\frac{d^2 A_m(x)}{dx^2} - 2ik_{mx} \frac{dA_m(x)}{dx} \right] E_m(y) S_m(z) e^{-ik_m \cdot \mathbf{r}} \\ & + \sum_{m=1}^2 \left[\frac{d^2 E_m(y)}{dy^2} - (k_{mz}^2 + k_{mz}^2) E_m(y) \right] A_m(x) S_m(z) e^{-ik_m \cdot \mathbf{r}}. \end{aligned} \quad (4)$$

在载流子空间电荷场的调制作用下, 介质折射率光栅为^[1,3]

$$n = e^{-i\phi_0} \frac{A_1 A_2^*}{I_0} e^{-ik \cdot \mathbf{r}} + c.c., \quad (5)$$

$$n_I = r_{\text{eff}} n_1^3 E_P E_D / (E_D + E_P), \quad (6)$$

$$E_D = K_B T K / e, \quad E_P = e N_A / \epsilon K, \quad (7)$$

$$A_m(x) = \sqrt{I_m(x)} e^{-i\phi_m}, \quad m=1, 2, \quad (8)$$

$$I_0 = I_1 + I_2.$$

其中 $K = |\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2|$; ϕ_0 为折射率光栅相对于光场干涉条纹移动的相位; r_{eff} 为晶体有效电光系数; E_D 和 E_P 分别为表征晶体内部光致电荷场特性的扩散场强和峰值场强; N_A 为陷阱密度; K_B 和 T 分别为玻耳兹曼常数和室温; e 是电子电量。

这样, 忽略材料吸收时, 波导中 Maxwell 方程写成

$$\begin{aligned} & \sum_{m=1}^2 \left[\frac{d^2 A_m(x)}{dx^2} - 2ik_{mx} \frac{dA_m(x)}{dx} \right] E_m(y) S_m(z) e^{-ik_m \cdot \mathbf{r}} \\ & + n_0 n_I k_0^2 \frac{\sqrt{I_1 I_2}}{I_0} [e^{i(k \cdot \mathbf{r} + \phi + \phi_0)} + e^{-i(k \cdot \mathbf{r} + \phi + \phi_0)}] \\ & \times \sum_{m=1}^2 A_m(x) E_m(y) S_m(z) e^{-ik_m \cdot \mathbf{r}} \\ & + \sum_{m=1}^2 \left\{ \frac{d^2 E_m(y)}{dy^2} + [k_0^2 n_0^2 - (k_{mz}^2 + k_{mz}^2)] E_m(y) \right\} A_m(x) S_m(z) e^{-ik_m \cdot \mathbf{r}} = 0, \end{aligned} \quad (9)$$

其中

$$\phi = \phi_1 - \phi_2; \quad k_0 = 2\pi/\lambda_0.$$

仅保留沿 Bragg 角方向的衍射项, 即忽略除 $\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2$ 方向以外其它方向的较弱的衍射项, 同时考虑到波导导模方程, 得到

$$\begin{aligned} & \left[\frac{d^2 A_m(x)}{dx^2} - 2ik_{mx} \frac{dA_m(x)}{dx} \right] E_m(y) S_m(z) \\ & + n_0 n_I k_0^2 \frac{\sqrt{I_1 I_2}}{I_0} \exp[(-1)^m i(\phi + \phi_0)] A_n(x) E_n(y) S_n(z) = 0, \\ & m \neq n, \quad m, n=1, 2. \end{aligned} \quad (10)$$

慢变化包络近似下,

$$\frac{d^2 A_m(x)}{dx^2} \ll k_{mx} \frac{dA_m(x)}{dx},$$

这样得到导模间的耦合方程为

$$\begin{aligned} & \frac{dA_m(x)}{dx} E_m(y) S_m(z) \\ & + i \frac{n_0 n_I k_0^2}{2k_{mz}} \cdot \frac{\sqrt{I_1 I_2}}{I_0} \exp[(-1)^m i (\phi + \phi_g)] A_n(x) E_n(y) S_n(z) = 0, \\ & m \neq n, \quad m, n = 1, 2. \end{aligned} \quad (11)$$

