

基于啁啾镜色散补偿技术的超宽带飞秒激光脉冲*

田金荣^{1,2)} 韩海年¹⁾ 赵研英¹⁾ 王 鹏¹⁾ 张 炜¹⁾ 魏志义^{1)†}

1) 中国科学院物理研究所光物理重点实验室, 计量测试高技术联合实验室, 北京 100080)

2) 北京工业大学应用数理学院, 北京 100022)

(2005 年 10 月 10 日收到, 2005 年 12 月 27 日收到修改稿)

在精确计算包括空气在内的钛蓝宝石激光器腔内色散的基础上, 通过合理选取啁啾反射镜, 直接用简单的四镜腔结构获得了光谱覆盖 540—1030nm 波段的超连续激光光谱. 进一步探讨分析了实现超过一个倍频程光谱宽度的有关物理与技术.

关键词: 超连续, 啁啾镜, 飞秒

PACC: 4280W, 4260D

1. 引 言

超宽光谱的激光脉冲在光学相干层析(optical coherence tomography, OCT)^[1]、飞秒激光载波包络相移的探测与控制^[2,3]、光学频率梳^[4]等方面有着重要的应用, 特别是超宽光谱也是获得周期量级飞秒激光脉冲的前提条件^[5]. 对飞秒振荡器的腔内色散进行有效补偿是获得超宽光谱飞秒脉冲的重要条件. 在早期的钛蓝宝石激光锁模研究中, 色散的补偿主要依靠棱镜对实现^[6], 但是棱镜对在引入负群速度色散的同时也带来了高阶色散, 因此采用该技术的锁模激光振荡器通常所能得到的光谱最宽也只有几十纳米^[7]. 1994 年啁啾镜^[8]在锁模钛蓝宝石激光中的应用, 使得色散精确补偿成为可能. 由于啁啾镜引入的色散可以人为控制^[9], 因此已成为目前最为有效的色散补偿手段之一, 并通过与棱镜对的组合, 直接产生了光谱宽度 600 nm 到 1200 nm、脉冲宽度 5 fs 的超短脉冲^[10]. 国内近年来也开展了采用啁啾镜进行色散补偿的研究^[11]. 本文在精确计算包括空气在内的钛蓝宝石激光器腔内色散的基础上, 通过合理选取啁啾反射镜, 直接用简单的四镜腔结构获得了光谱覆盖 540—1030nm 波段的超连续激光光谱. 据我们所知, 这是用四镜腔结构的钛蓝宝石锁模激光所产生的最宽光谱, 其光谱宽度已接近一个倍频程.

2. 实验装置

在典型的克尔透镜锁模飞秒钛蓝宝石激光器中, 激光腔内的净色散是限制人们所能获得的最短激光脉冲宽度、进而影响光谱宽度的根本原因, 而增益介质的材料色散往往又是色散来源的最主要部分. 为了尽可能减小色散并保证有足够的激光输出效率, 实验中我们所采用的钛蓝宝石晶体是具有重掺杂浓度的薄片, 其通光长度仅为 2 mm, 掺杂浓度约为 0.4 wt%, 对 532 nm 波长的吸收系数为 6.5 cm^{-1} , FOM 值大于 150. 激光腔为图 1 所示的四镜 X 形结构, 其中 M_1, M_2 是曲率半径为 50 mm 的啁啾反射镜, 其在 503—535 nm 波段的透过率大于 90%, 在 700—950 nm 波段的反射率大于 99.9%, 在 680—940 nm 波段的二阶色散小于 -50 fs^2 ; M_3 为对 580—1020 nm 波段反射率大于 99.6% 的平面反射镜, 在 700—1000nm 波段内二阶色散小于 -60 fs^2 . 为保证

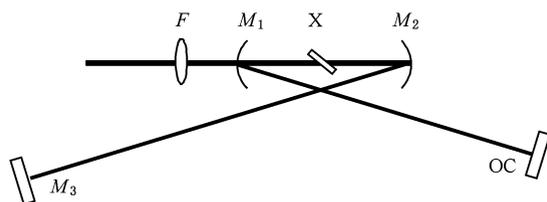


图 1 产生超宽谱振荡器实验装置

* 国家自然科学基金(批准号: 60225005, 10227401, 60490280)和中国科学院知识创新工程重要方向项目资助课题.

