

博士学位论文

飞秒激光脉冲的放大、压缩及载波包络相位锁定研究



2013年5月

<u>Amplification, Compression and Carrier-Envelop Phase</u> <u>Stabilization of Femtosecond Laser Pulses</u>

By Zhang Wei

A Dissertation Submitted to The University of Chinese Academy of Sciences In partial fulfillment of the requirement For the degree of Doctor of Science

> Institute of Physics May, 2013

摘 要]			
ABSTRACTIII			
第1章 绪论1			
1.1 超快激光的产生与发展2			
1.2 啁啾脉冲放大技术简介7			
1.3 周期量级飞秒激光脉冲的产生9			
1.4 飞秒激光脉冲的载波包络相位锁定13			
1.5 本论文的研究内容与意义18			
第2章 啁啾脉冲放大技术与色散分析21			
2.1 引言			
2.2 啁啾脉冲放大系统简介22			
2.2.1 飞秒激光振荡器			
2.2.2 飞秒激光脉冲的展宽23			
2.2.3 啁啾脉冲激光放大24			
2.2.4 啁啾激光脉冲压缩27			
2.3 常用色散元件的色散分析			
2.3.1 材料色散			
2.3.2 马丁内兹展宽器31			
2.3.3 平行光栅对压缩器			
2.3.4 棱镜对			
2.3.5 啁啾镜			
2.4 小结			
第3章 环形腔结构的再生放大器实验研究41			
3.1 引言41			
3.2 环形再生腔腔型设计43			

飞秒激光脉冲的放大、压缩及载波包络相位锁定研究

3.3 高	重复频率1kHz环形再生放大器实验研究	
3.3.1	1 腔型设计模拟	
3.3.2	2 低温制冷系统	
3.3.3	31 kHz 再生放大的实验结果与分析	47
3.3.4	4 应用实验	
3.4 低	重复频率环形再生放大器实验研究	57
3.4.1	1 再生腔腔型的设计模拟	
3.4.2	2 高能量环形再生放大实验	
3.4.3	3 再生放大实验结果与分析	60
3.5 小	结	63
第4章	百赫兹重复频率飞秒激光放大与太瓦激光系统研究	65
4.1 引	言	65
4.2 百	赫兹重复频率飞秒放大系统研究	65
4.3 交	叉偏振波技术提高对比度实验研究	71
4.4 太	瓦激光系统的设计与搭建	72
4.4.1	1 振荡器部分	73
4.4.2	2 第一级展宽器	74
4.4.3	31 kHz 重复频率环形再生预放大器	75
4.4.4	4 第一级压缩器	78
4.4.5	5 XPW 及第二级展宽器	78
4.4.6	510 Hz 重复频率六通放大器	79
4.4.7	7 10 Hz 重复频率四通主放大器	
4.4.8	8 第二级压缩器	
4.4.9	9 电子同步控制系统	
4.5 小	结	
第5章	周期量级飞秒激光脉冲产生的实验研究	
5.1 引	音	
5.2 九	通放大激光装置简介	
5.3 空	心光纤展宽光谱的实验研究	

5.3.1 空心光纤展宽光谱的原理	90
5.3.2 空心光纤展宽光谱实验	
5.4 脉宽压缩实验研究	
5.4.1 实验系统的色散	
5.4.2 脉宽压缩实验	98
5.5 小结	
第6章 周期量级飞秒激光脉冲的载波包络相位锁定研究	
6.1 引言	
6.2 载波包络相位锁定的原理	
6.3 CEP 锁定实验研究	104
6.4 CEP 锁定与结果分析	
6.5 CEP 锁定在高次谐波中的应用	
6.6 小结	
第7章 总结与展望	
参考文献	121
攻读博士期间发表论文及获奖情况	
致 谢	

飞秒激光脉冲的放大、压缩及载波包络相位锁定研究

摘要

飞秒激光脉冲的放大是超快激光技术发展和应用的重要内容。放大的飞秒激光在 化学物理、生物医学、超精细微加工等领域都有着重大应用价值。将从飞秒放大激光 器获得的高能量激光脉冲压缩至周期量级脉宽,并实现载波包络相位 (carrier-envelop phase, CEP) 锁定,是目前用于开展高次谐波 (high-order harmonic generartion, HHG)、 阿秒激光等强场激光物理研究的重要驱动激光源。针对该前沿研究的需求,本论文围 绕飞秒激光脉冲放大、周期量级激光脉冲产生及 CEP 锁定进行了相关的研究工作。

论文的主要研究内容和取得的创新性成果如下:

1. 论文针对啁啾脉冲放大 (chirped-pulse amplification, CPA) 中的各单元系统—振 荡器、展宽器、放大器、压缩器等,进行了深入系统的分析研究。通过对常用的马丁 内兹展宽器、平行光栅对、棱镜对压缩器进行光线追迹,获得了色散解析表达式;对 CPA 中常用的材料进行了色散分析。为啁啾脉冲放大的顺利开展提供了指导依据。

2. 采用双脉冲开关普克尔盒方案,设计并搭建了不同参数的新型环形腔再生放大器,研究了不同重复频率下的稳定运转特性。在重复频率为1kHz、单脉冲能量为20mJ的泵浦条件下,获得了单脉冲能量为4.1mJ、脉宽为34.2fs的高重复频率飞秒激光放大结果,脉冲能量的长期稳定性达0.31%;进一步采用重复频率分别为100Hz、10Hz的灯泵 Nd: YAG 倍频 532 nm 激光作为泵浦,结合大模场尺寸的环形腔设计,比较研究了不同重复频率的再生放大特性。在10Hz 重复频率、32.0mJ 单脉冲能量泵浦下,获得单脉冲能量为6.36mJ、脉宽为59.7fs 的高能量飞秒脉冲,其脉冲能量稳定性为1.85%,为物理、医学、微加工等领域的应用实验提供了稳定可靠的激光源。

3. 以环形腔再生放大为前级预放大器,开展了高能量飞秒激光脉冲放大研究。将 1 kHz 环形再生预放大输出脉冲选单至 100 Hz,在 75.1 mJ 泵浦能量下,通过搭建的四 通主放大器,获得了 25.4 mJ 的放大脉冲能量;压缩后获得了单脉冲能量为 18.1 mJ、 脉宽 37.8 fs 的高能量飞秒激光脉冲,为开展高能量阿秒脉冲实验提供了新的驱动光源。 另外,采用双啁啾脉冲放大与交叉偏振波 (cross-polarized wave, XPW)技术提高脉冲

I

对比度,以环形再生放大器为前级,采用两级主放大设计搭建的太瓦激光系统,将种 子脉冲能量放大到了 230 mJ,支持 2 TW 的高对比度飞秒激光输出。

4. 利用飞秒放大激光脉冲与惰性气体相互作用时产生的自相位调制效应,进行了 飞秒放大激光光谱展宽的研究。相对于常规采用静态充气的方案,通过采用差分泵浦 空心光纤技术获得了更高的输出效率及更宽的光谱范围,实验中获得的最高输出脉冲 能量为0.56 mJ,输出效率为70%,光谱覆盖400~1000 nm,理论上支持短至3.0 fs 的 变换极限脉冲。进一步采用啁啾镜与尖劈补偿色散后,实验上获得了脉宽为3.8 fs 的周 期量级飞秒激光脉冲。

5. 开展了周期量级飞秒激光脉冲 CEP 高精度锁定的实验研究。通过收集尖劈反射的闲置光,搭建了紧凑的光谱干涉装置,以获取相位变化信息;通过 LabVIEW 软件处理,将反馈信号加载到压电陶瓷上,推动压缩器内棱镜,以改变其插入量,实现了放大激光 CEP 的锁定。通过分别锁定振荡器和放大器输出脉冲的 CEP,得到了压缩后激光脉冲 CEP 长达 7.2 小时的高精度锁定结果,抖动的均方根 RMS (root mean square) 小于 85 mrad,并在高次谐波和阿秒脉冲实验中获得了验证和应用。

关键词: 啁啾脉冲放大 (CPA); 环形腔; 周期量级激光脉冲; 载波包络相位 (CEP); 高次谐波 (HHG)

Amplification, Compression and Carrier-Envelop Phase Stabilization of Femtosecond Laser Pulses

ABSTRACT

Amplification of femtosecond laser pulses is an important issue in the development and application of ultrafast laser technology, which has lead many remarkable progresses in physics, biomedicine, micro-processing, and so on. By further compress the amplified laser pulse to few-cycle with stablized carrier-envelop phase (CEP), it may opened new applicatins in high field physics such as high harmonics, isolated attosecond pulse generation. In view of the frontier applications, this dissertation focused on the amplification of femtosecond Ti:sapphire laser, few-cycle laser pulse generation and carrier-envelop phase stabilization.

The main research works and the innovative results are summarized as follows:

1. Refer to the principle of chirped pulse amplification (CPA), we systematically investigated the optmized parameters and configurations of the laser oscillator, stretcher, amplifier and compressor. By using the ray-tracing method, the dispersions arisen from the Martinez stretcher, grating pair and prism compressor are analyzed and calculated. Which provide a very useful instruction to balance the total dispersion with the material's dispersion.

2. Designed and constructed novel ring cavity regenerative amplifiers under different parameters with double gating pulse picker. Steady running amplifiers have been achieved under the different repetition rate. 4.1 mJ, 34.2 fs, 1 kHz repetition rate femtosecond laser pulses with long-term energy stability of 0.31% have been realized using 1 kHz, 20 mJ diode-pumped source. Just using a single regenerative amplifier, 6.36 mJ, 59.7 fs high-energy femtosecond pulses with energy stability of 1.85% has been obtained with a large mode size ring cavity, under a lamp pumped Nd: YAG double-frequency 532 nm, 32 mJ pump source at repetition rate of 100 Hz, 10 Hz. Moreover, thermal lens has been considered in designing ring cavity amplifiers for different repetition rate.

3. Based on the ring regenerative amplifier, further high-energy amplification has been carried out. 100 Hz laser pulses selected from 1 kHz ring regenerative pre-amplifier, are amplified to 25.4 mJ by a four-pass amplifier, pumped by 75.1 mJ. 37.8 fs laser pulse with energy of 18.1 mJ has been obtained which will be a powerful tool for high-energy attosecond pulses generation. To improve the pulse contrast ratio, doubled chirped pulse

amplification and XPW are employed. As the 1 kHz ring regenerative amplifier served as the pre-stage, the pulses energy has been amplified to 230 mJ by two main multi-pass amplifiers with high stability. 2 TW femtosecond laser can be obtained after compressor.

4. The output spectrum of a 1 kHz Ti:Sapphire amplifier was broadened by self-phase modulation caused by the interaction between the intensive laser and the rare gas in a hollow fiber. Compared to normal stadically gas-filled hollow fiber, differentially pumped hollow fiber is verified to support wider spectrum broadening and higher transmission efficiency. Finally, 0.56 mJ pulse energy were got from the input 0.8 mJ pulse energy, corresponding a transmission efficiency of as high as 70%. The spectrum covered from 400~1000 nm can theoretically support a 3.0 fs transform-limited pulse duration. After chirped mirrors and wedges dispersion compensation, few-cycle femtosecond laser pulse duration as short as 3.8 fs is achieved.

5. Long-term carrier-envelope phase (CEP) locking of few-cycle laser pulse is carried out with high-precision. By collecting idle reflected light from one of the wedges which covers a octave, compact spectral interference is built for phase shift detecting. Through a LabVIEW software, the feedback signal is loaded on a piezoelectric ceramics to change the insertion of a prism in the compressor to lock CEP of the whole setup. By separated CEP locking for the oscillator and amplifier, high-precision CEP stabilization of phase drift less than 85 mrad (RMS) has been realized as long as 7.2 hours. These results have been applied and examined in high harmonic generation and isolated attosecond pulse experiments.

Key Words: Chirped pulse amplification (CPA); Ring cavity; Few-cycle laser pulse; Carrier-envelope phase (CEP); High harmonics generation (HHG)

第1章 绪论

1958 年, 肖洛 (A. L. Schawlow) 与汤斯 (C. H. Townes) 提出了激光器的理论计算 模型和设计方案^[1]。两年后,年仅33岁的科学家梅曼(T.H. Maiman)在美国休斯实验 室巧妙地利用氙灯进行光抽运,以红宝石作为增益介质,成功实现了世界上第一台激 光器^[2]。半个多世纪以来,激光这一划时代的成果,以其优良的方向性、单色性和相干 性,在工业、信息技术、生物医疗、军事和科技等诸多领域获得了非常广泛的应用。 自激光诞生后,其功率就不断攀升,脉宽不断缩短。梅曼发明激光后不久,人们就提 出了调 O 技术,并在 1962 年将激光脉冲宽度缩短至纳秒量级 (1 ns=10⁻⁹ s)^[3]。1964 年 锁模技术出现^[4],脉冲宽度进一步压缩到皮秒量级 (1 ps=10⁻¹² s)。80 年代中期,飞秒 量级的的激光脉冲首次在染料激光器中获得成功运行 (1 fs=10⁻¹⁵ s)。皮秒、飞秒量级激 光脉冲的实现标志着超快激光时代的到来。由于其脉宽短、峰值功率大幅度提高,迅 速成为激光技术发展的前沿研究领域。特别是 G. Mourou 于 1985 年提出的啁啾脉冲放 大技术 (chirped-pulse amplification, CPA)^[5]和 1991 年出现并逐渐完善的克尔透镜锁模 技术¹⁶,将飞秒激光带入了新的飞速发展时期。纵观超快激光的发展方向,一是锁模技 术不断推动着激光向着超短脉冲方向发展,脉宽可短至周期量级,基于新的物理机制, 甚至获得了阿秒量级的激光脉冲^[7-9],二是峰值功率不断攀升,CPA 技术促进并实现了 峰值功率太瓦、拍瓦量级^[10, 11]激光系统的不短涌现,为深入研究超快超强现象提供了 强有力的工具。同时也促进了超快激光技术在微加工[12-14]、医学[15, 16]及物理[14]等方面 的广泛应用。科学家们利用飞秒激光探索原子分子运动规律[17,18],在实验室内模拟天 体物理[19, 20],研究精密光谱学[21-23],已经取得了丰硕的研究成果。与飞秒激光有关的 科学家两度获得了诺贝尔奖,分别为 A. H. Zeweil 于 1999 年获得的诺贝尔化学奖,和 J.L. Hall 与 T.W. Hansch 于 2005 年获得的诺贝尔物理学奖。

近年来,随着高次谐波与阿秒 (1 as=10⁻¹⁸ s)激光脉冲的发展和应用^[24, 25],载波包 络相位稳定 (CEP) 的周期量级飞秒脉冲激光也获得了倍受关注。迄今为止,全世界已 有数个研究小组成功获得了 CEP 锁定的周期量级飞秒脉冲激光^[26-29],成为超快激光科 学及强场物理领域里最具革命性的前沿技术研究进展。

本论文主要完成了对不同重复频率的飞秒激光啁啾脉冲放大技术研究;利用充有 惰性气体的空心光纤对放大激光进行光谱展宽,并利用啁啾镜及尖劈进行色散补偿获 得周期量级的飞秒激光脉冲;通过对测量和反馈方案的改进,实现了长时间高精度的 周期量级飞秒激光脉冲的 CEP 锁定,并在此基础上开展了 CEP 锁定的高次谐波实验。 本章在大量文献阅读的基础上,对目前超短脉冲激光、啁啾脉冲放大的发展和研究意 义,以及周期量级飞秒激光脉冲产生与 CEP 锁定进行详细的综述。

1.1 超快激光的产生与发展

超快激光在 1964 年锁模技术出现后得到了迅速发展^[4,30-32]。1965 年在实验上就实 现了对激光谐振腔内多个纵模的相位锁定,在红宝石中获得了皮秒脉冲。随后,脉冲 宽度不断突破至亚皮秒甚至飞秒量级。1981 年, R. L. Fork 在染料激光器中采用碰撞锁 模方式 (colliding pulse mode-locking, CPM) 首次获得脉冲宽度短至 90 fs 的超短脉冲 ^[33]。这一重大突破标志着飞秒激光时代的到来,也使得染料激光器成为获得飞秒脉冲 激光研究的主要工具和关注焦点。1985 年,J. A. Valdmanis 与 R. L. Fork 等人再次利用 碰撞锁模方式在环形染料激光器中得到 27 fs 的超短脉冲输出^[34]。1987 年, R. L. Fork 又将该激光器输出的脉冲能量进行放大,并通过光纤中的自相位调制效应将激光光谱 展宽,然后利用光栅与棱镜对补偿色散使脉宽进一步压缩到 6 fs^[35],这也是染料激光 器的最短脉冲记录,达到着染料超快激光的顶尖水平。然而,作为第一代飞秒超快激 光,染料激光器性能极不稳定,很难驾驭,且染料的更换及处理操作不便,因而没有 获得广泛应用。

与此同时,人们不断探索新的增益介质,以实现稳定的锁模激光。掺钛蓝宝石 Ti:Sapphire、掺铬镁橄榄石 Cr: forsterite、掺铬钇铝石榴石 Cr: YAG、掺镱玻璃 Yb: glass 等材料的出现为固态飞秒激光器的诞生奠定了坚实的基础。尤其是 1986 年 P. F. Moulton 发明的掺钛蓝宝石激光晶体^[36],更是引领了整个固体飞秒超快激光的快速发展与广泛 应用。如表 1.1 所示,钛蓝宝石吸收光谱覆盖 400-600 nm,吸收效率高,荧光光谱带 宽约为 500 nm,覆盖 600~1100 nm,可以支持 2.7 fs 的脉冲宽度。此外,钛蓝宝石有着 非常优良的物理化学性质,具有热导率高,耐磨损,损伤阈值高,适合于高平均功率运 转,性能指标 (figure of merit, FOM, 490 nm 处吸收波长的吸收系数与 800 nm 处发射 波长的吸收系数之比) 高达 2000 等优点。这些优良的特性,使掺钛蓝宝石晶体成为至

今为止综合性能最好的宽带激光增益介质,并且带动了 CPA 技术的发展。1989 年,以 光纤为增益介质的锁模皮秒激光器开始出现^[37]。四年后,人们已经可以从光纤中获得 77 fs 的飞秒超快脉冲^[38]。飞秒光纤激光器染料与固体激光器相比,具有结构简单、操 作简便、可靠性高等优点,在工业生产中具有巨大的应用价值。90 年代初出现的半导 体可饱和吸收体 (semiconductor saturable absorber mirrors, SESAM)为被动锁模添加了 新的技术手段^[39],并将振荡器的结构简化,在 1997 年也已经有了脉冲宽度为 45 fs 的 飞秒激光脉冲输出的报道^[40]。