在(11)式两端乘 $E_m(y) S_m(z)$, 然后积分。由于

$$\int_{L_1} E_m^2(y) dy = \int_{-\infty}^{\infty} S_m^2(z) dz = 1$$

得到

$$\begin{aligned} & \frac{dA_m(x)}{dx} + i \frac{n_0 n_I k_0^2}{2k_{mz}} \cdot \frac{\sqrt{I_1 I_2}}{I_0} \cdot u \cdot A_n(x) \exp[(-1)^m i (\phi + \phi_g)] = 0, \\ & m \neq n, \quad m, n = 1, 2. \end{aligned} \quad (12)$$

其中

$$u = \iint_s E_1(y) E_2(y) S_1(z) S_2(z) dy dz. \quad (13)$$

将

$$A_m(x) = \sqrt{I_m(x)} e^{-i\phi_m}, \quad m = 1, 2$$

代入(12)式, 分别考虑虚部和实部得

$$\frac{d}{dx} (\sqrt{I_m(x)}) + (-1)^n \frac{n_0 n_I k_0^2 u}{2k_{mz}} \cdot \frac{\sqrt{I_m(x)}}{I_0} I_n(x) \sin \phi_g = 0, \quad (14)$$

$$\begin{aligned} & \frac{d}{dx} \phi_m(x) - \frac{n_0 n_I k_0^2 u}{2k_{mz}} \cdot \frac{I_m(x)}{I_0} \cos \phi_g = 0, \\ & m \neq n, \quad m, n = 1, 2 \end{aligned} \quad (15)$$

(14)式两端乘 $2\sqrt{I_m(x)}$ 得

$$\begin{aligned} & \frac{d}{dx} I_m(x) + (-1)^n \Gamma \cdot u \cdot \frac{I_1 I_2}{I_0} = 0. \\ & \Gamma = \frac{k_0^2}{k_{mz}} n_0 n_I \sin \phi_g, \quad m \neq n, \quad m, n = 1, 2, \end{aligned} \quad (16)$$

(16)式就是单模平面波导中两光束的耦合方程。解此方程得到

$$I_1(L) = I_0 / (1 + m_0^{-1} e^{\Gamma \int_0^L u dx}), \quad m_0 = I_1(0) / I_2(0), \quad (17)$$

$$I_2(L) = I_2(0) (1 + m_0^{-1}) e^{\Gamma \int_0^L u dx} / (1 + m_0^{-1} e^{\Gamma \int_0^L u dx}). \quad (18)$$

这样, 弱光束放大率的表示式为

$$\gamma = I_2(L) / I_2(0) = (1 + m_0^{-1}) e^{\Gamma \int_0^L u dx} / (1 + m_0^{-1} e^{\Gamma \int_0^L u dx}). \quad (19)$$

由(13)式

$$u = \int_{L_1} E_1(y) E_2(y) dy \int_{-\infty}^{\infty} S_1(z) S_2(z) dz$$

考虑到端面直接耦合, 以及 $E_1(y)$ 、 $E_2(y)$ 都是归一化的导模场, 故

$$u = \int_{-\infty}^{\infty} S_1(z) S_2(z) dz. \quad (20)$$

若将两光束在波导中的几何关系(看图3)考虑进去, 可将 u 函数具体写成

$$u(x) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{W} \exp \left\{ -\frac{[(z-l)\cos\theta]^2 + [(z+l)\cos\theta]^2}{W^2} \right\} dz$$

$$W^2 = W_0^2 [1 + \eta^2/\eta_0^2], \quad \eta_0 = \frac{\pi W_0^2 n_0}{\lambda}$$

$$\eta = z \sin\theta + (x_0 - x) \cos\theta, \quad l = (x_0 - x) \operatorname{tg}\theta. \quad (21)$$

