

宽调谐高效率的 BBO 光参量振荡器*

范琦康 叶建华

(浙江大学 光学仪器系, 杭州 310027)

提 要

本文报道用 354.7 nm 泵浦的单共振 BBO 脉冲光参量振荡器在 413~661 nm 和 2513~765 nm 波段内获得了可调谐的振荡输出, 最高总能量转换效率达 52%; 文中还讨论了输出特性。

关键词: BBO, 光参量振荡器。

一、引 言

光参量振荡器所用的非线性晶体至今已超过 15 种。近期的研究集中于 MgO:LiNbO₃、尿素、KTP、BBO 和 LBO 等几种晶体。其中 BBO 晶体有较大的有效非线性系数、透明区宽和双折射大, 采用角度调谐方式能获得很宽的调谐范围。而且 BBO 晶体具有很高的光损伤阈值, 折射率随温度变化很小, 因此是光参量振荡器的良好材料。

采用脉冲激光泵浦的 BBO 光参量振荡器已有一些报道, 所使用的泵浦波长有 532 nm^[1]、354.7 nm^[2,3]、308 nm^[4] 和 266 nm^[5]。用紫外光泵浦的光参量振荡器可以获得从可见区到近红外区的输出, 是产生可调谐相干辐射的重要手段。本文报道用调 Q Nd:YAG 激光器的三次谐波 (354.7 nm) 泵浦的 BBO 光参量振荡器实验研究结果。其调谐范围为 413~661 nm 和 2513~765 nm。最高总能量转换效率达 52%。

二、实验装置及考虑

BBO 晶体的有效非线性系数表达式为

$$\left. \begin{aligned} d_{\text{eff}}(\text{I}) &= d_{31} \sin \theta + (d_{11} \cos 3\phi - d_{22} \sin 3\phi) \cos \theta, \\ d_{\text{eff}}(\text{II}) &= (d_{11} \sin 3\phi + d_{22} \cos 3\phi) \cos^2 \theta, \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

陈创天等^[6]测得 $d_{11} = 4 \times 10 \times |d_{36}(\text{KTP})| = 2.58 \text{ pm/V}$, $d_{11} = -14d_{22} = -13.6d_{31}$ 。计算表明, I 型匹配过程不但有效非线性系数大 ($d_{\text{eff}} > 2.1 \text{ pm/V}$), 而且随 θ 角变化平缓, 对于调谐过程较为有利。故本文实验选择 I 型匹配, 晶体切角 $\theta = 30^\circ$, $\phi = 0^\circ$, 这样 d_{eff} 接近最佳值。

BBO 属于负单轴晶, I 型匹配过程为 $\theta \rightarrow \infty (\omega_p \rightarrow \omega_s \omega_i)$, 光参量过程三个光波 $\omega_p, \omega_s, \omega_i$ 同时满足能量守恒和动量守恒条件:

收稿日期: 1990年9月24日; 收到修改稿日期: 1990年10月31日

* 国家自然科学基金资助的项目。

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{\lambda_p} &= \frac{1}{\lambda_s} + \frac{1}{\lambda_i}, \\ \frac{n_p}{\lambda_p} &= \frac{n_s}{\lambda_s} + \frac{n_i}{\lambda_i}. \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

对于 I 型 $e \rightarrow 00$ 相位匹配过程, 匹配角 θ 满足

$$\sin^2 \theta = \frac{n_{pe}^2 \{ n_{po}^2 - \lambda_p^2 [(n_{so}/\lambda_s) + (n_{io}/\lambda_i)]^2 \}}{(n_{po}^2 - n_{ie}^2) \lambda_p^2 [(n_{so}/\lambda_s) + (n_{io}/\lambda_i)]^2}, \quad (3)$$

式中下标 p, s, i 分别表示泵浦、信号和空闲光; o 和 e 分别表示寻常光和非寻常光。为了计算调谐曲线, 常用 Sellmeier 色散方程。不同文献给出的色散方程略有差别, 本文实验结果与文献 [7] 和文献 [8] 的色散方程较为符合。Kato^[8] 的拟合色散方程为 (λ 的单位为 μm)

$$\left. \begin{aligned} n_o^2 &= 2.7359 + \frac{0.01878}{\lambda^2 - 0.01822} - 0.01354\lambda^2, \\ n_e^2 &= 2.3753 + \frac{0.01224}{\lambda^2 - 0.01667} - 0.01516\lambda^2. \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

