

受激布里渊散射相位共轭光泵浦的 高效率光学参量振荡器

王月珠 柳 强 姚宝权 鞠有伦 王 骥

(哈尔滨工业大学光电子技术研究所, 哈尔滨 150001)

摘 要 报道了在 Nd·YAG 1.06 μm 激光器上, 用受激布里渊散射(SBS)后向放大输出作泵浦光源, 用光学参量振荡(OPO)的方法, 获得 1.57 μm 激光输出, 最大输出能量为 21.6 mJ, 相应的转换效率为 32%, 并与直接用 Nd·YAG 1.06 μm 激光泵浦结果相比较, 效率提高 1.9 倍, 阈值降低 1.7 倍, 实验结果与理论分析符合的较好。

关键词 光学参量振荡, KTP, 受激布里渊散射。

1 引 言

随着光学参量振荡器研究的逐步深入, 人们对光学参量振荡器的输出指标提出了越来越高的要求, 以满足如光谱分析、激光测距、通讯、光电对抗等领域科学研究和工程应用的需要。这样不仅仅要求光学参量振荡有较宽的调谐范围, 而且对其输出能量、转换效率也有了更高的要求, 本实验选定 1.57 μm 作为光学参量振荡的峰值输出波长, 因为 1.57 μm 左右波段激光被认为是理想的激光光源, 该波段激光对人眼无伤害, 并且是很好的大气窗口, 有广阔的应用前景。文中所述的是在 Nd·YAG 1.06 μm 激光器上, 用受激布里渊散射后向放大输出的相位共轭光作为光学参量振荡器的泵浦光源, 实现了高效率、较大能量的 1.57 μm 激光输出。文中从理论上分析了高效率产生的原因, 并与实验结果相比较, 证实了该方法是极其简捷、有效的。理论分析与实验结果符合的较好, 主要原因是受激布里渊散射后向放大输出激光的光束质量远远优于普通激光源。

2 理论分析

KTP 晶体由于具有较大的非线性系数, 较高的损伤阈值, 物化性能稳定等优点, 是获得大能量、高效率激光输出的良好参振晶体。目前, KTP 光学参量振荡的研究在国内已有所开展, 但通常是用普通激光作为泵浦光源, 这样限制了其输出能量和转换效率。本实验采用的 KTP 晶体是由北京人工晶体研究所通过计算机编程计算, 专门为 1.57 μm 左右激光输出设计制作的, 其切割方式为: $\theta = 90^\circ$, $\varphi = 0^\circ$, 采用受激布里渊散射后向放大输出的相位共轭光作为泵浦光源。

光学参量振荡的阈能量密度 T 为：

$$T = \frac{2.25}{kg\zeta^2\tau} \left[\frac{L}{2\tau c} \ln \frac{P_n}{P_0} + 2\alpha l + \ln \frac{1}{\sqrt{R}} + \ln 2 \right]^2 \tag{1}$$

式中 $k = 2\omega_s\omega_i d_{\text{eff}}^2 / n_s n_i n_p \epsilon_0 c^3$ ，下标 p、s、i 分别代表泵浦光、信号光、闲置光， d_{eff} 为有效非线性系数， g 为空间耦合系， ζ 为有效参量增益长度， α 为场吸收系数， τ 为泵浦光脉宽， R 为光学参量振荡腔输出镜对信号光的反射率， P_n/P_0 为达到阈值(输出信号光能量达到 100 μJ) 信号光与初始噪声功率之比， L 为光学参量振荡的腔长， l 为晶体长度。从(1) 式可以看出： L 越短、 l 越大、 τ 越小， d_{eff} 越大、 R 越大，光学参量振荡振荡阈值愈低，则效率越高，兼顾各个因素的影响，以及各个因素之间的相互制约关系，选择最佳参数组合，采用 II 类相位匹配，腔长 $L = 30 \text{ mm}$ ，晶体尺寸为 $7 \text{ mm} \times 7 \text{ mm} \times 15 \text{ mm}$ 输出镜对 $1.57 \mu\text{m}$ 的反射率 $R = 80\%$ 。