在固体增益介质中,钛蓝宝石晶体的上能级荧光寿命较长,达 3.2 μs,增益截面窄 仅为 10⁻¹⁹ cm²,这使得钛蓝宝石固体飞秒激光的被动锁模技术与以往染料激光不同, 还需要进一步的研究和发展。

参数项	参数值
折射率 (800 nm)	n=1.76
荧光寿命	3.2 µs
吸收光谱	400-600 nm
荧光波长	600-1100 nm
峰值发射波长	~790 nm
受激发射截面	$4.1 \times 10^{-19} \text{cm}^2$
量子效率	$\eta_Q \approx 1$
饱和能量密度	0.9 J/cm^2
损伤阈值	10 J/cm^2
热导率 (常温)	46 W/mK

表 1.1 掺钛蓝宝石性质

不插入任何调制元件,利用增益介质的非线性效应,实现被动锁模的机制被称为 自锁模。1965年,在He-Ne激光器、铜蒸气激光器、Nd:YAG激光器就已经观察到了 自锁模现象^[4]。然而由于这些激光器中,自锁模脉冲序列非常不稳定,故一直未引起人 们的重视。直到1991年,D.E.Spence等人在钛宝石晶体中获得脉冲宽度 60 fs 的稳定 的自锁模飞秒激光脉冲^[6],固态自锁模飞秒激光器才引起了超快激光领域研究者的关注 和重视。如图 1.1 所示,采用这种锁模方式,腔内不再需要任何调制元件,仅采用棱 镜对补偿色散后就可以实现锁模,结构简单,运行稳定。后来经研究发现实验中的自



锁模是一种全新的锁模方式一增益介质的克尔非线性效应。

图 1.1 克尔透镜锁模钛蓝宝石振荡器

当激光峰值功率达到 GW (10⁹ W) 以上时,介质的折射率 n 不再是定值,而与入射 激光的强度 I 有关, $n = n_0 + n_2 I$,其中 n_0 是低功率下的折射率, n_2 为非线性折射率系数。 如图 1.2 所示,由于非线性折射率的作用,对功率较高的脉冲激光束将发生自聚焦,如果焦点附近存在光阑,可以使高功率脉冲部分完全通过,而低功率直流部分则被损 耗。固体激光泵浦聚焦后引起的有限泵浦区域形成的增益孔径就可以实现光阑的作用,而克尔非线性的响应时间小于 1 fs,两者结合就形成了一种新颖的"快"饱和吸收体效 应,起到了自锁模的作用。由于其主要原理是克尔非线性效应,故称之为"克尔透镜 锁模"(Kerr lens mode locking, KLM),属于被动锁模方式的一种^[41]。



图 1.2 克尔透镜锁模机理

克尔透镜锁模机制的发现,为人们开展固体飞秒激光研究打开了新的篇章。根据 测不准原理Δυ·Δτ≥const,Δυ为频谱宽度,Δτ为脉冲时间宽度,为了追求更短的激 光脉冲,就必须有足够宽的光谱。同时为实现傅里叶变换极限的脉宽,还需要对色散 进行补偿。补偿激光器的总体色散,增加输出光谱带宽,可以输出更窄的飞秒脉冲。 在不断的摸索中,人们通过使用更薄的增益介质,优化选用棱镜材料,使用宽带镀膜 的反射镜及啁啾反射镜 (chirped mirrors, CMs) 等技术,实现了飞秒脉冲宽度的一次次 突破,目前在钛宝石振荡器中已经获得了短于 4 fs 的激光脉冲。

1993年, M. T. Asaki 等人为了补偿三阶色散,采用高掺杂浓度的短钛宝石晶体并 改用融石英棱镜对进行色散补偿,获得了 11 fs 的激光脉冲^[42]。对于 10 fs 以下的激光 脉冲,光谱带宽较宽,晶体和棱镜对引入的三阶和四阶色散已无法很好地匹配补偿。 因此,由棱镜对进行色散补偿难以获得 10 fs 以下的脉冲宽度。为了减小高阶色散的影 响,1994年 R. Szipčs 和 F. Krausz 提出采用设计新型啁啾介质反射镜对色散进行补偿 的方案^[43]。随后, A. Stingl 等人在无其它色散补偿元件条件下,仅使用宽带啁啾镜来 补偿色散,获得了 8 fs 的激光脉冲^[44]。1999年 U. Morgner 等人利用双啁啾镜和低色散 的 CaF₂棱镜对组合进行色散补偿,在振荡器中获得了脉冲宽度 5.4 fs 的周期量级脉冲 输出^[45],这也是直接从钛宝石振荡器输出的光谱最宽、脉宽最窄的激光脉冲。

直接从振荡器获得 5 fs 以下的激光脉冲是非常困难的,而且由于振荡器重复频率高,单脉冲能量低,无法获得更广泛的应用。于是,人们想到了通过对飞秒放大激光脉冲进行光谱展宽,再通过腔外补偿色散压缩脉宽的方式来获得高能量、短脉宽的激光脉冲。得益于 CPA 技术的快速发展与应用,飞秒激光的单脉冲能量不再局限于纳焦耳量级,通过对放大脉冲展宽光谱再补偿色散、压缩脉宽,获得 5 fs 以下、毫焦耳量级的周期量级飞秒脉冲已不再遥不可及。钛蓝宝石激光晶体与 CPA 技术的结合将飞秒超快激光带入了新的飞速发展时期。

2003 年, B. Schenkel 等人将放大光耦合到两级联的充氩气空心光纤中,利用自相 位调制效应 (self-phase modulation, SPM) 展宽光谱,液晶空间光调制器 (spatial light modulators, SLM) 压缩后获得了 15 μJ,脉冲宽度 3.8 fs 的 1.5 个光周期的超短脉冲^[46]。 2007 年,日本的 E. Matsubara 等人同样利用空心光纤和 SLM,同时补偿色散和相位, 得到了,3.6 uJ、2.6 fs 的激光脉冲,脉宽仅 1.3 个光学周期 (600 nm)^[47]。但 SLM 压缩 的透过效率太低。采用另一种技术方案—空心光纤展宽光谱,预先设计好色散量的高 阈值啁啾镜补偿色散,则在获得超短脉冲的同时,可以获得高单脉冲能量。1997 年 S. Sartania 和程昭等人利用充氩气空心光纤与啁啾镜,对 1.5 mJ、20 fs 的放大激光进行光 谱展宽,然后采用啁啾镜补偿色散压缩脉宽,获得了 0.5 mJ、5.2 fs 的激光脉冲^[48]。到 了 2009 年,通过这种方式,已经可以获得 mJ 量级、亚 5 fs 的周期量级飞秒激光脉冲



图 1.3 空心光纤啁啾镜组合获得周期量级飞秒激光脉冲的典型方案^[49]

利用毫焦耳、周期量级飞秒激光脉冲,可以开展很多应用工作,尤其是在高次谐波与阿秒激光领域,更是起到了举足轻重的作用。2001年 P. M. Paul等人将峰值功率密度为 100 TW/cm² 的飞秒激光脉冲聚焦于氩气,在其激发的高次谐波中首次检测到了脉冲宽度为 250 as 的激光脉冲,将人类认识瞬态世界的视野一瞬间扩展到了阿秒尺度^[51],只不过由于采用的是多周期 40 fs 的激光激光脉冲,所获得的是间隔为 1.35 fs (800 nm 的半个光学周期)一串阿秒脉冲。正是因为驱动激光内包含了数个光周期,所以获得阿秒脉冲才是一串脉冲。在泵浦探测实验中,这一脉冲串中的脉冲时间间隔过短,检测仪器无法分辨,故真正实用的是单个阿秒脉冲。周期量级、高单脉冲能量的飞秒激光脉冲产生后,人们将其应用到阿秒实验中,才首次获得了单个阿秒。2001 年德国马普量子光学所 F. Krausz 团队的 M. Hentschel 首次利用 7 fs 周期量级激光在氪气中产生了 650 as 的单个阿秒脉冲^[7]。此时的周期量级飞秒激光脉冲还存在一些问题,如图 1.4 所示,当脉冲宽度短到几个周期时,载波与包络之间的相位 (carrier-envelop phase, CEP)对电场强度的影响很显著,由于没有稳定 CEP,产生的单个阿秒脉冲也极不稳定。在当时还没有有效的方法控制周期量级飞秒激光脉冲的载波包络相位^[52,53]。



图 1.4 周期量级飞秒激光脉冲的载波包络相位[54]

周期量级飞秒激光脉冲的CEP锁定与应 用又迅速成为了一个新的研究领域和热点。 伴随着振荡器与放大器 CEP 的初步锁定, 2003 年 A. Baltuska 将 5 fs、0.5 mJ、CEP 稳 定的激光脉冲聚焦到氖气中,产生的高次谐 波截止区,在 CEP 长期锁定为0时,获得了 稳定的单个阿秒脉冲,脉冲宽度为250 as^[55]。 如图 1.5 所示,只有在 CEP 保持为零时,其 高次谐波截止区才是连续谱,支持单个阿秒 脉冲。否则,整个光谱在较长的积分时间内, 都会被抹平。

2008 年,德国马普量子光学研究所的 E. Goulielmakis 与 F. Krausz 等人利用 CEP 锁定 的 3.3 fs 驱动光脉冲与惰性气体相互作用产 生高次谐波,然后对高次谐波截止区连续谱 进行滤波,首次获得了低于 100 as 的单阿秒 脉冲,脉宽 80 as^[56]。2012 年美国中佛罗里 达大学的常增虎研究小组,采用 7 fs 激光结 合 DOG 方法 (double optical gating, DOG)



图 1.5 高次谐波与 CEP 变化关系

获得了 67 as 的阿秒激光脉冲,也是目前世界上最短的激光脉冲。

1.2 啁啾脉冲放大技术简介

在过去 30 年间激光功率不断攀升,聚焦峰值功率密度也突飞猛进。而这一快速发展的拐点出现在皮秒及飞秒激光实现放大之后,如图 1.6 所示。自从 1960 年激光发明以来,自由运转的激光脉宽一直徘徊在毫秒量级,通过调 Q 技术也只能实现纳秒量级的输出。而锁模技术的出现,将激光脉冲的宽度缩减了 10⁶倍,直接进入了飞秒尺度。同时,新的挑战也涌现出来。脉冲短至皮秒甚至飞秒量级时,脉冲能量的放大就变得非常困难,因为能量稍有放大,峰值功率就迅速上升,非线性效应增强,放大过程中过高的峰值功率经常会把元件损伤。直到 1985 年 G. Mourou 等人提出了 CPA 技术^[5],

这一难题才得以解决,峰值功率一瞬间提高了10⁶,而且成本更低。多个国家甚至采用 CPA 技术搭建的激光系统作为快点火激光聚变工程的基本手段。峰值功率达拍瓦 (10¹⁵W,PW)^[19]的 CPA 装置在各国已经陆续建成,如美国列弗莫尔实验室研制了1.5 PW 的450 fs 钕玻璃系统^[57]和中国1.16 PW^[11]、韩国1.5 PW 的30 fs 的钛宝石 CPA 系统^[58]。



图 1.6 激光聚焦功率密度的发展历程^[59]

随着调 Q、锁模技术的不断发展,激光脉冲的峰值功率已经从 kW,不断攀升到 MW、GW、TW、PW,而到了 GW 以上时,介质的折射率 n 就不再是定值,而与入射 激光的强度 I 有关,产生了非线性折射率,这样就会对传播的波前造成影响,这种影 响可以用 B 积分来表示:

$$B = \frac{2\pi}{\lambda} \int_0^L n_2 I dl \tag{1.1}$$

对于高斯光束,当 B 积分达到 π 量级时,在介质中就会发生自聚焦效应,由于功 率较高,其结果就是破坏传播介质。

在 CPA 技术出现以前,除非扩大光斑、增加介质口径,否则高峰值功率密度造成破坏很难避免。在对超短脉冲进行放大时,CPA 技术可以不通过增加光束及介质口径,就能避免在介质中产生过高的峰值功率。其实现方法是:在放大前,先对飞秒或皮秒脉冲引入一定的色散,将脉冲宽度在时域上展宽至皮秒甚至纳秒量级,降低峰值功率,然后再进行放大,这样就降低了元件损伤的风险。等获得了较高的能量以后,再补偿色散,将脉冲宽度压缩至飞秒量级。利用 CPA 技术,可以有效地避免放大过程中过高

的峰值功率造成的系统元件损伤,也可以避免过高的峰值功率导致增益饱和并产生不利的非线性效应。图 1.7 给出了 CPA 原理图, CPA 在结构上大致可以分成四部分,分别为振荡器、展宽器、放大器和压缩器。



图 1.7 啁啾脉冲放大技术原理

振荡器是 CPA 系统的基础,为系统提供种子激光脉冲,具有光谱宽、窄脉宽且能 量及光束指向稳定是对飞秒振荡器的基本要求。振荡器输出脉冲重复频率一般为近百 MHz 量级,单脉冲能量几个纳焦耳,脉宽几十甚至几个飞秒。展宽器用于将种子脉冲 脉宽在输入放大器之前展宽。在早期的 CPA 实验中^[5],使用光纤的正色散来展宽脉冲, 采用 Treacy 型光栅对所提供的负色散进行补偿并压缩脉宽,这种展宽压缩方案,易补 偿二阶色散,却无法匹配三阶色散,而且由于当时使用的种子不是飞秒脉冲,最后只 获得了 2 ps 的激光脉冲。目前人们对展宽压缩的研究已日渐成熟,应用较为广泛的展 宽技术主要是光栅和块材料展宽器,如反射式的马丁内兹 (Martinez) 展宽器^[60]和无象 差的欧浮纳 (Öffener) 展宽器^[61]以及重火石块材料展宽器^[62]等。 放大器用于放大啁啾 激光脉冲的能量,又可分为预放大器和主放大器。一般,紧接展宽器的是预放大系统, 后面是几级主放大系统。预放大器可以采用再生放大或参量放大技术,将展宽后的单 脉冲能量从纳焦耳量级放大到毫焦耳量级。而主放大由于增益的问题,一般只采用多 通放大技术。压缩器可以采用 Treacy 结构光栅对^[63]、棱镜对压缩器^[64],也可以与啁啾 反射镜^[65]组合成压缩器。

伴随着 CPA 技术的应用和 Ti: sapphire 及 Cr: LiSAF 等优质晶体的发展,多套太瓦 系统相继建立^[66-68],并于 1999 年在 Nd: Glass 中实现了 1.5 PW 的输出^[57]。

1.3 周期量级飞秒激光脉冲的产生

克尔透镜锁模 (KLM) 在钛宝石中可以直接输出纳焦耳周期量级的飞秒脉冲,但

强场物理中应用较多的毫焦耳飞秒脉冲要压缩到周期量级飞秒激光脉冲却不是那么简单。飞秒激光经 CPA 放大后,光谱增益窄化严重,光谱宽度大大减小,一般仅剩 40~50 nm 半高宽,最短支持 20 fs 的脉冲。

飞秒激光脉冲具有脉宽短、峰值功率高的特点,当它在介质中传输时,很容易在 介质中产生一些非线性效应,如自相位调制、交叉相位调制、四波混频、受激拉曼散 射等。这些效应会对光谱引入新的频率成份,即光谱展宽。根据测不准原理,展宽后 的光谱支持更短的脉冲。于是,人们巧妙地利用这些非线性效应,获得了高能量的周 期量级飞秒激光脉冲。

1985年, W. H. Knox 与 R. L. Fork 等人利用光纤中的自相位调制效应, 展宽超短激光脉冲的光谱, 并采用光栅对补偿色散, 获得了 8 fs 的激光脉冲^[69]。2000年 J. Ranka 等人报道了关于利用超短脉冲激光在光子晶体光纤中产生 390~1600 nm 超连续光谱的 实验结果^[70]。此外也可以采用很薄的块状材料作为光谱展宽的介质。1988年, C. Rolland 等人利用薄的石英、CaF₂、SF6 玻璃等块状材料将 92 fs 激光脉冲进行光谱展宽, 采用 光栅对补偿色散后,将脉宽压缩到了 16 fs^[71]。这些探索为利用 CPA 系统的放大激光脉 冲产生高能量、周期量级飞秒激光脉冲提供了实验依据。

在高次谐波、阿秒脉冲的产生及一些强场物理实验中需要高单脉冲能量、周期量级的飞秒激光脉冲。然而由于实心光纤、块材料等固体介质非线性折射率较高,放大 光脉冲能量聚焦后在其内部很容易产生自聚焦,损坏材料,故只允许很小的脉冲能量 通过,且传输效率极低,输出的脉冲能量在纳焦耳至数个微焦量级。放大后飞秒激光 脉冲使用实心光纤和材料来展宽光谱是不太实际的。1996年,M.Nisoli提出了用充有 氩气和氪气的空心光纤展宽光谱技术,对放大后的激光脉冲进行再压缩,获得了 10 fs、 240 μJ 的飞秒脉冲^[72]。翌年,他们进一步获得了 4.5 fs、70 μJ 的周期量级飞秒激光脉 冲。这一方案后来被证明是目前最为有效的产生高能量、周期量级飞秒脉冲的技术方 案。它的优点在于,可以采用大孔径空心波导以及高电离阈值的惰性气体,通过调节 气压、更换气体种类,就能实现不同程度的光谱展宽。具有传输效率较高,破坏阈值 高,相互作用长度长和空间模式好的优点。实验证明,这种光纤在展宽光谱的同时, 可以支持单脉冲能量为数百微焦甚至毫焦量级的脉冲输出^[49]。2009年,韩国 C.H.Nam 等人利用空心光纤展宽光谱再压缩技术已经获得了脉宽为 3.7 fs,单脉冲能量为 1.2 mJ 的周期量级飞秒激光^[50]。如图 1.8 是典型的利用充气空心光纤产生周期量级飞秒激光

的装置示意图,入射激光在空心光纤中与惰性气体相互作用,由自相位调制等非线性 效应展宽光谱,再由啁啾镜补偿色散压缩脉宽。



图 1.8 典型的空心光纤获展宽光谱再压缩装置示意图^[50]

除了在空心光纤中通过惰性气体自相位调制产生超连续谱外,人们发现超强激光脉冲在气体中直接传输时电离成丝,由于自聚焦与自散焦的综合作用,会产生较长的等离子通道,也会产生超连续光谱,而且通道可以维持长达 20 m 的距离^[73]。2004 年 U. Keller 小组的 C. P. Hauri 利用这种原理,在氩气中获得了 15~20 cm 的等离子通道,对 43 fs 的入射激光脉冲进行光谱展宽,采用啁啾镜补偿色散后获得了 5.7 fs、0.38 mJ 的周期量级光脉冲^[74],如图 1.9 所示。随后,通过不断的努力和探索,这种方式获得 的脉宽不断缩短^[75],能量不断提升,到 2007 年已经实现了 5 fs、0.7 mJ 的超短脉冲^[76]。



