

文章编号: 1001-4322(2007)12-2022-05

利用宽带倍频特性精确测量 准相位匹配晶体的极化周期*

曾小明, 隋展, 朱启华, 黄小军, 邓青华, 魏晓峰

(中国工程物理研究院 激光聚变研究中心, 四川 绵阳 621900)

摘 要: 提出了利用准相位匹配晶体进行宽带脉冲倍频,再根据准相位匹配晶体的极化周期与倍频脉冲输出中心波长的相位匹配关系来精确测量准相位匹配晶体极化周期的新方法。理论分析了准相位匹配晶体的极化周期与倍频脉冲的光谱关系、倍频容许带宽与晶体长度的关系。研究表明:宽带脉冲倍频后输出的脉冲峰值波长对应于角度的调谐曲线具有对称性;对于长度为 10 mm 的极化晶体,其倍频容许带宽不到 0.2 nm。实验中,采用了国产 PPKTP 晶体试验片,晶体尺寸为 10 mm × 7 mm × 1 mm,理想极化周期 9 300 nm。结果表明:对于中心波长为 537.25 nm 的倍频光,其对应的实际晶体极化周期为 9 303.9 nm,大于晶体加工时的理想值;当倍频脉冲光谱测量精度为 0.01 nm 时,准相位匹配晶体的极化周期测量精度达到 0.1 nm,远高于一般光学显微镜的观测精度。

关键词: 非线性光学; 准相位匹配; 宽带倍频; 极化周期; 测量精度

中图分类号: O437.4 **文献标识码:** A

周期极化晶体是一种热门的非线性光学材料,借助准相位匹配(QPM)结构可以实现偏振态相同的相位匹配方式(如 $e+e-e$ 的匹配),因而可以利用有些晶体的最大非线性系数 d_{33} 来满足相位匹配并进行光参量振荡^[1]、光参量放大^[2,3]及倍频^[4]等非线性过程。QPM 技术允许通过人为控制的周期极化结构,来满足任何非线性作用所需要的相位匹配条件。但实际应用中的一个问题是:晶体的周期极化结构不可避免地预先设计的理想状态有一定的差距,造成 QPM 器件的输出波长偏离设计值。在周期极化晶体的极化过程中,存在着两种周期极化结构的偏差:一种是晶体内极化周期的整体偏大或偏小;另一种是单个反转畴内由于在晶体制作过程中引入了随机的扰动所造成的极化周期的不均匀性。由于 QPM 器件一般以整个晶体为研究对象,而不考虑每个反转畴间极化周期的细微差别,因此可以用单一的极化周期值来描述晶体的宏观周期极化结构。极化周期的精度 $\delta = |k_{\text{real}} - k_{\text{ideal}}|$,其中 k_{real} 是晶体极化周期的实际值, k_{ideal} 是极化周期的设计值,即理想值。

目前常见的测定周期极化晶体反射结构的方法是先把晶体腐蚀,再用显微镜观测。该方法需要破坏晶体的原有结构,不适合一般用户在实际应用前的检测^[5]。天津大学采用 QPM 光学参量振荡器(OPO)的角度调谐特性和温度调特性的无损光学方法,来精确获取极化晶体的实际极化周期,并给出了相应的理论分析和数据处理的方法^[6]。但该方法还需要构建一个光参量振荡腔,调整较复杂,特别是实验中要求周期极化晶体的极化方向(z 轴)与 OPO 腔轴垂直,否则其最后测量结果将存在较大误差。本文提出了一种更简单的精确测量周期极化晶体极化周期实际值的方法,即利用需要检测的极化晶体进行宽带倍频并监测倍频脉冲输出的峰值波长,依据周期极化晶体倍频的准相位匹配条件测定晶体的极化周期。

