

双 KTP 晶体倍频过程的实验研究*

——腔外串接倍频

刘 晶 谢常德 廉毅敏 郜江瑞 彭堃堃

(山西大学光电研究所, 太原 030006)

提 要

双 KTP 晶体串接倍频可以克服离散效应并补偿相位失配。本文对串接倍频进行了理论分析与实验观测, 指出最佳串接方位。理论分析与实验结果符合很好。

关键词: 倍频; 离散效应。

一、引 言

双轴 KTiOPO_4 (KTP) 晶体以它优良的非线性光学性质受到普遍关注, 不少作者已研究了 Nd:YAG 激光器输出的 $1.06\mu\text{m}$ 红外光经 KTP 晶体获得 $0.53\mu\text{m}$ 绿光的二次谐波产生过程^[1~5]。由于晶体尺寸, 相位失配及离散效应等因素的影响, 限制了倍频转换效率的提高。采用两块 KTP 晶体串接可克服上述缺点。虽然文献[6, 7]报道了在光参量振荡器腔内及无腔情况下, 利用双 KTP 晶体进行了量子位相相干性实验及获得脉冲光场压缩态, 但至今未有人对双 KTP 晶体在腔内腔外倍频过程进行详细分析和研究。本文对双 KTP 晶体在光参量振荡器腔外倍频过程进行了较细致的研究, 得出最佳倍频条件, 理论分析与实验结果符合。

二、双 KTP 串接

KTP 为双轴晶体, 具有点群 $mm2$ 正交结构, 通常任一波矢 $\mathbf{K}(\theta, \phi)$ 对应的两个正交本征偏振光都是非常光 e_1 与 e_2 , 其折射率 n_1 与 n_2 均为 (θ, ϕ) 的函数。当光沿晶体的坐标平面 xy 传播时 ($\theta=90^\circ$), 其中一个本征偏振波的偏振方位与 z 轴重合, $n_1=n_z$ 不随传播方向改变, 而 $n_2=n(\phi)$ 为方位角 ϕ 的函数^[4]。在常温下, KTP 晶体可采用 I 类或 II 类相位匹配产生二次谐波, 但 II 类匹配的有效非线性系数 d_{eff} 高于 I 类, 当 $\theta=90^\circ$, $\phi=21.3^\circ\sim 25^\circ$ (不同晶体主折射率略有差异, 计算的 ϕ 角也略有不同) 时获得最大 d_{eff} ^[2, 4]。

本实验选用的 KTP 晶体, 按正向入射为最佳匹配方向切割, 光轴在 xz 平面内。在正向入射情况时, e_1 光沿入射方向传播, e_2 光发生偏折, 产生离散效应。选取切割方式、晶体特性完全相同的两块 KTP 串接, 放置方位如图 1 所示。两块晶体的表面均镀有基波与谐波双增

收稿日期: 1990年9月25日; 收到修改稿日期: 1990年10月23日

* 国家自然科学基金资助的项目。山西省自然科学基金资助的项目。

透膜。两晶体的 xy 平面平行, z 轴反向, 从而使 e_2 光在两晶体中偏折方向相反。显然, 其作用在很大程度上补偿了离散效应, 使晶体孔径长度增加。此外, 在这样放置下, 当入射光偏离最佳匹配方位时, e_2 光在两晶体中折射率改变量符号相反, 从而使光波场在第一与第二块晶体中的相位失配量 ΔK 与 $\Delta K'$ 反号, 近似有:

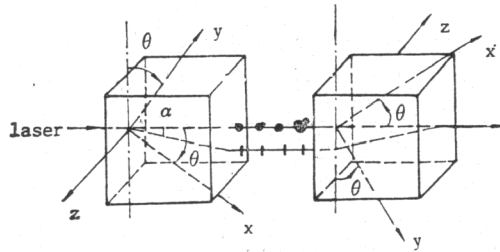


Fig. 1 Relative orientation of two KTP crystals

$$\Delta K = -\Delta K', \quad (1)$$

因而相位失配也能得到补偿。

采用平面波近似, 忽略晶体吸收, 离散效应及空气色散, 可得谐波总输出场强:

$$I(2\omega) = |E'(2\omega) + E''(2\omega)|^2 = D^2 l^2 \frac{\sin^2(\Delta K l/2)}{\Delta K l/2} [E'_1(\omega)E'_2(\omega) + E''_1(\omega)E''_2(\omega)]^2 \\ = I'(2\omega) + I''(2\omega) + 2\sqrt{I'(2\omega) \times I''(2\omega)}, \quad (2)$$

式中 l 为晶体长度, D 为耦合系数, $E'_1(\omega)$, $E'_2(\omega)$ 与 $E''_1(\omega)$, $E''_2(\omega)$ 分别为基波两偏振分量在第一与第二块晶体中的振幅, $I'(2\omega)$ 与 $I''(2\omega)$ 为前后两块晶体所产生的谐波输出功率。由此可见, 在这种串接情况下, 双晶体合成场达到相干极大。若 $I'(2\omega) = I''(2\omega)$, 双晶体的谐波输出功率为单个晶体的四倍。

