

由内腔倍频直接获取高功率皮秒准单脉冲^{*}

吴 逢 铁

(华侨大学电气技术系, 泉州 362011)

摘要 描述采用 BBO ($\beta\text{-Ba}_2\text{B}_2\text{O}_4$) 非线性晶体, 在被动锁模共焦非稳腔 Nd:YAP 脉冲激光器中实现高效腔内倍频, 倍频能量转换效率为 80%, 不需任何激光放大器和单脉冲选择器, 首次在全被动锁模激光器中直接产生 $0.54\text{ }\mu\text{m}$ 的高功率皮秒准单脉冲, 准单脉冲能量大于 20 mJ, 脉宽为十几个皮秒. 同时, 腔内倍频技术稳定了二次谐波输出, 最大能量起伏由基波的 12.4% 下降到倍频光的 8.3%.

关键词 准单脉冲, 皮秒, 腔内倍频, BBO 晶体

分类号 O 437

高功率皮秒单脉冲是探测原子、分子、动植物病毒内部的激发机理和演变, 研究非线性光学, 以及高精度激光卫星测距、光信息处理、光计算机应用等的重要光源. 这就需要对时间间隔为 $2L/C$ (L 为激光谐振腔长) 的锁模脉冲序列进行单脉冲选取. 传统的方法是在激光腔内或腔外, 采用正交偏光镜和普克尔盒进行选择. 采用单脉冲选择器是目前获取皮秒单脉冲的最有效方法^[1,2]. 这一方法在技术上有一定难度, 仪器也较为昂贵, 而且被选出的单脉冲能量较小, 一般需要多级放大, 才能达到几十毫焦^[3], 以适用许多实际应用的要求. 此外, 许多应用需要的是绿光波段的皮秒单脉冲. 要获取绿光波段的皮秒光脉, 对 Nd:YAP 激光进行倍频是非常有效的方法. 由于 Nd:YAP 激光的输出为线偏振光, 且 YAP 对 $0.54\text{ }\mu\text{m}$ 光透明, 因而我们期望其倍频转换效率高于 Nd:YAG 激光器^[4,5]. 本文报道了选择 BBO 非线性晶体作为腔内倍频元件, 在被动锁模非稳腔 Nd:YAP 激光器中获得稳定高效的二次谐波输出, 首次由全被动锁模方式直接获取绿光波段高功率皮秒准单脉冲.

1 腔型及倍频晶体的选择

众所周知, 由于非稳光学谐振腔具有大和均匀的模体积, 可更有效地利用激光工作物质, 因而比稳腔激光器有高得多的能量输出. 它还易于准直输出, 有良好的横模鉴别等优点, 被普遍认为是高功率固体激光器的最佳腔型.

此外, 考虑倍频晶体接受角的限制, 得知准直的基频光能更有效转换和产生二次谐波. 为此, 我们设计了正分支虚共焦非稳腔, 如图 1 所示.

该腔给出了准直输出光, 此腔可由 g_i ($i=1, 2$) 参数描述. 定义 $g_i=1-L/R_i$, 其中 L 为谐振

^{*} 本文 1998-02-26 收到; 福建省自然科学基金资助项目

腔腔长, R_i 为端面反射镜的曲率半径 R_i 取正或负, 对应于凹面反射镜或凸面反射镜 解光束本征方程, 可得出光束在腔内往返一周其几何放大率为

$$\begin{aligned} M &= (2g_1g_2 - 1) + 2\sqrt{g_1g_2(g_1g_2 - 1)} \\ &= g + \sqrt{g^2 - 1}, \end{aligned} \quad (1)$$

这里 $g = 2g_1g_2 - 1$. 由于我们采用侧向反射耦合输出, 对单端共焦腔的等效菲涅耳数可由公式给出为

$$N_{eq} = N_T \frac{M - 1}{2M^2} = \frac{a^2 M - 1}{L \lambda 2M^2}, \quad (2)$$

