

文章编号: 0258-7025(2002)06-0521-04

## 二阶非线性晶体法-珀谐振腔内的 级联非线性现象

檀慧明, 周天恩, 周立民, 陈颖新

(中国科学院长春光学精密机械与物理研究所, 吉林长春 130022)

**提要** 研究了 1064 nm 红外激光通过具有 LBO 二阶非线性晶体的法-珀谐振腔的级联二阶非线性。研究结果表明, 由于法-珀谐振腔的光反馈作用提高了谐振波长在 LBO 晶体内的功率密度, 当 300 mW 的 1064 nm 连续光入射时, 仍可观察到级联二阶非线性现象。

**关键词** 二阶非线性晶体 法-珀谐振腔 级联非线性

**中图分类号** O 437 **文献标识码** A

### Cascaded Nonlinear Phenomena of Second-order Nonlinear Crystal in F-P Cavity

TAN Hui-ming, ZHOU Tian-en, ZHOU Li-min, CHEN Ying-xin

(Changchun Institute of Optics, Fine Mechanics and Physics,  
The Chinese Academy of Sciences, Changchun 130022)

**Abstract** The transmission of 1064nm infrared pass through F-P cavity, which has LBO second order nonlinear crystal inside was researched. The results show that the power density is increased obviously in LBO due to resonance of cavity. The cascaded second order nonlinear phenomena still can be observed in non single longitudinal mode continue wave 1064 nm beam with the input of 300 mW.

**Key words** second order nonlinear crystal, F-P cavity, cascaded nonlinear

## 1 引 言

近年来, 由于二阶非线性光学晶体的级联过程可以产生大的和快的电子型三阶非线性效应, 级联二阶非线性的研究得到了迅速的发展。在级联二阶过程中, 频率为  $\omega_a$  的基频光场倍频产生光场  $\omega_s = \omega_{a1}\omega_{a2}$ , 倍频光  $\omega_s$  又与基频光  $\omega_{a3}$  相互作用, 产生差频光  $\omega_{a4}$ 。如果忽略中间过渡的倍频光场  $\omega_s$ , 整个过程可被看作基频光场的四波相互作用。级联二阶过程的四波相互作用产生的自衍射和光学混频已有实验研究<sup>[1, 2]</sup>, 引起的非线性位相漂移和用于全光学信号处理的相干相互作用也已有研究<sup>[3~5]</sup>。

在全光学信号处理中, 为了降低入射信号功率, 需要采用非线性极化率大的晶体或增加相互作用长度。增加相互作用长度方法有几种。一种是采用准位相匹配方法, 通过光在光波导或光纤中传播减小光束的发散。另一种方法是利用法-珀谐振腔增加相互作用距离和作用强度。光束在非线性晶体光波导中的级联二阶过程已有大量研究<sup>[6, 7]</sup>, 但非线性法-珀谐振腔的级联二阶过程的研究很少<sup>[8, 9]</sup>。

本文首先介绍了测量 LBO 二阶非线性晶体在法-珀谐振腔内级联二阶非线性的实验装置、实验原理及测试结果, 然后对实验结果进行了分析。表明由于法-珀谐振腔的存在, 降低了级联二阶非线性对

收稿日期 2001-03-26; 收到修改稿日期 2001-06-04

基金项目 国家自然科学基金(编号: 69678016)资助项目。

作者简介 檀慧明(1954.2—)男, 研究员, 硕士, 主要从事固体激光与非线性光学研究。E-mail: htmtan@cnllaser.com

入射基频光的功率要求,验证了二阶非线性光学晶体的级联二阶非线性效应应用于光子器件中的可行性。

## 2 实验装置

实验装置如图 1 所示,半导体激光抽运的固体 Nd:YVO<sub>4</sub> 红外激光器发出 1064 nm 的红外光,通过透镜入射到法-珀谐振腔中。透镜的焦距为 110 mm 聚焦到 LBO 内的光束直径约为 0.1 mm。法-珀谐振腔由两个 R50 mm 的凹面反射镜 M<sub>1</sub> 和 M<sub>2</sub> 组成。它们的凹面镀 1064 nm 高反膜(HR)和 532 nm 增透膜(AR)。腔内放有长度为 10 mm 的二阶非线性晶体 LBO,它以 1064 nm 倍频的 I 类相位匹