图 1.9 通过等离子通道、啁啾镜获得周期量级飞秒脉冲[74]

2010年, S. Adachi 等人在密闭的真空室内将 2 mJ、7 fs 入射光脉冲聚焦到薄薄的 氩气喷嘴上,获得了两倍于入射光谱宽度的展宽光谱,压缩后获得了 3.8 fs、1.2 mJ 的 超短脉冲输出^[77],实验方案如图 1.10 所示。 飞秒激光脉冲的放大、压缩及载波包络相位锁定研究



图 1.10 成丝产生超连续展宽光谱压缩脉宽的光路示意图[77]

相干合成也是一种可以获得周期量级甚至是亚飞秒激光脉冲的方法。通过对相位 锁定的不同波长激光脉冲,进行相干合成,不仅在振幅上可以大幅度提高,脉宽上也 可能实现比每个入射脉冲都短的合成脉宽^[78-80]。2010 年 G. Krauss 等人将同一个掺饵光 纤振荡器输出的脉冲,分成两束分别放大到 1.11 µm 与 1.77 µm,进行相干合成后获得 了 1.3 µm 处 4.3 fs 的单周期超短飞秒脉冲^[81]。方案如图 1.11 所示。



图 1.11 G.Krauss 等人的相干合成单周期飞秒脉冲的实验装置示意图^[81]

2011年,德国马普量子光学所 F. Krausz 团队的 A. Wirth,将空心光纤展宽后的超连续光谱分成 3 部分,分别为 700~1100 nm,500~700 nm,350~500 nm,脉宽分别为 6.8 fs、5 fs、4.5 fs,相干合成了 710 nm 中心波长处 2.1 fs、0.88 个周期的超短飞秒脉冲^[82]。2013年,他们又将其分成四束,如图 1.12 所示,进一步合成了 530 nm 处 335 as、0.19 个周期的超短脉冲^[83]。



图 1.12 德国马普量子光学所四路光相干合成 (a) 方案示意图, (b) 实际光路和 (c) 脉冲宽度^[83] 1.4 飞秒激光脉冲的载波包络相位锁定

随着 CPA 技术的壮大和脉宽再压缩技术的发展,周期量级飞秒激光脉冲在很多实验室已经可以轻易产生,在强场物理领域发挥着非常重要的作用。尤其是在高次谐波

与阿秒实验中,更成了不可或缺的工具。由于应用的需求,甚至已经有了商用的激光 产品。然而当高能量的周期量级飞秒激光应用在阿秒^[8]、阈上电离^[84]等实验中时,由 于每个脉冲内部 CEP 对电场强度有很大影响,对其敏感的很多实验就必须考虑 CEP 的 稳定情况。因此,测量和控制 CEP 就成了近年来超快激光领域发展的新热点之一。

测量飞秒激光振荡器的 CEP 在 1996 年已经由 Xu.L 等人提出了初步方案,通过两 相邻脉冲的互相关在时域上获取载波包络相位变化信息 (carrier-envelope phase offset, CEO)^[85]。1999 年,Telle 等人又提出了几种将相移转移到频域测量的技术^[86]。通过差 频、和频等频率变换手段得到两个频率相近成份,相干叠加测量拍频实现 CEO 测量。 其中最简洁是 *f-2f* 自参考法,原理如图 1.13 所示。在覆盖一个倍频程的光谱中,对长 波低频成份进行二倍频,然后再与基频中相同频率分量进行相干叠加,就可以通过拍 频,获得 CEO 的信息。假设重复频率为 f_r ,长波部分频率为 $f_n=nf_r+f_{CEO}$,短波部分的 频率为 $f_m = 2nf_r + f_{CEO}$,那么倍频光的频率就是 $2(nf_r+f_{CEO})$ 两者拍频就可以得到频移 f_{CEO} ,如下式所示。



图 1.13 f-2f 自参考法测量 CEO 原理

同样,二倍频与三倍频差频获取 CEO 的方法称为 2f-3f 技术。

2000 年, D. J. Jones 使用自参考的方法首次实现了对飞秒振荡器 CEP 的锁定^[87]。 2004 年, T. Fuji 等人用差频实现了 f_{ceo} 的测量,原理如图 1.14 所示,通过光子晶体光 纤将振荡器输出的光谱扩展到 480~1100 nm, 490 nm 与 1080 nm 成份差频产生 900 nm 附近的差频光^[87]。差频光中不含频移 f_{ceo} ,而自相位调制展宽中的基频中仍然含有这 一项,拍频后就得到了 f_{ceo} ,这个方法也称作 0-f 法。



图 1.14 差频实现 fcro 的测量原理

2005 年,Fuji 等人直接利用 PPLN 晶体(周期极化铌酸锂晶体)差频测量 *f_{ceo}* (difference frequency generation, DFG)^[88]。由于振荡器是 5 fs 超宽光谱的振荡器,不用 采用光子晶体光纤展宽光谱,而是直接聚焦到 PPLN 晶体中,就得到了拍频信号。通 过电光调制器调节泵浦光,实现了振荡器的 CEP 锁定。这一 CEP 测量与锁定方案得到 了广泛采纳和应用。

目前,最新的振荡器 CEP 的锁定方案当属前反馈控制,2010 年由 S. Koke 等人提出^[89,90]。如图 1.15 所示,自由运转的振荡器,输出后经声光移频器 (acousto-optical frequency shifter, AOFS) 衍射后的 0 级光和 1 级光分别采用两套 *f-2f* 装置测量 CEO,其中 0 级光导入到内环 (In-loop),探测 *f_{ceo}*用于与信号发生器混频,混频后得到控制 信号并反馈控制 AOFS。1 级衍射光导入到外环 (Out-loop),探测 *f_{ceo}*用于观察 CEO 变化。这种锁定方案的优点在于,可以不用通过声光调制器 (acousto-optic modulator, AOM)去调节振荡器泵浦功率来锁定 CEP,振荡器只需正常锁模即可,CEP 的锁定在 脉冲序列输出之后进行。



图 1.15 前置反馈控制 CEO 原理示意图^[89]

振荡器 CEP 的锁定为实现 CPA 放大器的 CEP 锁定提供了前提。由于振荡器重复 频率较高,对这一环节的锁定称为快环。由于光束指向性的不稳定、温度变化、振动 及泵浦光能量抖动等因素,即使振荡器的 CEP 锁定,放大后的 CEP 仍然存在不稳定的 慢漂,需要对放大器的 CEP 进行进一步的锁定。由于放大器的重复频率较低,对放大 器进行 CEP 锁定,也称为慢环锁定。2002 年,M. Kakehata 等人提出了光谱干涉法测 量低重复频率放大器的 CEP 的方案^[8]。A. Baltuska 在 2003 年采用 f-2f 光谱干涉法实现 了对放大器 CEP 锁定^[55,91],只是此时的锁定方案还是把反馈信号加载在同样控制振荡 器 CEP 的 AOM 上,并没有实现振荡器和放大器的分开锁定,如图 1.16 所示。2006 年,随着 PPLN 差频方法实现了振荡器的锁定后,CPA 放大系统产生 CEP 稳定的周期 量级飞秒激光脉冲的方案进一步成熟^[92]。然而振荡器、放大器同时加载到振荡器,对 锁定时间和锁定效果是非常不利的。2009年以后,出现了将振荡器放大器分开锁定的 新方案,常增虎小组将反馈信号加载至光栅展宽器,通过微调光栅间距实现了振荡器 与放大器的 CEP 分开锁定^[93, 94]。2011 年, A. Anderson 将反馈信号加载在块材料展宽 器上,通过 PZT 电致伸缩效应改变块材料的插入量,实现了 5 mJ、千赫兹放大系统的 CEP 分开锁定,并将这一成果成功推向产品化。同年 J. F. Hergott 利用 LiNbO3 晶体对 CEP 的电光调制效应^[54, 95],也实现了对振荡器与放大器的分开锁定。此外,还可以将 *f-2f*的反馈信号加载到压缩器上,实现CPA系统的相位锁定,如2011年G.Gademann 等人通过 PZT 调节压缩器光栅间距,实现了 50 Hz 太瓦系统的 CEP 锁定^[96],系统方案如图 1.17 所示。



图 1.16 2003 年 A. Baltuska 实现放大光 CEP 稳定的方案^[55]



图 1.17 f-2f 反馈信号加载到压缩器实现振荡器、放大器分开锁定^[96]

与此同时,新的 CEP 探测和锁定方案还在不断发展。2009 年,D. Adolph 等人采 用阈上电离的方式,获得了 CEP 的实时、单发、高精度的绝对测量^[97,98]。 2011 年, D. Adolph 采用这种探测方法,一路进行反馈控制,一路实时单发测量,实现了放大系 统 CEP 的高精度锁定和测量^[99],但两套 MCP (microchannel-plate detectors, MCP)系 统的成本不是一般实验室所能够承担的,无法获得推广。



图 1.18 通过阈上电离在 MCP 上获得的不同 CEP 电子分布图[100]

对放大光脉冲在介质中通过自相位调制效应展宽光谱,获得周期量级飞秒激光脉冲的方案,还需要考虑空心光纤、气体喷嘴等获得光谱展宽部分引入的相位变化^[93]。 对充气空心光纤、气体喷嘴、等离子体通道等非线性效应产生超连续谱过程对 CEP 的 干扰,进行补偿锁定,可以在应用靶室前获得更高精度的锁定效果,在高次谐波、阿 秒实验中有着非常重要的作用。这也是本论文研究内容之一。

1.5 本论文的研究内容与意义

飞秒激光放大和高次谐波及阿秒脉冲的产生是超快激光技术发展和应用重要发展 方向。探索新型飞秒放大单元技术,实现高性能的飞秒激光放大,在科学研究和生产 生活中都具有着巨大的应用价值,是超快激光领域多年来的研究热点。通过飞秒激光 放大,实现周期量级、CEP 锁定的高能量超短脉冲,在前沿科学研究领域有着重要的 应用前景。尤其是在高次谐波和阿秒脉冲的产生中发挥着关键性作用。本论文围绕飞 秒激光新型放大单元技术及周期量级超短激光脉冲的产生和 CEP 高精度锁定方面开展 了一系列研究,主要的研究内容如下:

1、对啁啾脉冲放大系统中的各单元及常用色散元件进行了详细的分析计算。对啁 啾脉冲放大中的常用材料色散进行分析,并做了计算对比。对实验中常用的展宽器、 压缩器通过光线追迹进行色散分析和计算。对常用的棱镜对、双棱镜对色散性能进行 了对比。为啁啾脉冲放大中的色散补偿,提供了参考依据,也为顺利开展飞秒激光放 大实验奠定了基础。

2、设计了高重复频率环形腔再生放大系统,并采用双脉冲开关普克尔盒进行了实验研究。获得了重复频率为1kHz、高能量的飞秒激光放大输出。使用能量最高为20mJ 泵浦源,获得了5.7mJ的放大输出,斜率效率达30.3%,而且输出能量还有进一步增加的趋势。压缩后的单脉冲能量为4.1mJ,脉宽为34.2fs。长达11个小时的测试时间内,能量抖动的均方差为0.31% (root mean square, RMS)。此外还对比了低温制冷对放大效率及能量的影响。这一设计方案的顺利实施,为实验室飞秒激光应用实验平台的建设提供了稳定的激光源,也在其它高能量激光系统如太瓦系统和百赫兹飞秒放大中获得了应用。

3、进行了低重复频率、高能量的环形再生放大实验研究。通过合理设计环形腔的 参数,实现了可以支持大能量输出的腔内光斑模式,在重复频率为100 Hz 和10 Hz 的 532 nm、32.1 mJ 激光泵浦下,均得到了近10 mJ 的放大脉冲能量。压缩后获得了59.7 fs、6.36 mJ 的超短脉冲激光,4000 发脉冲的能量稳定性为1.85% (RMS)。通过对系统 的材料及展宽器和压缩器的色散进行计算分析,表明剩余的三阶色散还可以得到优化。 进一步完善高阶色散补偿及注入更宽光谱带宽的种子脉冲情况下,还可以获得更短的 压缩脉冲。这一环形腔再生放大器不仅可以作为具有更高能量的超强激光装置的前级 系统,而且 100 Hz 的重复频率也将是开展高次谐波、阿秒激光脉冲、强场物理实验等 应用研究的有利工具。

4、在千赫兹环形再生放大的基础上,发展了重复频率为 100 Hz 的飞秒激光两级 放大系统,输出的单脉冲能量为 18.1 mJ,脉冲宽度 37.8 fs,能量稳定性 3.65%,为开展高 能量高次谐波与阿秒脉冲实验提供了可行的放大系统。验证了交叉偏振波技术 (cross-polarized wave, XPW)提高脉冲对比度的实验方案,对比度可以提高约 1 个数量 级,在脉冲前 10 ps 内的对比度更是提高了 2 个数量级,为太瓦系统的对比度提升,提 供了参考。为满足高能物理实验的需要,开展了 TW 激光系统的设计搭建。采用双啁 啾脉冲放大和 XPW 技术提高对比度,系统最后输出 230 mJ 的放大激光脉冲。压缩后 可以获得 2 TW 以上的峰值功率。为开展高能量高次谐波、阿秒激光脉冲产生以及超快 光谱学研究提供了有力的实验平台。

5、开展了放大激光脉冲光谱展宽,脉宽压缩的实验研究,获得了 3.8 fs 的周期量级飞秒激光脉冲。经静态充氖气的空心光纤展宽后的最宽光谱覆盖 460~950 nm,输出功率为 460 mW,输出效率为 57.5%。采用差分充气的空心光纤后,入射端气压气体电

离大大减弱,耦合效率得到很大提高,光谱展宽量也得到了提升,获得的最宽光谱覆盖 400~1000 nm,输出功率为 560 mW,输出效率为 70%,提升了 10%以上。采用啁啾 镜与尖劈补偿色散压缩脉宽后,获得了脉冲宽度为 3.8 fs 的周期量级激光脉冲。为顺利 开展高次谐波及阿秒脉冲产生实验提供了可靠的激光源。

6、采用新方案,对周期量级的飞秒激光进行了 CEP 长时间高精度锁定的实验研究。利用空心光纤展宽后的超连续光谱在尖劈上反射光,搭建了一个简洁的 *f-2f* 光谱 干涉仪探测 CEP 变化,通过 LabVIEW 程序分析处理,将输出的反馈信号加载在 PZT 上,驱动改变压缩器内棱镜的插入量,锁定 CEP。实现了对放大器与振荡器 CEP 的分 开锁定,并将充气空心光纤引入的 CEP 抖动同时补偿。在这种方案下,获得了 7.2 小时的长时间锁定结果,锁定的精度为 85 mrad。这一锁定结果,在高次谐波、单个阿秒 脉冲产生实验中获得了验证和应用。

第2章 啁啾脉冲放大技术与色散分析

2.1 引言

自上世纪 80 年代以来,随着飞秒激光的出现和锁模技术的不断进步,超快激光技 术取得了前所未有的快速发展,并持续得到人们极大的关注,促进了许多新兴应用学 科的形成与发展。克尔透镜锁模 (KLM) 机制的发现为在钛宝石晶体中产生亚十飞秒、 纳焦耳量级单脉冲能量的超短脉冲激光提供了可能^[101,102]。然而,其纳焦耳的单脉冲能 量也限制了飞秒激光的广泛应用。啁啾脉冲放大技术 (CPA)的发明^[5]为飞秒激光能量 的放大提高提供了革命性的手段。相比常规飞秒激光振荡器百 MHz 量级的重复频率以 及仅纳焦耳量级的单脉冲能量,CPA 系统输出的高能量飞秒脉冲在阿秒物理、自由电 子激光,分子反应动力学、超快电子衍射以及微加工等研究领域都有着广泛应用,并 不断地带动着新兴学科的产生与发展,如量子信息^[103]、4-D 成像^[17]等等。最近,作为 生物组织中微创手术的有效工具,飞秒激光已经成为眼科医生青睐的先进手术工具, 在激光近视手术 (laser-assisted in situ keratomileusis, LASIKS)^[104]、白内障及老花眼治 疗中都有着巨大的应用前景^[105]。采用最新的 CPA 技术,已经能获得单脉冲能量达数十 焦耳、对应峰值功率超过拍瓦 (10¹⁵ W, PW)的飞秒超强激光,极大地推动了激光粒子 加速、实验室天体物理学及核物理等前沿研究工作的突破。

采用 CPA 技术的激光系统与常规功率放大器相比,体积大大缩小,在单个实验室就能完成 PW 系统的搭建,这让以往只有在国家层面支持才能实现的高功率激光系统,更多地进入了大学、研究所,推动了超快激光以及高功率系统的发展与应用。

脉冲脉宽展宽、压缩是 CPA 系统有别于其他放大系统特殊部分。展宽与压缩的主要原理是色散,因此对 CPA 系统的色散进行分析计算是非常必要的。目前展宽器中的 色散元件较常使用的是光栅和块材料,如反射式的 Martinez 展宽器和无象差的 Öffener 展宽器以及采用重火石块材料的展宽器等。压缩器提供与展宽器相反的色散量,常见 的有 Treacy 光栅对、棱镜对、啁啾镜等组成的压缩器。

本章主要对 CPA 技术中出现的各部分系统及色散进行介绍和分析,为顺利开展实验提供理论指导和支持。

2.2 啁啾脉冲放大系统简介

2.2.1 飞秒激光振荡器

飞秒激光振荡器,是整个放大系统的基础,可以输出 MHz 重复频率脉冲序列。以 钛宝石为增益介质的飞秒振荡器由克尔透镜锁模产生,输出脉冲宽度几十至几个飞秒, 但输出脉冲能量只有几个纳焦耳。锁模的机理源于克尔透镜锁模。克尔透镜是增益介 质在激光作用下产生的非线性克尔效应。一方面产生自聚焦,高功率部分光斑变小, 低功率光斑变大,往返多次后,高功率部分在腔内被不断放大,而低功率部分不断衰 减,脉冲宽度也随之变窄。另一方面,由于自相位调制效应,产生新的频率,光谱不 断加宽。最终,产生峰值功率非常高、光谱宽度极其宽的飞秒脉冲。

