

MW 级峰值功率掺钛蓝宝石激光振荡器*

张 青 赵研英 魏志义[†]

(中国科学院物理研究所光物理重点实验室, 北京 100190)

(2009 年 7 月 18 日收到; 2009 年 8 月 8 日收到修改稿)

在常规重复频率 77 MHz 掺钛蓝宝石飞秒激光器的基础上, 通过腔内引入 Herriott 型多通望远镜系统增加总腔长及对腔内色散的深入分析和实验控制, 实现了低重复频率、高脉冲能量飞秒激光振荡的稳定运行. 在连续功率 8.2 W 的 532 nm 激光抽运下, 得到了重复频率 11 MHz、单脉冲能量达 72.73 nJ、对应峰值功率 MW 量级的结果. 相对 80 MHz 重复频率下 6.25 nJ 的单脉冲能量及 150 kW 的峰值功率, 其输出能力提高了约一个量级.

关键词: 飞秒激光, 掺钛蓝宝石激光器, 低重复频率, MW

PACC: 4260, 4260D

1. 引 言

自从人们利用钛宝石激光产生飞秒脉冲以来^[1], 由于其稳定可靠的结构、超短的脉冲宽度及超宽的光谱范围, 为超快过程的实验研究^[2-4]开拓了广阔的天地. 近年在微纳材料及器件的不断创新发展过程中, 飞秒激光精密微加工也已成为不可或缺的重要环节^[5-7]. 然而, 常规重复频率为百 MHz 的飞秒激光振荡器由于有限的单脉冲能量^[8]及高重复频率所导致的热效应, 限制了其在超快过程探测及微加工领域的应用. 因此, 获得单脉冲能量大于 10 nJ、重复频率优化合理的飞秒激光光源, 已成为超快现象测量及精密微加工等应用研究最感兴趣的工作之一. 为此人们发展了多种方式以提高飞秒激光的单脉冲能量及峰值功率, 如腔倒空技术^[9]、啁啾脉冲放大技术^[10-13]、腔长扩展的低重复频率技术^[14]等方法. 尽管采用前两种方法, 已能分别获得百纳焦以及焦耳级飞秒脉冲输出, 但由于调节方法复杂、系统结构庞大等不足, 其普及应用有一定的困难, 而通过长腔降低重复频率的技术由于相对简单的结构, 无疑是获得较高单脉冲能量飞秒脉冲激光的有效方法. 本文在常规 77 MHz 重复频率飞秒激光振荡器的基础上, 通过在腔内置入 Herriott 型多通望远镜腔^[15], 并进行腔外压缩, 实现

了重复频率为 11 MHz、单脉冲能量大于 70 nJ、峰值功率达 MW 量级的稳定飞秒激光输出. 由于有效地色散调整及腔外压缩, 所获得的单脉冲能量和峰值功率比之前的工作^[16]提高了一个数量级.

2. 实验装置

图 1 为我们自建的常规重复频率飞秒掺钛蓝宝石激光振荡器结构图, 其中抽运激光为波长 532 nm 的全固态连续激光(美国光谱物理公司, Millennia Pro), 通过焦距为 100 mm 的透镜聚焦到增益介质中, Ti:S 为布儒斯特角切割的高掺杂钛蓝宝石晶体, 通光长度为 4 mm, M_1 和 M_2 为一对曲率半径 100 mm, 在 750—850 nm 光谱范围内高反的凹面镜, M_3 — M_6 均为在 750—850 nm 范围内高反的平面镜, OC 为透过率 20% 的输出耦合镜. 腔内熔融石英棱镜对顶端的间距为 300 mm, 其提供负色散对增益介质及空气所引入的正色散进行补偿, 调节棱镜可以连续的改变色散使锁模脉冲从负色散区域逐渐过渡到正色散区域. 在不断优化腔型结构后, 我们获得了负色散区锁模状态下的飞秒激光脉冲, 其重复频率约为 77 MHz, 在 5 W 的抽运功率作用下, 输出功率约等于 500 mW.

在此基础上, 我们将如图 2 所示的 Herriott 型多通望远镜系统插入腔内输出臂一端. 根据理论计

* 国家自然科学基金(批准号:60808007, 10804128), 国家重点基础研究发展计划(973)项目(批准号:2007CB815104)资助的课题.