配切割并固定在铜热沉上,转动热沉可改变 LBO 的位相匹配。LBO 与热沉可由半导体致冷器 TEC 进行温度负反馈恒温控制。TEC 控制器的温控精度为 0.005℃。一个负温度系数的热敏电阻被用来测量热沉的温度。M<sub>1</sub> 和 M<sub>2</sub> 的间距为 20 mm。其中 M<sub>2</sub> 固定在压电陶瓷 PZT 上,PZT 由高压锯齿波驱动器驱动对谐振腔长度扫描。入射到法-珀谐振腔的 1064 nm 基频光在谐振时和通过 LBO 产生的 532 nm 倍频光从法-珀谐振腔输出射到 RG850 型滤光片 F 上。滤光片 F 用于滤掉 532 nm 倍频光。通过 F 的基频光由高速光电管 PD 接收,接收信号被输入到示波器检测。示波器的型号为 LeCroy9361C,由它测量的数据可存到软盘或硬盘后由计算机处理或打印。

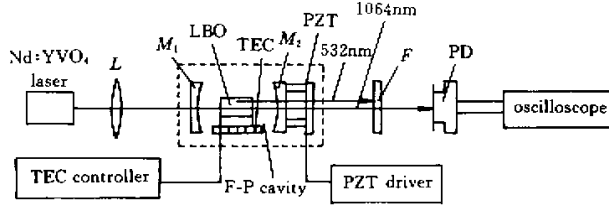


图 1 实验装置

Fig.1 Setup of experiment for cascaded second order effect in F-P cavity

## 3 实验原理

假设在非线性晶体内相互作用的光束是沿  $z$  方向传播的无限平面波。在倍频应用中,实际上是两个基频光场相互作用产生倍频光,倍频光场在传播过程中又与基频光场相互作用产生差频光。如参加倍频的两个相互作用场  $a_1 \equiv a_2 \equiv a$ ,并考虑到场振幅慢改变近似,倍频光场和差频光场可以分别表示为

$$\frac{dA_s(z)}{dz} = i \frac{\omega_a}{2n_s c} \chi^{(2)}(-\omega_s; \omega_a, \omega_a) \times A_a^2(z) \exp(i\Delta k z) \quad (1)$$

$$\frac{dA_a(z)}{dz} = i \frac{\omega_a}{4n_a c} \chi^{(2)}(-\omega_a; \omega_s, -\omega_a) \times A_s(z) A_a^*(z) \exp(-i\Delta k z) \quad (2)$$

式中  $A_s$  和  $A_a$  分别为倍频光电场和基频光电场的复振幅,  $n_s$  和  $n_a$  分别为倍频光和基频光的折射率,  $c$  为真空中光速,  $\Delta k = 2k_a - k_s$  为倍频场  $s$  的位相失配,  $k$  为波矢,  $\omega$  为圆频率,  $\chi^{(2)}$  为有效二阶极化率。

考虑实际倍频应用中,  $\omega_s = 2\omega_a$ , 有  $\chi^{(2)}(-\omega_a;$

$2\omega_a - \omega_a) = 2\chi^{(2)}(-2\omega_a; \omega_a, \omega_a)^{[10]}$ , 直接用  $\chi^{(2)}$  表示  $\chi^{(2)}(-2\omega_a; \omega_a, \omega_a)$ , 并代入(1)式。在小信号转换近似下,即  $A_a(z) = A_a(0)$ , 对(1)式积分从  $z = 0$  到  $z = z'$ , 并考虑到  $A_s(0) = 0$ , 得到在  $z'$  处二次谐波场的振幅

$$A_s(z') = \frac{\omega_a}{2n_s c} \chi^{(2)} A_a^2 \frac{1}{\Delta k} (e^{i\Delta k z'} - 1) \quad (3)$$