利用 (2) 式至 (4) 式可以计算调谐曲线, 其结果如图 1 (实线) 所示。对于单共振光参量振荡器, 要求谐振腔镜对信号光有高的反射率, 对空闲光要求低反射率。同时, 为了使泵浦光有效地输入到非线性晶体中, 要求输入腔镜对泵浦光有高的透过率。在本文实验中用了两组平面腔镜, 其可见区透过率曲线如图 2 所示。输入全反镜 1a, 1b 对泵浦光的透过率分别为 83.5% 和 90%。所用腔镜对红外空闲波 ($0.76 \sim 2.6 \mu\text{m}$) 的透过率在 68~91% 范围内。

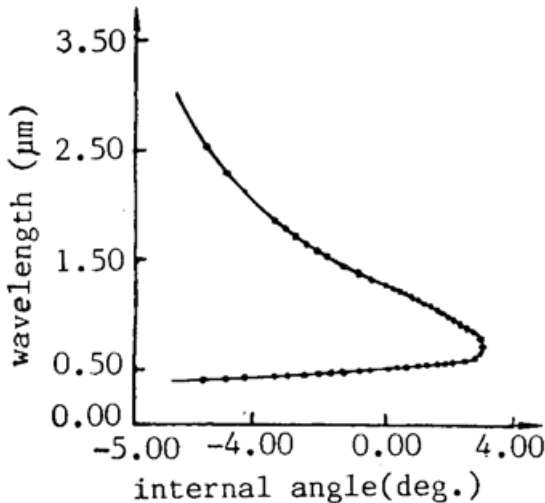


Fig. 1 Tuning curve of BBO o-p-o pumped by 354.7nm laser

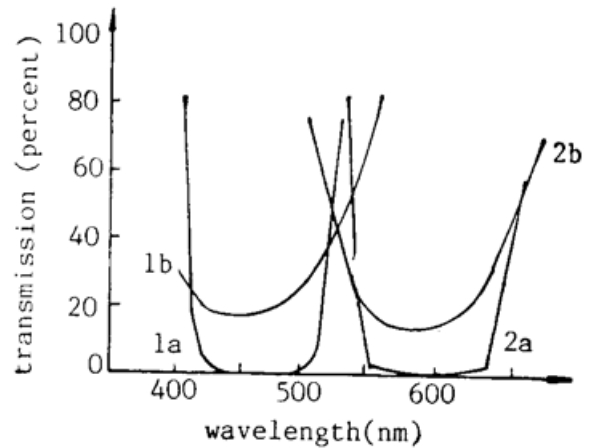


Fig. 2 Transimission curves of mirrors of the resonantor

实验所用的装置示意图如图 3 所示。泵浦光源为调 Q Nd:YAG 激光器, 用两块 KD*P 晶体分别作倍频器和混频器产生三次谐波 (354.7 nm)。三次谐波的能量为 150 mJ/pulse, 光斑直径为 $\phi 7 \text{ mm}$, 脉冲宽度为 15 ns, 工作重复频率为 1~10 pps。实验中用一块焦距为 4 m 的透镜将三次谐波的光斑缩小到 $\phi 4 \text{ mm}$ 左右以提高泵浦光的功率密度; 并通过孔径为 $\phi 1.3 \text{ mm}$ 的小孔光阑, 以使其进入 BBO 晶体的泵浦光

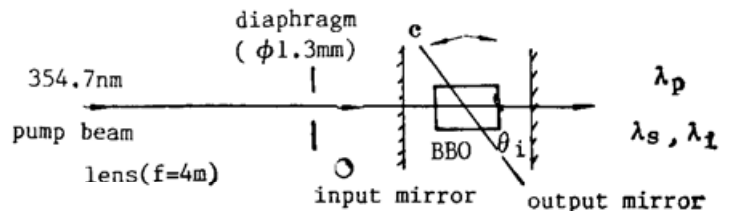


Fig. 3

斑强度均匀。BBO 晶体厚度为 11.5 mm, 两端面未镀膜, 晶体切割角为 $\theta = 30^\circ$, 光参量振荡器的腔镜距为 2.8 cm。

三、实验结果及讨论

1. 调谐曲线和转换效率

光参量振荡器输出波长用单色仪测量。从图 1 可以看到, 由 Kato^[8] 的色散方程计算得到的调谐曲线(实线)和实验测得的角调谐数据(圆点)很好地符合。输出信号光的调谐范围为 413~661 nm、空闲光为 2513~765 nm; 相应的晶体外转角为 14° , 内转角为 8.9° 。