飞秒激光振荡器一般采用棱镜对或啁啾镜补偿色散,如上一章中图 1.1 所示为采 用棱镜对补偿色散的振荡器。该振荡器利用了棱镜对能提供负的角色散的特性,补偿 腔内其他元件的正色散,所能提供的负色散量与棱镜对间的距离成正比,而插入量增 加,负色散减少。合理设计棱镜对间距及插入量后,可以实现腔内色散补偿。图 2.1 给出了使用啁啾镜补偿色散的振荡器光路示意图,由预先设计好的、带负啁啾的啁啾 镜补偿色散,除输出镜 OC 外,镜片 M1~M6 均为啁啾镜。在腔内可加入一对薄尖劈, 微量调节色散,做到精细补偿。此外,采用 SESAM 锁模的振荡器亦可使用啁啾镜补 偿色散,如图 2.2 所示。



图 2.1 啁啾镜补偿色散锁模振荡器光路示意图



图 2.2 啁啾镜补偿色散与 SESAM 锁模振荡器光路图^[106]

2.2.2 飞秒激光脉冲的展宽

如上节所述,飞秒激光的高能量放大,在注入种子光之前,需要使用展宽器将脉 宽展宽。种子光脉宽需要展宽至几十、数百皮秒甚至纳秒量级。常见啁啾脉冲放大器 中的展宽器为光栅及块材料展宽器。其基本原理是将种子脉冲在展宽器中引入色散, 在时域上将脉宽展宽。如利用 200 mm 长的重火石块材料 SF57,就可将 6 fs 的种子光 展宽至 20 ps,展宽倍数 3000 倍以上。对于仅放大至几个毫焦的系统而言,这一展宽 倍数已经足够。材料展宽器的端面按布鲁斯特角切割,可以降低反射损耗,增加透过 效率。在需要高峰值功率的系统中,如太瓦 (10¹² W,TW) 和拍瓦系统中,放大后的单 脉冲能量为焦耳甚至是数十焦耳,需要将脉冲展宽至几百皮秒甚至是纳秒的脉冲宽度, 此时所需要的色散量已不可能通过增加块材料长度来提供。将色散能力较强的光栅引 入到展宽器中,解决了这一难题。光栅衍射效率较高,且展宽效率随着刻线密度的增 加而增加,可将几十飞秒的种子光展宽至数百皮秒甚至纳秒量级。

应用最为广泛的展宽器是 Martinez 展宽器^[107, 108],其原理如图 2.3 所示。种子光 经光栅 G1 衍射后,入射到一个 1:1 的成像系统中,再通过光栅 G2 衍射和平面镜 M 反 射后经,成像系统输出。衍射时,不同波长经过的光程不同,延时不同,从而使脉冲 获得展宽。展宽量取决于两光栅间距、光栅刻线密度及光束的入射角。随着振荡器输 出光谱越来越宽,经衍射后其光线也越来越长,极易切割衍射后的光谱,需要更大尺 寸的光栅,这就增加了光栅的制作成本和难度,且展宽器中的透镜会引入球差与色差, 造成光束质量恶化,不利于后期的压缩。采用消像差的 Öffner 展宽器基本解决了上述 问题,如图 2.4 所示。其由凹面镜、凸面镜及光栅组成。凹面镜与凸面镜共心放置,

凹面镜的焦点平面恰好在凸面镜的表面,大大减小了球差与色差,且支持的光谱带宽 更宽。



图 2.3 4f 结构 Martinez 展宽器原理示意图



图 2.4 Öffner 展宽器结构示意图^[109]

2.2.3 啁啾脉冲激光放大

经过足够展宽后的皮秒或纳秒脉冲就可以进入放大器,进行脉冲能量的放大。常用的放大方案包括再生放大、多通放大及光参量放大等等。由于对能量的需求不同,可能只需要一级放大,也可能需要先经预放大,再经过几级主放大,才能达到要求。预放大系统将脉冲能量由纳焦耳量级提升到毫焦耳量级,放大呈指数式增益,放大倍率可达 10⁶ 倍,预放大可采用再生放大、多通放大等多种放大方式。而主放大一般是线性增加,比如从 1 mJ 放大到 100 mJ,每通 3~4 倍的增益,四通就能达到 100 mJ,通过多通放大方法就能轻易实现目标。

图 2.5 为环形再生放大单元的原理图^[109]。激光脉冲由薄膜偏振片 TFP1 导入环形 腔,经普克尔盒 (pockels cell, PC) 改变偏振态后,脉冲在腔内与泵浦光多次相遇,萃 取能量,进而一步步放大。再生放大本身就是谐振腔,待种子光注入并锁定腔内模式 后,输出光斑较好,稳定性也较高,在预放大中应用最为广泛。


图 2.5 环形再生放大单元原理示意图[109]

图 2.6 为预放和主放均采用多通放大方案的 CPA 系统的原理图。前级采用共焦结构的 10 通放大结构,放大至毫焦量级,再由四通主放大至数十个毫焦。



图 2.6 采用多通放大结构的多级放大系统

对于给定的泵浦功率密度 I_{pump} 与放大程数n,多通放大的输出功率密度可表示为 [110].

$$I_{out}^{n}(t) = G^{n}(t)I_{in}^{n}(t)(1-a)$$
(2.1)

其中, a 为损耗系数, $G^{n}(t)$ 为 n 通增益系数, 可表示为:

$$G^{n}(t) = \frac{G_{0}^{n}}{G_{0}^{n} - (G_{0}^{n} - 1)e^{-J_{in}^{n}(t)/J_{sat}}}$$
(2.2)

 J_{sat} 为晶体的饱和能流密度, $J_{sat} = \frac{hv}{\sigma}$, σ 为介质增益截面。每一通放大前后的能流密度的关系式为:

$$J_{in}^{n}(t) = \int_{-\infty}^{t} I_{in}^{n}(t) dt$$
(2.3)

$$J_{out}^{n}(t) = \int_{-\infty}^{t} I_{out}^{n}(t) dt$$
(2.4)

而前一通的出射功率密度和能流密度就是后一通的入射功率和能流密度,即:

$I_{in}^n(t) = I_{out}^{n-1}(t)$	(2.5)
----------------------------------	-------

$$J_{in}^{n}(t) = J_{out}^{n-1}(t)$$
(2.6)

则有,

$$J_{out}^{n}(t) = J_{sat} \ln \left[\frac{G_{0}^{n}}{(G_{0}^{n} - 1)} \right]$$
(2.7)

类似地,对于再生放大,同样有:

$$J_{out}^{n}(t) = J_{sat} \ln \left[1 + G_{0}^{n} \left[\exp(J_{in}^{n} / J_{sat}) - 1 \right] \right]$$
(2.8)

$$G_0^n = \exp(J_{stored}^n / J_{sat})$$
(2.9)

其中,
$$J_{stored}^n$$
为晶体储能,有下列关系:

$$J_{stored}^{n+1} = J_{stored}^n + J_{in}^n - J_{out}^n$$
(2.10)

而下一程的能量密度与上一程的能量密度和系统透过率直接相关,故有

$$J_{in}^{n+1} = (1-a)J_{out}^{n}$$
(2.11)

对于钛宝石晶体,饱和能量密度为 J_{sat} =0.84 J/cm²。注入脉冲能量及损耗系数 *a* 不同时,再生腔的建立时间与效率也是不同的。如图 2.7 所示,腔内损耗变小,再生腔效率增高,建立时间也会缩短,输出的能量也随之提高;注入能量增大时,达到峰值所需的时间缩短;初始时的储能密度 J_{stored}^1 越高,则再生放大的建立时间越短,输出的能流密度越大。



图 2.7 再生放大过程中种子能量、损耗、储能密度与所需循环次数、效率的关系

2.2.4 啁啾激光脉冲压缩

飞秒激光具有很宽的光谱,种子光经色散展宽和能量放大后,长波部分依然领先 于短波部分,整个脉冲的峰值功率也被大大衰减。这时就要根据系统现存的色散量以 及脉冲能量,设计相应的压缩器来补偿色散、压缩脉宽,以获得超短超强脉冲。钛宝 石放大激光输出的光谱范围在 600~900 nm,该波段在大多数光学介质中都产生正色散, 即长波传播速度快于短波。展宽器一般也是采用正色散来展宽脉冲。因此,压缩器就 要提供相应的负色散来补偿整个系统产生的色散。当光栅对或棱镜对以一定角度和距 离组合时,其角色散可提供负色散,以实现脉宽压缩。在 CPA 系统中,常用 Treacy 结 构的光栅对来进行色散补偿^[63]。如图 2.8 所示,光束通过平行衍射光栅对时,不同波 长的光具有不同的衍射角,且在光栅对中的光程也不相同,长波走的光程更长,延时 更大,这样就引入了负色散。调节两光栅间的有效距离及入射角度,可以改变负色散 量,以补偿展宽器及放大过程中引入的色散,将脉冲宽度压缩回飞秒量级。



图 2.8 Treacy 结构的平行光栅对压缩器原理示意图

对于较低峰值功率的放大系统,可采用棱镜对来实现色散补偿。光线在棱镜之间 传播时,由于不同波长的光所走路径不同,会引入不同的色散。为了缩短棱镜间的距 离,减小压缩器的面积,可采用 Proctor-Wise 型双棱镜对结构^[25],如图 2.9 所示。然 而,棱镜对补偿色散的带宽有限,它可以补偿二阶色散,但对高阶色散无法很好地进 行匹配补偿,而且高能量时会使介质产生非线性效应,不适合在高能量系统中使用。 棱镜对可以配合使用啁啾镜(如图 2.10 所示)补偿二阶以及高阶色散,做到精细补偿。 啁啾镜把更多不同中心波长的反射膜叠加在一起,而不同波长的光入射后穿透深度不 同,这样就实现了对不同成份光谱的色散延时。根据系统残余色散量精密地设计啁啾 镜膜的层数与厚度参数,可以实现超宽光谱范围内的色散补偿。啁啾镜相对于棱镜对 而言色散补偿带宽宽,且同一面啁啾镜可多次反射使用,使用灵活,可有效减小元件 数量和系统体积。



图 2.9 Proctor-Wise 型双棱镜压缩器结构示意图



图 2.10 啁啾镜补偿色散原理示意图^[111]

2.3 常用色散元件的色散分析

色散是光脉冲中不同波长的光波在介质中折射率不同、传播速度不同,而在时间 或空间上形成分离的现象。比如,复色光入射到棱镜上分解为不同颜色的光。通常, 波长长的红光折射率小、速度快,波长短的蓝光部分折射率大、速度慢,称之为正色 散;反之,则为负色散。色散的引入和补偿是啁啾脉冲放大过程中的重要环节。只有 很好地分析计算补偿色散,才能获得理想的超短超强激光脉冲。

光脉冲在 *t* 时刻的电场可以写为: $E(t) = \int E(\omega)e^{i(\omega t + \phi(\omega))}d\omega$ 。其中, $E(\omega)$ 为光频率为 ω 时对应的振幅, $\phi(\omega)$ 为相应相位。脉冲放大过程中引入的变化可由调制函数 $\eta(\omega)e^{i\phi(\omega)}$ 来表示,则最终光脉冲的电场为: $E(t') = \int E(\omega)\eta(\omega)e^{i(\omega t' + \phi(\omega) + \phi(\omega))}d\omega$ 。假定光脉冲经过一个系统后,其光谱成份的强度不变,则光脉冲传播过程中只受 $\phi(\omega)$ 的影响。将 $\phi(\omega)$ 对频率 ω 进行 Taylor 级数展开,有:

$$\phi(\omega) = \phi(\omega_0) + \phi^{(1)}(\omega_0)(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2}\phi^{(2)}(\omega_0)(\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{6}\phi^{(3)}(\omega_0)(\omega - \omega_0)^3 + \frac{1}{24}\phi^{(4)}(\omega_0)(\omega - \omega_0)^4 + \dots$$
(2.12)

其中, $\phi^{(1)}(\omega_0)$ 、 $\phi^{(2)}(\omega_0)$ 、 $\phi^{(3)}(\omega_0)$ 、 $\phi^{(4)}(\omega_0)$ 分别称为光脉冲在 ω_0 处的群速延时 (group delay, GD)、群速度色散 (group velocity dispersion, GVD; group delay dispersion, GDD, 又称二阶色散)、三阶色散 (third order dispersion, TOD) 和四阶色散 (fourth order dispersion, FOD)。

2.3.1 材料色散

由光学材料引入的相位函数可表示为 $\varphi_m(\omega) = L_m n(\omega) \omega / c$ 。其中, L_m 为材料的通光 长度, $n(\omega)$ 为折射率,c为光速,则各阶色散的解析式^[5]分别为:

$$GD = \frac{d\varphi_m(\omega)}{d\omega} = \frac{L_m}{c} (n(\lambda) - \lambda \frac{dn(\lambda)}{d\lambda})$$
(2.13)

$$GDD = GVD \times L_m = \frac{d^2 \varphi_m(\omega)}{d\omega^2} = \frac{\lambda^3 L_m}{2\pi c^2} \frac{d^2 n(\lambda)}{d\lambda^2}$$
(2.14)

$$TOD = \frac{d^3 \varphi_m(\omega)}{d\omega^3} = -\frac{\lambda^4 L_m}{4\pi^2 c^3} \left(3 \frac{d^2 n(\lambda)}{d\lambda^2} + \lambda \frac{d^3 n(\lambda)}{d\lambda^3}\right)$$
(2.15)

$$FOD = \frac{d^4 \varphi_m(\omega)}{d\omega^4} = \frac{\lambda^5 L_m}{8\pi^3 c^4} \left(12 \frac{d^2 n(\lambda)}{d\lambda^2} + 8\lambda \frac{d^3 n(\lambda)}{d\lambda^3} + \lambda^2 \frac{d^4 n(\lambda)}{d\lambda^4}\right)$$
(2.16)

假定入射脉冲满足傅立叶变换极限,则经过材料展宽后的脉宽近似为[33]:

$$\tau_{out} = \tau_{in} \sqrt{1 + (4\ln 2\frac{GDD}{\tau_{in}^2})^2}$$
(2.17)

其中, *τ_{in}* 是入射激光脉冲的宽度。展宽倍数与入射光脉宽及 *GDD* 直接相关,入射光脉宽越窄, *GDD* 越大,出射光脉宽越宽。

通过折射率的经验公式,如塞尔麦耶尔(Sellmeier)方程,可计算得到各阶色散的定量值。融石英 Fused silica、磷酸二氘钾晶体 DKDP、重火石玻璃 SF57、方解石 CaCO₃、空气等的常见光学材料的折射率,其折射率塞尔麦耶尔方程表达式如下:

$$n = \sqrt{\sum_{i=1}^{N} \frac{C_i \lambda^2}{\lambda^2 - C_{i+1}} + 1}$$
(2.18)

其中,N 为整数,塞尔麦耶尔系数 C 的数值因物质而异,可由实验测得。不同的 材料,折射率方程也略有不同, C_{i+1} 也可能以平方形式出现,如 $n = \sqrt{\sum_{i=1}^{N} \frac{C_i \lambda^2}{\lambda^2 - C_{i+1}^2} + 1}$,表 2.1 列出了几种常见色散材料的折射率方程系数。

	DVDD	Ticleration	Encod alling	LAV1C	0.0.57	C-C0	LINHO
	DKDP	11:Sappnire	Fused silica	LAKIO	SF37	CaCO ₃	LINDO ₃
C_1	1.256618	1.4313493	0.6961663	1.57607885	1.81651371	0.8559	2.6734
C_2	0.008447	0.005279926	0.0684043	0.00778079	0.01437042	0.0588	0.01764
C_3	33.89909	0.65054713	0.4079426	0.367649802	0.428893641	0.8391	1.2290
C_4	1113.904	0.014238265	0.1162414	0.025931596	0.059280117	0.141	0.05914
C_5		5.3414021	0.8974794	1.16490334	1.07186278	0.0009	12.614
C_6		325.017834	9.896161	82.3723198	121.419942	0.197	474.60
C_7						0.6845	
C_8						7.005	

表 2.1 常用材料的折射率方程系数

在 CPA 系统中,常用的透射元件包括透镜、材料展宽器、隔离器、钛宝石晶体、 棱镜对压缩器等。其材料分别为 Fused silica、SF57、铽镓石榴石 (TGG)、Ti:Sapphire、 冠冕玻璃 (LAK16) 等。每毫米长度引入的二阶、三阶色散量随波长的关系,经计算如 图 2.11 所示。在 500~1100 nm 的范围内,材料的二阶与三阶色散均为正,且相同长度 不同材料引入的色散量差距很大,比如在 800 nm 处 1 mm 的 Fused silica,二阶色散量 为 36.11 fs²,而展宽器常用材料 SF57 的二阶色散量为 223.27 fs²。对材料的色散进行分 析,对 CPA 中元件的选择具有指导意义,比如在材料展宽器中,可以选用色散量较大 的材料,以便减小材料长度;而在传输过程中,则应选用材料色散较小的元件,如选 用 Fused silica 材料做透镜。



图 2.11 几种常用材料的色散随波长的变化关系, (a) GVD, (b) TOD

第2章 啁啾脉冲放大技术与色散分析

表 2.2 800 nm 处常用材料引入的色散量

色散/mm	Fused silica	LAK16	LiNbO ₃	DKDP	SF57	Ti:Sapphire	TGG	Air (m)	Neon (m)
GVD (fs ²)	36.1	82.9	429.4	76.0	223.3	58.0	170.1	21.3	2.6
TOD (fs ³)	27.4	54.8	282.9	46.2	141.0	42.0	73.5	9.9	1.1

2.3.2 马丁内兹展宽器

马丁内兹型 (Martinez) 展宽器是目前应用最为广泛的展宽器类型,并衍生出很多 改进类型,典型的系统为 4f 单光栅结构的展宽器,如图 2.12 所示^[112]。由于飞秒脉冲 光谱较宽,经过光栅衍射后为一细长线条,为了减小像差等不利影响,系统已不采用 透镜,而改用凹面反射镜,并且通过平面镜成像光栅的方法,仅使用单个光栅就能实 现展宽器的设计。入射光由光栅衍射至凹面镜 SMCC,再经折叠反射镜 FM 反射回到 光栅,经爬低镜 M2 爬低后,再次通过展宽器,由原入射点下方导出。



图 2.12 改进型的单光栅 4f 系统展宽器^[112]



图 2.13 展开后的展宽器光路示意图

将图 2.12 所示结构展开后如图 2.13, M₂[']和 G[']为 M₂, G 在平面镜 M₁上的成像。 光线沿轴线以入射角γ入射到光栅上 A 点, 经 B, C, D, E, 由 F 点出射^[113]。由几何 光学,可知各角度间存在如下关系:

$A'D\sin\theta_2 = R\sin(\theta_2 + \theta_4)$	(2.19)

$$AB\sin\theta_1 = R\sin(\theta_1 - \theta_3) \tag{2.20}$$

$$A'B\sin\theta_2 = R\sin(\theta_1 - \theta_3) \tag{2.21}$$

$$AD\sin\theta_5 = R\sin(\theta_2 + \theta_4) \tag{2.22}$$

$$AE\cos(\gamma - \theta_5) = (L_3 - L_1)\cos\gamma \tag{2.23}$$

$$EF = L_3 - AE\cos\theta_5 \tag{2.24}$$

$$EH = AE\sin(\theta_5) / \sin(\pi/2 - \gamma)$$
(2.25)