三、串接倍频实验

串接倍频的实验装置示意图如图 2 所示。由环形稳频 YAG 激光器^[8] 输出的 $1.06 \mu\text{m}$ 红外光, 经偏振器 P_1 与 P_2 及可旋转 $\lambda/2$ 波片构成光强调制系统, 再由匹配透镜 L_1 聚焦射入双 KTP 晶体。晶体尺寸为 $3 \times 3 \times 6.26 \text{ mm}^3$, 长度 $l = 6.26 \text{ mm}$ 。双晶体尽可能靠近, 间隙 $d \rightarrow 0$ 。适当选择 L_1 的焦距, 使光束的共焦长度与双晶体总长度接近, 并让焦点位于两晶体中间位置。本实验取 $f = 100 \text{ mm}$ 。 D_1 与 D_2 为装有滤波片的光电探测器 (S_{1223} 型硅光电电池), 分别用以测定输入基波与输出谐波的功率, L_2 与 L_3 为集光透镜。

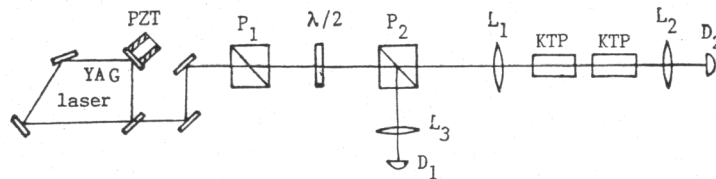


Fig. 2 Experimental setup for frequency doubling without OPO cavity

双 KTP 晶体分别装入两个六维调节架, 同时可使晶体绕光束轴自由旋转。先将一块晶体置入光路, 调节其方位直到获得最大的绿光输出, 此时入射光偏振方向与晶体 xy 平面夹角 $\alpha = 45^\circ$ 。然后保持入射光偏振方向与第一块晶体方位不变, 沿垂直于光束方向将它退出, 并推入第二块晶体, 调整其方位也至绿光输出极大, 这时两晶体的 xy 平面平行, 然后再推入第一块晶体使之串接。若两晶体 z 轴反向, 则离散效应与相位失配得到补偿, 此时, 将获得近四倍于单晶体的输出极大。如果不是, 则应将某一晶体绕光束轴旋转 180° , 再微调晶

体方位,使之达到图 1 的要求即可。

图 3 为当对输入基波光强随时间作正弦波扫描时,所记录的倍频光输出曲线。平均基波输入功率为 500 mW 。曲线(a)、(b)为两个 KTP 晶体各自的绿光输出曲线,每一输出平均功率约为 $0.28 \times 10^{-4}\text{ W}$,倍频效率为 $\eta = P_{2\omega}/P_{\omega} = 0.56 \times 10^{-4}$ 。曲线(c)为双晶体的绿光输出曲线,平均功率为 $1.1 \times 10^{-4}\text{ W}$,倍频效率为 $\eta = 2.20 \times 10^{-4}$,为单晶体的四倍,与理论符合很好。

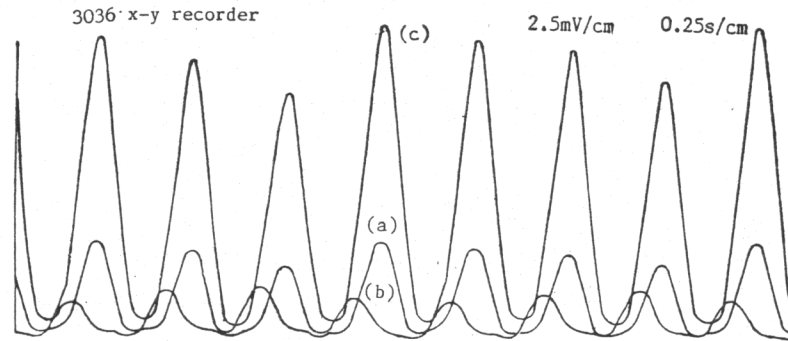


Fig. 3 Transmitted second-harmonic power versus the scan time of input fundamental wave power
(a) and (b) one KTP crystal, (c) a series of two KTP crystals

当晶体长度较小时离散效应影响不很严重,但当晶体较长,特别是当将晶体置于参量振荡腔内时,离散效应不可忽视,这种情况下串接倍频就显示出极大的优越性。提高串接倍频效率的关键,是双晶体的相对方位,因而在实验设计中对晶体调节装置应予以足够重视。

参 考 文 献

- [1] Roger F. Belt *et al.*; *Laser Focus*, 1985, No. 10 (Oct), 110~124.
- [2] J. Q. Yao, T. S. Fahelm; *J. Appl. Phys.*, 1984, **55**, No. 1 (Jan), 65~68.
- [3] T. A. Driscoll *et al.*; *J. O. S. A. (B)*, 1986, **3**, No. 5 (May), 683~686.
- [4] T. Y. Fan *et al.*; *Appl. Opt.*, 1987, **26**, No. 12 (Jun), 2390~2394.
- [5] Y. S. Liu *et al.*; *Opt. Lett.*, 1983, **9**, No. 3, 76~78.
- [6] S. F. Pereira *et al.*; «Presented at the Sixth Rochester Conference on Coherence & Quantum Optics», (Rochester University press, New York, June 26~28, 1989).
- [7] A. Laporte *et al.*; *Phys. Rev. Lett.*, 1989,
- [8] 彭堃堃等;《中国激光》,1989, **16**, No. 8 (Aug), 449~451.