

# 基于周期极化 $\text{LiTaO}_3$ 晶体的高增益 简并啁啾脉冲参量放大

姜永亮<sup>1)</sup> 赵保真<sup>1)</sup> 梁晓燕<sup>1)</sup> 冷雨欣<sup>1)</sup> 李儒新<sup>1)</sup>  
徐至展<sup>1)†</sup> 胡小鹏<sup>2)</sup> 祝世宁<sup>2)</sup>

1) 中国科学院上海光学精密机械研究所强场激光物理国家重点实验室, 上海 201800)

2) 南京大学固体微结构国家重点实验室, 南京 210093)

(2006 年 6 月 20 日收到, 2006 年 8 月 14 日收到修改稿)

根据准相位匹配理论计算了周期极化  $\text{LiTaO}_3$  (PPLT) 晶体中 0 类准相位匹配过程 ( $e + e \rightarrow e$ ) 的增益曲线. 在此基础上, 使用数百  $\mu\text{J}$  的低抽运能量获得了  $\sim 10^6$  的增益和  $\sim 10.3\%$  的转换效率, 实现了中心波长位于 1064 nm 的基于简并光学啁啾脉冲参量放大 (OPCPA) 技术的高增益放大, 为产生超短超强激光脉冲提供了新的技术手段. 实验结果与理论预期基本符合.

关键词: 光学参量放大, 准相位匹配, PPLT, 增益

PACC: 4265K, 4270Y

## 1. 引 言

啁啾脉冲参量放大 (OPCPA) 技术由于其高增益、低噪声、热效应小等优点在宽带脉冲放大领域受到了很大的重视<sup>[1-3]</sup>. 其他的非线性晶体相比, 周期极化晶体以其独特的准相位匹配 (QPM) 方式可以大大提高参量放大的效率. 主要原因在两个方面: 首先, 利用准相位匹配技术可以充分利用晶体最大的非线性系数  $d_{33}$  以实现最高的有效非线性系数. 其次, 这种方式可以消除由于空间走离引起的有效晶体长度的限制. 但是, 由于技术的限制, 目前所能制备的周期极化晶体厚度较小, 有限的晶体厚度限制了晶体中容许的脉冲能量, 否则会引起光学损伤. 现在周期极化  $\text{LiTaO}_3$  (PPLT) 晶体可以制作的最大厚度为 2 mm<sup>[4]</sup>.

近期, 已报道了用周期极化  $\text{LiNbO}_3$  (PPLN) 晶体和周期极化  $\text{KTiOPO}_4$  (PPKTP) 晶体实现的近共线结构宽带 OPCPA 放大<sup>[4-8]</sup>. 相比而言, PPLT 晶体有更高的损伤阈值和更弱的光弹效应<sup>[9]</sup>. 这里我们分析并实现了基于 PPLT 晶体的简并 OPCPA 高增益预放, 中心波长位于 1064 nm. 使用数百  $\mu\text{J}$  的低抽运能

量获得了  $\sim 10^6$  的增益和  $\sim 10.3\%$  的转换效率.

## 2. 准相位匹配原理

在参量过程中, 由于相位失配量  $\Delta k$  的存在, 信号光能量并不是随着作用长度的增加而一直增加. 当作用长度超过了非线性过程的相干长度  $l_c$  时, 转移到信号光与闲置光中的能量就会发生回流. 理论上, 在前一个相干长度中转换到信号光中的能量将在下一个相干长度中完全回流到抽运场中, 所以信号光没有平均增长.

1962 年, Armstrong 等人<sup>[10]</sup> 提出通过适当的周期性畴反转使得非线性晶体的非线性系数  $d$  的符号发生周期性反转来实现相位匹配的方法, 即准相位匹配方法. 其基本思想是在光束每传播一个相干长度后, 使晶体非线性系数的符号发生变化, 相互作用波间的相关相位反相, 从而产生能够有效地重整非线性极化场和信号场相位的  $\pi$  平移. 在准相位匹配作用中, 平均相对相位是不为 0 的常量, 信号场随着长度的增加单调增长.