[†] 通讯联系人. E-mail: wzhy@aphy. iphy. ac. cn

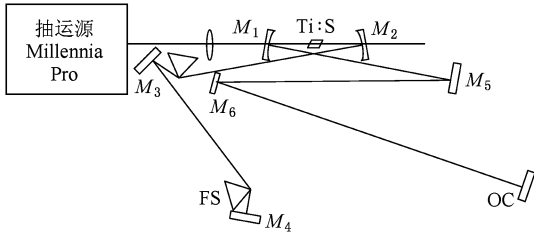


图1 常规重复频率飞秒钛宝石振荡器光路图(其中, M_1, M_2 是曲率半径为 100 mm 的凹面镜, $M_3—M_6$ 均为 750—850 nm 高反镜,OC 是透过率为 20% 的输出耦合镜,FS 为熔融石英三棱镜)

算,针对曲率半径 $R=5\text{ m}$ 的大口径凹面镜,优化设计光路结构,最终仍采用之前工作^[16]中,光束来回反射 8 次,绕镜面旋转一周的方案,以获得最大的插入腔长量,从而得到最低的脉冲重复频率。此时保持腔内光束 q 值不变所对应的两镜片间距为 0.732 m。图中, M_7, M_8 为 750—850 nm 高反平面镜, M_9 为曲率半径为 5 m 的大口径凹面镜,并在 750—850 nm 具有较高反射率, M_{10} 为大口径平面啁啾镜,每次镜面反射为脉冲提供 -70 fs^2 的负色散,用于补偿长腔多通结构中由空气所引入的正色散,采用镜面一周 8 次反射的结构,且 M_9 与 M_{10} 之间的距离粗调至 0.7 m,以满足腔内光束 q 值在多通腔插入前后保持不变的条件下。此时,我们通过平移台手动微调 M_9 与 M_{10} 之间的距离,并进一步优化腔内色散,最终获得了长腔结构下低重复频率激光锁模的稳定运行。同时,我们采用双通结构重玻璃材料三棱镜,对输出脉冲进行腔外压缩,如图中 ZF_1 及 ZF_2 所示,棱镜对顶端间距约为 146 cm。

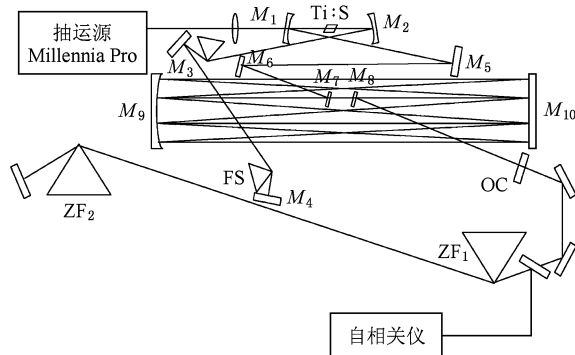


图2 插入望远镜系统后的长腔飞秒钛宝石振荡器光路图(其中, $M_1—M_6$ 以及 OC 均保持不变, M_9 是曲率半径为 5 m 的凹面镜, M_{10} 是平面啁啾镜)

3. 实验结果

插入长腔结构后,锁模脉冲重复频率大大降低,图3所示为锁模脉冲序列,反应脉冲的重复频率由 77 MHz 降低为 11 MHz。此时,将腔内一个三棱镜插入量逐渐增大,则脉冲光谱形状随之变化,如图4所示。其中(a)光谱为腔内负色散时的典型光谱。随着正色散的增加,腔内色散逐步逼近零色散区,此时光谱范围较宽,如(b)所示,但锁模状态不稳定。进一步增加腔内正色散,锁模状态过渡到正色散区域,此时,光谱两侧呈陡然变化状,如图(c)所示,且锁模状态逐渐增加的过程中,光谱形状进一步发生变化,由中间部分有所凹陷逐步过渡到平顶,最终形成凸型光谱,如图中(d)—(f)所示。与理论计算结果^[17]符合。此时,锁模脉冲趋于不稳定,进一步增加正色散将导致振荡器失锁。