令(3)式中的  $z' = z$ , 把(3)式代入(2)式, 并考虑材料的固有三阶非线性和级联二阶非线性同时存在, 得到

$$\frac{dA_a(z)}{dz} = i \frac{\omega_a}{4n_a c} \left\{ \frac{\omega_a}{n_s c \Delta k} [\chi^{(2)}] (1 - e^{-i\Delta k z}) + \chi^{(3)} \right\} \times A_a^2(z) A_a^*(z) \quad (4)$$

在小信号转换近似下,对(4)式积分从 0 到相互作用长度  $L$ , 得到场  $a$  的输出振幅为

$$A_a(L) = i \frac{\omega_a L}{4n_a c} (\chi_0^{(3)} + \chi_{cas}^{(3)}) A_a^2 A_a^* \quad (5)$$

上式中  $\chi_0^{(3)}$  为三阶极化率。级联二阶过程产生等效

三阶极化率  $\chi_{\text{cas}}^{(3)}$  的实部和虚部可分别表示为简单的形式

$$\text{Im}\chi_{\text{cas}}^{(3)} = \frac{\omega_a L}{c n_s} (\chi^{(2)})^2 \frac{1}{2} \frac{\sin^2\left(\frac{\Delta k L}{2}\right)}{\left(\frac{\Delta k L}{2}\right)^2} \quad (6)$$

和

$$\text{Re}\chi_{\text{cas}}^{(3)} = \frac{\omega_a L}{c n_s} (\chi^{(2)})^2 \frac{1}{\Delta k L} \left(1 - \frac{\sin \Delta k L}{\Delta k L}\right) \quad (7)$$

考虑到  $\text{Im}\chi_{\text{cas}}^{(3)}$  是由于基频光损失的两个光子转换成二次谐波的一个光子的结果,引起基频光通过二阶非线性晶体后透过率的非线性变化为

$$T_{\text{NL}} = 1 - \left[ \frac{\omega_a^2 (\chi^{(2)})^2}{2c^3 n_a^2 \varepsilon_0 n_s} \right] \Phi_c L^2 \left[ \frac{\sin^2\left(\frac{\Delta k L}{2}\right)}{\left(\frac{\Delta k L}{2}\right)^2} \right] \quad (8)$$

等效三阶极化率的实部  $\text{Re}\chi_{\text{cas}}^{(3)}$  引起基频光通过非线性晶体的非线性位相漂移为

$$\phi_s = \left[ \frac{\omega_a^2 (\chi^{(2)})^2}{2c^3 n_a^2 \varepsilon_0 n_s} \right] \Phi_c L^2 \frac{1}{\Delta k L} \left(1 - \frac{\sin \Delta k L}{\Delta k L}\right) \quad (9)$$

当非线性晶体在法-珀谐振腔内时,基频光通过整个法-珀谐振腔的透过率为<sup>[11]</sup>

$$T_{\text{out}} = \frac{T T_1 T_2}{(1 - \sqrt{R_1 R_m})^2 + 4 \sqrt{R_1 R_m} \sin^2(\phi_0 + \phi_s)} \quad (10)$$

这里定义  $R_m = T^2 R_2 T_{\text{NL}}^2$ 。以上各式中,  $R_1, T_1$  和  $R_2, T_2$  分别为单独反射镜  $M_1$  和  $M_2$  的反射率和透射率。 $T$  和  $T_{\text{NL}}$  分别为非线性晶体的线性和非线性透过率,  $\Phi_c$  为法-珀谐振腔内  $M_1$  处的功率密度,  $\phi_0$  为基频光在谐振腔内传播一周的线性位相漂移。

本实验的目的是通过在毫瓦级输入信号的作用下,测量二级非线性晶体在法-珀谐振腔的透射参数,研究二阶非线性晶体的非线性透射和非线性位相漂移现象,表明级联二阶非线性用于光子器件中降低基频光功率密度的可行性。