† 通讯作者, E-mail: zzywei@aphy.iphy.ac.cn

超宽光谱的输出,输出镜采用透过率随增益分段取值的特殊设计,在 680—730 nm 及 950—1100 nm 低增益波段的透过率为 4%,而在 700—900 nm 高增益波段的透过率为 10%。这样的设计相当于降低了低增益区的激光阈值,提高了高增益区的激光阈值,从而有利于宽带激光光谱的获得。

3. 腔内色散分析

超宽光谱的获得既依赖于腔内的色散补偿,又依赖于腔内的自相位调制(self-phase modulation, SPM)效应,而自相位调制效应的大小同激光在晶体内部的光斑密切相关。聚焦光斑越小,所获得的自相位调制效应就越强。我们采用文献[12]中的方法计算了在不同功率下的自聚焦焦距,并且根据不同自聚焦情况画出了腔内光斑的尺寸,图 2 显示了在不同自聚焦情况下其腔内的束腰分布。可以看到随着自聚焦效应的变化,激光在腔内的束腰发生明显的变化,非常有利于锁模的启动。在晶体的中心,其最小的光斑尺寸约为 10.9 μm ,可以获得比较大的自相位调制效应,从而产生更宽的光谱。

在色散补偿方面,我们分别计算了钛蓝宝石及空气在 650—1000 nm 波段内的色散[13],然后在整体上分析了腔内的色散补偿情况,其结果如图 3 所示。可以看出,在中心波长 800 nm 附近,钛蓝宝石引入

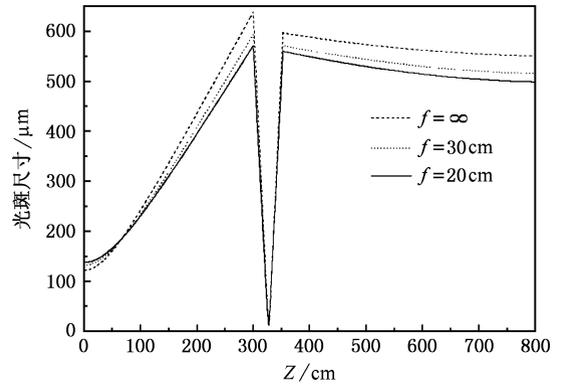


图 2 腔内光斑尺寸分布

的色散约为 120 fs^2 ,空气引入的色散约为 16 fs^2 ,啁啾镜引入的色散约为 -140 fs^2 ,因此腔内整体的色散约为 -4 fs^2 ,这是因为存在一定的负色散容易维持稳定锁模。根据色散管理技术[14],我们对腔内色散随位置的变化也进行了分析。图 4 是以输出镜 OC 为起点的色散分布,可以看到,在钛蓝宝石晶体(X)内部恰有一处色散为 0,此时不仅光强比较大,而且其脉宽最窄,峰值功率最高,可以获得最大的自相位调制从而增宽其光谱,因此最理想的状态是锁模时晶体中激光束腰最小的位置恰好为色散为 0 的位置。其中色散的不确定度来源于啁啾镜的技术局限。腔内总的三阶色散为 92 fs^3 ,这部分正色散可以由剩

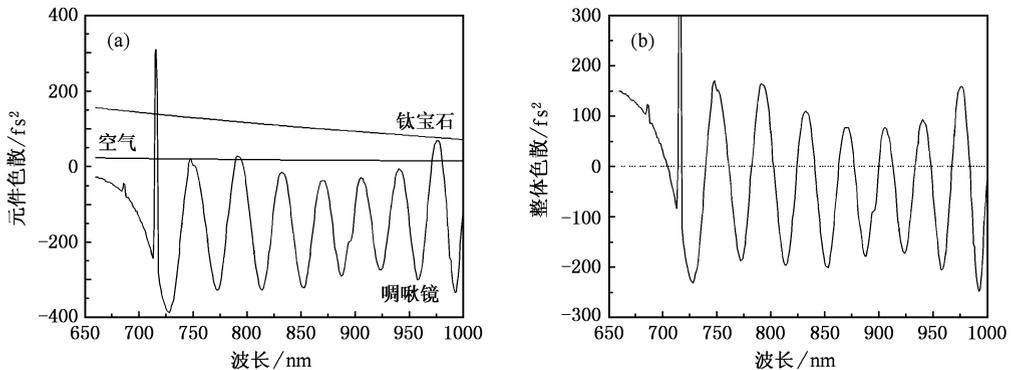


图 3 腔内元件的色散 (a)元件色散 (b)整体色散

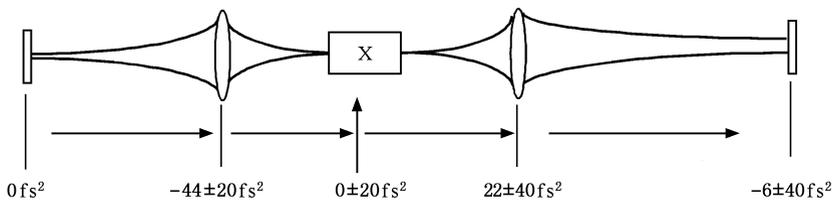


图 4 振荡器的腔内色散分布(fs^2)