由光栅方程可知 $d(\sin\gamma + \sin(\gamma - \theta_1)) = m\lambda$,其中, $\gamma - \theta_1$ 为衍射角,d为光栅常数, m为衍射级次。m取1时,可依次计算得出:

$$\theta_3 = \arcsin(\frac{R - L_1}{R}\sin\theta_1) \tag{2.26}$$

$$\theta_2 = 2\theta_3 - \theta_1 \tag{2.27}$$

$$L_2 = R\left(\frac{\sin\theta_3}{\sin\theta_2} - 1\right) \tag{2.28}$$

$$\theta_4 = \arcsin(\frac{L_2 \sin \theta_2}{R}) \tag{2.29}$$

$$\theta_5 = 2\theta_4 + \theta_2 \tag{2.30}$$

若对入射角为y的任意光线进行追迹,可知光线在展宽器中的光程为:

$$P = AB + BCD + DE + EF \tag{2.31}$$

其中, BCD=A'D-A'B, DE=AD-AE。光程P可由入射角、光栅凹面镜间距、 凹面镜曲率半径及光栅刻线密度求出。由光程引入的相位可表示为:

$$\Phi_{P} = \frac{2\pi}{\lambda} (AB + BCD + DE + EF)$$
(2.32)

光栅上不同刻槽引入的相位修正为:

$$\Phi_G = \frac{2\pi}{\lambda} EH \tag{2.33}$$

则总的相位变化为 $\Phi = \Phi_P - \Phi_G$ 。

由色散定义, 求导可得二阶与三阶色散:

$$GDD = \frac{d^2 \Phi}{d\omega^2} \tag{2.34}$$

$$TOD = \frac{d^3 \Phi}{d\omega^3}$$

(2.35)

以常用的使用参数为例进行定量分析,光栅刻线密度为 1200 线/mm (李特罗角 (Littrow-angle)为 28.69 °),凹面镜曲率半径 R=1210 mm,经计算可以提供的二阶三阶色 散随凹面镜与光栅间距和入射角的变化关系如图 2.14 所示。随着光栅凹面镜间距的增 加,也即光栅与其成像光栅间距的缩小,二阶、三阶色散的绝对值均减小。随着入射 角的增加或衍射角的减小,二阶、三阶色散的绝对值也均减的。为了获得足够的色散 量,入射角往往偏离李特罗角。图 2.15 为实验中使用的单光栅 4f 系统结构的马丁内 兹展宽器上的光斑分布。由平面镜 M1 成像光栅 G 和凹面镜 M2,形成 G'和 M2',而光 栅 G 上有两点两线,分别对应着展宽器的入射点,出射点,以及光栅 G'上的往返两条 衍射线,凹面镜上的四条直线为传播过程中在 M2、M2'上的光线,在 M1 上的直线为衍 射光线多次在 M1 同一位置处反射形成。





图 2.14 (a) 色散量与光栅、凹面镜之间间距的关系; (b) 色散量与入射角的关系

图 2.15 实验中使用的单光栅 4f 系统展宽器上的光斑分布



图 2.16 (a) 反射式光栅压缩器; (b) 透射式光栅压缩器

平行光栅对压缩器可分为反射式和透射式两种,如图 2.16 (a)、(b) 所示。以反射式光栅对为例,入射角为 θ_i ,衍射角为 θ_a ,由于入射衍射光在同一侧,光栅方程为:

 $\sin\theta_i + \sin\theta_d = m\lambda / d \tag{2.36}$

式中 m 是衍射的级次。光栅对垂直间距为 L_g ,出射光为平行光,但其光谱是空间分布的。一束光经平行光栅对从 A 到 B'的光程 P' = AC + CB',

若 BC=d,则有: $d(\sin\theta_i + \sin\theta_d) = A'C + CB' = m\lambda$ (2.37)

对于一级衍射, m取1,则有:

$$\frac{2\pi}{\lambda}(A'C+CB') = 2\pi \tag{2.38}$$

(2.38)式表明引入相位 2π。BC 为任意长时,引入的相位变化为:

$$\frac{BC}{d}2\pi = \frac{2\pi}{\lambda}(A'C + CB')$$
(2.39)

$$P' = AA' + (A'C + CB') = L_g \cos \theta_d + \frac{BC}{d}\lambda$$
(2.40)

实际中, $BC = L_g \tan \theta_d$, 则相位差为:

$$\varphi(\omega) = -\frac{2\pi}{\lambda} P' + 2\pi \frac{BC}{d} = -\frac{2\pi}{\lambda} L_g \cos\theta_d(\omega)$$
(2.41)

故二阶及三阶色散,通过求导可得:

$$GDD = -\frac{d^2\varphi(\omega)}{d\omega^2} = -\frac{L_g\lambda^3}{2\pi c^2 d^2} \frac{1}{\cos\theta_d}$$
(2.42)

$$TOD = -\frac{d^3\varphi(\omega)}{d\omega^3} = \frac{3L_g\lambda^4}{4\pi^2c^3d^2} \frac{1 + \frac{\lambda}{d}\sin\theta_i - \sin^2\theta_i}{\cos^5\theta_d}$$
(2.43)

角色散由第一块光栅提供,第二块光栅不提供色散量,只对光束准直起作用。

以常用的反射式压缩器为例,光栅刻线 1500 线/mm (Littrow-angle, 36.9°),以 52° 固定入射角,两光栅间距在 300~500 mm 之间变化时,其色散量如图 2.17(a) 所示;间 距为 300 mm,色散量随入射角的变化关系如图 2.17(b) 所示。



图 2.17 (a) 色散量与两光栅间距的关系; (b) 色散量与入射角的关系

对于透射光栅,由于其成本较高,光栅的尺寸很难做大,且作为压缩器使用时能够拉开的间距较小,提供的色散也有限,故目前多用在材料展宽器展宽的脉冲压缩上。 比如 1280 线/mm 的透射光栅压缩器,以李特罗角 30.8 °入射时,每毫米间距可以在 800 nm 处提供二阶色散-4680.6 fs²,三阶色散 10193.5 fs³,但使用过程中往往因为光栅尺寸 较小,无法拉开到像反射式光栅那样大的间距,也就无法提供大量的负色散。

2.3.4 棱镜对

棱镜对产生的负色散由棱镜的角色散提供。如图 2.18 所示,以 *θ*_i角度入射的光线 经棱镜折射后的出射角为 *θ*_d,折射光到达第二块棱镜,入射点为 D,然后依次经过 B', D',达到波阵面 CC'。若作一条与 AD 平行的参考线 A'B,则 AA'亦是波阵面。由于 BB'与 DD'垂直,故 BB'也是波阵面。于是 ADB'与 A'B 等光程。这就为计算光程、色 散提供了便捷。第二块棱镜仅对光线起到准直作用,补偿第一块棱镜所造成的各波长 传播方向变化,对负色散没有贡献。

对任意光线,光程 P 都可以用下式表示:

 $P = L\cos\theta$

(2.44)

其中, L 为两棱镜间距, θ 为第一块棱镜出射光与两棱镜顶角连线的夹角。



图 2.18 棱镜对中的光线传输

$$\theta = \theta_i - \theta_d \tag{2.45}$$

出射角为 θ_d 可以根据折射率定律求得,

$$\theta_d(\omega) = \arcsin\left\{n(\omega)\sin\left[\alpha - \arcsin(\frac{1}{n(\omega)}\sin\theta_i)\right]\right\}$$
(2.46)

其中, α为棱镜顶角。

由此可得二阶色散的表达式:

$$GDD = \frac{d^2\varphi}{d\omega^2} = \frac{\lambda^3}{2\pi c^2} \frac{d^2P}{d\lambda^2}$$
(2.47)

$$TOD = \frac{d^3\varphi}{d\omega^3} = -\frac{\lambda^4}{4\pi^2 c^3} \left(3\frac{d^2P}{d\lambda^2} + \lambda\frac{d^3P}{d\lambda^3}\right)$$
(2.48)

对于实际使用的棱镜对,为减小某一波长入射光的反射损耗,入射光与出射光均 设计为布鲁斯特角,此时保持最小偏向角,顶角仅由材料决定。比如融石英材料棱镜, 以波长 800 nm 为例,棱镜顶角为 69.1 °, LAK16 材料的棱镜顶角为 61.3 °, SF57 材料 顶角 57.5 °。

若考虑插入量,还需加上与插入量成正比材料的正色散,改变插入量可以适度改 变棱镜角色散提供的负色散。如图 2.19 所示,为计算得到的融石英棱镜对在 500~1000 nm 波长范围内的色散分布情况,其中考虑了忽略插入量及有一定插入量情况下的负色 散差异。 由计算分析可知,单对棱镜对所能提供的负色散非常有限,实际使用时也不 能通过无限制地拉长棱镜间距来提高色散量。在间距为 1 m 的情况下,800 nm 处仅能 提供-1082.0 fs² 的色散量;若考虑插入量,则会更少,仅-720.9 fs²。即使在使用过程中 采用两次通过,所提供的色散量也远远不足以在 CPA 中应用。



图 2.19 融石英棱镜对间距 1 m, 插入量为 0,10 mm 时的色散量

在 800 nm 波长附近,采用双棱镜对结构所能提供的二阶色散量是单棱镜对所能提供的色散量的四倍以上^[64]。这里以本论文使用的一套 Proctor-Wise 压缩器为例,进行 色散分析,并验证双棱镜对可作为压缩器的可行性,其原理图如图 2.20 所示。以 $\theta_1 \sim \theta_8$ 分别表示经过第一对棱镜时各表面的入射角、折射角, $\Phi_1 \sim \Phi_8$ 为在第二对棱镜上的入射折射角。同样的,为了减小反射损耗,棱镜的设计均考虑在中心波长 800 nm 处布氏角入射、折射。四块棱镜的摆放也以减小损耗为基准,且整套压缩器实现最小偏向角 出射。此时,有 $\theta_1 = \Phi_8$, $\theta_2 = \Phi_2$, $\theta_3 = \Phi_4$, $\theta_5 = \Phi_5$, $\theta_6 = \Phi_6$, $\theta_7 = \Phi_7$, $\theta_8 = \Phi_8$, 顶角 $\alpha = \pi - 2\theta_1$, $\theta_{1} = \tan n(\lambda_0)$,故只需确定第一对棱镜的入射及折射角即可。



图 2.20 Proctor-Wise 双棱镜对压缩器中的光线传输

$\theta_1 = \arctan n(\lambda_0)$	(2.49)
$\theta_2 = \arcsin(\sin \theta_1 / n)$	(2.50)
$\theta_3 = \alpha - \theta_2$	(2.51)

 $\theta_4 = \arcsin(n\sin\theta_3) \tag{2.52}$

$$\theta_5 = 2\theta_1 - \theta_4 \tag{2.53}$$

$\theta_6 = \arcsin(\sin\theta_5/n)$	(2.54)
$\theta_7 = \alpha - \theta_6$	(2.55)
$\theta_8 = \arcsin(n\sin\theta_7)$	(2.56)

$$\delta = \theta_1 \tag{2.57}$$

$$\gamma_1 = \gamma_3 = \theta_1 - \theta_4 \tag{2.58}$$

$$\gamma_2 = \delta - \theta_8 \tag{2.59}$$

$$P = L_1 \cos \gamma_1 + L_2 \cos \gamma_2 + L_3 \cos \gamma_3 = (L_1 + L_3) \cos \gamma_1 + L_2 \cos \gamma_2$$
(2.60)

同样,二阶、三阶色散可通过对光程求导获得,如下:

$$GDD = \frac{d^2\varphi}{d\omega^2} = \frac{\lambda^3}{2\pi c^2} \frac{d^2P}{d\lambda^2}$$
(2.61)

$$TOD = \frac{d^3\varphi}{d\omega^3} = -\frac{\lambda^4}{4\pi^2 c^3} \left(3\frac{d^2P}{d\lambda^2} + \lambda\frac{d^3P}{d\lambda^3}\right)$$
(2.62)



图 2.21 融石英材料单、双棱镜对间距为1m时的色散分布

同样以融石英为材料的双棱镜对,当棱镜对顶角间距分别为L₁=75 mm,L₃=120 mm,间距为L₂=1 m时,其色散分布如图 2.21 所示,在 800 nm 处提供的色散量为-4538.9 fs²,而同样间距的单棱镜对提供的色散量仅为-1082.0 fs²。由此可以看出,同样材料的 双棱镜对提供的色散量是单棱镜对的 4 倍以上。这一点其重要意义在于,提供同样的 色散量,压缩器体积大大减小,为棱镜应用在 CPA 中提供了便利。使用高折射率材料,

色散能力更是显著增加,棱镜间距,压缩器尺寸进一步缩小。如本实验室采用的LAK16 材料的双棱镜对压缩器,系统中棱镜对顶角间距分别为 75 mm 和 120 mm,考虑四个棱 镜共 100 mm 插入量情况下,在 800 nm 处提供二阶-37737.7 fs², 三阶-91666.9 fs³ 的色 散量时,棱镜对间距仅 1.71 m (两次往返通过)。500~1100 nm 光谱范围内各波长处的 色散量如图 2.22 所示。同样情况下,如果使用融石英材料的双棱镜对则需要 4.2 m 以 上的间距。



图 2.22 LAK16 材料双棱镜对间距为 1.71 m, 插入量为 100 mm 时的色散分布

由于棱镜对透过率高,压缩效率可高达 90%,通过调节插入量可以方便的改变色 散总量,在低能量 CPA 的压缩器中应用较为广泛。然而单脉冲能量高了以后,材料的 非线性效应就凸显出来,B 积分增加,甚至会损坏棱镜材料。目前采用棱镜对的压缩 器大多出现在 5 mJ 以下的 CPA 系统中。

2.3.5 啁啾镜

啁啾镜是一种多层介质膜反射镜,对不同波长高反射的同时,引入不同的延时, 从而起到色散补偿的效果。一片啁啾镜表面可以镀上百层不同厚度的介质膜,薄到几 个纳米,厚到几百纳米。使用啁啾镜补偿色散、压缩脉宽,早在 1994 年就已经获得应 用^[43]。对于单个啁啾镜而言,不同波长对应的色散量差别很大,如图 2.23 所示,啁啾 镜 L 与 S 均可以提供平均-45 fs²的色散量,但同一波长附近,两者的补偿量变化幅度 较大,而且成相反的趋势。故实际使用时需要将两者配对使用,其中啁啾镜 L 与啁啾 镜 S 振荡方向相反,形成互补,消除了剧烈的振荡,使整个宽带范围内的色散补偿较 为平均。啁啾镜补偿色散,体积小,结构简单,远比棱镜对紧凑。因色散量有限,可 在补偿量较小时单独使用,也可以与其他压缩器配合使用。超宽带啁啾镜在周期量级 激光脉冲产生中获得了重要应用,目前已经获得了 3.3 fs 的近单周期飞秒脉冲^[56]。



图 2.23 一对使用中的啁啾镜实际色散量

2.4 小结

本章对啁啾脉冲放大技术、原理进行了系统的介绍,并对实验中经常使用到的光 栅展宽器、压缩器,棱镜对压缩器、啁啾镜等进行了分析对比。

介绍了 CPA 系统中的飞秒激光振荡器常见类型、工作原理;光栅展宽器的原理与应用;激光放大原理与常用放大器类型,并进行了模拟计算;棱镜对压缩器产生负色散的机理和不同结构棱镜对色散能力的对比。

由色散定义和材料的折射率方程,计算对比了 CPA 系统中常用的不同材料的色散 随波长的分布,为选择元件材料和优化展宽、压缩器设计提供了指导依据。

使用光线追迹法推导了光栅展宽器、压缩器,棱镜对、双棱镜对的相位和光程表 达式,通过计算得到了不同波长下的二阶和三阶色散。并研究了在李特罗角附近,一 定距离下,光栅展宽器、压缩器提供的色散量与入射角变化的关系;以特定角度入射 时,光栅展宽器、压缩器提供的色散量与间距变化的关系。

对单棱镜对与双棱镜对进行光线追迹,获得了色散表达式,并对比两者之间色散 的差异,获得了双棱镜对在能够在 CPA 压缩器中应用的依据。也为设计和使用棱镜对 补偿色散提供了参考数据。

第3章 环形腔结构的再生放大器实验研究

3.1 引言

飞秒激光能量的放大曾经是超快激光发展的难题之一。这是因为飞秒激光峰值功 率往往很高,在放大的过程中,聚焦后的峰值功率密度,可达 GW 以上,很容易将光 学镜片、晶体、电光元件损伤。直到 CPA 技术出现以后,这一问题才得到了解决。根 据应用需求,采用 CPA 技术的飞秒激光放大器可以工作在高重复频率,比如1 kHz 甚 至更高重复频率^[114],也可以工作在低重复频率,比如 10 Hz、1 Hz 甚至单发。工作在 高重复频率时,由于泵浦激光脉冲能量的限制(频率为 1 kHz 的泵浦源,目前局限在 几十毫焦单脉冲能量水平),放大后的飞秒激光尽管平均功率很高,但单脉冲能量一般 只有微焦耳到毫焦耳量级。这样高重复频率的激光无论是光束质量,还是能量的稳定 性,都比较容易达到非常好的状态,适合于超快现象的研究,如阿秒激光的产生、飞 秒微加工、超快光谱等。当重复频率比较低时,由于可获得的泵浦激光能量更高,故 能够将飞秒激光能量放大到很高,可以轻易达到焦耳甚至几十焦耳量级,压缩后的峰 值功率可达到太瓦甚至拍瓦量级[11,58,115,116]。这种低重复频率、高能量的飞秒激光适合 于强场物理、高能量密度物理等方面的研究。然而,很多的应用除需要高的能量外, 还需要一定的重复频率,比如 100 Hz、10 Hz 的重复频率。由于重复频率为 100 Hz 的 绿光泵浦激光已经有 100 mJ 的商用产品,故以此为泵浦源的 100 Hz 飞秒放大器能量 也可以有非常高的输出,完全有能力达到峰值功率1TW以上。这样的激光系统既能满 足强场物理实验要求,也能满足招快现象的研究需要。因此,除了发展高重复频率的 放大器以外,开展重复频率为100 Hz 及10 Hz 的放大系统也非常必要。