式中 a 为横模半径(在我们的情况下由激活介质半径确定), λ 为激光波长, L 为谐振腔腔长

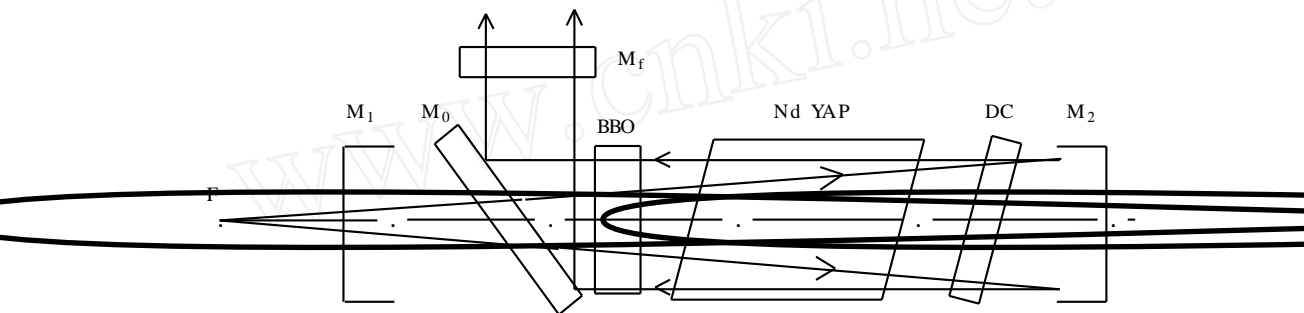


图1 实验装置图

另一方面, 为了获取高效的二次谐波转换, 选择适当的非线性晶体是非常重要的 就我们所设计的虚共焦非稳腔激光器, 其输出的单脉冲串能量可达 20~40 mJ, 脉宽为 10~20 ps 若光束直径为 6 mm, 则激光功率为 $\text{GW} \cdot \text{cm}^{-2}$ 量级 因此, 必须认真考虑非线性晶体的损伤阈值问题 实验中我们选择 BBO 晶体作为倍频晶体, 它不但具有非常高的激光损伤阈值(对能量为 10 mJ、脉宽为 20 ps 的锁模红宝石激光器, 其损伤阈值大于 $10 \text{ GW} \cdot \text{cm}^{-2}$), 而且具有大的有效非线性系数(其有效非线性系数为常用 KDP 晶体的 6 倍)^[6] 因此, BBO 晶体非常适合作为被动锁模激光器的腔内倍频元件 虽然 BBO 晶体的相位匹配接受角 $\Delta\theta$ 非常小, 经计算为 0.735 mrad ^[7], 但这并不影响我们的倍频转换效率 因为在我们所设计的激光腔中, 转换成倍频光的基波光束为准直光束

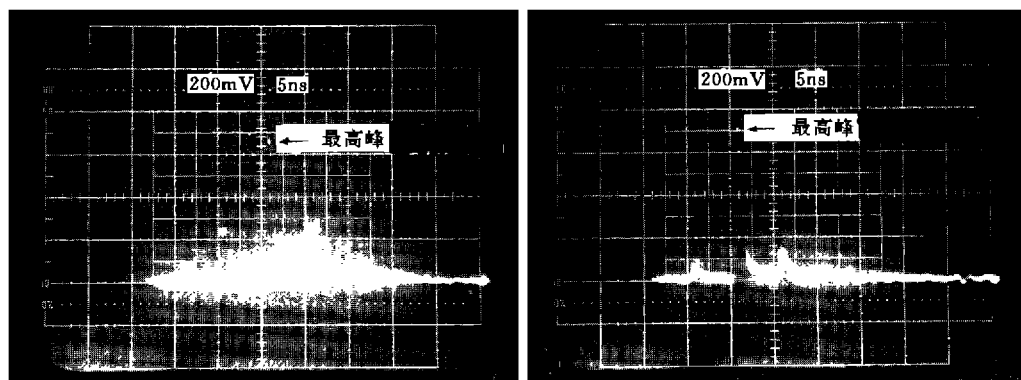
2 实验与讨论

图1的实验装置中, 凸面镜 M_1 和凹面镜 M_2 的曲率半径分别为 $R_1 = -900 \text{ mm}$ 和 $R_2 = 3000 \text{ mm}$. 虚共焦中心 F 位于 M_1 后面 考虑了 Nd:YAP 晶体的折光率 $n = 1.92$, 我们选定激光腔长 $L = 1000 \text{ mm}$. 容易算出该腔的几何放大率 $M = 3.3$, 等效菲涅耳数 $N_{eq} = 0.88$ 激光器的可饱和吸收体(锁模染料)为五甲川溶于 1,2-二氯乙烷溶液, 厚度为 1 mm, 紧贴于镜 M_2 前 激光工作物质 Nd:YAP 棒长 105 mm, 直径 6 mm (激活体积仅为 3 cm^3), 端面磨斜 2.5° 激光激励采用椭圆柱面聚光器单灯泵浦 BBO 晶体在 $1.08 \mu\text{m}$ 波段按 I 类相位匹配切割(匹配角为 22°), 晶体有效倍频长度为 4 mm, 倍频时将其置于输出耦合镜 M_0 和 YAP 间 这样, 既可以让准直光束通过晶体, 又尽可能地减少其它元件对 $0.54 \mu\text{m}$ 倍频光的吸收 输出激光能量

由 PT-1 型能量计测定, 激光脉宽由非共线二次谐波自相关函数法给出。同时, 用 500 MHz 7834 存储示波器对输出锁模脉冲进行观察和拍照。

实验中, 首先在 BBO 晶体不存在的情况下测定基波输出能量和脉宽。在最佳基波耦合情况下, 测得锁模 Nd:YAP 最大基波能量为 33.8 mJ (实验数据均为 10 次测量的平均值, 下同), 脉宽为 18 ps, 最大基波能量起伏为 12.4%。测定倍频光能量时, 在相同的泵浦条件下, 将输出耦合镜 M_o 换成 $1.08\text{ }\mu\text{m}$ 基波光高透、 $0.54\text{ }\mu\text{m}$ 倍频光高反的 45° 镜片, 精细调节 BBO 晶体以达到最佳匹配。同时在能量探测器前置放基波 $1.08\text{ }\mu\text{m}$ 光的滤波片 M_f , 最后测得 $0.54\text{ }\mu\text{m}$ 绿光输出能量为 27.25 mJ。根据 Band 对腔内倍频转换效率的定义^[8], 算得倍频能量转换效率为 80%。此外, 测得倍频光最大能量起伏为 8.3%, 这一结果同文献 [9] 的理论分析是一致的。文献 [9] 证明了脉冲激光器中腔内二次谐波技术可稳定其激光输出。