1 实验原理

1.1 测量原理

QPM 晶体一般在 z 轴方向极化,光沿 x 轴方向传输,且 z 轴方向厚度一般仅为 1 mm 左右,因此可认为倍频光入射方向与 z 轴垂直,与 x 轴的夹角为 θ 。因此当晶体温度为 T 时,倍频光与基频光相位失配系数可表示为

$$k(\theta, T) = k_2(\theta, T) - 2k_1(\theta, T) - m \frac{2 \cos \theta}{(T)}, \quad m = 1, 3, 5 \quad (1)$$

* 收稿日期:2007-06-26; 修订日期:2007-10-19

基金项目:高温高密度等离子体物理国防科技重点实验室创新基金资助课题(200415)

作者简介:曾小明(1973—),男,硕士,主要从超短超强激光技术研究;zxm7311@sina.com。

$$k(\omega, T) = 2 \frac{n_z(\omega, T)}{\lambda} \tag{2}$$

$$k_2(2\omega, T) = 2 \frac{n_z(2\omega, T)}{\lambda_2} \tag{3}$$

式中： m 为准相位匹配阶数； $k(\omega, T)$ 和 $k_2(2\omega, T)$ 分别为基频光和倍频光在真空中的波矢量； $n_z(\omega, T)$ 为基频光折射率； $n_z(2\omega, T)$ 为倍频光折射率； λ 为基频光在真空中的波长； $\lambda_2 = \lambda/2$ ，为倍频光在真空中的波长； T 是用来调制非线性极化系数 d_{33} 的极化周期。

适当调整入射光方向与晶体 x 轴的夹角 ϕ ，使倍频转换效率达到最大，此时输出倍频光峰值波长处对应波长满足相位匹配条件 $k(\omega, T) = 0$ ，再结合方程(1)~(3)可得晶体极化周期为

$$T = m \cos \phi \frac{\lambda^2}{n_z(2\omega, T) - n_z(\omega, T)} \tag{4}$$

在方程(4)中， ϕ 是一个未知的常量。但对于一块具体的极化晶体，在其极化周期已定的情况下，宽带啁啾脉冲倍频后输出的脉冲峰值波长对应于角度 ϕ 的调谐曲线具有对称性。表现为当周期极化晶体绕 x 轴在一定角度范围内($\phi = 0$ 附近)旋转时，输出波长会出现极值，且输出波长的极值处(即角度调谐曲线的对称中心线处)对应着 $\phi = 0^\circ$ 。这样，只要根据波长与角度的调谐曲线，就可以精确地确定晶体的极化周期了。

1.2 宽带倍频脉冲的波长调谐

常用的准相位匹配晶体有 PPLN 晶体和 PPKTP 晶体。相对于 PPLN 晶体，PPKTP 晶体具有极化电压低、极化口径大、损伤阈值高等特点而越来越受到重视^[5]。下面以 PPKTP 晶体为对象来进行极化周期的模拟计算和数值分析。计算中采用与晶体温度、光波波长密切相关的 KTP 晶体的 Sellmeier 方程^[7]

$$n_z(\omega, T) = n_z(\omega, T_0) \left[1 + \frac{dn_z}{dT} (T - T_0) \right] \tag{5}$$

当 $T_0 = 300$ K 时有

$$n_z^2(\omega, T_0) = 4.59423 + \frac{0.0621}{\lambda^2 - 0.0476} + \frac{110.8067}{\lambda^2 - 86.1217} \tag{6}$$

$$\frac{dn_z}{dT}(\omega) = \left(\frac{0.9221}{\lambda^3} - \frac{2.9920}{\lambda^2} + \frac{3.6677}{\lambda} - 0.1897 \right) \times 10^{-5} \quad \begin{matrix} 0.53 \mu\text{m} & 1.57 \mu\text{m} \end{matrix} \tag{7}$$

