

质子交换 LiNbO₃ 平面光波导中的非简并四波混频

胡 纯 杨傅子 曹庄琪 陈英礼

(上海交通大学应用物理系)

提要: 用棱镜耦合法在质子交换 LiNbO₃ 平面光波导两端激发相对传播的光导波, 在导波交迭处观察到垂直于波导表面出射的倍频光, 实现了非简并四波混频。

Nondegenerate four-wave mixing in proton exchanged LiNbO₃ planar optical waveguide

Hu Chun, Yang Fuzi, Cao Zhuangqi, Chen Yingli

(Department of Applied Physics, Shanghai Jiaotong University, Shanghai)

Abstract: Experiment of nondegenerate four-wave mixing was demonstrated with proton exchanged LiNbO₃ planar optical waveguide. Exciting counterpropagating guided waves in opposite ends of the waveguide with prism couplers, second harmonic generation normally to the surface was observed in the region where the guided waves overlapped.

一、引 言

当两个等频率、相对传播表面波如表面迅衰波、表面等离子体波等在一非线性介质表面混合时, 将产生垂直于波导表面出射的二次谐波^[1,2]。在光波导中, 由于界面对光波的限制作用, 可得到很高的光功率密度, 因此, 这一混频过程更易于实现。在扩钛的 LiNbO₃ 平面光波导中, 探测到相对传播光导波非线性混合后产生的垂直于波导表面出射的倍频信号, 并将这一效应称为“非简并四波混频”^[3]。利用这种效应可进行实时的信号处理和超短光脉冲时间宽度的测量。鉴于质子交换 LiNbO₃ 平面光波导具有诸多优点, 如制作工艺简单、周期短、成本低廉, 便于试验;

折射率轮廓为准阶跃型, 理论处理时可近似用突变波导代替, 便于分析; 波导深度较浅(相对扩钛 LiNbO₃ 波导而言), 光功率密度较高, 更适宜于非线性光学效应的研究等等, 我们在质子交换 LiNbO₃ 平面光波导中进行了非简并四波混频的实验, 采用棱镜耦合法将入射激光对向耦合到波导中, 探测到垂直于波导表面出射、准直性很好的倍频光。

二、简要原理

在具有非零二阶非线性系数的介质平面光波导中, 当两束对向传播的光导波交迭时, 在交迭处将产生非线性极化:

$$P^{NL}(2\omega) = \epsilon_0 d_{33} E_+ E_- \exp(2i\omega t)$$

收稿日期: 1987年5月4日。

该极化作为二次谐波场的激励源,将在非线性介质层中产生二次谐波,由于非线性极化 P^{NL} 在波导平面内没有空间传播因子,故二次谐波不能形成导模,而只能以垂直于波导表面的方向向空气和衬底辐射出来^[3],如图1所示。

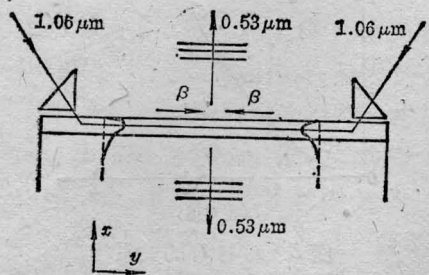


图1 平面光波导中的非简并四波混频

对质子交换 LiNbO_3 平面光波导而言,由于其折射率轮廓为准阶跃型,在理论处理时可近似用阶跃波导模型代替。在空气、波导和衬底三个区域中分别求解非齐次波动方程,并利用边界条件,可得到各个区域内二次谐波场的振幅,特别是空气中的倍频场振幅可以表示为:

$$E_z(x) = i\omega \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \xi T_{10} \cdot \left[\frac{1}{n_1} \int_{-h}^0 e^{-in_1 k_0 x'} \times P^{NL}(x') dx' + \frac{R_{12}}{n_1} e^{2in_1 k_0 h} \times \int_{-h}^0 e^{in_1 k_0 x'} P^{NL}(x') dx' + \frac{T_{21}}{n_2} e^{i(n_1 - n_2) k_0 h} \times \int_{-\infty}^{-h} e^{-in_2 k_0 x'} P^{NL}(x') dx' \right]$$

式中 ω 为基频光频率, $k_0 = \frac{2\omega}{c}$ 是倍频光在真空中的波数, h 是波导的厚度, T_{ij} 和 R_{ij} 分别表示光从 n_i 介质向 n_j 介质传播时的透射和反射系数, $n_0 = 1$, n_1 和 n_2 分别表示波导层和衬底的折射率,而 ξ 由下式表示:

$$\xi = [1 - R_{10} R_{12} e^{2in_1 k_0 h}]^{-1}$$

实验中可测的是光强,倍频光强度和入射光强度之间有如下关系:

$$I(2\omega) = A_{NL} I_+(\omega) I_-(\omega)$$

A_{NL} 表征非线性相互作用的强度,与入射光的交迭情况、波导的参数有关。

三、实验

实验中所用波导样品为质子交换 LiNbO_3 平面光波导,由 α 切割 LiNbO_3 基片在 200°C 熔融苯甲酸中浸泡 15 分钟而制得,对波长 $1.06 \mu\text{m}$ 光为单模。用金红石棱镜作为输入耦合器。实验光路如图 2 所示。用被动调 QYAG 激光器的 $1.06 \mu\text{m}$ 波长输出作为入射光,其脉冲宽度约为 15 ns ,单脉冲能量约为 0.5 J 。格兰-泰勒棱镜对用来实现对入射光强度的连续调节,同时在波导中激发 TE 模。考虑到被动调 Q 激光的输出涨落较大,用分束镜 9 将入射光分出一部分对光强进行监测。