图 2 分别给出了被动锁模基波光和倍频光的示波器照片。基波光的单脉冲串包含了 4~5 个脉冲, 且各个脉冲的能量相差很小。在腔内倍频实验中当增加锁模染料浓度并将激光调于最佳状态, 产生了非常吸引人的实验结果。如图 2(b) 所示, 我们获得了 $0.54\text{ }\mu\text{m}$ 皮秒准单脉冲, 至少有 80% 以上的输出能量集中在这一单脉冲上。不需任何放大器和单脉冲选择器, 可直接获得能量大于 20 mJ, 脉宽十几皮秒的锁模准单脉冲, 这一锁模巨脉冲可直接用于许多科学研究和实验应用中。



(a) 基波光

(b) 倍频光

图 2 锁模示波器照片 (时标: 5 ns/div)

3 结论

采用腔内倍频方式, 选择 BBO 为倍频晶体, 在共焦非稳腔 Nd:YAP 激光器中实现了 80% 由 $1.08\text{ }\mu\text{m}$ 红外光向 $0.54\text{ }\mu\text{m}$ 绿光的高效倍频转换。直接从被动锁模激光器中获得能量大于 20 mJ 的绿光皮秒准单脉冲, 这一巨脉冲的功率密度高达 $5\text{ GW}\cdot\text{cm}^{-2}$ 。此外, 腔内倍频有利于提高二次谐波输出的稳定性。

本文为校科研基金资助项目。在工作中和张文珍教授作过有益讨论, 在实验方面得到孙占鳌副研究员、朱小磊工程师的帮助, 在此一并表示感谢。

参 考 文 献

- 1 华仁忠, 钱列加, 邓锡铭 用单晶硅在 Nd:YAP 激光器中实现被动锁模 光学学报, 1997, 17(8): 1 083~ 1 085
- 2 Dhirani A, Guyot-Sionnest P. Efficient generation of infrared picosecond pulses from 10 to 20 μm . Opt Lett, 1995, 20(10): 1 104~ 1 106
- 3 邱佩华, 赵继然, 高福源等 高功率超短脉冲激光器及其脉宽的测量 山东大学学报(自然科学版), 1979 (2): 101~ 121
- 4 Wu Fengtie, Yang Xiangchun, Zhu Xialie, et al High energy and efficient SHG by using convex-antiresonant ring unstable resonator Nd:YAP pulsed laser Opt Commun, 1994, 108: 329~ 332
- 5 张文珍, 吴逢铁, 蒲继雄 BBO 晶体在 CPM 非稳腔 Nd:YAG 激光器的腔内倍频效应 光学学报, 1993, 13 (5): 431~ 434
- 6 Cheng C T, Wu B C, Jiang A D, et al A new type ultraviolet SHG crystal $\beta\text{-B}_2\text{O}_3$. Sci Sinica (Ser B), 1985, 28(3): 235~ 243
- 7 吴逢铁, 张文珍 BBO 晶体相位匹配允许角对倍频效率的影响 华侨大学学报(自然科学版) 1997, 19(4): 351~ 354
- 8 Band Y B, Grosjean D E, Krasinski J S Dynamic of Q-switched and mode-locked intracavity second harmonic generation in a ring laser IEEE J. of Quantum Electron, 1992, 28(5): 1 400~ 1 410
- 9 Fonzo S D, Mataloni P. Laser power stabilization by means of internal second harmonic generation Opt Commun, 1989, 71(5): 295~ 300

Generation of a Powerful Quasi-Single Picosecond Pulse

Directly by Intracavity Frequency Doubling

Wu Fengtie

(Dept. of Elec. Tech., Huaqiao Univ., 362011, Quanzhou)

Abstract By adopting $\beta\text{-B}_2\text{O}_3$ (BBO) crystal, a high performance intracavity frequency doubling is realized in passively mode-locked confocal unstable cavity Nd:YAP pulsed laser, with energy conversion efficiency of 80%. Needing not laser amplifier and single pulse selector, a powerful quasi-single picosecond pulse is directly generated at 0.54 μm in totally passively mode-locked laser for the first time. The quasi-single pulse is imbued with energy more than 20 mJ and a pulse width of dozen of picoseconds. Besides, the technique of intracavity frequency doubling stabilizes second harmonic output; and causes the maximum energy fluctuation to decrease from 12.4% in fundamental wave to 8.4% in frequency doubling light.

Keywords quasi-single pulse, picosecond, intracavity frequency doubling, BBO crystal