

基于 PPLT 晶体的瓦级中红外光参量振荡器研究

吕新杰, 赵刚, 李桂君, 高志达, 胡小鹏, 潘淑娣, 祝世宁*

南京大学固体微结构国家重点实验室, 南京 210093

* E-mail: zhusn@nju.edu.cn

收稿日期: 2009-05-15; 接受日期: 2009-07-04

国家自然科学基金(批准号: 10534020)和国家重点基础研究发展计划(编号: 2006CB921804)资助项目

摘要 采用脉冲电场畴反转技术制备了长 40 mm、厚 1 mm、周期为 28.6 μm 的钽酸锂超晶格(PPLT)晶体. 利用工作波长在 1.064 μm 的 Nd:YAG 激光器作为抽运光源, 未镀膜 PPLT 晶体作为非线性工作介质, 实现了一台输出信号光波长在 1.48 μm 、闲频光波长在 3.8 μm 的光参量振荡器. 在抽运功率为 20 W, 调 Q 频率为 5.1 KHz 时得到 3 W 的信号光功率输出, 中红外光功率大于 1.2 W, 波长调谐范围超过 200 nm. 进一步优化光参量振荡器元件参数, 红外激光输出功率还能有较大提高.

关键词

光学超晶格
中红外
光参量振荡
PPLT

在光谱中波长自 0.75 μm 至 1000 μm 的一段称为红外线, 通常人们将其划分为近、中、远红外三部分, 近红外指波长为 0.75~3.0 μm ; 中红外指波长为 3~20 μm ; 远红外则指波长为 20~1000 μm ^[1]. 中红外光波在遥感、探测、医疗和生物成像中有着重要的应用, 特别是中红外激光以其高亮度、良好的相干性和极高的空间分辨力有广泛的应用, 如激光定向红外干扰、激光通讯、红外测距等. 中红外光参量振荡器(MIR-OPO)由于具有调谐范围广, 结构紧凑, 可全固化, 可实现大功率、窄线宽输出等特点, 一直是研究的热点^[2]. 在光参量振荡器中, 为了得到较高的效率, 一般采用双折射位相匹配(BPM)或准位相匹配(QPM)技术. 实现准位相匹配技术的非线性晶体(亦称为光学超晶格)主要包括周期极化的铌酸锂(PPLN)、钽酸锂(PPLT)和磷酸氧钛钾(PPKTP). 与 BPM 晶体相比, 这些周期极化的晶体具有非线性系数大, 无走离, 在材料透光波段内都能满足位相匹配的优点, 因而被广泛应用于激光倍频、光参量放大和光参量振荡等器件. 特别是

由于光学超晶格调制结构可以人为设计, 因此可以用一块晶体实现多个准相位匹配过程, 实现多个波长激光的同时输出^[3,4].

虽然准位相匹配技术早在 1962 年就由 Armstrong 等人提出^[5], 但直到 1993 年外加电场极化技术取得突破后才获得广泛应用^[6]. Bosenberg 等 1996 年首次报道了研制出高功率连续(CW)中红外(波长 3.25~3.95 μm)PPLN-OPO, 输出功率高达 3.6 W^[7]. 2002 年, Gross 等人报道了用掺 Yb 光纤抽运的 PPLN-OPO, 在 9 W 的 1.064 μm 基波光输入下得到了 1.9 W 的 3.2 μm 中红外光. 在国内, 南京大学最早对光学超晶格材料的设计和制备开展研究, 并在国际上最早提出准周期光学超晶格的概念, 首次利用一块准周期光学超晶格实现了直接三倍频, 并于 2007 年用一块光学超晶格晶体实现瓦级准白光输出^[8]. 中国科学院、天津大学、山西大学和浙江大学等单位也在光学超晶格的研究领域取得很多成果, 其中中国科学院物理研究所于 2004 年用 PPLN-OPO 在 3.14

引用格式: 吕新杰, 赵刚, 李桂君, 等. 基于 PPLT 晶体的瓦级中红外光参量振荡器研究. 中国科学 G 辑, 2009, 39(11): 1594—1598
Lü X J, Zhao G, Li G J, et al. Mid-infrared laser with 1.2 W output power based on PPLT. Sci China Ser G, doi: 10.1007/s11433-010-0067-4