式中波长 $\lambda = 0.53 \sim 1.57$ μm 。

因此，假定晶体极化周期为 9 000 nm (晶体设计加工理想值)，利用 PPKTP 晶体的 Sellmeier 色散方程，再结合相位匹配方程导出式(4)，就可以模拟计算得到波长与角度的调谐曲线，如图 1 所示。从中可以看出，宽带脉冲倍频后输出的脉冲峰值波长对应于角度 ϕ 的调谐曲线具有对称性。表现为当周期极化晶体绕 x 轴从 -20° 到 $+20^\circ$ 旋转时，输出峰值波长将会从 532 nm 变化到 540 nm，并在 532 nm 处会出现极值，此时意味着晶体 x 光轴与入射光方向重合，即对应着 $\phi = 0^\circ$ 。

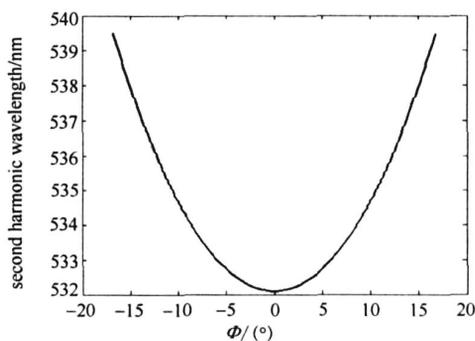


Fig. 1 Spectrum of second harmonic generation at different angle

图 1 倍频输出中心波长与角度的调谐特性

1.3 宽带倍频脉冲的容许带宽

利用宽带啁啾脉冲倍频特性测定周期极化晶体的极化周期时，容许倍频带宽较大时，将明显影响观测倍频峰值波长的移动，从而影响测量精度。根据宽带脉冲倍频准相位匹配公式(1)，可得到转换效率与相位失配因子

$k(\omega, T)$ 的关系：

$$\eta(\omega, T) = \text{sinc}^2 \left[\frac{k(\omega, T)L(T)}{2} \right] = \left\{ \text{sinc}^2 \left[\frac{k(\omega, T)L(T)}{2} \right] \right\} / \left[\frac{k(\omega, T)L(T)}{2} \right]^2 \tag{8}$$

从公式(8)可以看出，当基频光波长、PPKTP 晶体温度、极化反转光栅周期 3 个参量满足相位匹配条件 $k(\omega, T) = 0$ 时，PPKTP 晶体的倍频转换效率才能达到最大，将此时的参数称为中心值。当上述某一参数从其中心值偏离一个微小量 Δ ，使得倍频效率下降为峰值的 1/2，由 $\text{sinc}^2 x = 1/2$ ，即 $x = 2^{1/2} \sin x$ ，可求得 $X = 1.392$ ，

此时对应 $k(\lambda, T) = 2.783/L(T)$, 该参数的容差即为 2。因此, 当以波长为参考量时, 就可以求得波长的容许带宽。由方程(1)两端对基频光波长 λ 求微分, 得

$$\frac{\partial k(\lambda, T)}{\partial \lambda} = \frac{\partial [k_2(\lambda, T) - 2k(\lambda, T) - 2m/\lambda(\lambda, T)]}{\partial \lambda} = 4 \left\{ \frac{[m_2(\lambda, T) - n(\lambda, T)]}{\lambda} - \frac{\partial [m_2(\lambda, T) - n(\lambda, T)]}{\partial \lambda} \right\} \quad (9)$$

再结合容许相位失配量: $k(\lambda, T) = 2.783/L(T)$, 得基频光波长调谐带宽

$$= 2 = \frac{2.783}{2L(T)} \left\{ \frac{[m_2(\lambda, T) - n(\lambda, T)]}{\lambda} + \frac{\partial n(\lambda, T)}{\partial \lambda} - \frac{1}{2} \frac{\partial m_2(\lambda, T)}{\partial \lambda} \right\}^{-1} \quad (10)$$

利用上述方程, 在室温 $T = 300$ K, 模拟计算了中心波长分别为 1 053 nm 和 1 064 nm 时容许带宽随晶体长度的变化曲线, 如图 2 所示。从中可以看出, 对于长度为 10 mm 的极化晶体, 其倍频容许带宽不到 0.2 nm, 因此在利用倍频中心波长调谐特性确定晶体 x 光轴与入射光方向重合 ($\theta = 0^\circ$) 时, 该方法可以达到较高精度。