## 4 实验结果

采用图 1 的实验装置,在 LBO 远离位相匹配时,  $T_{\text{NL}} = 1$  和  $\phi_s = 0$ ,级联二阶非线性效应不存在。测量输出波形如图 2 所示。

图 2 中 PZT 扫描频率为 20 Hz,上曲线为光电二极管接收的信号,下曲线是在压电陶瓷上的锯齿波扫描曲线,用于示波器同步。图中 16 ms 是法-珀谐振腔的自由光谱范围对应的扫描时间。由图可以看出,在一个自由光谱范围内,有两个强的谱线,对

应于入射激光器的两个纵模,纵模间距与法-珀谐振腔的自由光谱范围之比为 5/16。图 2 中一个自由光谱范围内还有一些弱的谱线,主要是由实验中采用的球面镜法-珀谐振腔本身产生的。测量 1064 nm 基频光的输入功率为 300 mW,由图 2 测量两个纵模之间的功率比为 1.57。估计较高纵模的输入功率为 183 mW。

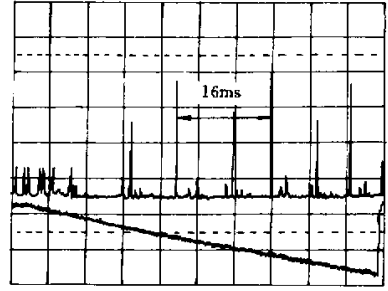


图 2 输入激光器的纵模测量

Fig. 2 Longitudinal mode of input fundamental beam

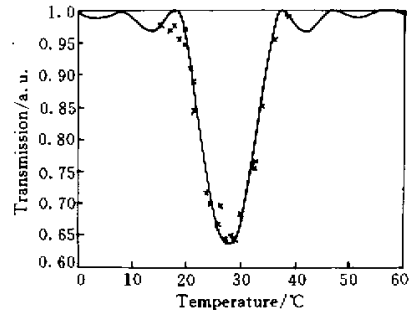


图 3 随温度变化的级联二阶非线性法-珀谐振腔的透过率

Fig. 3 Transmission of F-P cavity for cascaded second order effect with temperature variation

改变 LBO 的角度到匹配角附近,由压电陶瓷对谐振腔扫描,调制反射镜获得基频光最大峰值。通过改变 TEC 的电流改变 LBO 的温度,测量 1064 nm 基频光功率较高纵模的峰值透过率,得到了图 3 所示该纵模的峰值透过率随 LBO 温度的变化曲线。图中纵坐标是归一化的透过率,匹配曲线是式(10)的计算结果。考虑到 PZT 扫描中测量的是峰值,匹配中令式(10)分母的第二项为零,即图 3 仅测量了级联二阶非线性的虚部引起的非线性透射变化。法-珀谐振腔透过率的测量结果与式(10)的理论曲线较好地拟合表明了 186 mW 的 1064 nm 基频光的

作用下,级联二阶非线性现象的存在。

为了研究级联二阶非线性实部的作用,首先通过理论计算考虑它对法-珀干涉仪输出特性的影响。对级联二阶过程的等效三阶极化率的实部(7)式求极值,当 $\Delta kL = \pm \pi$ 时,级联二阶非线性实部具有最大值。令 $\Delta kL = \pm \pi$ 并改变谐振腔长度在谐振附近变化,计算公式(10),得到图4的理论曲线。曲线表明,当位相失配等于 $\pi$ 时,透过率的峰值位置将偏

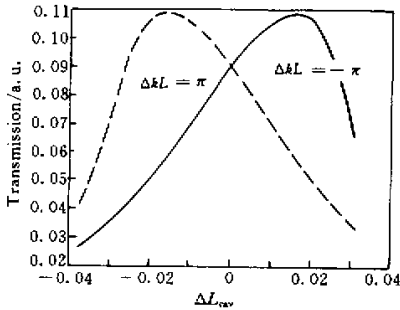


图4 在 $\pi$ 位相失配时谐振腔峰值位置的变化

Fig. 4 Peak position shift of cavity at  $\pi$  phase mismatching

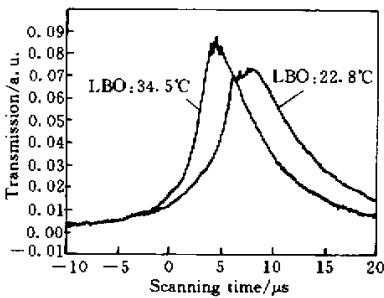


图5 不同LBO温度产生位相失配时引起谐振腔峰值时间的改变

Fig. 5 Change of peak time of resonance caused by phase mismatching for different LBO temperature