μm 输出 $466\text{ mW}^{[9]}$, 浙江大学于 2007 年利用 PPLN-OPO 实现了信号光和闲频光总输出 $4.8\text{ W}^{[10]}$, 中国工程物理研究院于 2008 年利用 Mg:PPLN-OPO 实现了 11.2 W 的中红外输出^[11]. 尽管 PPLT 的非线性系数小于 PPLN, 但是由于 PPLT 的透光范围较宽, 损伤阈值较高, 并且易于极化较厚的晶体, 因此在中红外领域具有很大的应用潜力. 本文在对光学超晶格 OPO 进行了理论计算的基础上, 设计并制作了一块 40 mm 长, 1 mm 厚, 周期为 $28.6\text{ }\mu\text{m}$ 的 PPLT, 在工作波长 $1.064\text{ }\mu\text{m}$ 、声光调 Q、线偏振的 Nd:YAG 激光器抽运下, 当输入抽运功率为 20 W 时, 光参量振荡器信号光输出功率达到 3 W , 闲频光($3.8\text{ }\mu\text{m}$ 左右)的输出功率超过 1.2 W .

1 实验装置及理论计算

抽运光源及光参量振荡器的结构原理如图 1 所示. M1 和 M2 构成激光器谐振腔, 声光调 Q 的 Nd:YAG 由半导体激光器抽运, 输出波长为 $1.064\text{ }\mu\text{m}$, 重复频率为 $1\text{ kHz}\sim 60\text{ kHz}$ 可变, 在 1 kHz 下脉宽约为 50 ns . 为了提高光束质量, 后腔镜采用了焦距为 -400 mm 的凸面反射镜, 腔内加一小孔限横模. $1.064\text{ }\mu\text{m}$ 激光输出后经两次反射由偏振片起偏, 经过一焦距为 400 mm 的长焦透镜耦合后聚焦到 PPLT 晶体上. 为了恒定晶体的工作温度和避免光折变现象, 将 PPLT 晶体置于控温炉中, 温度恒定在 140°C . 光参量振荡器谐振腔由两平面镜 M3 和 M4 组成, M3 对 1.064

μm 波段高透($T>96\% @ 1.064 \mu\text{m}$), 对 $1.4\sim 1.5 \mu\text{m}$ 波段高反($R>99\%$); M4 对 $1.064 \mu\text{m}$ 和 $3.8\sim 4.2 \mu\text{m}$ 高透($T>80\% @ 1.064 \mu\text{m}$ & $T>96\% @ 3.7\sim 4.2 \mu\text{m}$), 对 $1.4\sim 1.5 \mu\text{m}$ 波段反射率约 50%. 分光镜对 1.064 和 $3.8 \mu\text{m}$ 高透, 对 $1.4\sim 1.5 \mu\text{m}$ 高反. 抽运光束半高全宽(FWHM)约为 0.2 mm , 光斑直径(90/10 knife-edge)约为 0.6 mm .

腔内的损耗会对 OPO 的振荡阈值及输出效率产生很大的影响. 为了估算腔内的各种损耗(包括衍射损耗、晶体端面反射损耗、晶体的吸收损耗等), 我们对 OPO 过程的闲频光和信号光的输出光子数比值进行了分析. 考虑一个对信号光单谐振的 OPO, 如果腔内没有损耗, 则输出的闲频光和信号光子数为严格的 1:1. 由于存在腔内损耗, 谐振的信号光在腔内来回损耗, 闲频光为单通过程, 因此最后输出的闲频光子数要大于信号光子数. 设腔内信号光单通损耗为 r_s , 闲频单通损耗为 r_i , 输出腔镜对信号光反射率为 R , 对闲频光为高透. 为了计算方便, 取 $b = (1 - r_s)^2 R$, $c = (1 - r_s)(1 - R)$. 当 OPO 振荡过程达到稳定, 设每一次振荡产生信号光子数为 A , 则产生的闲频光子数也为 A , 输出的闲频光子数为 $A(1 - r_i)$; 输出的信号光子数为

$$\lim_{n \rightarrow \infty} \sum_{j=1}^n S_j = A \lim_{n \rightarrow \infty} \sum_{j=1}^n b^{n-1} c = Ac \lim_{n \rightarrow \infty} \frac{1-b^n}{1-b} = \frac{Ac}{1-b}, \quad (1)$$

