

BBO 晶体对皮秒 YAP 和 YAG 激光的腔内倍频*

吴 逢 铁

(华侨大学电气技术系, 泉州 362011)

摘要 以 BBO(β -BaB₂O₄) 晶体作为腔内倍频元件, 研究带抗共振环对撞脉冲锁模 Nd:YAP 和 Nd:YAG 激光器的腔内倍频效应. 在两种激光器中分别获得基波脉宽为 8 ps 和 10 ps, 倍频能量转换效率为 70.0% 和 63.6%. 理论分析和实验结果相吻合.

关键词 BBO 晶体, YAP 激光, YAG 激光, 腔内倍频, 皮秒

分类号 O 734.1

为扩展激光器的应用波段范围, 采用倍频转换是一种非常行之有效的方法, 因而得到广泛的研究, 特别是超短光脉冲的倍频效应一直是研究的一个热门课题^[1~4]. 这一课题的研究重点主要在于如何有效地提高倍频转换效率, 以获取高功率的二次谐波输出. 本文报道利用偏硼酸钡(β -BaB₂O₄ 简称 BBO) 非线性晶体作为倍频元件, 采用腔内倍频方式, 分别在带抗共振环结构(ARR)的对撞脉冲锁模(CPM)Nd:YAP 及 Nd:YAG 激光器中实现高效皮秒激光的二次谐波输出, 比较了 BBO 晶体对皮秒 YAP 和 YAG 激光的腔内倍频效率, 并对实验结果进行分析和讨论.

1 YAP 和 YAG 激光晶体的特性

作为激光工作物质的掺钕铝酸钇晶体(Nd:YAP)已有相当的研究和应用. 但对其在皮秒时域的倍频效应的研究极少. 然而, 相对于应用最广泛的 Nd:YAG 激光晶体, YAP 具有其独特的优点和特性. 表 1 列出了 Nd:YAP 和 Nd:YAG 晶体的主要物理特性.

表 1 YAP 和 YAG 晶体特性

特性参数	YAP 晶体	YAG 晶体
基质成分	YAlO ₃	Y ₃ Al ₅ O ₁₂
基质结构	负双轴晶体	立方晶系
Nd ³⁺ 质量分数/(%)	1.0	1.1
激光波长 $\lambda/\mu\text{m}$	1.079	1.064
受激发射截面 $\sigma_E/\times 10^{-19}\text{cm}^2$	2.2	8.8

* 本文 1995-08-10 收到; 福建自然科学基金资助项目

续表 1

特性参数	YAP 晶体	YAG 晶体
荧光谱宽 $\Delta\nu/\text{cm}^{-1}$	7.0~11.0	6.5
荧光寿命 $\tau/\mu\text{s}$	175	230
偏振特性	线偏振	无规偏振
折射率 n	$n_a=1.925$	$n=1.820$
	$n_b=1.911$	
	$n_c=1.984$	
光特性	各向异性	各向同性

2 倍频转换效率及 BBO 倍频特性

2.1 倍频的理论基础

从麦克斯韦基本方程和物质方程出发可导出麦克斯韦波动方程(其中极化率 P 由线性和非线性项组成). 考虑相互作用的三列平面波, 若利用光场缓变振幅近似, 可导出三波非线性耦合的基本方程. 在倍频作用过程中, 若假设输入基波功率 $P^{(\omega)}$ 不受损耗, 可导出小信号情况下的倍频转换效率公式^[5]. 对于高效倍频转换, 输入基波功率 $P^{(\omega)}$ 在倍频过程中不受损耗的条件已不成立, 考虑粒子倒空效应, 可导出适合我们实验情况的高效倍频转换效率公式^[5]

$$\eta_{\text{SHG}} = \frac{P^{(2\omega)}}{P^{(\omega)}} = \tanh^2[2\omega d_{\text{eff}} \cdot l \cdot (\frac{\mu_0}{\epsilon})^{3/4} \cdot (\frac{P^{(\omega)}}{A})^{1/2} \cdot \frac{\sin(\Delta k l/2)}{(\Delta k l/2)}], \quad (1)$$

其中 ω 为基波光频, d_{eff} 为有效非线性系数(或称有效倍频系数), l 为非线性晶体的倍频长度, $P^{(\omega)}$ 和 $P^{(2\omega)}$ 分别为基波和二次谐波光功率, $P^{(\omega)}/A$ 为基波光功率密度, Δk 为波矢失配量($\Delta k=0$ 为相位匹配条件). 从式(1)可知, 提高基波泵浦光密度和寻求大的有效非线性系数晶体, 它可有效提高倍频光的转换效率. 此外, 只有特定偏振方向的线偏振光以某一特定的角度入射倍频晶体, 才有最好的倍频效果. 这个特定角度将由相位匹配条件所决定.