准相位匹配原理也可在动量空间中得到解释. 由于相位失配的存在, 动量并不守恒:  $k_p = k_s + k_i +$

$\Delta k$  转换效率也较低. 如果介质中存在一个附加结构对应一个空间频率  $k_g = \Delta k$ , 则可以达到一种“准动量守恒”, 从而可以取消能量转移的周期性振荡, 提高转换效率. 此时, 空间变化的非线性极化系数可以写为

$$d(z) = d_{\text{eff}} g(z), \quad (1)$$

这里  $d_{\text{eff}}$  是晶体非线性系数的最大值,  $g(z)$  是归一化包括所有  $d(z)$  中的空间信息的函数. 以二次谐波过程为例, 把  $d(z)$  代入到耦合波方程中整理可得

$$E_2(L) = \frac{i\omega d_{\text{eff}}}{n_2 c} E_1^2 G(\Delta k), \quad (2)$$

$$G(\Delta k) = \int_0^L g(z) \exp(-i\Delta k z) dz, \quad (3)$$

可以看出, 产生的谐波场依赖于  $g(z)$  在空间频率  $\Delta k$  处的傅里叶分量幅值. 如果  $g$  是一个常量, 那么(2)式就回复到了经典参量过程的  $\sin^2$  调制形式.

设非线性系数的空间调制周期为  $\Lambda$ , 则  $g(z)$  可以展开为

$$g(z) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} G_m \exp(ik_m z), \quad (4)$$

$k_m$  为第  $m$  阶的空间谐波分量,  $k_m = \frac{2\pi m}{\Lambda}$ .

假设第  $m$  阶的空间谐波分量与  $\Delta k$  最为接近, 那么这一项就会在上面的积分中起主导作用. 忽略  $m$  阶以外的谐波分量的作用, 则产生的谐波场可以写为<sup>[10,11]</sup>

$$E_2(L) = \frac{\omega d_m}{n_2 c} E_1^2 \sin[(\Delta k - k_m)L/2], \quad (5)$$

与其他相位匹配方式不同之处在于有效非线性系数  $d_m = G_m d_{\text{eff}}$ , 并且相位失配偏移了  $k_m$ . 如果介质的非线性系数对应一个单位幅值的矩形光栅, 其正区程度为  $l$  (如图 1 所示), 那么所需的傅里叶系数  $G_m$  就可以用与占空系数  $D = l/\Lambda$  有关的函数来表示. 得到的有效非线性系数为

$$d_m = \frac{2}{m\pi} \sin(\pi m D) d_{\text{eff}}, \quad (6)$$

对于相同的  $m$  值, 选择不同的占空比会得到不同的有效非线性系数. 通过最优化选择  $D$ , 可以得到最大的有效非线性系数为

$$d_m = \frac{2}{m\pi} d_{\text{eff}}. \quad (7)$$

由(7)式可以看出, 准相位匹配的有效非线性系数对于一阶过程( $m=1$ )有最大值, 对应的最优化占

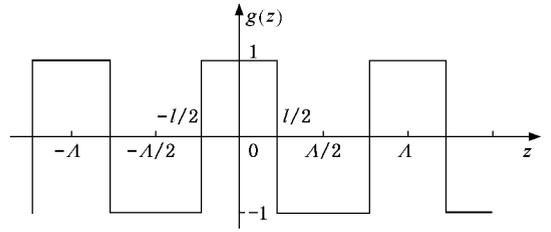


图 1 非线性系数空间上的单位幅值矩形调制

空系数  $D$  为 50%, 此时有  $d_m = \frac{2}{\pi} d_{\text{eff}}$ . 总之, 如果我们能在非线性极化系数中构造一个周期为  $m$  个相干长度  $l_c$  的光栅, 那么就可以有效地实现准相位匹配作用, 此时有效非线性极化系数将降为原来的  $2/m\pi$ .

由于不完全依靠晶体的双折射性质来实现相位匹配, 周期极化非线性晶体种除了能实现 I 类、II 类的准相位匹配外, 还可以充分利用晶体的最大有效非线性系数实现传统非线性晶体中不可能达到的  $e + e \rightarrow e$  型相位匹配, 即 0 类准相位匹配方式<sup>[12,13]</sup>.

通过去掉了双折射和相位匹配的依赖, 准相位匹配方式相对与传统相位匹配方式相比有很多优点. 首先, 准相位匹配可以在光学介质通光波段内的任何方向实现, 并且甚至可以用在非双折射材料中, 比如三五族化合物半导体. 第二, 这种方式可以有效消除坡印亭矢量走离的影响, 从而允许较大的相位失配, 这对光学参量振荡器(OPO)中有着重要的意义. 第三, 在准相位匹配中任何的偏振组合方式都可以被允许, 用全部平行偏振的场可以利用较大的非线性极化张量的对角元素, 这在双折射匹配中是不可能做到的. 另外, 还可以用同一种材料来实现多种的匹配应用.