对小夹角入射的实际情况, $z \sin\theta/\eta_0 \ll 1$ ($\eta_0 \approx 1.7m$), 故

$$W^2 \approx W_1^2 = W_0^2 \left[1 + \frac{(x_0 - x)^2 \cos^2\theta}{\eta_0^2} \right], \quad (22)$$

这样, 由(21)式近似得到

$$u(x) \approx \frac{1}{\cos\theta} \exp \left[-\frac{2(x-x_0)^2 \sin^2\theta}{W_1^2} \right], \quad (23)$$

由 $u(L_0) = \frac{1}{e} u_{\max}$, 得到

$$L_0 \approx x_0 \pm \frac{W_0}{\sqrt{2} \sin\theta}, \quad (24)$$

两光束的有效耦合长度为

$$\Delta L = \frac{\sqrt{2} W_0}{\sin\theta}. \quad (25)$$

图 1 给出了 $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ (Fe 含量 0.05 mol%) 平面光波导的耦合系数 Γ 和放大率 γ 的理论曲线。

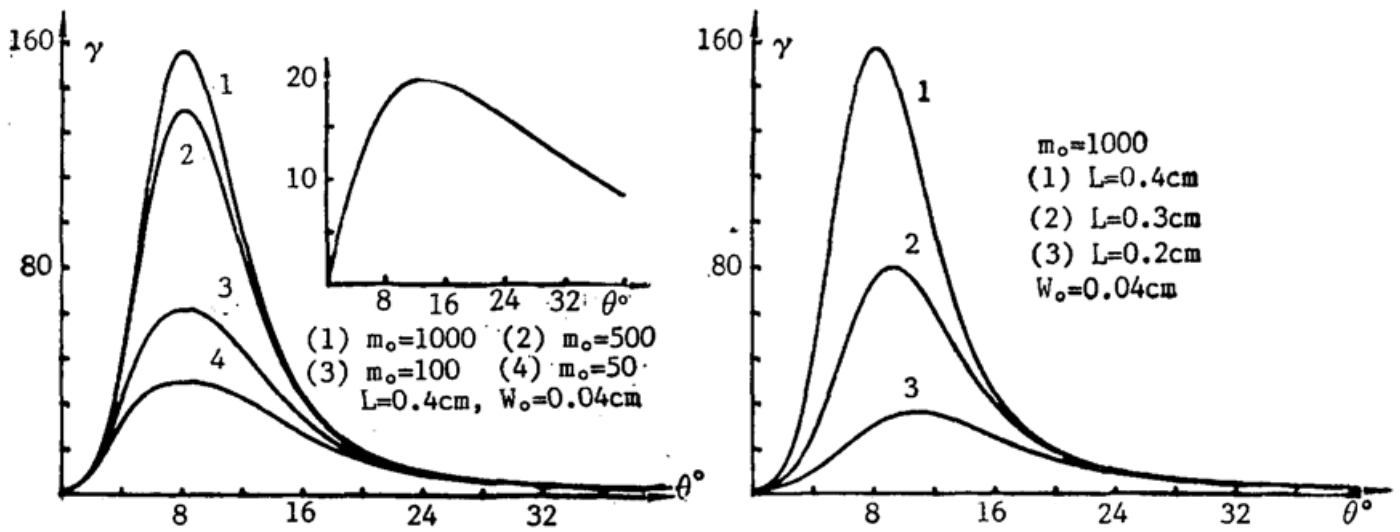


Fig. 1 Calculated plots of amplification ratio γ versus the angle 2θ between two beams

三、实验结果

(1) 光波导的制备: 将掺 Fe 量为 0.05 mol% 的 LiNbO_3 单晶切割成 (x, y, z) 向尺寸分别为 $25 \times 2 \times 8 \text{ mm}^3$ 的基片。在 850°C 以上的高温对基片进行铁离子的 $\text{Fe}^{3+} \rightarrow \text{Fe}^{2+}$ 还原处理。还原处理后, 将基片的 y 面和 x 端面研磨、抛光。在 235°C 左右的苯甲酸和氯化锂混合溶液 (配比为 0.5~1 mol%) 中对基片进行约一个小时的离子交换处理。