在飞秒放大器中,再生放大与多通放大是 CPA 技术中常用的两种放大方案。很多 情况下,需要两者相结合才能获得很好的结果,比如在大型的太瓦及拍瓦飞秒激光装 置中^[57,66,117]。由于再生放大方式能获得很好的光束质量、较高的放大效率和稳定性, 故被广泛地应用于高重复频率的小型飞秒放大激光器及低重复频率的强激光装置预放 大器中。线形腔再生放大具有结构简单、调节方便的特点,故目前大部分的再生放大 一般都采用线形腔该结构^[118]。然而,线形腔同时也存在一些缺点,诸如放大后的激光

脉冲对比度不高、可以承受的放大能量有限等。相对于线形腔,环形腔不仅腔长更长, 而且放大激光是循环放大、单向传输,可以降低自发辐射荧光 (amplified spontaneous emission, ASE, *I_{ASE} ~1/L* (*I_{ASE}* 为自发辐射荧光强度, *L* 为腔长)),有利于对比度的提高。 同时,由于腔内激光拥有较大的模场尺寸,支持高单脉冲能量输出,也能提供更好的 光隔离,避免放大光返回至振荡器,破坏振荡器锁模状态^[119, 120]。

本章将详细介绍采用双脉冲开关普克尔盒,设计搭建的的新型环形腔再生放大器。 为了满足不同场合的实验需要,开展了1kHz高重复频率及100Hz、10Hz低重复频率 的环形腔再生放大器实验研究。

由于在千赫兹重复频率下,平均功率较高,热效应严重,故在设计腔型的时候需 要考虑热透镜效应。在实际实验中,需要对放大晶体进行低温制冷,这里使用了半导 体制冷片将晶体冷却到-25℃。在腔型设计合理和低温制冷的情况下,除受限于泵浦源 所能用的最大输出泵浦能量外,输出的单脉冲能量几乎没有其它限制,呈直线增长趋 势。在 20.0 mJ 的泵浦能量下,种子脉冲经再生放大后,可以输出 5.7 mJ 的能量,斜 率效率达 30.3%,压缩后仍有 4.1 mJ。为了获得更短的脉冲宽度,选用了光谱较宽、脉 宽更短的啁啾镜振荡器。其放大后的光谱半高宽为 40 nm,压缩后的脉宽短至 34 fs。 在测试时间 11.2 小时内,脉冲的能量抖动小于 0.31%。鉴于该系统良好的稳定性,目 前已开展了很多应用工作,如医学眼科实验、太赫兹波的产生及光参量放大等。

同时,为了迎合不同实验场合的需求,在重复频率为100 Hz,10 Hz 情况下,也 开展了环形再生放大方面的研究工作。由于重复频率较低,平均功率最高只有3 W,可以不用考虑热透镜效应,无需半导体低温制冷。考虑到最终放大的能量及泵浦源类型的不同,环形腔参数做了更改,以适合100 Hz 和10 Hz 条件情况下的需求。在100 Hz 单脉冲能量为33.1 mJ 的532 nm 激光泵浦下,获得了脉冲能量为9.84 mJ 的放大激光, 对应的斜率效率为33.1%。在重复频率为10 Hz、泵浦能量32.0 mJ 的情况下,也获得 了单脉冲能量为9.64 mJ、斜率效率为36.8%的实验结果。经压缩器压缩后的脉冲宽度 为59.7 fs,能量为6.36 mJ。该设计不仅为发展载波包络相位 (carrier envelope phase, CEP)锁定的百赫兹重复频率高能量飞秒脉冲激光提供了可能,而且也可以作为优良的 前级系统,进一步在太瓦及拍瓦系统中获得应用。

3.2 环形再生腔腔型设计

再生腔可以根据 ABCD 矩阵以及高斯光束传输与变换规律来进行模拟。任意点的 高斯光束的 *q* 参数用 ABCD 矩阵可以表示为为^[121, 122]:

$$\frac{1}{q} = -\frac{A-D}{2B} - i\frac{\sqrt{1 - \left(\frac{A+D}{2}\right)^2}}{B} = \frac{1}{R} - i\frac{\lambda}{\pi w^2}$$
(3.1)

其中,等相位曲率半径 R 和光斑尺寸 w 分别为:

$$R = -\frac{2B}{A - D} \tag{3.2}$$

$$w = \sqrt{\frac{\lambda |B|}{\pi \sqrt{1 - \left(\frac{A+D}{2}\right)^2}}}$$
(3.3)

而稳定性条件可以表示为:

$$\left|\frac{D+A}{2}\right| \le 1 \tag{3.4}$$

因此,若已知参考点的曲率半径 *R* 和光斑尺寸 *w*,则根据系统的 ABCD 矩阵就可 以求出任意位置处的曲率半径和光斑尺寸,且还能判断谐振腔是否为稳腔。

在长度为L_i的自由空间,变换矩阵可表示为:

$$T_i = \begin{bmatrix} 1 & L_i \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$$
(3.5)

经曲率半径为R_i的球面反射镜反射后,变换矩阵可表示为:

$$M_i = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -2/R_i & 1 \end{bmatrix}$$
(3.6)

高平均功率端面泵浦下,还需要考虑晶体的热透镜效应。晶体内的折射率随着温度的变化而呈梯度分布,会出现热透镜效应。严重时,会极大降低输出光束质量,并 影响输出效率。端面泵浦、侧面冷却的情况下,估算热透镜焦距的经验公式如下^[123-125]:

$$f_{thermal} = \frac{\pi \kappa \omega_{pump}^2}{P_{pump}(dn / dT)} \cdot \frac{1}{1 - \exp(-\alpha_{abs}L)}$$
(3.7)

其中 $f_{thermal}$ 为热透镜的焦距, κ 为透镜材料的热导率, ω_{pump} 为泵浦激光在晶体中的 束腰半径, P_{pump} 为入射的泵浦激光功率, α_{abs} 为晶体对泵浦激光的吸收系数, L为晶 体的长度。

为了便于分析,在考虑高功率泵浦的热透镜效应时,可将晶体简化为焦距为 f_i 的 薄透镜,变换矩阵为:



图 3.1 环形腔再生放大器结构示意图

实验采用如图 3.1 所示的环形腔,为结构十分简洁的四境腔,由四片凹面镜 (M1、M2、M3、M4)、普克尔盒钛宝石晶体及偏振元件组成。L1~L6 分别为每段自由空间的 长度。以普克尔盒 (pockels cell, PC) 处为起点,T1~T6 为自由空间变化矩阵,M1~M4 为凹面镜变化矩阵,F表示晶体的热透镜变换矩阵,则整个腔内的变换矩阵可表示为:

$$M = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} = T_6 M_4 T_5 M_3 T_4 F T_3 M_2 T_2 M_1 T_1$$
(3.9)

千赫兹高重复频率下,考虑热透镜效应,以及钛宝石晶体、PC处光斑大小,通过 不断选择凹面镜曲率半径和间距,最终选取了曲率半径为3000 mm 的凹面镜 M1、M4 和曲率半径为2000 mm 的凹面镜 M2、M3组成了环形腔,整个腔长约为3.2 m。低重 复频率下,平均泵浦功率较低,可忽略热透镜效应,最终凹面镜 M1 和 M4 曲率半径选 取为10 m、凹面镜 M2 和 M3 曲率半径为3 m。

3.3 高重复频率 1 kHz 环形再生放大器实验研究

3.3.1 腔型设计模拟

表 3.1 给出了钛宝石晶体的热导率 κ 及折射率对温度的导数 dn/dT,温度不同时热导率及 dn/dT 差异较大。若泵浦光功率为 10~20 W,由 (3.7)式可计算出室温与-25℃下,则热透镜的焦距在 500~2500 mm 之间。

表 3.1 钛宝石晶体热导率参数

参数	300 K	270 K	250 K	77 K
热导率 K (W/cm K)	0.33	0.5	0.6	9.8
折射率对温度的导数 dn/dT (K ⁻¹)	1.28×10^{-5}	1.2×10^{-5}	1×10 ⁻⁵	0.19×10^{-5}

在热透镜焦距不同的情况下,通过 ABCD 矩阵对腔内光斑的大小进行模拟,如图 3.2 所示。泵浦功率为 20 W 且无制冷情况下,热焦距为 500 mm 时,在钛宝石处为光 束的束腰,直径为 610 µm,而在普克尔盒 PC 处的光斑大小为 1.6 mm。如果能量放大 至 6 mJ,则在 PC 处的能量密度为 0.30 J/cm²,远低于 PC 中 DKDP 晶体的损伤阈值为 5 J/cm²。而当制冷到-25℃时,热焦距为 2500 mm,钛宝石处光斑的大小为 840 µm,而 在普克尔盒处的光斑大小为 1.06 mm。环形腔内各元件的位置在图 3.2 用虚线标出,其 中 M1~M4 为图 3.1 中对应的凹面镜,P1 为 P2 为图 3.6 所示的格兰棱镜。



图 3.2 不同热透镜焦距下环形腔内光斑分布情况

泵浦光经扩束后,经焦距为 350 mm 的透镜聚焦后的光斑大小最小为 740 μm,泵 浦能量密度最大为 4.65 J/cm²,小于钛宝石晶体的损伤阈值 10 J/cm²。聚焦透镜放在平 移台上可以前后移动,以便于与晶体处的光斑匹配。泵浦光的脉宽实测为 230 ns,如 图 3.3 所示。泵浦光的峰值功率密度也远达不到损伤钛宝石晶体的阈值。使用的镜片 镀膜阈值高达 6 J/cm²。从以上分析可知,无论是泵浦光还是放大光,均不会损伤放大 器中的重要元件,如凹面镜、钛宝石和 PC。



图 3.3 泵浦光的脉冲宽度

3.3.2 低温制冷系统

晶体在高功率条件下,产生的热效应会使放大后的光束质量降低并影响放大效率, 因此需要将晶体进行低温制冷。这里采用的是半导体制冷片 (Thermoelectric Cooler,TEC) 对晶体进行低温制冷,温度可控制在-20℃以下。为了防止晶体表面结冰, 需要将晶体放入真空室内。图 3.4 所示是为了给晶体进行制冷所设计的真空室的示意 图,真空室内集成了 TEC 温控温度传感与反馈系统,下部是通水铜底座,带走 TEC 下 表面的沉积热量。温控过程—由温度传感器(室温下 10 kΩ 的热敏电阻)采集温度, 再由控制器分析处理,如果达到设定温度值,则保持现有 TEC 驱动电流,否则进入单 片机 PID (比例-积分-微分)控制系统,再对 TEC 的控制电流进行调整,增加或减小 制冷程度。鉴于泵浦功率最高位 20 W,选用了最大制冷量的 50 W 的双层半导体制冷 片。在实际使用时,温度最低值可达-25℃,温度波动不超过 0.05℃。实物照片如图 3.5 所示。



图 3.4 TEC 制冷钛宝石晶体真空室设计图



图 3.5 TEC 制冷钛宝石晶体真空室实物照片

3.3.31 kHz 再生放大的实验结果与分析



图 3.61 kHz 环形腔再生放大光路示意图



图 3.71 kHz 重复频率、环形腔结构的再生放大实验系统设计效果图

千赫兹再生放大系统的光路示意图和模拟效果图分别如图 3.6 和图 3.7 所示。该 系统包括振荡器、光栅展宽器、环形再生放大器和光栅压缩器。其中,振荡器为啁啾 镜宽带振荡器,输出脉宽为 20 fs、宽谱半高宽为 60.9 nm、单脉冲能量为 5 nJ、重复频 率为 80 MHz 的飞秒脉冲序列。经隔离器、马丁内兹光栅展宽器(光栅刻线密度为 1200 线/mm)进行脉冲展宽,降低峰值功率。图 3.8 给出了由高速光电二极管(photodiode, PD) 探头及采样频率为 20 GHz 的示波器测量的展宽后的脉宽,半高宽为 200 ps。



图 3.8 经光栅展宽器展宽后的脉冲宽度

展宽后的脉冲经转偏至竖直 S 偏振后,由镜片 M5、格兰棱镜 P1 导入腔内。调节 双脉冲开关普克尔盒 PC,使之在不加压情况下,种子光透过后的偏振态保持不变,则 会由格兰棱镜 P2 反射出再生腔。当种子刚到达 PC 时,将第一个高压脉冲加载到 DKDP 晶体上,则在高压脉冲期间会将种子偏振态由 S 偏振转为水平 P 偏振,可以透过格兰 棱镜 P2,进而进入腔内,在晶体上与泵浦光汇合后得到一次放大。若高压在种子注入 腔内后立即撤掉,则不再对腔内的种子脉冲起作用,一次放大后的种子可以在腔内反 复放大。达到最大增益后,由于损耗的作用,会逐步衰减。若在当脉冲能量达到最大 值后,立即给 DKDP 施加第二个高压脉冲,则偏振态由 P 偏振转为 S 偏振,然后经 P2 导出再生腔。随后,将放大后的脉冲导入到单光栅四通压缩器中,进行色散补偿,并 压缩脉宽。如前章所述,可以通过调节光栅入角度和间距,优化压缩效果。在凹面镜 M1 后,放置光电二极管探头来采集镜片后的漏光,以观察整个腔内放大的建立过程。

图 3.9 给出了无导出信号时,再生腔内光脉冲的变化过程。初始阶段,增益大于损耗,脉冲不断放大;达到最大值后,增益小于损耗,光脉冲能量不断衰减。图 3.10 给出了双脉冲普克尔盒的工作原理,上图 (a) 中第一个高压 HV1 从种子脉冲序列中选出一个脉冲进行放大,达到极大值后再通过施加的 HV2 高压脉冲将放大后的脉冲导出。由于腔长 3.2 m,每循环一次的时间约为 10.7 ns,而两高压脉冲间的间隔为 350 ns。这意味着脉冲在腔内经历了约 33 次循环放大后,达到了最大值。从图中可以看出导出的放大脉冲前沿没有可见的小脉冲,表明 ASE 较小,纳秒范围内的对比度较高。



图 3.9 再生腔内放大建立与衰减过程



图 3.10 放大的建立 (a) 与导出 (b) 及双脉冲普克尔盒工作原理

与常用的单脉冲普克尔盒不同,双脉冲开光的普克尔盒,它不需要持续数百纳秒 的高压时间。这种普克尔盒在对一个脉冲进行放大及导出的过程中,高压的持续时间, 仅有两个 10 ns 的脉冲时间。两脉冲之间相对独立、互不影响,可以精确调节两者之间 的延时。第一个高压脉冲,相当于普通单脉冲普克尔盒的上升沿。其加载到 DKDP 晶 体时,种子脉冲序列中的 S 偏振脉冲变为 P 偏振态,并被选中、导入到再生腔内。在 调节导入时间与延时时,对第二个高压脉冲的产生时间不会产生影响,即不会对下降 沿的延时产生影响,这也与单脉冲普克尔盒不同。因振荡器的重复频率为80 MHz,故 种子脉冲序列的间隔为 12.5 ns。 在 10 ns 的高压持续时间, 只能选中一个脉冲, 导入腔 内放大。由于腔长 3.2 m,脉冲循环一次需要 10.7 ns,再次到达普克尔盒时,高压已不 存在,则 DKDP 晶体状态早已恢复至初始态,不会再改变脉冲的偏振态,仍将在腔内 循环放大。放大到最佳状态后,对普克尔盒内 DKDP 晶体施加第二个 10 ns 的高压脉 冲。因此,仅在导入与导出时的瞬间,DKDP 晶体上有高压,不会像单脉冲普克尔盒 那样在整个放大过程中的数百纳秒内均加有高压。因此,产生的热量也较小,尤其是 在高重复频率运行的情况下,可以省去普克尔盒制冷所需的水冷机。放大过程中,由 于普克尔盒中的晶体,只有极短的时间处于加压状态,可以排除晶体加高压对放大造 成的影响,大大提高了系统的稳定性。泵浦光和普克尔盒的1 kHz 触发信号均来自振 荡器的分频信号,调节延时可以很好使种子与泵浦光脉冲同步。

注入的种子光、再生腔调 Q 运转及种子放大后的光谱如图 3.11 所示。由图可知, 种子光光谱的半高宽为60.9 nm;再生腔自由运转的调Q模式下,光谱半高宽为26.1 nm;

注入种子放大后的光谱半高宽为 39.6 nm。放大后输出的光谱比种子光谱半高宽窄了约 21.3 nm,这主要是由于钛宝石晶体的光谱窄化效应及镜片镀膜所导致。放大后的光谱 支持的傅里叶变化极限脉宽为 24.5 fs,如图 3.11 中插图所示。在实验中,采用商用的 干涉自相关仪 (Femtometer, Femtopower Inc.)对压缩后的脉宽进行了测量,调节光栅 入射角及间距至最优后,测量的最短脉宽为 34.2 fs,如图 3.12 所示。这一结果已十分 接近傅里叶变换极限脉宽相比,但仍有一定的差距,其可能原因是存在难以完全补偿 的高阶色散。



图 3.11 注入的种子光、再生腔调Q运转及种子放大后的光谱



图 3.12 自相关仪测量到的压缩后脉冲宽度

高重复频率泵浦下,如果高功率的泵浦产生的热量未被及时带走,则热透镜效应

会很严重,不仅限制光束质量的提高,也影响放大效果。图 3.13 给出了在开启与关闭 TEC 制冷前后的输出功率变化情况。开始时钛宝石晶体在不制冷下运转,输出能量为 3.05 mJ,当开启 TEC 制冷后,随着温度的降低,输出能量的不断增加,最后基本稳定 3.45 mJ 左右。关闭 TEC,温度上升,输出能量又急剧下降。制冷稳定后的输出能量高 了 13%。但这一稳定过程需要的时间较长,大概半个小时左右,这也是激光系统需要 较长预热时间的原因之一。



图 3.13 在 TEC 制冷开启、关闭时放大器输出能量随温度的变化情况

此外,还对比了开启与不开启 TEC 低温制冷时最大放大能量的差异,如图 3.14 所示。结果表明,在未开启 TEC 制冷,仅依靠循环水带走部分热量情况下,若泵浦能 量小于 14 mJ,则放大的单脉冲能量随着泵浦能量线性增加,斜率效率为 34.1%。达到 最大值 4.7 mJ 后不再增长,而是随着泵浦的继续增加反而减小。

若将钛宝石晶体置于真空室内,并开启 TEC 制冷使温度下降到-25℃,则输出功率 与泵浦功率呈现线性增长关系。放大能量的增加唯一受限于泵浦源输出的能量。这种 情况下,泵浦能量 20.0 mJ 下,最大的输出能量为 5.7 mJ,斜率效率为 30.3%,由于真 空室的窗口玻璃对泵浦光的反射损耗,效率效率低于无制冷时斜率效率,但最大输出 能量提高了 20%。若有制冷效果更强的制冷系统,如侵入式液体制冷或液氮制冷,并 采用更大能量的泵浦源,则获得的放大能量还可以更高。