离中心位置。位相失配的符号不同,峰值位置偏离的方向也不同。根据图3所得实验结果,可以计算出位相失配为正负 $\pi$ 时,对应LBO的温度分别为 $34.5^\circ\text{C}$ 和 $22.8^\circ\text{C}$ 。建立PZT的扫描频率为200 Hz,在以上两种温度下,采用图1的实验装置,分别测量了法-珀谐振腔的透过率随PZT扫描位置的变化,获得了如图5所示的曲线。该曲线具有与图4的理论计算结果类似的趋向,表明了级联二阶非线性实部的位相漂移在起作用。

## 5 结 论

研究了二阶非线性晶体在法-珀谐振腔内的级联二阶非线性效应的实部和虚部引起的法-珀谐振腔透过率的变化。实验证明,由于法-珀谐振腔的谐振效应,仅在300 mW两个纵模的1064 nm激光输入的作用下,仍具有明显的级联二阶非线性起作用。这样将利于二阶非线性晶体的级联二阶非线性效应在光控制的光子器件中应用。

## 参 考 文 献

- 1 R. Danielius, P. Di Trapani, A. Dubietis *et al.*. Self-diffraction through cascaded second-order frequency-mixing effects in  $\beta$ -barium borate [J]. *Opt. Lett.*, 1993, **18**(8):574~576
- 2 H. Tan, G. P. Banfi, Tomaselli. Optical frequency mixing through cascaded second-order processes in  $\beta$ -barium borate [J]. *Appl. Phys. Lett.*, 1993, **63**(18):2472~2474
- 3 D. V. Petrov. Nonlinear phase shift by cascaded quasi-phase-matched second harmonic generation [J]. *Opt. Comm.*, 1996, **131**(1/3):102~105
- 4 G. I. Stegeman, M. Sheik-Bahae, E. Van Stryland *et al.*. Large nonlinear phase shifts in second-order nonlinear-optical processes [J]. *Opt. Lett.*, 1993, **18**(1):13~15
- 5 G. Assanto, G. I. Stegeman, M. Sheik-Bahae *et al.*. Coherent interactions for all-optical signal processing via quadratic nonlinearities [J]. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1995, **QE-31**(4):673~681
- 6 E. Fazio, C. Sibilila, F. Senesi *et al.*. All-optical switching during quasi-collinear second harmonic generation [J]. *Opt. Comm.*, 1996, **127**(1/3):62~68
- 7 R. Schiek. Nonlinear refraction caused by cascaded second-order nonlinearity in optical waveguide structures [J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 1993, **10**(10):1848~1855
- 8 Z. Y. Ou. Observation of nonlinear phase shift in CW harmonic generation [J]. *Opt. Comm.*, 1996, **124**(3,4):430~437
- 9 Tan Huiming. The properties of F-P cavity with cascaded second-order processes [J]. *Acta Optica Sinica* (光学学报), 1999, **19**(10):1354~1360 (in Chinese)
- 10 D. J. Hagan, Z. Wang, G. Stegeman *et al.*. Phase-controlled transistor action by cascading of second-order nonlinearities in KTP [J]. *Opt. Lett.*, 1994, **19**(17):1305~1307
- 11 C. H. Kwak, W. Y. Hwang, J.-S. Jeong *et al.*. Optical polarization switching in a Fabry-Perot etalon that utilizes the photoinduced Kerr effect [J]. *Appl. Opt.*, 1994, **33**(8):3189