余的群速色散部分抵消。

4. 实验结果

实验中采用的抽运激光为全固态的 532 nm 倍频 YVO₄ 激光(Millennia, Spectra Physics),在实际调节过程中,由于啁啾镜的色散是不变的,我们首先将系统的总色散控制为负值,然后调节腔型结构.这样做有两个好处:首先可以通过调整腔型结构找到自相位调制最强的位置;其次可以通过空气来微调整个谐振腔的色散,这是由于空气的色散非常小(1 m 空气引入色散 21.3 fs²)是理想的微调色散材料.实验中采用 10% 的输出耦合镜获得了稳定的锁模运转,重复频率约为 180 MHz.在 5 W 抽运的情况下,连续光的输出功率最高为 700 mW,锁模光平均输出功率最高为 600 mW,用肉眼可直接观察到锁模光斑中明显的黄绿色的光谱成份.我们采用光谱仪(HR2000, Ocean Optics)对光谱进行了反复地严格测量,图 5 为测量得到的一条超连续光谱曲线,其覆盖从 540 nm—1030 nm 的光谱范围,长短波长之差为 490 nm,已接近一个倍频程的宽度.光谱曲线中 532 nm 处的尖峰为残余的抽运光.值得注意的是光谱在 612, 793, 982 nm 波长附近都出现了尖峰,在 602, 628, 705, 843, 998 nm 附近出现了次峰,这说明光谱具有较强的调制.我们认为光谱的调制和展宽首先是因为激光晶体中存在着很强的自相位调制效应,此外啁啾镜的色散存在振荡也对光谱展宽起着重要影响,由图 3(a) 可以看到啁啾镜的色散随波长存在周期性的振荡,平均色散为 -50 fs².我们还可看到在钛蓝宝石增益区的主要部分 700—900 nm 的光谱范围内,由于增益本身比较大,因此色散振荡的影响并不明显,而且还是较为连续的.但在 700—900 nm

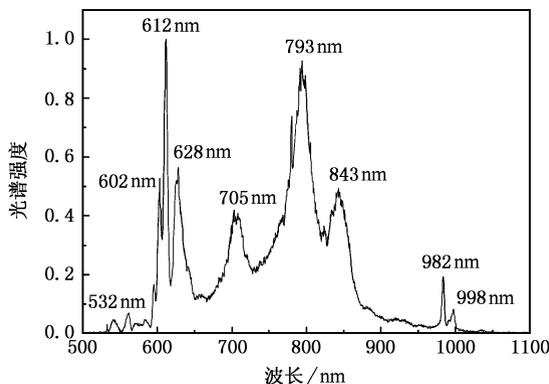


图 5 实验获得的超连续光谱

之外,由于其光谱要依赖自相位调制效应产生,色散振荡的影响就比较明显,从而造成光谱成 M 形分布.目前的多数超连续谱振荡器都存在这种特征^[15, 16].

实验中我们仔细研究了光谱随自相位调制强度变化的有趣现象.图 6 显示了随着后凹面镜 M_2 的平移,激光输出光谱的变化.可以看到,尽管 M_2 平移非常微小,但引起的光谱变化却非常明显.这很可能是由于腔结构的变化所导致的自相位调制作用发生了明显变化,其中光谱宽度最宽的结果显示光谱半宽大约 200 nm,理论模拟结果表明支持短至 6 fs 的脉冲宽度.我们同时调整抽运光的功率对光谱进行了观察,发现在一定的范围内,抽运功率的变化对光谱并无明显的影响.