(2) 两波混合实验: 在(如图 2 所示)实验安排中, 一束偏振方向沿波导 z 向的 CW-

He-Ne 激光经分束光分束后,由透镜组合(一个凸透镜 f_1 和一个柱面透镜 f_2 组合)以一定的夹角聚焦在波导端面导波层。用金红石直角棱镜耦合出双束 TE₀ 模,探影光强 I_1 和 I_2 。分束片采用两面平行的分束片,且与测角仪相连。分束片的法向与光束的夹角 α 和两光束间夹角 2θ 的关系,由图 3 的几何关系得

$$\theta' = \text{tg}^{-1} \left[\frac{d}{f_1} \cdot \frac{\sin \alpha \cos \alpha}{(n^2 - \sin^2 \alpha)^{1/2}} \right],$$

$$2\theta = 2 \sin^{-1} \left(\frac{1}{n_e} \sin \theta' \right). \quad (26)$$

其中 d 、 n 分别为分束片的厚度和折射率; f_1 为凸透镜的焦距; n_e 为波导非寻常光折射率。令 I_{10} 和 I_{20} 为两束输入光的光强; $m_0 = I_{10}/I_{20}$ 为光强比。用 I_2 表示无 I_{10} 输入时的棱镜输出光强,用 I_2' 表示有 I_{10} 输入时的棱镜输出光强,则弱光束放大率 γ 表示式为