实验测到的 BBO 晶体在不同转角下所对应的输出总能量转换效率 η 如图 4 所示。这里的总能量转换效率定义为

$$\eta = \frac{E_s + E_i}{E_p}, \quad (5)$$

式中 E_p 为透过光参量振荡输入镜后的泵浦光能量, $(E_s + E_i)$ 为光参量振荡器输出总能量(信号光与空闲光能量之和)。

第 1 组腔镜采用 1a 作为全反镜, 1b 作为输出镜。在 413 nm~526 nm 和 $2.51 \mu\text{m} \sim 1.09 \mu\text{m}$ 波段内获得可调谐输出(对应的 $\Delta\theta_i$ 值为 $-5.71^\circ \sim +1.15^\circ$)。当 $\theta = 30^\circ$ (即正入射)时, 获得最大转换效率 $\eta_{\text{max}} = 52\%$, 对应的两个波长是 490 nm 和 $1.28 \mu\text{m}$ 。此时泵浦能量为 5.7 mJ/pulse, 输出总能量 2.96 mJ/pulse, 其中 490 nm 的可见光部分为 1.94 mJ/pulse。图中可以看出在非正入射位置效率显著下降, 这是因为在正入射位置时, 由于腔轴和谐振的信号光传播方向一致, 被晶体表面反射的信号光仍沿原光路传播参加振荡; 而在非正入射位置, 晶体表面反射的信号光偏离腔轴而造成损耗。信号光在腔内每往返一次, 四次通过晶体表面, 晶体表面反射损耗随角度增加很快, 因而效率很快下降。

第 2 组腔镜由 2a, 2b 组成。在 525~661 nm 和 1090~765 nm 范围内获得可调谐输出(对应于 $\Delta\theta_i = 1.11^\circ \sim 3.17^\circ$), 在 $\theta = 31.75^\circ$ (即 $\lambda_s = 550 \text{ nm}$) 附近获得 39.2% 的总能量转换效率。效率曲线的中间部分(530~630 nm)比较平坦。两侧曲线效率急剧下降, 其原因是谐振腔反射镜相应波长的反射率急剧减小。