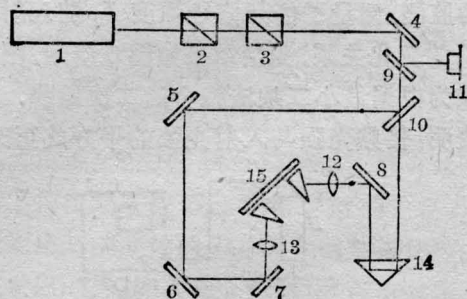


图2 实验装置示意图

- 1—调 QYAG 激光器; 2, 3—偏振器; 4~8—反射镜;
9, 10—分束镜; 11—探测器; 12, 13—聚焦透镜;
14—延迟光路; 15—波导与棱镜

经过适当调试光路,将入射光耦合到波导中以后,在垂直于波导表面的方向上观察到倍频光,如图 3 所示,图中亮线即是倍频光,同时在波导背面的法向也观察到倍频光。如检验这一倍频光是否由对向传播的光导波混合而产生,可将两路入射光之中任一路挡住,此时倍频光即消失,说明这一倍频光确是对向传播的光导波相互作用的结果。实验中看到,倍频光的方向性很好,几乎不发散。实

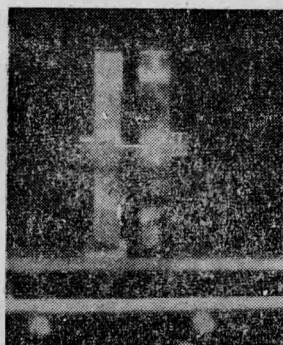


图3 垂直于波导表面出射的二次谐波

实验结果证实: 相对传播的光导波非线性相互作用后, 以垂直于波导表面的方向向空气和衬底辐射二次谐波。测量系统如图4所示, 在倍频光出射方向加两个小孔 A_1 和 A_2 , 用以挡住其他方向的杂散光, 再利用滤波片 F 滤掉其他波长的光而只让波长为 $0.53 \mu\text{m}$ 的光透过, 倍频信号用光电倍增管接收, 倍频信号的波形可以通过示波器显示出来。

利用分束镜分出的光作为对入射光强度的监测, 测量了倍频信号强度 I_0 随入射强度 I_i 的变化关系, 测量结果如图5所示, 图中实线为根据最小二乘法拟合的二次曲线, 结果表明: 倍频光强与入射光强的平方成正比。

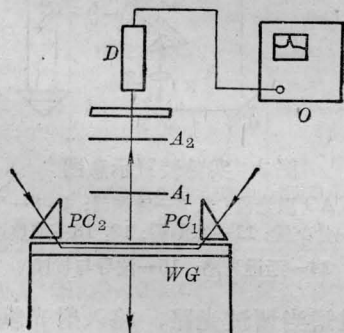


图4 测量系统

A_1, A_2 —小孔; F —滤波片; D —光电倍增管; O —示波器;
 WG —波导; PC_1, PC_2 —棱镜耦合器

逐渐减小入射光的光强, 同时观察输出信号强度的变化, 当入射光脉冲的能量减至 0.08 mJ 时, 仍可探测到倍频信号, 考虑到棱镜耦合器的耦合效率, 实际入射到波导中的激光脉冲能量仅约 0.02 mJ 。

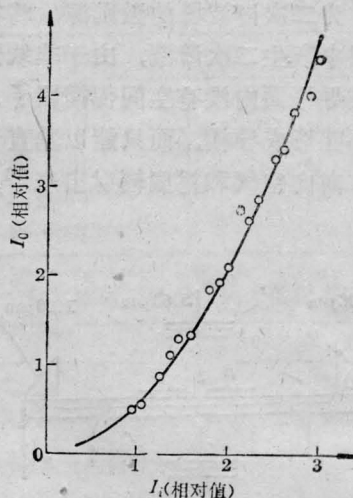


图5 I_0 与 I_i 的关系

四、讨 论

1. 波导中的非简并四波混频效应与块状介质中的情形不同, 在块状介质中, 相对传播的光波交迭后, 不产生以确定方向出射的倍频光, 只有当相互作用的光波具有表面波特征时, 才产生垂直于表面出射的倍频光。

2. 利用介质光波导可以在入射光能量较低的情况下进行非线性光学效应的研究。波导中的非简并四波混频是非位相匹配的效应, 转换效率较低, 即便如此, 在入射光为 0.08 mJ 的调 Q 激光脉冲入射时, 仍有可探测到的倍频信号产生。

3. 波导中的非简并四波混频效应对光通讯技术和超短脉冲技术都具有一定的应用价值, 因为当入射光为脉冲光时, 倍频光脉冲包络是两个入射脉冲的卷积^[4], 因此, 可以用以进行光信号处理, 还可以作为测量超短脉冲时宽的一种手段。采用端面耦合方式, 则可以发展成使用方便的相关测量器。

参 考 文 献

- 1 Bloembergen N *et al. Phys. Rev.*, 1969; **181** (3): 1261
- 2 Chen C K *et al. Opt. Lett.*, 1979; **4**(12): 393
- 3 Normandin R, *et al. Opt. Lett.*, 1979; **4**(2): 58
- 4 Normandin R, Stegemin G I. *Appl. Phys. Lett.*, 1980; **36**(4): 253