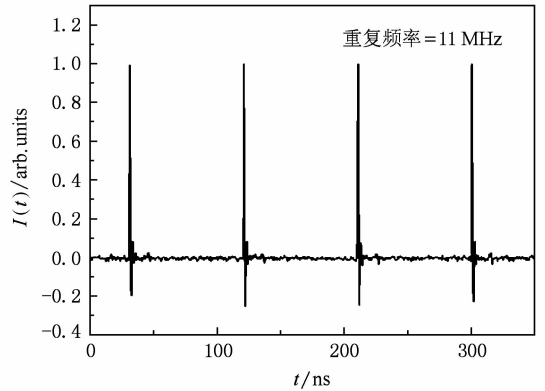


图3 加入长腔望远镜结构后,锁模脉冲的重复频率由 77 MHz 降低至 11 MHz

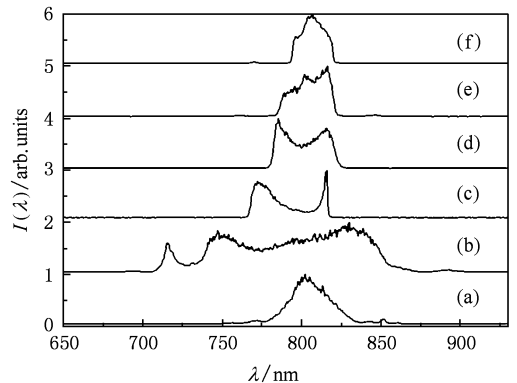


图4 在振荡器中逐渐增大棱镜插入量,观察锁模脉冲由负色散区域过渡到正色散区域过程中,光谱形状的变化情况。随着正色散的不断增加,光谱由(a)逐步变化到(f)

在 8.2 W 的高功率抽运光作用下,当锁模脉冲运转于负色散区域时,输出平均功率约为 850 mW,且腔内脉冲以无啁啾、接近傅里叶转换极限形式运转,其光谱半高全宽(FWHM)约为 30 nm,对应的变换限脉宽约为 44.8 fs. 利用商用强度自相关仪(FR-103MN Autocorrelator)对负色散锁模脉冲进行强度自相关测量,其 FWHM 约为 53.1 fs,如图 5 所示,是理论计算结果的 1.19 倍. 此时输出的单脉冲能量约为 77 nJ,峰值功率约 1.46 MW. 由于腔内极高的功率密度使增益介质内非线性效益增强,导致输出脉冲容易出现双脉冲或直流背景,因此影响限制了输出脉冲的稳定性.

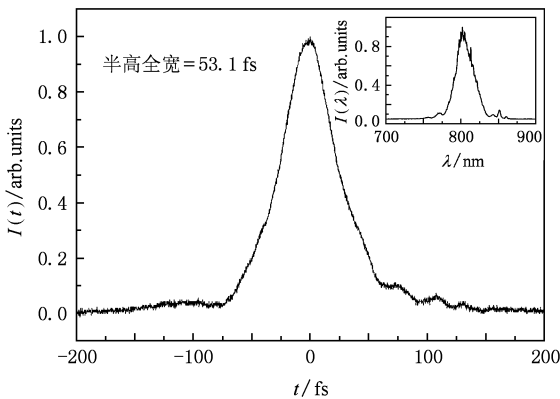


图 5 负色散锁模区域所获得的光脉冲光谱及强度自相关曲线,脉冲宽度约为 53.1 fs

为此我们增加腔内正色散,使锁模脉冲运转于正色散区域,此时,由于腔内脉冲具有很强的啁啾,脉冲宽度被展宽,因此峰值功率较之前有所降低,从而增加了高功率输出脉冲的稳定性. 在 8.2 W 的抽运作用下,获得的正色散锁模脉冲,平均功率约为 800 mW,光谱及强度自相关曲线如图 6 所示,脉冲宽度约为 1 ps. 可见,在没有腔外压缩的情况下,输出脉冲具有很强的正啁啾,脉冲宽度达到百飞秒甚至皮秒量级,为了得到无啁啾的锁模脉冲,我们采用重玻璃材料的棱镜对在腔外进行色散补偿,为此我们通过详细的色散分析,选择最优化的棱镜对间距,进行有效地腔外压缩.

4. 色散分析与腔外压缩

由输出正色散脉冲光谱进行傅里叶变换,我们得到理论上该光谱所支持的光脉冲宽度约为 68.8 fs,而未压缩的正色散脉冲宽度约为 1 ps,若仅考虑

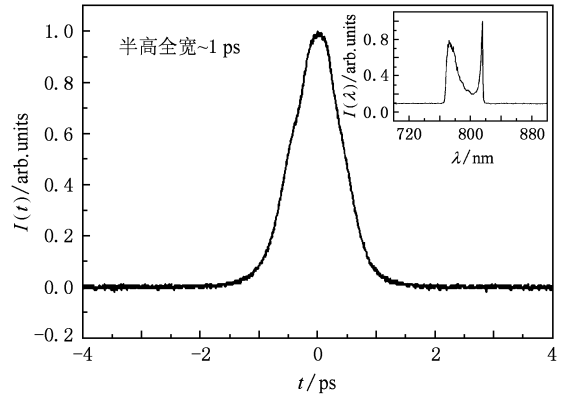


图 6 正色散锁模区域所获得的光脉冲光谱及强度自相关曲线,压缩前脉冲宽度约为 1 ps

二阶色散,则根据公式^[18]

$$\tau(z) = \tau(0) \sqrt{1 + \left(\frac{4 \ln 2}{\tau^2(0)} \frac{d^2 \phi}{d\omega^2} \right)^2}, \quad (1)$$