在 490 nm 附近, 泵浦能量和转换效率的关系如图 5 所示。振荡阈值约为 1.75 mJ

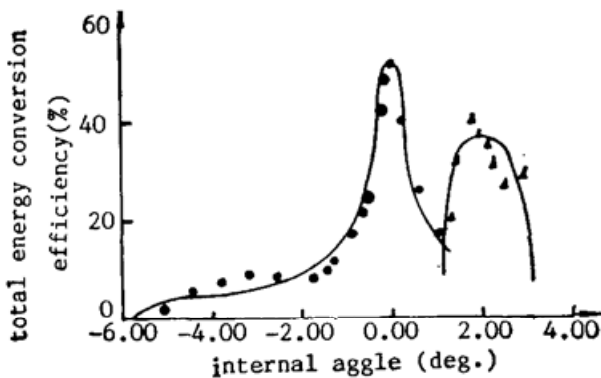


Fig. 4 Total energy conversion efficiency vs. internal angle $\Delta\theta_i$

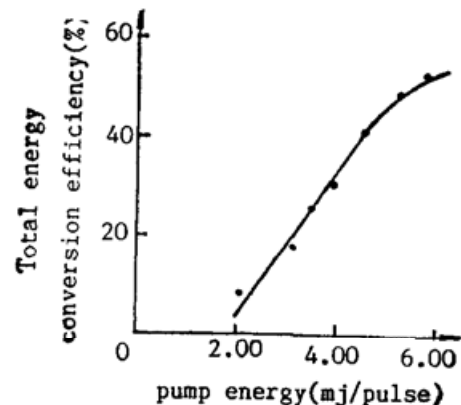


Fig. 5 Total energy conversion efficiency vs. pump energy

(9.4 MW cm^{-2}), 随着泵浦能量的增加, 效率直线上升, 泵浦进一步增大, 效率呈现饱和趋势。

2. 输出特性

(1) 线宽

实际脉冲光参量振荡器的输出线宽往往比理想单色波泵浦的稳态光参量振荡器输出线宽大得多。其主要原因为: (i) 泵浦光源是多模的, 造成多波长泵浦*; (ii) 泵浦光有一定发散度。在非线性晶体不同方向的泵浦光对应不同波长的信号与空闲光满足相位匹配条件(即动量守恒条件——(1)式)。对于 BBO 晶体, 由于匹配波长随角度变化很快, 因此这个因素造成的线宽不可忽略; (iii) 高泵浦水平造成参量振荡器多模振荡。对于 10 ns 量级的泵浦脉冲, 光参量振荡器的振荡过程大部分时间处于瞬态过程。尤其在起始阶段, 超过阈值的所有模都同时振荡。从所周知, 单共振光参量振荡器的泵浦阈值功率^[9]

$$P_{\text{th}} \propto \frac{1}{\sin^2 C^2 (\Delta k l / 2)} \quad (6)$$

当泵浦功率为中心波长 ($\Delta k = 0$) 阈值 N 倍时, 能起振的波长, 其波矢失匹配量的最大允许值 Δk_m 满足

$$\sin C^2 \left(\frac{\Delta k_m l}{z} \right) = \frac{1}{N}, \quad (7)$$

对于 I 型匹配过程, 在非简并点, 中心波长 λ_s 的信号波的线宽 $2\delta\lambda_s$ 为

$$2\delta\lambda_s = 2\lambda_s^2 \frac{|\Delta k_m l / 2|}{\pi l [n_s - n_i - \lambda_s (dn_s / d\lambda) + \lambda_i (dn_i / d\lambda)]} \quad (8)$$

图 6 给出了 $\lambda_s = 630 \text{ nm}$ 处 $\delta\lambda_s$ 的理论计算值和实际测量值同超阈值倍数 N 之间的关系。从图 6 可以看出, 两者随 N 的变化趋势基本一致。实际测量的线宽小于计算值是由于模式竞争的结果。对于脉冲光参量振荡器在达到稳态前虽然不能完全抑止非中心波长的模式振荡, 但模式竞争效应的影响仍有不同程度存在。实验测得 $N = 3.5$ 时, $\lambda_s = 630 \text{ nm}$ 处的 $\delta\lambda_s$ 达 4.4 nm 。

图 7 给出了泵浦能量为 3.5 mJ/pulse 时, 不同信号光波长 λ_s 所测得的输出线宽。总的趋势是, 越接近简并点, 线宽越大。这与理论预言的是一致的。由 (8) 式可知, 由于是 I 型匹配, 越接近简并点, 分母值越小, 线宽愈大。若采用 II 型匹配, 则 n_s 和 n_i 差值较大, 线宽将

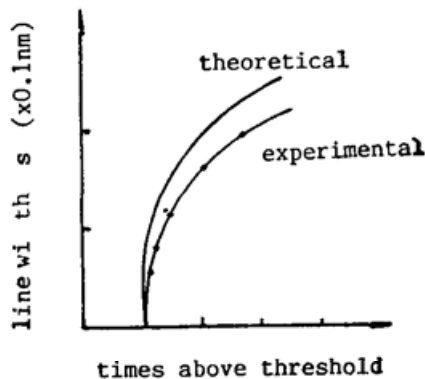


Fig. 6 Linewidth of BBO OPO vs. times above threshold

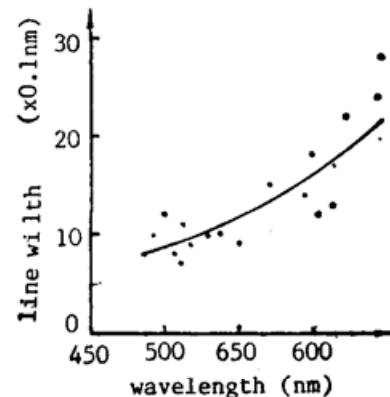


Fig. 7 Linewidth in the range $500 \sim 650 \text{ nm}$ when pumped by 3.5 mJ/pulse