1.4 宽带倍频脉冲的温度调谐

另外, 根据晶体极化周期和晶体温度的材料热膨胀关系, 不同温度下晶体的极化周期是不一样的, 晶体极化周期随温度的变化一般可表示为

$$l(T) = l_0 [1 + \alpha(T - 298) + \beta(T - 298)^2] \quad (11)$$

l_0 为晶体温度为 298 K 时的真实极化周期厚度; 热膨胀系数 α 和 β 由晶体种类决定, 如 KTP 和 KTA 晶体, 其参数如表 1 所示^[8]。

这样, 在确定 $\theta = 0^\circ$ 的情况下, 测量多个温度下输出波长的大小, 求出相对应的 l_{real} , 最后取所有 l_{real} 的平均值作为晶体极化周期的真实值, 以此可以进一步提高精度。

2 实验结果与分析

2.1 实验光路设计

实验中, 我们采用了国产 PPKTP 晶体试验片, 晶体尺寸为 10 mm \times 7 mm \times 1 mm, 理想极化周期 9 300 nm。设计的实验光路如图 3 所示, 首先调整 632.8 nm 准直激光和宽带 1 053 nm(25 nm) 激光共线后, 再安装好 PPKTP 晶体和测量光路。

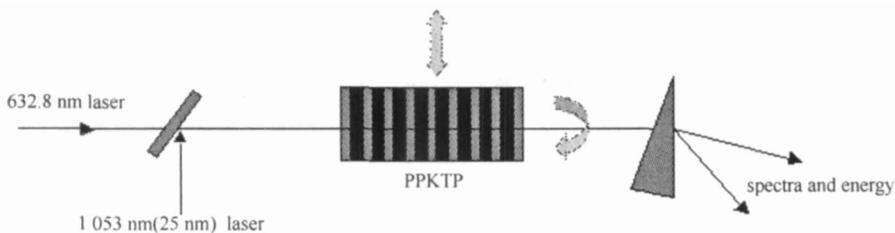


Fig. 3 Experimental configuration of second harmonic generation using PPKTP crystal

图 3 PPKTP 晶体的极化周期测量光路

2.2 晶体极化完备性测量实验

由于使用的是国内第一次研制的 PPKTP 晶体试验片成品, 因此首先测量了晶体极化周期的完整性。在水平和垂直垂直两个方向分别移动极化晶体, 同时监测光谱和倍频效率变化。结果表明: 在极化厚度 z 方向, 晶体极化完全, 垂直移动晶体在 1 mm 厚度内都有较稳定倍频绿光; 在晶体横向 y 方向, 晶体宽度 7 mm, 在中心 3 mm 内有较稳定倍频绿光, 其余地方无绿光输出。该结果证明该晶体确实有极化特性, 而且极化宽度与最初晶体设计吻合。

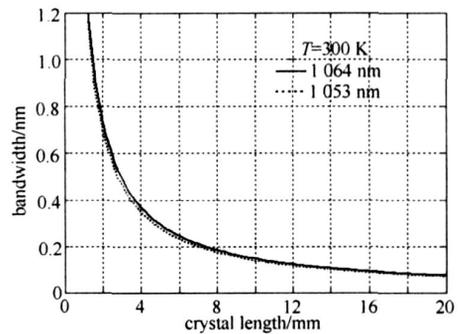


Fig. 2 Bandwidth of second harmonic generation as a function of crystal length

图 2 倍频容许带宽随晶体长度的变化曲线

表 1 KTP 和 KTA 晶体的材料热膨胀系数

Table 1 Thermal expansion coefficients of KTP and KTA

material	α / K^{-1}	β / K^{-1}
KTP	$(16.7 \pm 0.7) \times 10^{-6}$	$(11 \pm 2) \times 10^{-9}$
KTA	$(7.6 \pm 0.6) \times 10^{-6}$	$(8.4 \pm 1.2) \times 10^{-9}$