2.2 BBO 晶体的倍频特性

BBO 为负单轴晶体, 具有透光波段宽, 有效非线性系数大, 光损伤阈值高等优点, 非常适合微微秒光倍频. 对 I 类相位匹配($O(\omega)=O(\omega) \rightarrow e(2\omega)$), BBO 晶体的有效倍频系数为^[6]

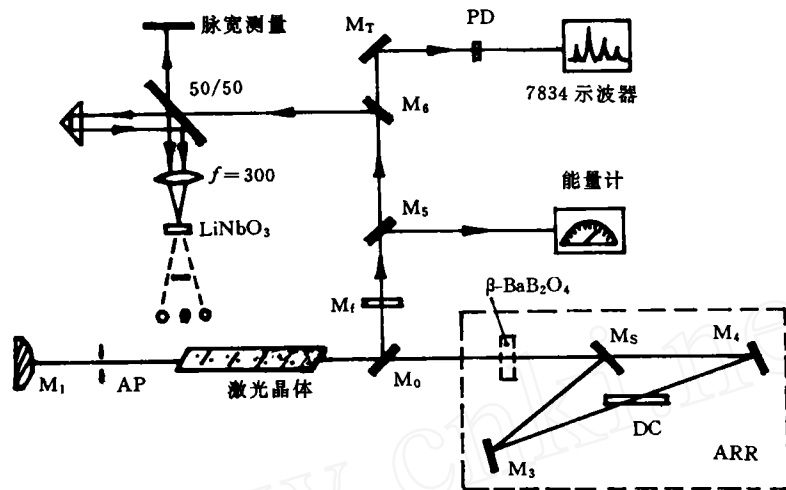
$$d_{\text{eff}}(\text{I}) = d_{31} \sin\theta + \cos\theta(d_{11} \cos 3\varnothing - d_{22} \sin 3\varnothing), \quad (2)$$

其中 θ 表示光线同光轴间的夹角, \varnothing 为含光轴及光线的传播平面同 X 晶轴的夹角. 因此, 仔细调节角 θ 和 \varnothing 可获得最大倍频系数 d_{eff} . 式(2)中, $d_{11}=1.6 \text{ pm} \cdot \text{V}^{-1}$, d_{31} 和 d_{22} 比 d_{11} 小两个数量级^[2]. 用 BBO 晶体对 $1.06\mu\text{m}$ 及 $1.08\mu\text{m}$ 光进行倍频, 若采用 I 型匹配方式, 根据 Sellmeier 色散方程, 可求得晶体的相位匹配角约为 22° .

3 实验装置与条件

实验装置如附图所示. 图中的基频光由带抗共振环的对撞脉冲锁模非稳腔 Nd:YAP 和

Nd:YAG 激光器产生. 镜 M_1 为凸面全反镜, 曲率半径 R_1 为 3 000 mm; 激光工作物质的尺寸分别为 $6.6 \text{ mm} \times 82 \text{ mm}$ /(YAP), $4.5 \text{ mm} \times 80 \text{ mm}$ /(YAG). 镜 M_0 和 M_s 对基波光半反半



附图 腔内倍频实验装置图

透; M_s, M_3, M_4 构成抗共振环(近似等效为一平面全反镜); 1 mm 厚的五甲川溶于 1,2-二氯乙烷溶液置于 ARR 中心作为锁模可饱和吸收体, 由此装置可输出基波光并对其进行测定. 测定倍频光输出时, 保持相同的泵浦能量, 将 BBO 晶体置于镜 M_0, M_s 间(附图), 实验所用的 BBO 晶体尺寸为 $4 \text{ mm} \times 5 \text{ mm} \times 6 \text{ mm}$, 晶体倍频长度为 4 mm, 按 I 类相位配角 22° 切割, 晶体装在三维平台, 可精细调节使其满足相位匹配角, 将输出耦合镜 M_0 换成对基波光高透和对倍频光高反的介质膜片, 并在输出光路上加滤光片去除剩余的基频光, 这样即可测定倍频光输出. 激光输出能量由 PT-1 型能量计测定, 锁模脉冲波形由 7834 型 500 MHz 存贮示波器监测、拍照, 输出脉冲宽度由非共线二次谐波自相关函数法(NSHG)测出.

4 实验结果与分析

由测定的基波及倍频光能量, 根据腔内倍频转换效率定义^[7], 即可计算出倍频能量转换效率. 表 2 给出了主要实验和计算结果.