* 泵浦光总线宽约为 0.02 nm 。

大大减小。

(2) 信号光和空闲光的能量

在参量振荡过程中, 每湮灭一个泵浦光光子应同时产生一个信号光光子和一个空闲光光子, 因此理论上由 Manley-Rowe 关系可知: 信号光的输出能量 E_s 和空闲光的输出能量 E_i 之间应有关系式

$$\frac{\omega_s}{\omega_i} \frac{E_i}{E_s} = 1, \quad (9)$$

即两者光子数之比为 1, 实验中, 当泵浦能量为 3.5 mJ/pulse 时, 信号波长在 555~633 nm 范围内, 实验测定空闲光对信号光光子数比值在 2.15~2.7 之间, 即实际输出的空闲光光子数是信号光光子数的两倍以上。实际测量的光子数之比偏离 1 的原因可以这样解释: 单共振光参量振荡器中空闲光从产生到输出仅通过晶体一次, 晶体对它的吸收、反射场较小; 而信号光由于是共振波, 它需在腔内往返多次, 晶体对它的吸收和晶体表面对它的反射损耗均大大

增加。最终致使输出信号光光子数少于空闲光光子数。随着泵浦的增大, 增益变大, 信号光往返次数下降, $(\omega_s/\omega_i)(E_i/E_s)$ 比值将会下降。前文所述, 当泵浦能量为 5.7 mJ/pulse 时, 效率最大位置处该比值为 1.37。计及这个比值, 可知在本文的实验中, 光参量过程中由泵浦光转换成参量光的量子转换效率在 65% 以上。

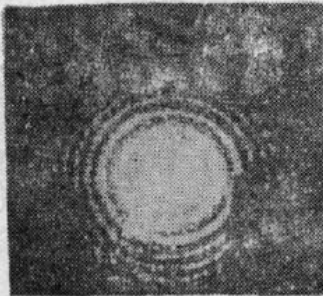


Fig. 8 Far-field pattern of signal wave

(3) 输出光斑及发散角

图 8 为拍摄的可见波长信号光的远场光斑。从这个光斑可以看出参量振荡器振荡模的横向分布是非高斯型的。信号光的发散角约为 2.7 mrad。

四、结 束 语

紫外泵浦的 BBO 光参量振荡器在很宽的工作范围内得到可调谐输出, 并实现极高的转换效率。对光参量振荡器作进一步改进, 提高其输出能量, 同时采取适当措施压缩线宽, 则在某些场合有可能替代染料激光器。

韦春龙同志参加部分实验工作。感谢陆祖康教授、吴碧珍高级工程师在理论和实验方面的有益探讨。

参 考 文 献

- [1] Y. X. Fan *et al.*; *IEEE J. Quant., Electron.*, 1988, **QE-25**, No. 6 (Jun), 1196~1199.
- [2] L. K. Cheng *et al.*; *Appl. Phys. Lett.*, 1988, **53**, No. 3 (18 Jul), 175~177.
- [3] H. Komine; *Opt. Lett.*, 1988, **13**, No. 8 (Aug), 643~645.
- [4] Y. X. Fan *et al.*; *Appl. Phys. Lett.*, 1988, **53**, No. 21 (Nov), 2014~2016.
- [5] W. R. Bosenberg *et al.*; *Appl. Phys. Lett.*, 1989, **54**, No. 1 (2 Jan), 13~15.
- [6] C. Chen *et al.*; *Proc. SPIE*, 1986, Vol. 681, 12~19.
- [7] D. Eimer; *J. Appl. Phys.*, 1987, **62**, No. 5 (1 Sep), 1968~1983.
- [8] K. Kato; *IEEE J. Quant. Electron.*, 1986, **QE-22**, No. 7 (Jul), 1013~1014.
- [9] 范琦康等;《非线性光学》。(江苏科技出版社和电子出版社, 南京 1989) 第四章。

Broad tunable BBO optical parametric oscillator with high conversion efficiency

FAN QIKANG AND YE JIANHUA

(*Department of Optical Engineering, Zhejiang University, Hangzhou 310027*)

(Received 24 September 1990; revised 31 October 1990)

Abstract

A pulsed single resonant BBO optical parametric oscillator (OPO) was demonstrated. With a pump laser at 354.7nm, the OPO has output of wavelength from 413nm to 661nm and from 2.51 μ m to 765 μ m with maximum energy conversion efficiency as high as 52%. The output performance of OPO has been discussed.

Key words: BBO crystal, optical parametric oscillator.