泵浦光的光束质量(束散角、脉宽、光强分布等)对光学参量振荡的转换效率有很大的影响，而且直接影响光学参量振荡输出激光的光束质量。本实验中将采用受激布里渊散射压缩泵浦光脉宽，改善光强分布、产生的相位共轭光作为泵浦光源。该项技术是比较成熟的^[5]。采用了以上的方案，光学参量振荡的振荡阈值将会大大降低，效率有望提高。

3 实验装置

用受激布里渊散射相位共轭镜^[2] 泵浦的 KTP 光学参量振荡和用 Nd·YAG 直接泵浦的 KTP 光学参量振荡器实验装置如图 1、图 2 所示。在图 1 中，线偏振光经格兰棱镜 P 和 $\lambda/4$ 波片入射到受激布里渊散射池中，受激布里渊散射池中装有具较高增益、且对 $1.06 \mu\text{m}$ 激光的吸收系数较小的 CS_2 散射介质，由受激布里渊散射池中产生的后向相位共轭光经激光放大级放大后，再由聚光透镜会聚成直径为 2.5 mm 的光斑并沿 KTP 晶体的 x 轴正入射；在图 2 中，垂直方向的线偏振光会聚成直径为 2.5 mm 的光斑直接沿 KTP 晶体的 x 轴正入射。两种装置的腔长、 M_1 、 M_2 完全相同， M_1 在 $1.06 \mu\text{m}$ 附近高透 $T \geq 95\%$ ，在 $1.57 \mu\text{m}$ 附近高反 $R = 95\%$ ； M_2 在 $1.57 \mu\text{m}$ 附近 $R = 80\%$ 。这样，由 M_2 输出的激光经滤光片后，只有参振光输出，用示波器测其输出能量，同时用单色仪测其波长。在实验中，为证实泵浦光被全部滤掉，可以将 KTP 晶体移走，用示波器测泵浦光经滤光片后的输出。

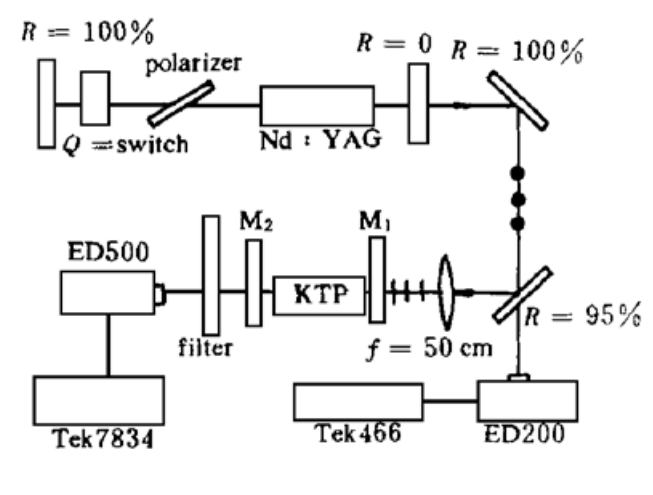
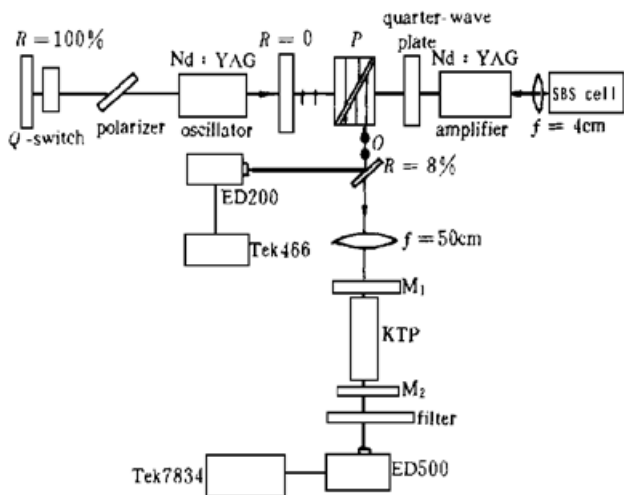