### 3. 近共线匹配增益的计算

参量放大为三波作用过程, 需要遵循动量和能量守恒关系:

$$\hbar\omega_p = \hbar\omega_s + \hbar\omega_i, \quad (8)$$

$$\mathbf{k}_p = \mathbf{k}_s + \mathbf{k}_i + \mathbf{k}_g, \quad (9)$$

$p, s, i$  分别表示抽运光, 信号光和闲置光;  $k_g$  为光栅矢量,  $k_g = \frac{2\pi}{\Lambda}$ . 则近共线过程中的相位匹配条件可以表示为

$$1/\lambda_p = 1/\lambda_s + 1/\lambda_i, \quad (10)$$

$$k_p = k_s \cos \theta + k_i \cos \varphi + k_g, \quad (11)$$

$$k_s \sin \theta = k_i \sin \varphi, \quad (12)$$

$\theta$  和  $\varphi$  分别是抽运光与信号光和闲置光之间的夹角,如图 2 所示.

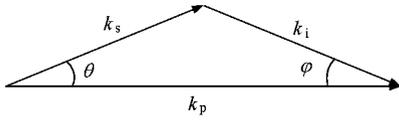


图 2 OPA 过程的动量守恒

在近共线匹配中非共线夹角非常小,垂直于抽运光方向上的相位失配量可以忽略.则相位失配可以近似写为

$$\Delta k = 2\pi \left( \frac{n_p}{\lambda_p} - \frac{n_s}{\lambda_s} \cos \theta - \frac{n_i}{\lambda_i} \cos \varphi - \frac{1}{\Lambda} \right). \quad (13)$$

由于抽运光与信号光宽度均为 ns 量级,可以忽略群速度色散引起的失配.采用慢变振幅近似,在抽运能量无损耗的前提下,由耦合波方程可以解出增益强度  $G$  的表达式为

$$G = 1 + (\xi L)^2 (\sinh B/B)^2, \quad (14)$$

$$\xi = 4\pi d_{\text{eff}} \sqrt{I_p/2\epsilon_0 n_p n_s n_i c \lambda_s \lambda_i}, \quad (15)$$

$$B = \sqrt{(\xi L)^2 - (\Delta k L/2)^2}, \quad (16)$$

$L$  为有效晶体长度, $\xi$  为有效增益系数, $d_{\text{eff}}$  为有效非线性系数, $I_p$  为抽运光强.

我们采用的 PPLT 晶体利用室温极化技术制作,晶体尺寸为 15 mm × 5 mm × 0.5 mm.输出表面抛光为约 5° 的楔角来防止后向反射的影响.周期极化长度为  $\Lambda = 7.81 \mu\text{m}$ ,在 119.0°C 的温度下可以实现 532 nm 抽运的 0 类 QPM 条件,并可以有效地防止光弹效应.

PPLT 晶体的  $d_{33}$  为 13.8 pm/V<sup>[14]</sup>,对应的 0 类准相位匹配过程 ( $e + e \rightarrow e$ )—一阶过程 ( $m = 1$ ) 有效非线性系数  $d_{\text{eff}}$  为 8.79 pm/V.考虑到现有的实验条件和晶体损伤阈值,计算中使用的抽运光功率密度为 300 MW/cm<sup>2</sup>,晶体参数同上所述.计算得出的增益曲线如图 3(a) 所示,得到在 1064 nm 附近介质的增益带宽为 47.2 nm (FWHM).

## 4. 实验装置

我们的实验装置如图 4 中所示,主要包括飞秒钛宝石振荡器、展宽器、同步 Nd:YAG 抽运和光学参量放大 (OPA) 等部分.这里,OPA 的信号光和抽运激

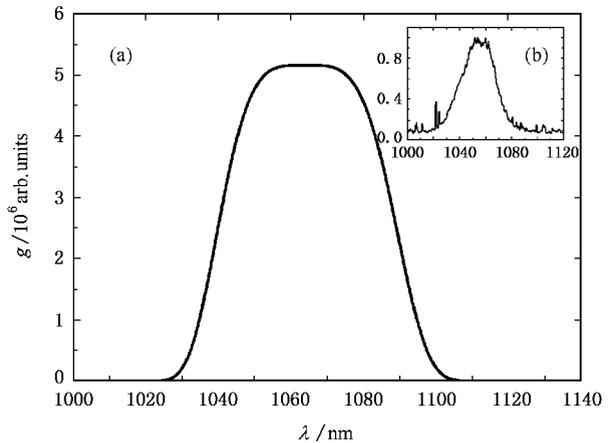


图 3 PPLT 晶体中简并过程增益曲线 (a) 计算结果,增益带宽 47.2 nm (b) 实验测得 OPG 光谱,宽度 35 nm

光是从用同一个振荡器脉冲序列产生的.