其中, $d^2 \phi / d\omega^2$ 为二阶色散量, $\tau(0)$ 为展宽前脉冲宽度, $\tau(z)$ 为展宽后脉冲宽度. 取中心波长为 800 nm,可计算出被展宽脉冲中所含有的二阶色散量约为 24814 fs²,同时考虑采用双通三棱镜结构所引入的材料二阶色散,根据公式^[19]

$$\text{GVD} = \frac{d^2 \phi}{d\omega^2} = \frac{\lambda^3 L_m}{2\pi c^2} \frac{d^2 n(\lambda)}{d\lambda^2}, \quad (2)$$

其中, $n(\lambda)$ 由 Sellmeier 方程决定, L_m 为光束通过材料的长度,则材料色散约为 7547 fs². 最终所需要补偿的二阶正色散总量约为 32361 fs². 此时,考虑三棱镜对所引入的负色散量,根据公式^[20]

$$\text{GVD} = \frac{\lambda^3}{2\pi c^2} \frac{d^2 P(\lambda)}{d\lambda^2} \cong \frac{\lambda^3}{2\pi c^2} \left(-4L \left(\frac{dn}{d\lambda} \right)^2 \right), \quad (3)$$

可计算出三棱镜间距须为 136 cm. 在此基础上,将棱镜间距在此值附近变化,并测量压缩后的脉冲宽度,获得棱镜间距与输出脉冲宽度之间的关系如图 7 所示,在间距约为 146 cm 时,压缩脉冲达最佳值,对应的强度自相关曲线如图 8 所示,FWHM 约为 97.2 fs. 此时,输出脉冲峰值功率约为 0.75 MW.

5. 结 论

我们在常规高重复频率钛宝石激光振荡器研究的基础上,采用设计合理的 Herriott 型多通望远

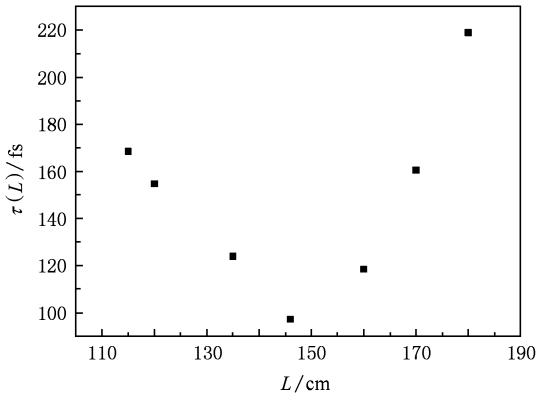


图7 正色散区域锁模脉冲经双通三棱镜对压缩后,脉冲宽度随三棱镜间距的变化关系

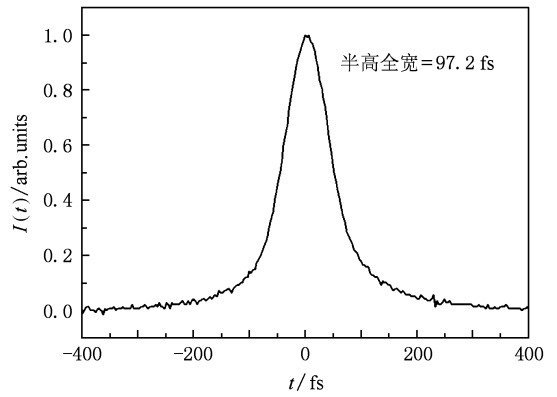


图8 压缩后正色散锁模脉冲强度自相关曲线,脉冲宽度约为97.2 fs

镜系统增加腔长,得到了重复频率为 11 MHz 的锁模脉冲运行,从而大大提高了单脉冲能量及峰值功率.通过对负色散及正色散锁模情况下的实验比较研究,最终在负色散情况下,实现了单脉冲能量达 77 nJ、峰值功率为 1.46 MW 的锁模脉冲及正色散情

况下单脉冲能量为 72 nJ、峰值功率为 0.75 MW 的锁模脉冲.这一 MW 量级的飞秒脉冲将是飞秒微加工、飞秒抽运探测等众多超快现象实验的理想工具,同时对于通过提高非线性效应获得其他波段飞秒光源的研究也具有重要意义.