故闲频光与信号光的光子数比

$$\beta = \frac{(1-r_i)(1-b)}{c} = \frac{(1-r_i)[1-(1-r_s)^2 R]}{(1-r_s)(1-R)}, \quad (2)$$

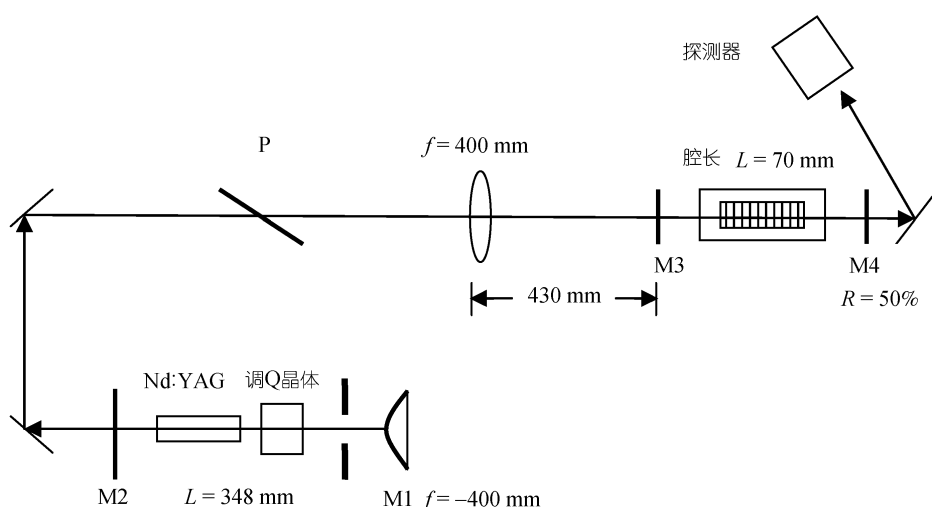


图 1 Nd:YAG 激光器及光参量振荡器光路示意图

由(2)式可知，最后输出的光子数比值与每次振荡的增益 A 无关，与振荡次数也无关。

2 实验结果及分析

实验结果如表 1 所示。光参量振荡器的阈值低于 1 W。在抽运光为 20 W 时，信号光输出功率 2.977 W，中红外光(3.8 μm)的输出功率大于 1.2 W。由抽运光产生的信号光(谐振光)和闲频光子数量相等，但由于信号光在腔内多次反射存在损耗，而闲频光产生为单通过程，因此实际出射的闲频光子数要大于信号光子数。

表 1 输出功率随输入功率的变化

重复频率/KHz	抽运功率/W	信号光功率/W	闲频光功率/W
1.9	3.74	0.35	0.15
1.9	5.76	0.92	0.40
3.5	10.01	1.87	0.81
4.2	13.84	2.20	0.95
5.1	20.67	2.98	1.28

利用分步傅里叶算法^[12]，对脉冲光泵浦的 OPO 进行了模拟。从实验和模拟结果的对比来看(图 2)，计算结果与试验结果基本吻合。计算显示，如果腔内损耗(包括晶体端面反射和衍射损耗)减小到零，信号光输出功率将达到 6 W 以上，这意味着通过晶体镀增透膜和设计衍射损耗小的谐振腔，光参量振荡的输出功率还有很大的提升空间。

理论上由抽运光产生的信号光(谐振光)和闲频光子数量应该相等，但由于信号光在腔内多次反射

存在损耗，而闲频光产生为单通过程，因此实际出射的闲频光子数要大于信号光子数。实验中测量到得闲频光和信号光的光子数比值为 1.1:1。晶体后端面对闲频光的反射率约为 $r_t=11.8\%$ ，出射腔镜对信号光反射率 $R=50\%$ ，由公式(2)可计算出腔内对信号光的单通损耗为 7.8%。考虑到晶体未镀膜，对信号光的端面反射率约为 12%，而单通损耗远远小于两倍的端面反射率(24%)，说明晶体两端面和谐振腔形成了共振从而减少了损耗。在实验中，出光过程中去掉输出腔镜，OPO 仍有输出，说明晶体后端面和前腔镜构成了谐振腔，从而能够从侧面证明以上论述。图 3 是用公式(2)和分步傅里叶算法及实验结果得到的光子数比值的比较。可以看到，虽然公式(2)的推导过程对 OPO 过程进行了非常多的简化，但是其解析结果和数值模拟结果符合得非常好。