钛宝石振荡器输出的飞秒脉冲序列通过一个全反 offner 展宽器展宽后被展宽到 ~ 300 ps,展宽后的光谱宽度为 ~ 18 nm (FWHM),中心波长位于 1064 nm.展宽后的啁啾脉冲一部分 (~ 20 pJ) 被望远镜系统缩束为 0.5 mm 的直径入射到 PPLT 晶体上,作为 OPA 过程的种子光.另一部分用作再生放大器 (0.3 mm) 的种子脉冲用来输出脉宽为 800 ps 的脉冲.经过倍频后,得到重复频率为 1 Hz 的 532 nm 抽运脉冲序列,该脉冲序列也被缩束到直径 0.5 mm 入射到 PPLT 晶体上.抽运脉冲的能量可以通过半波片与偏振片组成的衰减系统来调节,我们实验中使用的抽运脉冲能量约为 600 μJ.

OPA 过程的种子光和抽运光在晶体上的重合程度是影响转换效率的重要因素,其中时间上的重合是 OPCPA 系统中的难点之一.在我们的实验中,由于信号光和抽运光使用了同一个种子脉冲序列,它们之间的延迟可以被精确地控制在 10 ps 以内<sup>[1]</sup>.

## 5. 实验结果与分析

在 119.0°C 条件下,当种子脉冲被挡住时我们测量了 OPG 光谱,并与共线作用的计算结果做了比较,如图 3(b) 中所示. OPG 的增益带宽为 32.0—35.0 nm,与计算结果比较接近,差别的主要原因在于 OPG 光谱十分发散且存在较强的空间啁啾.测得的 OPG 光谱的傅里叶变换极限可以支持约 52 fs 的脉冲宽度.实验中我们还发现,当晶体的温度偏离 119.0°C 约 ± 3.0°C 的范围内时,OPG 的中心波长会

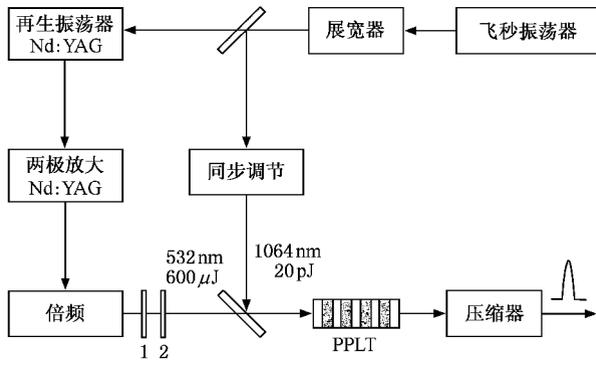


图4 实验结构图(1为半波片 2为偏振片)

向短波长方向移动,但带宽基本不变,并且都能基本支持整个种子脉冲光谱范围的放大.

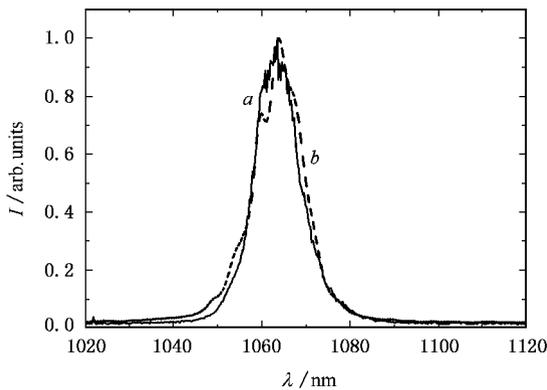


图5 种子光(曲线 a)光谱与放大后的信号光(曲线 b)光谱

放入信号光后,测得的 OPA 过程前后光谱的变化如图 5 所示.在抽运能量约  $600 \mu\text{J}$  的条件下,我们测得的信号光最大输出能量为  $35 \mu\text{J}$ ,此时闲置光的能量约为  $25 \mu\text{J}$ ,实验中得到的抽运光的最高转换效率为  $10.3\%$ .当我们提高抽运能量时输出并没有明显的提高,这表明我们利用 PPLT 晶体得到了  $1.7 \times 10^6$  的单程饱和增益,该数值与理论模拟的结果有相同的量级.