Fig. 1 Experimental setup of KTP OPO pumped by Nd·YAG laser with a SBS PCM

Fig. 2 Experimental setup of KTP OPO pumped by Nd·YAG laser

4 实验结果与分析

垂直方向的偏振光沿 KTP 晶体的 x 轴正入射, 由于光学参量振荡腔内晶体三个波矢 (k_p 、 k_s 、 k_i) 始终是共线的, 满足相位匹配要求 ($\Delta k = 0$), 光学参量振荡输出信号光的功率增益 G_s [3]

$$G_s = \exp(-2\alpha l) \cosh^2 \Gamma l \quad (2)$$

其中: $\Gamma^2 = \Gamma_0^2 - (\Delta k/2)^2$, $\Gamma_0^2 = \frac{\omega_s \omega_d d_{\text{eff}}^2}{n_s n_i c^2} |E_p|^2$, $\Delta k = |k_p - k_s - k_i|$,

式中 Γ 为增益系数, Γ_0 为 $\Delta k = 0$ 时的增益系数, l 为晶体的长度, α 为场吸收系数。从(2)式可以看出, 信号光的峰值增益发生在 $\Delta k = 0$ 处, 实验过程中始终保持三个波矢共线, 则转换效率应是最高的。测定了此条件下输出能量与泵浦能量的关系, 并且给出相应的转换效率与泵浦能量的关系曲线, 如图 3、图 4 所示。(图 3、图 4 中: 左图●代表输出能量平均值, I 代表误差范围; 右图●代表与最大值相应的转换效率, 实线为拟合曲线。)

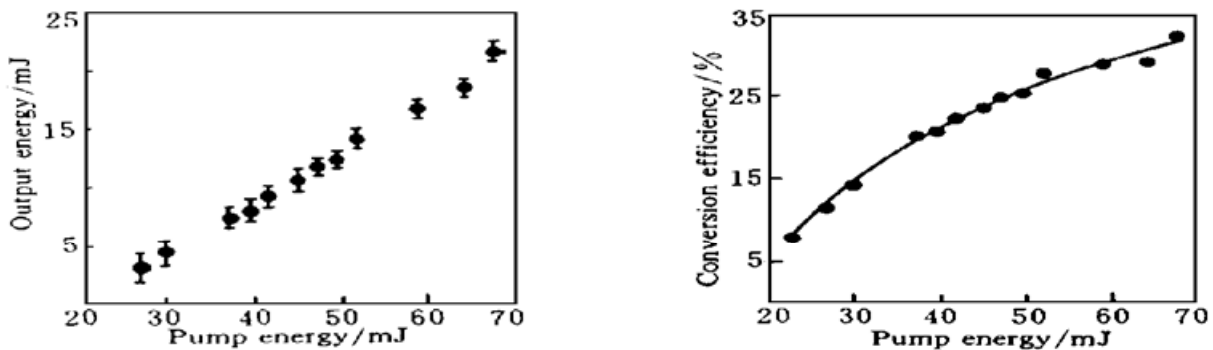


Fig. 3 Pulse output energy and energy conversion efficiency of the KTP OPO pumped by Nd:YAG laser with a SBS PCM versus pump energy

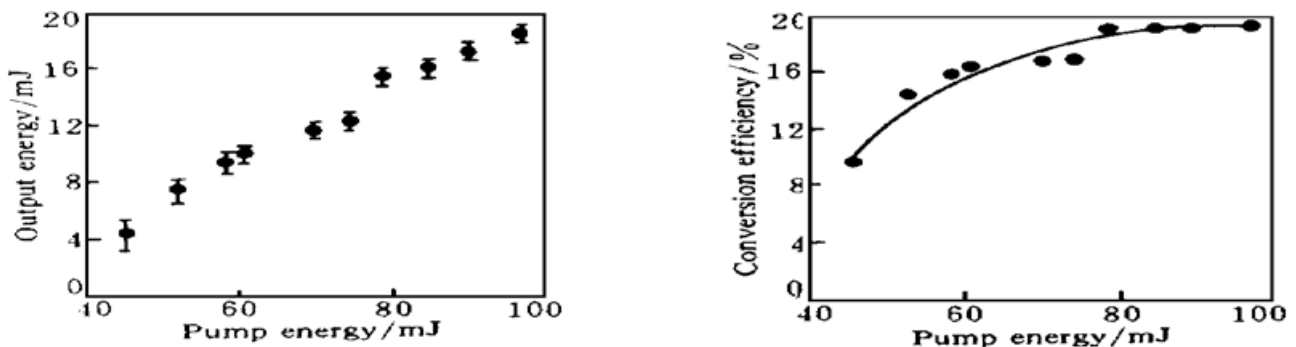


Fig. 4 Pulse output energy and energy conversion efficiency of the KTP OPO pumped by Nd:YAG laser versus pump energy