2.3 晶体极化周期测量实验

在完成晶体极化完备性实验测量后,调整入射光于晶体正中心,再绕晶体 z 轴旋转极化晶体,同时测量晶体旋转角度及其对应的光谱变化和倍频效率。实验观察到,随着晶体旋转角度的变化,输出倍频光谱的中心波长随之发生改变,并且存在一个输出倍频光波长最短的转折点,该处对应着上述 $\theta = 0$ 的情况,输出的倍频光谱如图 4 所示,其中心波长为 537.25 nm。再根据方程(3)和(4),可以得到如图 5 所示的晶体极化周期随倍频光输出波长的关系,从中可知,对于中心波长为 537.25 nm 的倍频光,其对应的实际晶体极化周期为 9 303.9 nm。利用该方法测量出的晶体极化周期与当初晶体加工时的理想值 9 300 nm 非常接近。并从实验结果可以看出,倍频脉冲光谱测量精度为 0.01 nm 时,准相位匹配晶体的极化周期测量精度达到 0.1 nm,远高于一般光学显微镜的观测精度。实验结果证实,利用宽带倍频的特性可以精确测量极化晶体的极化周期。

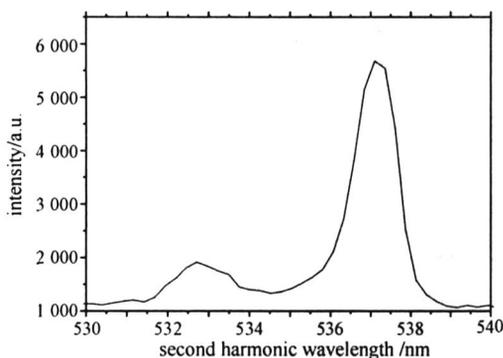


Fig. 4 Spectrum of second harmonic generation in PPKTP crystal

图 4 PPKTP 晶体宽带脉冲的倍频光谱

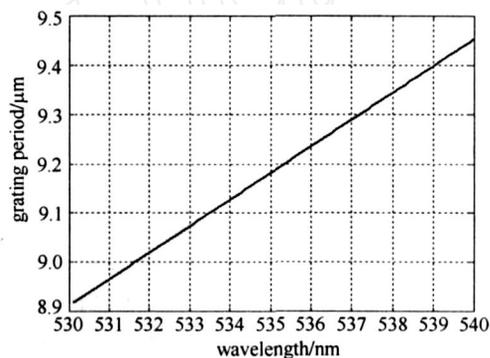


Fig. 5 Dependence of second harmonic central wavelength and grating period of PPKTP crystal

图 5 PPKTP 晶体极化周期与倍频中心光谱

上述实验现象足以证明可利用宽带脉冲倍频的特性精确测量极化晶体的极化周期,但是,该实验还有待改进和完善。首先,从实验测量倍频光谱(图 4)还可以看出,该倍频光谱的半高宽度近 1 nm,远大于上述的理论计算值 0.2 nm。初步分析可能是实验采用的宽带光源不是太理想,因为模拟计算采用的宽带光源是啁啾的,不同波长之间不会发生混频效应,而实验中采用的是宽带飞秒脉冲,其不同光谱之间可能会发生混频效应而展宽光谱带宽。其次,基频光束的发散度和晶体极化周期的非均匀性也会造成倍频光谱的加宽。另外,在光谱主峰之前 532.70 nm 处还存在一个次高峰,对实验上倍频光谱输出双峰的现象目前还没有很好的理论解释。