$$\gamma = I_2'/I_2. \quad (27)$$

图 4 给出了不同光强比 m_0 、不同的波导端面-棱镜间距 L 时的弱光束放大率 γ 与两光束夹角 2θ 的实验关系曲线。

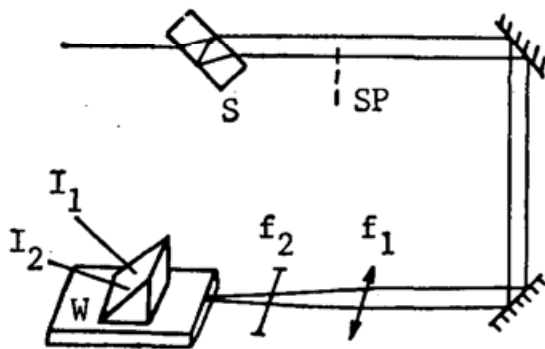


Fig. 2 Schematic diagram of the experimental arrangement

S—beam splitter; f_1 —convex lens; f_2 —cylindrical surface lens; W—waveguide

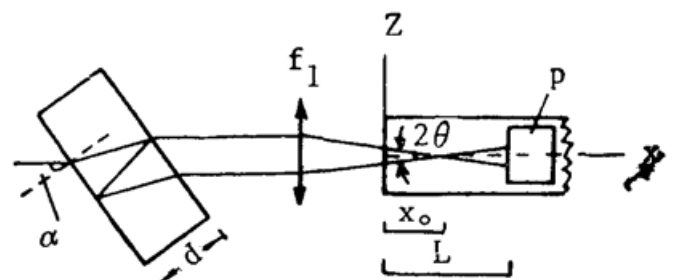


Fig. 3 Schematic diagram of two-beam coupling

p—coupled prism

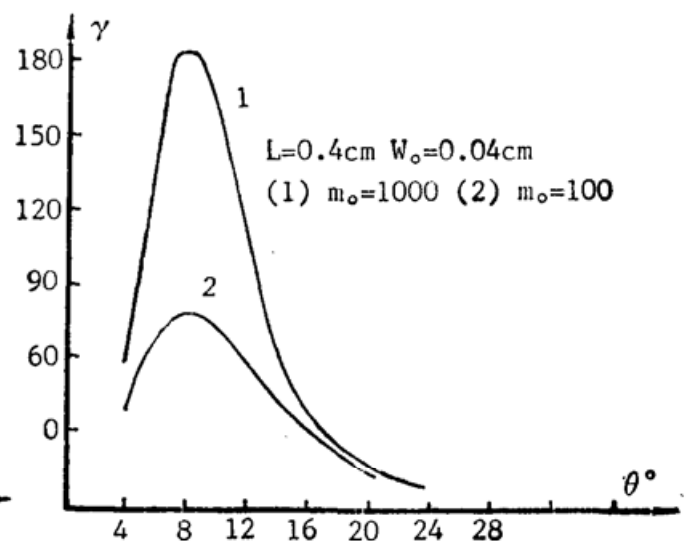
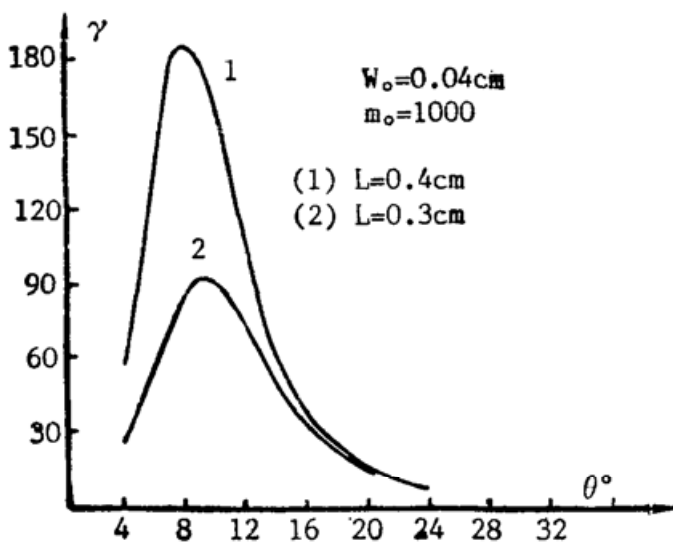


Fig. 4 Experimental plots of amplification ratio γ versus the angle 2θ between two beams

四、结 束 语

单模平面光波导中两波混合的理论分析和实验结果是相吻合的,这一点不难从图 1 和图 4 的比较看到。波导中两波混合效应的弱光束放大率 γ 决定于耦合系数 Γ 的大小,参量 L 和 $u(x)$ 函数。 $u(x)$ 函数反映了两光束在波导中的有效耦合特性。

$$u(x) = \frac{1}{\cos \theta} \exp \left[-\frac{2(x_0 - x)^2 \sin^2 \theta}{W_1} \right]. \quad (28)$$

LiNbO₃:Fe 单模平面光波导中两波混合效应的研究,为进一步实现时域调制光束的稳定放大和时域光信息处理等方面的研究进行了有效的尝试,有助于集成光学的发展。

参 考 文 献

- [1] 许克彬,徐海英等;《中国激光》,1989, 16, No. 9 (Sep), 532~534.
- [2] 石顺祥,关义春等;《中国激光》,1989, 16, No. 8 (Aug), 462~467.
- [3] B. Fischer, M. C. Golomb *et al.*; *Opt. Lett.*, 1981, 6, No. 11 (Nov), 519~521.

Investigation of two-wave mixing in LiNbO₃:Fe optical waveguide

JIN GUANGHAI AND DENG HUA

(*Department of Physics, Harbin Institute of Technology*)

XU YUHENG

(*Department of Chemistry, Harbin Institute of Technology*)

(Received 18 December 1989; revised 9 April 1990)

Abstract

The coupled equation of two-wave mixing and expressions for weak beam amplification in a single mode waveguide are deduced by application of coupled wave theory. Corresponding experiments in a waveguide fabricated with Fe-doped LiNbO₃ are performed, the results are in good agreement with the theoretical analysis.

Key words: optical waveguide; two-wave mixing; beam amplification.