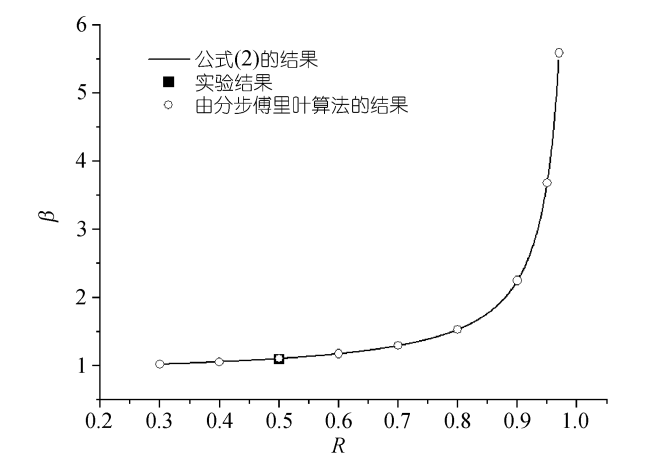


图 3 输出的闲频光和信号光的光子数比值和输出腔镜反射率的关系

图 4 是用光纤光谱仪测量得到的信号光频谱。图中显示，在温度 140℃下，信号光频谱中心为 1.482 μm ，相应闲频光为 3.785 μm 。信号光光谱宽度小于 1 nm。

图 5 是测量到的信号光波长随温度变化的调谐曲线，闲频光波长根据能量守恒关系计算。从图上可以看到，在温度从 60~190℃之间变化时，信号光波长有 35 nm 的调谐范围(从 1.465~1.5 μm)，闲频光波长有 220 nm 的调谐范围(3.675~3.9 μm)。通过设计不同周期的通道或扇形超晶格，信号光和闲频光可以覆盖从近红外直到中红外(大于 4.2 μm ，直到 LT 红外吸收边)的区间，实现波长的连续调节。