我们知道,当入射的种子脉冲非常弱时,第一个 OPA 的主要作用是实现增益放大,若要实现功率放大则需要另外的晶体或放大级来实现.在我们的实验中,压缩后的脉冲形状由于强度太弱而没有被测到.若能使用更厚的 PPLT 晶体来提高容许的抽运能量会得到更好的效果.

## 6. 结 论

总之,采用周期极化  $\text{LiTaO}_3$  晶体我们分析并实现了一个基于 OPCPA 技术的高增益放大,中心波长位于  $1064 \text{ nm}$ .我们系统的优点是利用相对较低的抽运能量( $600 \mu\text{J}$ )实现了高的单程增益( $\sim 10^6$ ).尽管我们的实验中获得的放大能量较低,这样的放大器适宜工作在低能量和高重复频率的 OPCPA 激光系统中,也可作为大能量超短脉冲放大系统的前放来使用.

[1] Yang X D, Xu Z Z, Leng Y X *et al* 2002 *Opt. Lett.* **27** 1135  
 [2] Liu H J, Chen G F, Zhao W, Wang Y S, Zhao S H 2001 *Acta. Phys. Sin.* **50** 81 (in Chinese) [刘红军、陈国夫、赵卫、王屹山、赵尚弘 2001 物理学报 **50** 81]  
 [3] Zhao W, Liu H J, Wang Y S, Wang H Y, Cheng Z, Chen G F 2005 *Chin. Phys.* **14** 359  
 [4] Galvanauskas A, Hariharan A, Harter D *et al* 1998 *Opt. Lett.* **23** 210  
 [5] Jovanovic I, Brown C G, Ebberts C A *et al* 2005 *Opt. Lett.* **30** 1036  
 [6] Rotermund F, Petrov V, Noack E *et al* 2002 *Elec. Lett.* **38** 561  
 [7] Jovanovic I, Schmidt J R, Ebberts C A 2003 *Appl. Phys. Lett.* **83** 4125

[8] Chen Y L, Yuan J W, Yan W G, Zhou B B, Luo Y F, Guo J 2005 *Acta. Phys. Sin.* **54** 2079 (in Chinese) [陈云琳、袁建伟、闫卫国、周斌斌、罗勇峰、郭娟 2005 物理学报 **54** 2079]  
 [9] Rotermund F, Yoon C J, Petrov V *et al* 2004 *Opt. Exp.* **12** 6421  
 [10] Armstrong J A, Bloembergen N, Ducuing J, Pershan P S *et al* 1962 *Phys. Rev.* **127** 1918  
 [11] Fejer M M, Magel G A, Jundt D H, Byer R 1992 *IEEE J. Quantum. Electron.* **28** 2631  
 [12] Yu N E, Ro J H, Cha M 2002 *Opt. Lett.* **27** 1046  
 [13] Jovanovic I, Brown C G, Ebberts C A, Barty C P J 2005 *Opt. Lett.* **30** 1036  
 [14] Zhao B Z, Liang X Y, Leng Y X *et al* 2005 *Jpn. J. Appl. Phys.* **44** 6029

# High-gain degenerated optical parametric chirped-pulse amplification in periodically poled LiTaO<sub>3</sub>

Jiang Yong-Liang<sup>1)</sup> Zhao Bao-Zhen<sup>1)</sup> Liang Xiao-Yan<sup>1)</sup> Leng Yu-Xin<sup>1)</sup> Li Ru-Xin<sup>1)</sup>  
Xu Zhi-Zhan<sup>1)†</sup> Hu Xiao-Peng<sup>2)</sup> Zhu Shi-Ning<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup> *State Key Laboratory of High Field Laser Physics, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China*

<sup>2)</sup> *Laboratory of Solid State Microstructure, Nanjing University, Nanjing 210093, China*

( Received 20 June 2006 ; revised manuscript received 14 August 2006 )

## Abstract

The gain curve in periodically poled LiTaO<sub>3</sub> crystal (PPLT) was calculated for type 0 ( $e + e \rightarrow e$ ) quasi-phase matching (QPM). A high-gain amplifier centered at 1064 nm based on degenerated optical parametric chirped-pulse amplification was built. The gain of  $\sim 10^6$  and  $\sim 10.3\%$  conversion efficiency were achieved with low pump energy of several hundreds of  $\mu\text{J}$ . The experimental results are consistent with the simulation.

**Keywords :** OPCPA, QPM, PPLT, gain

**PACC :** 4265K, 4270Y

† E-mail : zzxu@mail.shnc.ac.cn