图 3.14 TEC 制冷与不制冷情况下的泵浦、输出能量关系曲线

由于压缩器内光栅损伤阈值较低,放大后的脉冲光束直径只有不到2mm,须经扩 束准直后才可导入到压缩器中进行脉宽压缩。放大后的光脉冲经扩束后,光束直径增 加到10mm,经单光栅(1500线/mm)的四通压缩器压缩后,单脉冲能量为4.1mJ, 压缩器的整体效率为72%。

上述系统中,采用了环形腔再生放大方案,结构简单,仅由四片镜片组成,并进行了温度反馈控制。因此,系统的稳定性大大提升。图 3.15 给出了采用相干公司能量计测量的长达 11 小时的能量稳定性。输出能量稳定性为 0.31% (RMS),非常接近泵浦源的能量稳定性 0.28%,达到甚至优于一些同类型的商用飞秒放大器的指标。



图 3.15 (a) 放大输出脉冲能量的稳定性; (b) 泵浦脉冲能量的稳定性

再生放大器相对于多通放大器、光参量放大器的一个突出优势在光束质量。由于 再生放大本身具有一个谐振腔,故光束质量很大程度上取决于再生腔的模式。因此, 优化再生腔,提高腔内光束质量,则可以获得很好放大光束质量。采用 M² 因子仪 (M2-200s-FW, Spiricon Inc.)测量了压缩后的光斑质量,在*x*、*y*方向的 M² 因子分别为 1.4 和 1.3,如图 3.16 所示。输出光束的远场、近场分布如图 3.16 中的插图所示,可 看出光斑强度呈现近高斯曲线分布。



图 3.16 放大压缩后的光束质量 M²

图 3.10 介绍的用示波器采集的输出单脉冲波形,脉冲前沿的平滑,只能说明放大脉冲的纳秒范围对比度尚可,却无法反映脉冲前沿几十到几个皮秒前的对比度。所谓对比度,就是主脉冲与预脉冲和放大的自发辐射等各种背景噪声强度的比值。因为纳秒对比度的提高相对简单,可以通过普克尔盒与格兰棱镜组合等开关元件抑制预脉冲,若消光比达 500~1000,则利用两套这样的装置,纳秒对比度可以提高 10³~10⁵ 倍。然而,皮秒范围内的对比度是无法通过普克尔盒过滤的。在物理实验中,常常是几十皮秒至数百皮秒范围的对比度对实验的影响最为明显。预脉冲和 ASE 的存在不仅会减小主脉冲能量,而且也会改变真实的实验条件,影响实际的实验结果。虽然千赫兹低能量的放大器对对比度的要求还不是那么苛刻,甚至很多应用实验对对比度尚没有要求,

测量,如图 3.17 所示。采用三阶自相关仪 (SEQUOIA, Amplitude Inc.)对 100 ps 内对 比度进行了测量,主脉冲与 ASE 的对比度为 10⁻⁶。在再生放大方案中,这一对比度已 经达到了较高水平。在主脉冲前后各 30 ps 处,有两个十分对称的小脉冲存在,这样的 小脉冲实际上为测量过程中人为引入的假脉冲^[126,127]。在后续的实验中,将会采用一些 提高对比度的方法,比如 XPW 技术,光参量放大 (optical parametric amplification, OPA), 进一步提高皮秒对比度,以满足高功率和高对比度场合的需要。



图 3.17 放大器输出脉冲的皮秒对比度



图 3.181 kHz 环形腔结构再生放大系统的实物照片与光路

3.3.4 应用实验

整套千赫兹再生放大系统的实物照片如图 3.18 所示。鉴于再生放大系统良好的稳定性和输出参数,在此套系统上已合作开展了很多应用实验,如图 3.19 所示,包括物理所表面实验室石墨烯飞秒光致发声实验、本组内的 OPA 实验、解放军 301 医院眼科实验、北京大学口腔医院牙科实验、天津大学的太赫兹波产生实验等等,满足了外单位的实验需求,也进一步验证了系统的可靠性。后续仍将会开展更多的应用研究。



图 3.19 激光系统上开展的部分应用实验



图 3.20 应用于天津大学太赫兹产生实验及其出具的使用证明

3.4 低重复频率环形再生放大器实验研究

3.4.1 再生腔腔型的设计模拟

腔型仍然采用图 3.1 所示的环形腔结构。在低重复频率下,热透镜效应几乎可以 忽略,不再需要 TEC 低温制冷。此时采用的泵浦源为 Quanta-Ray (Spectra-Physics Inc.), 脉冲宽度更窄,为 10 ns。考虑需要放大到的光脉冲能量较高,晶体处的光斑直径也应 更较大。此时泵浦聚焦方式和腔内镜片参数需要重新设计。经优化选择后,凹面镜 M1 和 M2 的曲率半径取为 10 m,凹面镜 M3 和 M4 的曲率半径取为 3 m,再生腔总腔长仍 为 3.2 m。将钛宝石晶体置于腔内束腰处,此处光斑最小;而普克尔盒放置在光斑最大 处,以降低放大后脉冲对元件造成损伤的风险。

假设普克尔盒处为起始点,则不同热透镜焦距*f*所对应的腔内光斑分布差异很大。 模拟时,考虑了不同热焦距*f*时的腔内分布,但在实际情况中,重复频率为10 Hz、100 Hz 时,最高泵浦平均功率分别只有0.3 W 和 3 W,且泵浦光聚焦光斑很大,故热透镜 效应可以忽略,腔内光斑分布如图 3.21 中所示的焦距*f*为近无穷大时的情况。由结果 可知,在钛宝石晶体上的光斑直径约为1070 μm,而在普克尔盒处光斑直径约为1540 μm。该腔型与1 kHz 时的设计相反,在热透镜较弱或不考虑热效应下,光斑分布适合 作为再生放大使用。而当热透镜非常严重时,比如*f*=1.2 m,则在晶体处光斑非常大, 在 PC 位置处光斑却很小,在高能量运行时,PC 处的功率密度很高,这样的光斑分布 在实际使用中是非常危险的,需要避免。对实验中使用的100 Hz,10 Hz 泵浦源,由于 泵浦能量较低,热透镜几乎可以忽略,所以这样的设计合理可行。



图 3.21 热透镜的焦距 ƒ 不同时对应的腔内光斑分布

采用单脉冲能量为 32 mJ、脉宽为 10 ns 的泵浦脉冲,实验发现晶体上的光斑直径 不能小于约 1.5 mm,否则极易打坏晶体。泵浦光经焦距为 1.5 m 的透镜聚焦,晶体位 于焦点前 0.3 m处,以保证光斑足够大,此处光斑实测为 1400 µm,能量密度为 2.15 J/cm², 远低于钛宝石的损伤阈值 10 J/cm²。然而由于凹面镜镀膜阈值有限,极易被聚焦后的泵 浦光损伤,故泵浦光与腔内放大光有一定夹角,避开镜片 M2、M3,以确其膜层的安 全。由于重复频率较低,仅为 100 Hz 和 10 Hz,故晶体无需低温制冷。仅采用循环水 制冷,保持室温 25℃。

3.4.2 高能量环形再生放大实验

图 3.22、图 3.23 所示为本节设计的适合低重复频率下运转的环形再生放大实验系统设计模拟效果图和光路示意图,由飞秒钛宝石激光振荡器、光栅展宽器、环形腔再生放大器以及光栅压缩器组成。其中,飞秒钛宝石激光振荡器采用棱镜对进行色散补偿。稳定锁模后的输出光谱的半高宽为 40 nm,脉宽为 30 fs,重复频率为 80 MHz。展宽器采用光栅刻线密度为 1200 线/mm 的马丁内兹结构,展宽后的脉宽为 170 ps。环形再生腔由四片凹面镜、20 mm 长的布氏角切割的钛宝石晶体、双脉冲普克尔盒及两片格兰棱镜构成。



图 3.22 低重复频率下的环形再生放大的整体设计效果图



图 3.23 低重复频率下的环形再生放大实验光路示意图

实验中展宽的种子脉冲激光经爬高镜将偏振态转为 S 偏振后,再由反射镜 M5、格 兰棱镜 P1 反射到双脉冲普克尔盒 PC 中。普克尔盒可以以固定频率加载脉冲宽度仅 10 ns 且间隔可调的两个半波电压到内部 DKDP 晶体。施加第一个高压脉冲时,普克尔盒 将 S 偏振种子转偏振至 P 偏振,而后透过格兰棱镜 P2,实现脉冲选单。随后,由反射 镜 M1、M2 反射至钛宝石晶体,在泵浦光的激励下获得第一次放大。再由 M3、M4 反 射至普克尔盒。由于腔长为 3.2 m,选单后的光脉冲在腔内传输一次需要 10.7 ns,而在 施加第一个高压脉冲后,普克尔盒的晶体上已经没有高压存在,对光脉冲的偏振态不 再起偏转作用,故选单后的激光脉冲可以在再生腔内循环放大,直至饱和状态。当光 脉冲获得最高增益后,给普克尔盒施加第二个半波电压脉冲,放大后的光脉冲偏振态 由 P 偏振变为 S 偏振,再经格兰棱镜 P2 导出再生腔,实现放大脉冲的输出。由于施加 在普克尔盒上的两个高压脉冲的调节步长为 10 ps,故可精确地调节注入脉冲和导出脉 冲的时间,保证腔内单个脉冲放大的实现。放大后的光脉冲经过单光栅 (1500 线/mm) 结构的压缩器以进行色散补偿,实现脉宽压缩。

用光电二极管探测钛宝石晶体前表面的反射光,来观测选单脉冲在环形再生腔中的建立过程,并由示波器采集,结果如图 3.24 所示。图中的黑色虚线是单脉冲在环形再生腔中的建立过程,实线为放大后的脉冲的波形。由于泵浦光脉冲仅 10 ns,且泵浦能量较高,放大效率比高重复频率运转时高,第一个高压脉冲距第二个高压脉冲时间间隔仅为 190 ns,种子光脉冲在腔内仅循环 18 次后及达到饱和。此外,导出后的放大脉冲在示波器上没有可见的预脉冲,表明其具有较高的纳秒对比度。



图 3.24 示波器观察到的脉冲放大建立过程及导出的脉冲

3.4.3 再生放大实验结果与分析

本节所设计的环形再生放大器可以分别在 100 Hz 和 10 Hz 重复频率的泵浦下工作, 实验测得放大后激光输出能量与泵浦能量的关系曲线如图 3.25 所示。从图中可以看出, 在两种重复频率泵浦下,放大激光的能量随泵浦能量基本上都是线性增长。在重复频 率为 100 Hz 的泵浦情况下,若泵浦能量为 33.1 mJ,则放大后的单脉冲能量为 9.84 mJ, 对应的斜率效率为 33.1%;而在重复频率为 10 Hz 的泵浦情况下,泵浦激光能量为 32.0 mJ 时,放大后获得单脉冲能量为 9.64 mJ,斜率效率可达 36.8%。该实验结果表明在这 两种重复频率下,都可以得到较高的放大效率。此外,重复频率为 10 Hz 时的效率更 高,主要是因为同样泵浦能量下,低重复频率引起的热效应较低,对腔型的影响更弱。



图 3.25 环形腔再生放大器在 (a) 100 Hz、(b) 10 Hz 重复频率泵浦下的输出能量曲线
图 3.26 给出了种子脉冲、再生腔未注入种子光时的调 Q 脉冲及注入种子后的放大脉冲光谱比较图,所对应的光谱半高宽分别为 38.1 nm、17.6 nm 和 29.7 nm。放大后的光谱中心波长位于 792.1 nm。由于钛宝石晶体放大过程中的增益窄化效应,放大后的脉冲光谱半高宽减小了近 9 nm。



图 3.26 种子激光、再生腔未注入种子的调 Q 输出及注入种子的放大输出脉冲光谱曲线

放大后的激光脉冲经扩束后注入到基于单光栅的四通压缩器中进行色散补偿,获 得压缩脉冲。压缩器中光栅由于放置时间过久、表面雾化等因素,传输透过效率略有 降低,约为 66%,压缩后的放大激光的单脉冲能量达到 6.36 mJ。采用单次自相关仪 (Minioptics),测得优化压缩后的脉冲宽度为 59.7 fs,如图 3.27 所示。图中点为示波器 采集到的自相关数据,黑色实线为通过高斯拟合的结果。



图 3.27 单次自相关仪测量得到的脉冲宽度

放大后的光谱半高宽为 29.7 nm,而傅里叶变换极限理论上应该支持 34.3 fs 的脉冲 宽度。未能压缩至理论极限的主要是由于基于光栅展宽、压缩系统不能完全补偿高阶 色散所致,具体分析如下:环形再生放大器中引起色散的材料有格兰棱镜、窗口玻璃 的 36 nm 长的熔石英、20 nm 长的钛宝石晶体、普克尔盒中 16 nm 长的 DKDP 晶体 及 3.2 m 长的空气间隙。考虑到激光脉冲在环形腔内 18 次的循环放大及腔外 15 nm 长 的熔石英透镜、隔离器中 6 nm 长的 TGG。在综合上述材料色散及展宽器、压缩器色 散的情况下,计算表明通过优化光栅对之间的间距和入射角实现二阶色散的理想补偿 时,未能完全补偿的三阶色散量为-65987 fs³,表 3.2 列出了各单元的主要色散量。图 3.28 给出了有无高阶色散时放大光光谱支持的最短脉冲,红色虚线表示高阶色散为零 时理论变化极限脉宽为 34.3 fs,而把剩余三阶色散考虑进去时,极限脉宽为 55.2 fs。 由于仅凭光栅压缩器还不能完全补偿高阶色散,故未能实现傅里叶变换极限的压缩脉 冲输出。鉴于此,将采用可编程声光色散滤波器 (acoustic-optic ultra-fast pulse shaping, Dazzler)来进行高阶色散的补偿,以期望获得更短的脉冲。

表 3.2 放大器中各单元部分的色散量

色散类型	二阶色散/fs ²	三阶色散/fs ³
马丁内兹展宽器	1441819	-3217040
材料总色散	59111	48296
平行光栅对压缩器	-1500930	3102757
总计	0	-65987



图 3.28 放大后脉冲光谱在有、无三阶色散时的傅里叶变化极限脉宽

图 3.29 给出了重复频率为 10 Hz 的泵浦下,用能量计在 400 秒时间内测量的 4000 发泵浦光与放大压缩后脉冲的能量稳定性。测得闪光灯泵浦源自身的能量抖动已达 1.1% (RMS),而放大后的单脉冲能量稳定性为 1.85% (RMS),小于 2%,可以满足作为稳定的放大器前级或直接应用于实验的要求。



图 3.29 (a) 10 Hz 泵浦源输出能量; (b) 压缩后激光脉冲能量的稳定性



图 3.30 低重复频率再生放大系统照片

3.5 小结

本章介绍了采用环形再生腔结构的飞秒激光啁啾脉冲放大的实验研究工作。通过环形腔再生放大的设计和双脉冲开关普克尔盒的应用,获得了高重复频率、

高能量的飞秒激光放大输出。在重复频率为1 kHz 的半导体泵浦源泵浦下,考虑晶体 热透镜效应,设计了适合在高重复频率、热透镜较为严重条件下的稳定再生腔腔型。 在 20.0 mJ 泵浦能量下,可获得 5.7 mJ 的放大输出,斜率效率达 30.3%。输出能量还有 进一步增加的趋势,目前仅受限于现有的泵浦能量。压缩后的单脉冲能量为 4.1 mJ, 脉宽为 34.2 fs。在长达 11 个小时的测试时间内,能量抖动的均方差为 0.31% (RMS)。 此外,还研究了低温制冷对放大效率及能量的影响。在高重复频率下,低温制冷将放 大后单脉冲能量提高了约 13%,而且突破了饱和的局限,呈现线性增长的趋势。

采用更高的泵浦能量的注入和支持宽光谱带宽的光学元件,则有望获得更高的单脉冲能量,更短的脉宽。高重复频率飞秒激光放大的顺利实施,为实验室飞秒激光应 用实验平台的搭建提供了有力的工具,也可以在高能量激光系统如太瓦系统和百赫兹 飞秒放大中获得应用。

在较低重复频率 100 Hz、10 Hz 的灯泵 Nd: YAG 倍频 532 nm 激光泵浦下,可以忽略晶体热透镜效应。在这样的情况下重新设计的环形腔,实现了高单脉冲能量输出的实验结果。在波长为 532 nm、脉冲能量为 32 mJ、重复频率分别为 100 Hz 和 10 Hz 的激光泵浦下,均得到了近 10 mJ 的激光输出,并且放大激光的能量都随泵浦激光能量线性增长,对应的斜率效率分别为 33.1%和 36.8%。压缩后的脉冲宽度为 59.7 fs,单脉冲能量为 6.36 mJ,测量 10 Hz 重复频率下 4000 发脉冲的能量稳定性为 1.85% (RMS)。通过对放大元件的材料色散及展宽器和压缩器的色散进行计算分析,表明剩余的三阶色散还有待优化。若进一步完善高阶色散补偿并注入更宽光谱带宽的种子脉冲,还可以获得更短的压缩脉冲。由于其高能量及高对比度的特性,这一环形腔再生放大器不仅可以作为具有更高能量的超强激光装置的前级系统,而且也将是开展阿秒科学、超快实验和精密加工等应用研究的有利工具。

64

第4章 百赫兹重复频率飞秒激光放大与太瓦激光系统研究

4.1 引言

随着啁啾脉冲放大 (CPA) 技术的发明, 招快激光开始朝高能量、高峰值功率的方 向迅速发展。CPA 系统已经取得非常瞩目的成就,并实现了部分产业化。目前,商用 的激光系统主要是高重复频率的小型激光系统,比如 1 kHz 以上重复频率的再生及多 通结构的放大系统。然而,放大后单脉冲能量受限于泵浦源的能量,只有数个毫焦耳 量级。闪光灯泵浦的 Nd: YAG 激光器虽然重复频率较低,但具有极高的输出能量,且 倍频后的 532 nm 激光正好可以作为钛宝石激光器的泵浦源,且成本极低。因此,降低 对放大后激光脉冲重复频率的要求,采用高能量的泵浦激光,是获得高单脉冲能量、 高峰值功率飞秒激光脉冲的一种有效途径。基于钛宝石的 CPA 飞秒放大系统在多个实 验室已经实现了太瓦、拍瓦量级的峰值功率输出[11,128],极大地推动了强场物理领域的 实验进展,在高次谐波、粒子加速以及量子相干控制上获得了广泛应用[129,130]。而开展 阿秒及高次谐波实验时,由于采集时对积分时间、脉冲数的要求,故较低的重复频率, 其采集时间会很长。结合阿秒与高次谐波实验需求,为了获得较高的单脉冲能量和一 定的重复频率,本章开展了重复频率为100 Hz 的飞秒激光放大的实验研究。将再生放 大输出的未压缩、能量为 3 mJ 的 1 kHz 激光脉冲,选单至 100 Hz,通过一级多通放大 方案,单脉冲能量放大到25.4 mJ,经压缩后获得了单脉冲能量为18.1 mJ、脉宽为37.8 fs 的放大激光输出,为开展高通量阿秒脉冲实验提供了前级驱动激光方案。