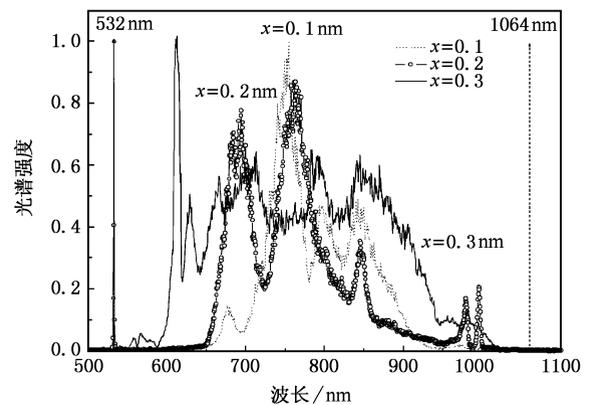


图 6 不同位置获得的锁模光谱

5. 结 论

我们用啁啾镜作为色散补偿元件,通过对系统的色散进行精确的补偿,用简单的四镜腔结构获得光谱覆盖 540—1030 nm 范围的超连续光谱.据我们所知这是目前用四镜锁模激光腔结构所产生的最宽激光光谱.我们的实验结果也表明锁模光谱与腔结构有非常明显的依赖关系,但对于抽运功率的变化并不敏感.这一结果不仅可理想地取代光子晶体光纤而实现具有更高能量及稳定度的飞秒激光频率梳,而且经腔外色散补偿后,可望通过精确测量实验研究得到脉宽小于 8 fs 左右的周期量级激光脉冲.

感谢张杰院士、聂玉昕研究员的有益讨论和上海光机所邓佩珍、徐军研究员提供的高质量钛蓝宝石晶体.

- [1] Teamey G J , Brezinski M E , Bouma B E , Boppart S A , Pitris C , Southern J F , Fujimoto J G 1997 *Science* **276** 2037
- [2] Telle H R , Steinmeyer G , Dunlop A E , Stenger J , Sutter D H , Keller U 1999 *Appl. Phys. B* **69** 327
- [3] Han H N , Wei Z Y , Zhang J , Nie Y X 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 155 (in Chinese) [韩海年、魏志义、张 军、聂玉昕 2005 物理学报 **54** 155]
- [4] Udem T , Holzwarth R , Hänsch T W 2002 *Nature* **416** 233
- [5] Thomas R S , Kuzucu O , Kim J W , Erich P I , Fujimoto J G , Kaertner F X , Scheuer V , Angelow G 2003 *IEEE J. Select. Top. Quantum Electron.* **9** 990
- [6] Spence D E , Kean P N , Sibbett W 1991 *Opt. Lett.* **16** 42
- [7] Asaki M T , Huang C P , Garvey D , Zhou J P , Kapteyn H C , Murnane M M 1993 *Opt. Lett.* **18** 977
- [8] Szipöcs R , Ferencz K , Spielmann C , Krausz F 1994 *Opt. Lett.* **19** 201
- [9] Szipöcs R , Köhári-Kis A 1997 *Appl. Phys. B* **65** 115
- [10] Ell R , Morgner U , Kärtner F X , Fujimoto J G , Ippen E P , Scheuer V , Angelow G , Tschudi T , Lederer M J , Boiko A , Luther-Davies B 2002 *Opt. Lett.* **26** 373
- [11] Xie X D , Wang Q Y , Wang Z , Zhang W L , Chai L 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 3159 (in Chinese) [谢旭东、王清月、王 专、张伟力、柴 路 2005 物理学报 **54** 3159]
- [12] Magni V , Cerullo G , Silvestri S D 1993 *Opt. Commu.* **96** 348
- [13] Backus S , Durfee III C G , Murnane M M , Kapteyn H C 1998 *Rev. Sci. Instrum.* **69** 1207
- [14] Chen Y , Kärtner F X , Morgner U , Cho S H , Haus H A , Ippen E P , Fujimoto J G 1999 *J. Opt. Soc. Am. B* **16** 1999
- [15] Kärtner F X , Morgner U , Ell R , Schibli T , Fujimoto J G , Ippen E P , Scheuer V , Angelow G , Tschudi T 2001 *J. Opt. Soc. Am. B* **18** 882
- [16] Bartels A Kurz H 2002 *Opt. Lett.* **27** 1839

Ultra-broad-bandwidth femtosecond-pulse generation by chirped mirrors for dispersion compensation *

Tian Jin-Rong^{1,2)} Han Hai-Nian¹⁾ Zhao Yan-Ying¹⁾ Wang Peng¹⁾ Zhang Wei¹⁾ Wei Zhi-Yi¹⁾

¹ *Laboratory of Optical Physics , Joint Laboratory of Advanced Technology in Measurements , Chinese Academy of Sciences , Beijing 100080 , China*)

² *College of Applied Science , Beijing University of Technology , Beijing 100022 , China*)

(Received 10 October 2005 ; revised manuscript received 27 December 2005)

Abstract

Through calculation of intra-cavity dispersion of Ti :sapphire laser including air , we obtained super-continuum extending from 540 to 1030 nm using four-mirror cavity composed of proper chirped mirrors . The technique to generate an octave-spanning femtosecond pulse was further discussed .

Keywords : supercontinuum , chirped mirror , femtosecond

PACC : 4280W , 4260D

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 60225005 , 10227401 , 60490280) and the Chinese Academy of Sciences for Key Topics in Innovation Engineering .