3 结 论

提出了利用宽带脉冲倍频来精确测量周期极化晶体的极化周期,推导出了根据宽带脉冲倍频后的输出波长计算极化周期的公式,并给出了整个方法的详细步骤。实验结果表明,利用宽带脉冲倍频特性可以精确测量出周期极化晶体的极化周期,在倍频脉冲光谱测量精度为 0.01 nm 情况下,准相位匹配晶体的极化周期测量精度达到 0.1 nm。下一步将把宽带飞秒脉冲展宽为 ns 脉宽的啁啾脉冲来减少混频效应的影响,以进一步改进该测量方法和提高其测量精度。

致 谢:天津大学和北京中非人工晶体研究所的晶体联合研制组提供了 PPKTP 晶体试验片,在此表示衷心感谢。

参考文献:

- [1] Aniolek K W, Schmitt R L. Microlaser-pumped periodically poled lithium niobate optical parametric generator-optical parametric amplifier [J]. *Opt Lett*, 2000, 25(8): 557.
- [2] 魏晓峰,吕志伟,曾小明,等. 光参量啁啾脉冲饱和和放大的增益稳定性研究[J]. 强激光与粒子束, 2004, 16: 1540-1544. (Wei X F, Lü Z W, Zeng X M, et al. Study of the gain stability of saturation amplification in optical parametric chirped-pulse amplification system. *High Power Laser and Particle Beams*, 2004, 16: 1540-1544).
- [3] Jovanovic I. Generation of high-contrast millijoule pulses by optical parametric chirped-pulse amplification in periodically poled KTiOPO_4 [J]. *Opt Lett*, 2005, 30(9): 1036-1038.
- [4] Lee Y L, Noh Y C, Jung C, et al. Broadening of the second-harmonic phase-matching bandwidth in a temperature-gradient-controlled periodically poled Ti:LiNbO_3 channel waveguide [J]. *Opt Exp*, 2003, 11(22): 2813.

- [5] Li Y M , Wu Y R , Zhang K S , et al. Influence of the randomly varying domain length of quasi-phase-matched crystals on quadrature squeezing performance [J] . *Chin Phys* , 2002 , **11** (8) :790-794.
- [6] 张百钢,姚建铨,路洋,等. 利用 QPM-OPO 的调谐特性精确测定晶体的极化周期[J]. *光电子·激光* ,2004 ,**15**(3) :337-340. (Zhang B G, Yao J Q , Lu Y , et al. Accurate determining of grating period of periodically poled crystal by using tuning characteristics of QPM-OPO. *Journal of Optoelectronics · Laser* , 2004 ,**15**(3) :337-340) .
- [7] Kato K, Takaoka E. Sellmeier and thermo-optic dispersion formulas for KTP[J]. *Appl Opt* , 2002 , **41**(24) :5040-5044.
- [8] Emanueli S, Arie A. Temperature-dependent dispersion equations for KTiOPO_4 and KTiOAsO_4 [J]. *Appl Opt* , 2003 , **42**(33) :6661-6665.

Accurate measurement of grating period of periodically poled crystal by using broad band chirp pulse second harmonic generation

ZENG Xiao-ming , SUI Zhan , ZHU Qi-hua , HUANG Xiao-jun , DENG Qing-hua , WEI Xiao-feng
(Research Center of Laser Fusion, CAEP, P. O. Box 919-988, Mianyang 621900, China)

Abstract: According to quasi-phase matching relationship between the second harmonic center wavelength and the grating period length of periodically poled crystal, a new experimental method to measure the grating period of periodically poled crystal accurately was presented by using broad band chirp pulse second harmonic generation technique. The relationships between the second harmonic center wavelength and the grating period, the spectra bandwidth and the crystal length were analyzed theoretically. The grating period of PPKTP crystal with the size of 10 mm \times 7 mm \times 1 mm was measured experimentally. The results show that the real grating period is 9 303.9 nm depending on the second harmonic central wavelength of 537.25 nm, while the theoretical one is 9 300 nm. The method advances the measurement precision of the grating period to 0.1 nm in the case of spectra measurement precision to 0.01 nm.

Key words: Nonlinear optics; Quasi-phase matching; Broad band second harmonic generation; Grating period; Measurement precision