表 2 主要实验结果

工作物质	波长 $\lambda/\mu\text{m}$	输出能量 E/mJ	转换效率 $\eta/(\%)$	脉冲宽度 τ/ps	锁模状态
Nd:YAG	1.08	69.3	70.0	8	锁模单脉冲串
	0.54	48.4			
Nd:YAP	1.06	13.92	63.6	10	锁模单脉冲串
	0.53	8.86			

实验结果表明: YAP 激光器输出的锁模脉冲宽度略小于 YAG 激光器, 而其倍频转换效率则高于 YAG 激光器. 下面对这些实验结果进行分析和讨论. 表 1 中的 YAP 和 YAG 特性参数指出: 相对于 YAG 晶体而言, YAP 晶体具有较宽的荧光线宽, 因而在锁模过程中可获得较短的脉冲输出, 这是由于锁模脉冲宽度 τ 反比于激光介质的荧光线宽 $\Delta\nu$ ^[8]. 人们为了获取短的脉冲输出, 总是寻求具有较大荧光线宽的激光工作物质. 另一方面, 实验结果表明 YAP

激光器具具有较高的倍频能量转换效率. 我们知道, YAG 激光输出为无规偏振, 这样其部分输出光不能满足相位匹配条件. 而 YAP 激光器的输出为线偏振光, 只有特定偏振方向的线偏振光以相位匹配角入射 BBO 晶体, 才有最好的倍频效果. 因而 YAP 激光器的倍频转换效率高于 YAG 激光器. 理论分析和实验结果吻合. 因此, 我们认为 Nd: YAP 激光器的微微秒腔内倍频效应优于 Nd: YAG 激光器. 此外, 在带抗共振环的对撞脉冲锁模激光器中采用腔内倍频方式, 其倍频转换效率明显高于腔外倍频^[9].

本文得到张文珍教授的指导, 实验方面得到孙占鳌研究员和朱小磊老师的帮助, 在此表示感谢.

参 考 文 献

- 1 Krylov V, Rebane A, Kalintser A G, et al. Second-harmonic generation of amplified femtosecond Ti: sapphire laser pulse. *Opt. Lett.*, 1995, 20(2): 198~200
- 2 姚建铨, 刘 航, Puri A. BBO 晶体中飞秒脉冲的二次和三次谐波振荡产生. *光学学报*, 1995, 15(6): 641~647
- 3 Wu F T, Yang X C, Zhu X L, et al. High energy and efficient SHG by using convex-antiresonant ring unstable resonator Nd: YAP pulsed laser. *Opt. Commun.*, 1994, (108): 329~332
- 4 Wu F T, Yang X C, Zhu X L, et al. Intracavity frequency doubling effects of passively mode-locked Nd: YAP pulsed laser in two different unstable resonators. *Chinese J. of Lasers*, 1994, B3(2): 97~103
- 5 Wu F T. Unstable resonator CPM laser and the nonlinear effects of picosecond pulse: [dissertation]. Quezon: Univ. of the Philippines, 1994.
- 6 陈创天, 吴柏昌, 江爱栋等. 新型紫外倍频晶体 β -BaB₂O₄ 的光学性能和生长. *中国科学(B 辑)*, 1984, (7): 598~604
- 7 Band Y B, Grosjean D E, Krasinski J S. Dynamic of θ -switched and mode-locked intracavity second harmonic generation in a ring laser. *IEEE J. of Quantum Electron.*, 1992, 28(5): 1 400~1 412
- 8 Yariv A. *Quantum electronics*. 3rd ed. New York: John Wiley & Sons, 1989. 543~546
- 9 吴逢铁. KTP 和 BBO 晶体对 1.06 μ m 皮秒光脉冲的倍频效率. *华侨大学学报(自然科学版)*, 1994, 15(3): 263~266

Intracavity Frequency Doubling of BBO Crystal on Picosecond YAP and YAG Lasers

Wu Fengtie

(Dept. of Electric Technique, Huaqiao Univ., 362011, Quanzhou)

Abstract By applying BBO as intracavity frequency doubled element, a study is made on the intracavity frequency doubling effect of colliding pulse mode-locked Nd: YAP and Nd: YAG lasers with anti resonant ring. Each of a bove lasers shows respectively a fundamental wave with a pulse width of 8 ps and 10 ps, and a SHG conversion efficiency of 70.0 and 63.6%. The theoretical analysis tallies with experimental results.

Keywords BBO crystal, YAP lasers, YAG lasers, intracavity frequency doubling, picosecond