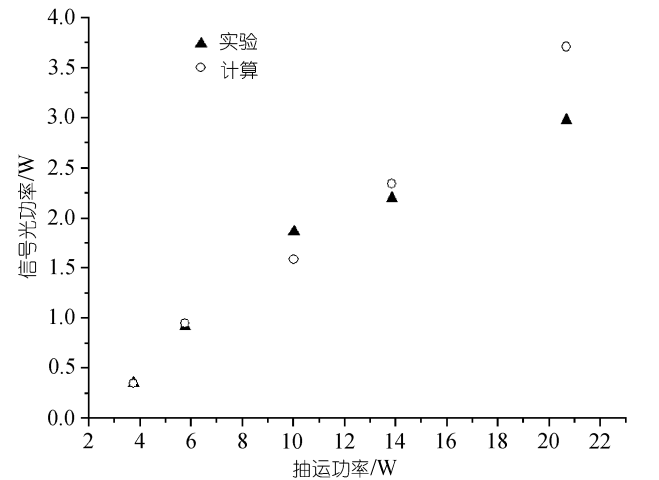


图 2 信号光功率和抽运光功率的关系

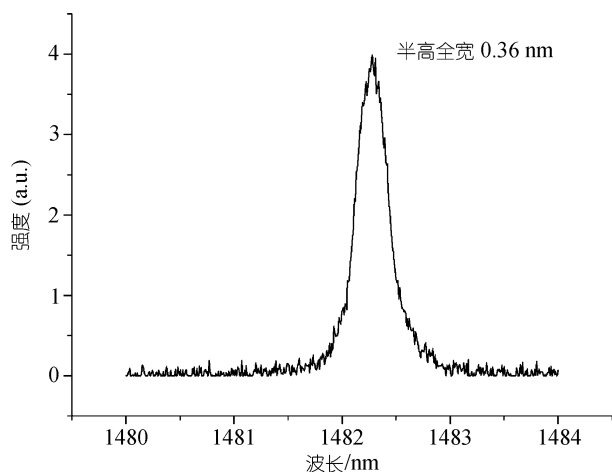


图 4 信号光光谱

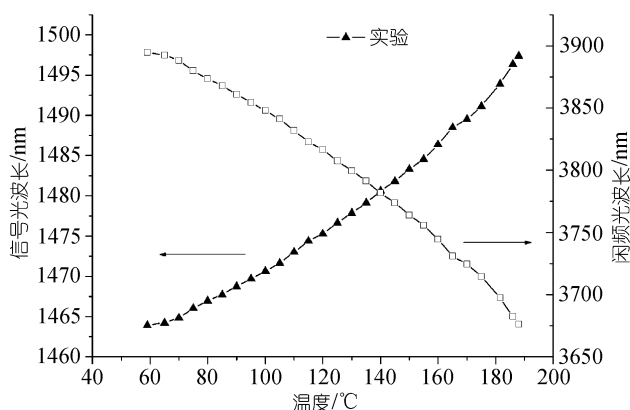


图 5 测量到得信号光随温度的变化关系, 闲频光波长根据信号光波长计算

随着温度的降低, 输出信号光功率减小, 如图 6 所示. 原因可能有如下两种: (i) 温度的降低使闲频

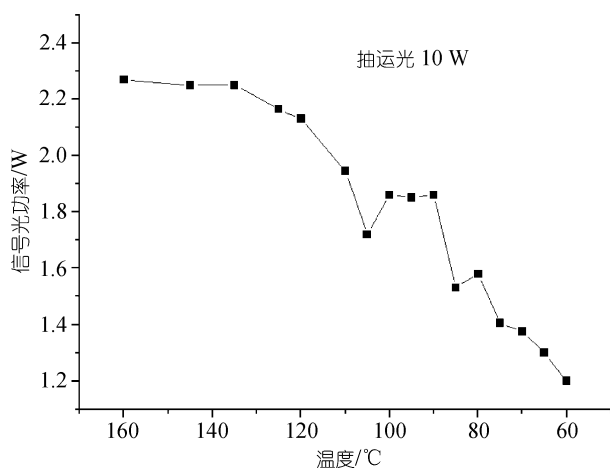


图 6 输出信号光功率随温度的变化(抽运光 10 W, 10 KHz)

光波长增加, 吸收损耗增大而造成效率下降; (ii) 温度的降低使光折变现象明显, 形成负透镜造成损耗增加. 从 CLT 的红外透过率曲线可知, 在 $3.9 \mu\text{m}$ 附近材料的吸收并不明显, 因此造成这种现象的原因应该是第二种. 通过在钽酸锂中掺杂镁离子可以有效克服低温下的光折变现象, 实现室温下的高效运转.

图 7 是实验测得波形和理论计算波形的对比. 计算采用了脉冲的平均强度 $34 \text{ MW}/\text{cm}^2$. 实验和理论

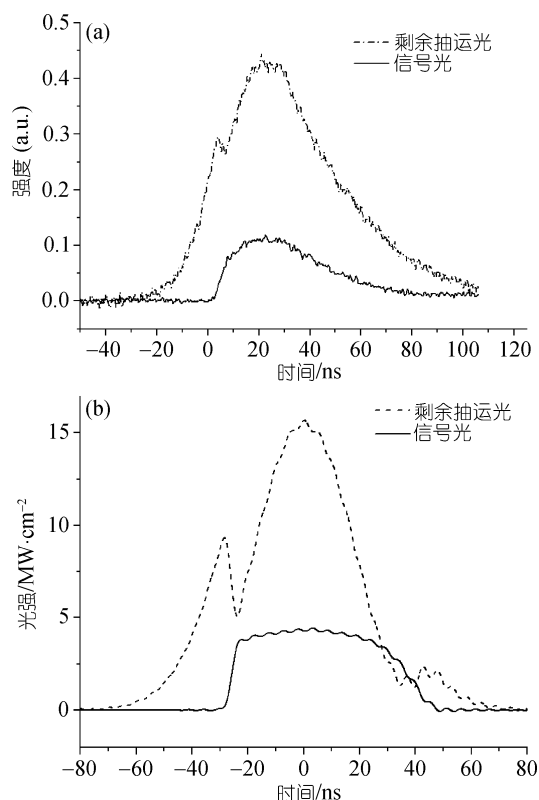


图 7 实验测得波形和理论计算波形的对比

(a) 实验测得的剩余抽运光和信号光波形(抽运光 14 W, 4.2 KHz);