- [1] Spence D E, Kean P N, Sibbett W 1991 *Opt. Lett.* **16** 42
- [2] Bartels A, Dekorsy T, Kurz H 1999 *Opt. Lett.* **24** 996
- [3] Foggi P, Bussotti L, Neuwahl F V R 2001 *Int. J. Photoenergy* **3** 103
- [4] Liu Q M, He X, Gan F X, Qian S X 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 1002 (in Chinese) [刘启明、何 漩、干福熹、钱世雄 2009 物理学报 **58** 1002]
- [5] Kowalevicz A M, Sharma V, Ippen E P, Fujimoto J G, Minoshima K 2005 *Opt. Lett.* **30** 964
- [6] Osellame R, Chiodo N, Maselli V, Yin A, Zavelani-Rossi M, Cerullo G, Laporta P 2005 *Opt. Express* **13** 612
- [7] Yu B H, Dai N L, Wang Y, Li Y H, Ji L L, Zheng Q G, Lu P X 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 5821 (in Chinese) [于北海、戴能利、王 英、李玉华、季玲玲、郑启光、陆培祥 2007 物理学报 **56** 5821]
- [8] Beddard T, Sibbett W, Reid D T, Garduno-Mejia J, Jamasbi N, Mohebi M 1999 *Opt. Lett.* **24** 163
- [9] Zhou X, Kapteyn H, Murnane M 2007 *Springer. Ser. Chem. Phys.* **88** 104
- [10] Brabec Th, Krausz K 2000 *Rev. Mod. Phys.* **72** 545
- [11] Nejadmalayeri A H, Herman P R, Burghoff J, Will M, Nolte S T? nnermann A 2005 *Opt. Lett.* **30** 964
- [12] Takeshima N, Narita Y, Tanaka S, Kuroiwa Y, Hirao K 2005 *Opt. Lett.* **30** 352
- [13] Sanner N, Huot N, Audouard E, Larat C, Laporte P, Huignard J P 2005 *Appl. Phys.* **B80** 27
- [14] Naumov S, Fernandez A, Graf R, Dombi P, Krausz F, Apolonski A 2005 *New. J. Phys.* **7** 216
- [15] Sennaroglu A, Fujimoto J G 2003 *Opt. Express* **11** 1106
- [16] Zhao Y Y, Han H N, Teng H, Wei Z Y 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 1709 (in Chinese) [赵研英、韩海年、滕 浩、魏志义 2009 物理学报 **58** 1709]
- [17] Kalashnikov V L, Podivilov E, Chernykh A, Naumov S, Fernandez A, Graf R, Apolonski A 2005 *New. J. Phys.* **7** 217
- [18] Wolf E 2004 *Prog. Opt.* **46** 55
- [19] Backus S, Durfee III C G, Murnane M M, Kapteyn H C 1998 *Rev. Sci. Instrum.* **69** 1207
- [20] Fork R L, Martinez O E, Gordon J P 1984 *Opt. Lett.* **9** 150

MW-peak-power femtosecond Ti: sapphire oscillator^{*}

Zhang Qing Zhao Yan-Ying Wei Zhi-Yi[†]

(*Laboratory of Optical Physics, Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China*)

(Received 18 July 2009; revised manuscript received 8 August 2009)

Abstract

We demonstrate a femtosecond Ti: sapphire oscillator with ultralow repetition rate and ultrahigh peak power by inserting a specially designed Herriott telescope to increase the length of the cavity. By analyzing the intra-cavity dispersion and optimizing the extra-cavity compressor, stable pulses with repetition rate of 11 MHz and single pulse energy higher than 72 nJ was obtained under 532 nm pump laser with average power of 8.2 W. The peak power of the pulses from the novel cavity is much higher than that from the original oscillators.

Keywords: femtosecond laser, Ti: sapphire laser, low repetition rate, MW

PACC: 4260, 4260D

^{*} Project supported by National Natural Science Foundation of China (Grant No. 60808007, 10804128), National Basic Research Program of China (Grant No. 2007CB815104).

[†] Corresponding author. E-mail: wzhy@aphy.iphy.ac.cn