从图中可以看出, 输出能量与转换效率随着泵浦能量的增加而增大, 转换效率随着泵浦能量的增加有趋于饱和的趋势, 在相同的条件下, 用受激布里渊散射后向放大输出泵浦 KTP 获得的最大能量为 21.6 mJ, 相应的转换效率为 32%。光学参量振荡的振荡阈值为 22.5 mJ; 用 Nd:YAG 直接泵浦最高能量为 18.5 mJ, 相应的转换效率为 19.2%, 振荡阈值为 44.4 mJ。用单色仪测得输出波长为 $1.57 \mu\text{m}$, 以上结果说明了光学参量振荡对泵浦光有较大的依赖性。这样, 如果要想实现光学参量振荡大能量输出, 就有两种方案: 1) Nd:YAG 直接泵浦, 加大泵浦能量; 2) 改善泵浦光的质量。众所周知, KTP 晶体有一定的损伤阈值, 泵浦能量的

增加势必会接近或者达到损伤阈值, 对 KTP 晶体不利。两种方案相比二有明显的优势。在实验中, KTP 光学参量振荡器也可实现小范围的调谐输出。

结束语 用光学参量振荡的方法是获得理想激光光源的有效方法, 将受激布里渊散射相位共轭技术引入光学参量振荡器, 实现了较大能量、高效率的激光输出。在实验中可以看到: 即使是直接用 Nd·YAG 1.06 μm 激光泵浦 KTP 光学参量振荡获得的 1.57 μm 参振光也可以满足一般工程(如普通测距仪)的要求, 如果需要更大能量的输出, 则可采用本文所述的用受激布里渊散射泵浦 KTP 光学参量振荡。进一步的工作要在单元器件上下功夫, 改善泵浦光的光束质量, 使光学参量振荡的结构紧凑, 提高输出激光的稳定度, 做出一台小型的、实用的 1.57 μm 光学参量振荡器, 并将此技术推广到其它光学参量振荡器中。

参 考 文 献

- [1] Stephen J. Brosnan, Robert L. Byer, Optical parametric oscillator threshold and linewidth studies. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1979, **QE-15**(6) : 415~ 431
- [2] B. Yao, Y. Ju, X. Yu *et al.*, KTP optical parametric oscillator pumped by laser with a SBS phase conjugate mirror. *Proc. SPIE*, 1996, **2889** : 263~ 267
- [3] 范琦康, 吴存恺, 毛少卿, 非线性光学, 南京: 电子工业出版社, 1989. 83~ 85
- [4] 赵庆春, 郭昌华, 陆雨田等, KTP 晶体光参量过程的相位匹配. 中国激光, 1992, **19**(7) : 523~ 528
- [5] 王月珠, 陈德应, 鞠有伦等, 用 SBS 做相位共轭腔兼 Q 突变技术. 自然科学进展, 1991, **1**(5) : 470~ 471

High Efficient Optical Parametric Oscillator Pumped by SBS Phase Conjugation Beam

Wang Yuezhu Liu Qiang Yao Baoquan Ju Youlun Wang Qi

(*Institute of Opto-Electronics, Harbin Institute of Technology, Harbin 150001*)

(Received 3 January 1997; revised 12 September 1997)

Abstract We reported the experiment result of laser output at 1.57 μm on Nd·YAG 1.06 μm laser using the OPO method and taking the stimulated Brillouin scattering (SBS) backward amplified output as pump source. The maximum output energy was 21.6 mJ, and the corresponding conversion efficiency is 32 percent. Compared with the result directly pumped by Nd·YAG 1.06 μm laser, the efficiency is increased by 1.9 times and the threshold is reduced by 1.7 times. The experimental result is in good agreement with the theoretical analysis.

Key words OPO, KTP, SBS.