(b) 计算得到的剩余抽运光和信号光波形(抽运光强 $34 \text{ MW}/\text{cm}^2$)

计算显示, 信号光从抽运光前沿开始起振, 抽运光相应位置出现凹陷. 在实验中抽运光的强度在空间具有一定的分布, 对于不同的抽运光强, 信号光起振的时间不同, 最终的波形是多个光强的积分值, 因此信号光前沿变得较平缓, 剩余抽运光的凹陷变得较小. 实验中前沿陡后沿缓的调 Q 抽运光使得信号光的后沿比理论计算更平缓. 总的来说, 实验与理论较为吻合.

实验还观察到了抽运光对晶体的局域加热效应. 在控温炉恒温情况下, 增加抽运光强, 信号光波长增加, 反之亦然, 几乎观察不到时间延迟. 经实验测量, 抽运光强变化 18 W, 信号光波长变化 1.6 nm, 闲频光波长变化 10 nm, 经过计算得出晶体通光部分温度变化 7℃. 因此, 为了得到稳定的中心波长, 不仅需要控温炉恒温, 而且需要抽运光强稳定. 另外, 利用此效应可以对输出波长进行快速微调.

3 结论

本实验采用自行研制的 1 mm 厚, 40 mm 长的 PPLT 晶体成功获得了超过 1.2 W 的中红外光输出, 调谐范围超过 200 nm. 通过对信号光和闲频光光子数比值的测量, 计算出腔内单通损耗为 7.8%. 本系统的腔结构还比较简单, 通过优化 OPO 参数, 输出功率和效率还会有很大提升, 这说明该材料在中红外激光器研制中具有巨大潜力.

参考文献

- 董春明, 王善朋, 陶绪堂. 中红外非线性光学晶体的研究进展. 人工晶体学报, 2006, 35(4): 785—789
- 张兴宝, 王月珠, 姚宝权, 等. 基于 PPLN 的中红外 CWQPM-OPO 技术发展综述. 激光杂志, 2005, 26(6): 7—9
- Zhu S N, Zhu Y Y, Ming N B. Quasi-phase-matched third-Harmonic generation in a quasi-periodic optical superlattice. Science, 278(31): 843—846
- Gao Z D, Zhu S N. Monolithic red-green-blue laser light source based on cascaded wavelength conversion in periodically poled stoichiometric lithium tantalite. Appl Phys Lett, 2006, 89: 181101
- Armstrong J A, Bloembergen N, Ducuing J, et al. Interaction between light waves in a nonlinear dielectric. Phys Rev, 1962, 127(6): 1918—1939
- Yamada M, Nada N, Saitoh M, et al. First-order quasi-phase matched LiNbO₃ waveguide periodically poled by applying an external field for efficient blue second-harmonic generation. Appl Phys Lett, 1993, 62(5): 435—436
- Bosenberg W R, Drobshoff A, Alexander J I, et al. 93% pump depletion, 3.5-W continuous-wave, singly resonant optical parametric oscillator. Opt Lett, 1996, 21(17): 1336—1338
- Hu X P, Zhao G, Yan Z, et al. High-power red-green-blue laser light source based on intermittent oscillating dual-wavelength Nd:YAG laser with a cascaded LiTaO₃ superlattice. Opt Lett, 2008, 33(4): 408—410
- Lin X C. Mid-infrared generation based on a periodically poled LiNbO₃ optical parametric oscillator. Chin Phys Lett, 2004, 21(1): 98—100
- 蔡双双, 吴波, 沈永行. 基于高品质 PPMgLN 器件的中红外光参量振荡器. 红外与激光工程, 2007, 36(2): 160—162
- Peng Y F, Wang W M, Xie G, et al. 3.8 μm mid-infrared laser with 11.2 W output power. Infrared Laser Eng, 2008, 37: 82—85
- Smith A V, Gehr R J, Bowers M S. Numerical models of broad-bandwidth nanosecond optical parametric oscillators. J Opt Am B, 1999, 16(4): 609—618