结合目前实验室对太瓦系统的需要,进一步开展了2TW系统的研究工作。以千赫 兹环形腔再生放大为稳定的前级系统,采用双啁啾脉冲放大技术开展了太瓦激光系统 方面的搭建工作。在发展太瓦激光系统时,为了提高脉冲对比度,系统采用了双啁啾 脉冲放大与 XPW 技术,在输出高单脉冲能量的同时,保证了高对比度,最后获得了 230 mJ的放大脉冲,支持2TW 的峰值功率。

4.2 百赫兹重复频率飞秒放大系统研究

以千赫兹环形腔再生放大器为前级,设计搭建的百赫兹重复频率飞秒激光放大系

统的光路示意图如图 4.1、图 4.2 所示,其中振荡器的输出脉宽为 20 fs,光谱半高宽 为 61 nm,重复频率为 80 MHz;重复频率为 1 kHz 的环形腔再生放大器,如前章 3.3 节所述,其输出的脉冲未压缩时的脉宽 200 ps,光谱半高宽约为 40 nm,支持 25 fs 的 傅里叶变换极限脉冲宽度;主放大为四通多通放大器,采用了尺寸为 10×10×8 mm 的 钛宝石晶体,其泵浦源为重复频率 100 Hz 的 Quanta-Ray (Lab-190, Spectra-Physics Inc.)。



图 4.1 百赫兹重复频率的飞秒放大系统光路示意图



图 4.2 百赫兹重复频率的飞秒放大系统设计效果图

使用 PD 探头采集振荡器的漏光,该信号的重复频率为 80 MHz。经分频、延时电路分频为若干 1 kHz、100 Hz 的信号,用于同步千赫兹泵浦源 Empower,普克尔盒 PC 开启与关闭,Quanta-Ray 闪光灯开启时间与调 Q 输出时间,以及示波器触发信号等。 各路分频信号的相对延时可调,也可进一步分频为其他重复频率,用于同步各路信号, 以达到最佳的放大效果。图 4.3 为分频后得到的部分 1 kHz、100 Hz 信号。



图 4.3 由 80 MHz 分频出的 1kHz、100 Hz 信号

振荡器平均功率为 400 mW,单脉冲能量为 5 nJ; 经展宽器展宽后,脉宽为 200 ps, 展宽器能量传输效率为 50%。注入再生腔时,仍有 2.5 nJ 的单脉冲能量。在中心波长 为 527 nm,单脉冲能量 10 mJ,1 kHz 重复频率的泵浦下(Empower, Spectal-physics), 种子光经环形再生放大器放大后可以获得 3 mJ 的单脉冲能量。光束直径由 1.5 mm 扩 束至 4 mm,不经过压缩器,直接进入外置的普克尔盒 PC2,频率选单至 100 Hz,剩余 能量约 2 mJ。泵浦光经焦距为 1.5 m 的透镜聚焦,焦点一般位于钛宝石晶体后约 30 cm, 而不是直接聚焦在晶体上,因泵浦源 Quanta-Ray 输出脉冲宽度仅 10 ns,晶体表面处 光斑太小时,峰值功率太强会使晶体击穿,实际使用光斑大小约为 4.5 mm。泵浦光一 次通过钛宝石晶体后,仍能透过约 10 mJ,采用曲率半径为 750 mm 的 0°,532 nm 镀 膜凹面反射镜收集剩余泵浦光,并再次汇聚至钛宝石晶体以提高泵浦能量。

待放大的光脉冲经直角棱镜 M1 斜面反射至棱镜 M2,再由棱镜 M3 反射至钛宝石 晶体,与 75.1 mJ 的泵浦光在时间和空间上重合,获得一次放大,单脉冲能量提升至 5.0 mJ,随后依次通过钛宝石晶体三次,进行放大,每经过一次放大,单脉冲能量分别 提升为12.2 mJ、18.6 mJ、25.4 mJ。四通以后已达饱和,即使再增加放大程数,放大后 能量也不再提升。放大后的激光光束直径只有4 mm,需要经扩束准直后才可导入至光 栅压缩器,扩束后的直径为12 mm。光栅压缩器采用单光栅结构,通过两平面镜折叠 成像构成平行光栅对,实现对200 ps 激光脉冲的压缩。

在前级再生放大器中,种子光的光谱半高宽约为 61 nm,但受增益窄化效应以及镀 膜带宽的影响,放大后输出光谱的半高宽仅为 41 nm。经四通放大后,光谱半高宽进一 步降至 39 nm,如图 4.4 所示。此时的光谱可以支持最短 25 fs 的理论极限脉宽。



图 4.4 放大前后的光谱

压缩器采用单光栅四通结构,通过折叠镜成像构成平行光栅对。光栅刻线密度为 1500 线/mm。因为放大后能量较高,需要扩束至较大光斑,以降低功率密度,避免损 坏光栅。因此光栅的尺寸也随之增大,所采用的尺寸为 50×140 mm。光束进入光栅的 入射角为 52°,在光栅表面经四次衍射,爬低后输出,压缩器整体传输效率为 72%。光 栅置于旋转台上,光栅与其镜像的间距为 32 cm。调节精密旋转台和平移台,可微调入 射光在光栅上的入射角以及光栅与其镜像间的间距,以优化压缩效果。实际脉宽数据 采用单次自相关仪 (Minioptics Inc.) 来测量。图 4.5 给出了采用自相关仪测量到的脉冲 宽度,数据点经高斯拟合后,实际脉宽为 37.8 fs。



图 4.5 单次自相关脉宽测量曲线,脉宽显示为 37.8 fs

闪光灯泵浦源也有自身难以克服的缺陷,比如 Quanta-Ray 内部所使用的激光氙灯, 其闪光寿命是 3000 万次,在 10 Hz 的工作频率下,可以使用 833 小时,而在 100 Hz 情况下只能使用 83.3 小时;输出光斑呈现非常明显的圆环状高阶模式。而本章所使用 的这台 100 Hz 泵浦源脉冲能量的抖动达到了 3.82%,如图 4.6 所示。放大后的激光脉 冲能量的稳定与泵浦源直接相关,由 1 kHz 再生预放大器输出的脉冲能量抖动为 0.31% (RMS),而经过多通放大后能量抖动达到了 3.65%,扩大了 12 倍。为了避免闪光灯泵 浦源的这些缺陷,下一步打算采用半导体激光 (laser diode, LD) 泵浦的百赫兹泵浦源, 其能量稳定性要远远优于氙灯泵浦的 Nd:YAG 激光器,则有望实现 1%以下的稳定输出。



图 4.6 (a) 泵浦脉冲能量稳定性; (b) 放大压缩后的脉冲能量稳定性

泵浦能量与压缩后输出能量的稳定性测量数据如图 4.7 所示。泵浦能量为 75.1 mJ 时,放大后的最高脉冲能量为 25.4 mJ,经压缩后以最高 18.1 mJ 的单脉冲能量输出。



图 4.7 泵浦激光、放大激光脉冲能量关系

在 3.3.3 小节中介绍过 1 kHz 再生放大激光系统输出的光束质量 M²因子,在 x、y 方向的 M²因子分别为 1.4 和 1.3,而通过百赫兹放大后由于每一通与泵浦光均有夹角, 且泵浦源输出的光斑为多模,经百赫兹放大后的光束质量有所变差,在 x、y 方向的 M²因子分别为 1.8 和 1.6,如图 4.8 所示。



图 4.8 百赫兹飞秒放大后输出的光束质量-M²因子

4.3 交叉偏振波技术提高对比度实验研究

超快超强激光应用的一大难题就是在获得高能量、超短脉冲的同时,保证脉冲的 对比度。在啁啾脉冲放大器中,获得的飞秒激光脉冲,如果不经过处理,不仅有主激 光脉冲,还伴随着放大的自发辐射荧光 ASE 以及预脉冲和后脉冲。一般,把 ASE 与主 脉冲间的强度比值,定义为对比度。前面介绍的千赫兹再生放大,其对比度目前已经 可达 10⁻⁶,但这一对比度在 100 TW 甚至更高峰值功率的系统中应用时,却会带来诸多 问题。例如,在靶场将激光聚焦到 10²¹ W/cm²,若对比度仍然只有 10⁻⁶,则 ASE 及预 脉冲的强度就可达到 10¹⁵ W/cm²,足以产生预等离子体,破坏真实的实验条件,导致 难以成功获得期望的结果。此外,ASE 的宽度远远大于主脉冲,会严重损耗放大过程 中待放大脉冲的能量和提取效率。因此,搭建对对比度要求较高的激光装置的过程中, 在前级部分就需要才去对比度提高措施。

提高对比度可以采用光参量放大^[131, 132]、可饱和吸收体^[133]、双啁啾脉冲放大^[134]、 交叉偏振波技术 (cross-polarized-wave, XPW)^[135]、等离子体镜^[136]等方法。XPW 可选 择的材料较多,如 BaF2^[137]、YVO4^[135]晶体,甚至可以使用一些有机溶液比如 CS2^[138], 都可以起到偏振旋转的作用,其结构简单、效率较高,与等离子体镜不同,不用每打 一次就换点,耐用性较高。交叉偏振波是利用晶体的三阶非线性效应,对入射激光的 偏振态产生旋转,且激光强度越强,偏转效应越明显。通常,XPW 需要的峰值功率密 度约为 10¹² W/cm²。对于主激光脉冲,经聚焦后光强很容易达到要求,故通过 XPW 后 偏振态会发生偏转。对于 ASE 及预脉冲,由于强度和非线性效应均较弱,偏振态很难 发生偏转。若使用检偏器(如格兰棱镜),可以将发生偏转的与未发生偏转的脉冲分开, 如此以来就可以提高主脉冲的对比度。

在实验过程中,采用 BaF₂晶体验证了采用 XPW 后对对比度的提高效果,装置图 如图 4.9 所示。百赫兹放大激光脉冲的能量经分束后约为 600 μJ,偏振态为 P 偏振。 经焦距为 800 mm 的透镜及格兰棱镜 1 聚焦至 BaF₂晶体上。主脉冲偏振态被旋转后, 由格兰棱镜 2 选出,再通过焦距为 600 mm 的透镜进行准直,剩余能量约为 120 μJ, 而后将光束导入三阶自相关仪 SEQUOIA 测量其对比度,结果如图 4.10 所示。在无 XPW 的情况下,其对比度为 1.5x10⁻⁶;而加入 XPW 后,其对比度提升至 2.7x10⁻⁷,提 高了一个数量级,尤其是主脉冲前的台阶部分,ASE 被抑制了近 2 个数量级,10 ps 内 的对比度得到了大大提高。在有无 XPW 的情况下,主脉冲前后约 29.6 ps 处均存在一

71

小脉冲,主要是由自相关仪内部测量元件所引入^[132,134]。若要进一步的提高对比度,可 以考虑提高注入脉冲能量以及使用两片 BaF2 晶体。



图 4.10 采用 XPW 技术前后输出脉冲对比度

4.4 太瓦激光系统的设计与搭建

获得更高的峰值功率一直是超快激光领域的发展方向,而且有着重要的应用,比 如在粒子加速、激光快点火以及实验室天体物理领域。本节将介绍的是设计搭建的一 套2TW 激光系统。为了提高对比度,采用了双啁啾脉冲放大方案和 XPW 技术。图 4.11 为设计的 CPA 系统的总光路图,系统包括 15 fs 振荡器、第一级光栅展宽器、环形再 生放大器、光栅压缩器、XPW、第二级展宽器、共焦六通放大器、四通放大器、第二 级压缩器。飞秒振荡器输出的脉冲为放大系统的种子,经马丁内兹展宽器展宽后的脉 冲注入再生放大器中,在 10 mJ 泵浦下可将激光脉冲放大到 2~3mJ,增益达到 10⁶。从 再生腔输出的激光脉冲经第一级压缩器压缩脉宽,然后通过在两片 BaF₂ 晶体中产生的 XPW 效应提高对比度。通过 XPW 滤波后的单脉冲能量约为 50 μJ,在第二级展宽器中 再次展宽后,进入共焦结构的六通预放大器中。泵浦源使用的是 Quanta-Ray Pro-350 (Spectra-Physics Inc.) 闪光灯泵浦 Nd:YAG 倍频激光器,输出最高单脉冲能量 1.2 J,使 用 5%分束片分出约 60 mJ 给六通放大器。六通放大后,入射单脉冲能量由 30μJ,升至 8 mJ。主放大器是四通放大系统,泵浦能量 1.15 J,最后得到的放大脉冲能量为 230 mJ。 将放大后的脉冲送入真空压缩器中,压缩器采用两块 1500 线/mm 的光栅组成标准的 Treacy 结构,压缩后可获得峰值功率大于 2 TW 的超强飞秒脉冲激光。下面将对每一部 分做一个详细的介绍。



图 4.11 2 TW 激光系统整体光路设计图

4.4.1 振荡器部分

振荡器系统采用啁啾镜补偿色散,通过克尔透镜效应实现锁模。本节所设计的振荡器采用的泵浦光源是 Sprout-8 (Light house Inc.)型号的绿光泵浦源,输出的 532 nm 连续光,经过聚焦透镜导入到振荡器腔内的钛宝石晶体中。宽带输出耦合镜 (OC)的输出率为 10%,输出的脉冲经两个导光镜片导出,并扩束准直、爬高导入下一级展宽器。振荡器光路图如图 4.12 所示,腔内除输出耦合镜外均为啁啾镜。振荡器泵浦功率为 3.8 W 时,直流状态下输出功率约为 450 mW,锁模后输出功率约 350 mW,重复频

率为 86 MHz。



图 4.12 振荡器的光路图

实验中采用的宽带啁啾镜和输出耦合镜,实现了较宽光谱的锁模输出,其输出的光谱范围为 730 nm~890 nm,半高宽为 70 nm,如图 4.13 所示。输出光谱中心波长 (790 nm) 恰好凹陷下去,有利于抵消后续放大过程中的增益窄化。



图 4.13 振荡器输出光谱曲线

4.4.2 第一级展宽器

实验中采用的第一级展宽器是马丁内兹展宽器,由衍射光栅、镀金凹面镜及平面 镜组成,其光路如图 4.14 所示。由钛宝石振荡器发出的种子光经过格兰棱镜 GP 和隔 离器(有磁光隔离器 FR 和 \/2 波片 W1 组成)输出,可有效地防止回光对振荡器的影 响。为了获得更大的展宽量,光栅 G1 上入射角减小为 20°,可以提供更大的色散量。 光栅 G1 的一级衍射光按照波长的不同在空间上展开,依次经过凹面镜 C3、平面镜 C4 和爬低镜 P2,实现激光在展宽器中的多次往返。其中,爬低镜 P2 由两个垂直放置的 长条宽带平面高反镜组成。入射至爬低镜的光束自上而下爬低后按原方向返回,垂直 位移约为 7 mm。种子光经过两次往返展宽后由平面镜 C5 导出,爬低并转偏为 S 偏振 后导入再生腔。该展宽器中,光栅 G1 的刻线密度为 1200 线/mm;凹面镜 C3 的曲率半 径为 1210 mm,与平面镜 C4 之间的距离为 605 mm,凹面镜 C3 和光栅 G1 之间的距离 为 400 mm。展宽器提供的色散量为 1.64×10⁶ fs²。该展宽器可以将 15 fs 的种子光展宽 到 300 ps 以上。实验得到在光栅 G1、凹面镜 C3、长条平面镜 C4 上的光斑分布第 2 章 2.3.2 节中图 2.15 所示。



图 4.14 第一级展宽器的光路图

由于入射光在光栅上的入射角偏离李特罗角,经光栅多次衍射和镜片反射后,展 宽后脉冲能量为入射能量的 50%。该问题并不严重,可以通过后续的放大轻易补偿回 来。

4.4.31 kHz 重复频率环形再生预放大器

为了得到单脉冲能量达 8 mJ 的高对比度的预放大脉冲,将预放大器分为千赫兹再 生放大和 10 Hz 第一级多通放大两部分。该设计有利于减少钛宝石晶体上的热负载、 提高光束质量、降低再生腔中脉冲放大的压力以及减小 ASE。千赫兹重复频率下的放 大器中钛宝石晶体仍需要低温制冷,实验中采用了半导体制冷的冷却方式,由于 TEC 个体差异,这里的制冷可将钛宝石晶体冷却至-30℃。此外,采用千赫兹再生放大器作 为前级,脉冲能量更稳定,对后续的稳定放大非常有利。环形腔再生放大具有大的光 斑模式,能支持高脉冲能量、高对比度的激光输出,且不会干扰振荡器,是前级预放 大的首选。



图 4.15 再生放大器的光路图

图 4.15 给出了再生放大器的光路图。泵浦源 (Empower, Spectra-Physics Inc.) 输出能量为 10 mJ, 波长 527 nm, 经扩束准直后由焦距为 350 mm 透镜聚焦到钛宝石晶体上, 提供反转粒子所需的能量。再生腔由 M1~M4 四片凹面镜组成, 腔长为 3.2 m, 钛 宝石晶体位于再生腔的中心位置。

在优化调节过程中,可将一个光电二极管 PD 置于凹面镜 M1 的后方以监视腔内脉冲放大的过程,示波器观察到的激光脉冲的建立与导出时间如图 4.16 所示。图中,上方的黄色线条是普克尔盒提供的高压监视信号,中间的绿色包络为 800 nm 放大激光脉冲的建立过程。两信号之间的时间间隔为腔内放大激光的建立时间,建立时间的长短取决于腔内损耗、泵浦功率密度以及优化情况。由于泵浦能量较低,脉冲放大建立时间较长,近 400 ns。导出后的放大脉冲信号如下方的紫色线条所示,脉冲前沿较为平坦,无可见的小脉冲,具有较高的纳秒对比度。



图 4.16 示波器上 PC 高压信号及放大光建立与导出信号



图 4.17 再生放大前后的光谱以及再生腔调 Q 运转时的光谱

此外,用光谱仪测量了再生放大前后的光谱以及再生腔调Q运转时的光谱,结果如图 4.17 所示。再生腔调Q运转时的光谱半宽为 35 nm,中心波长位于 787 nm;展宽后、放大前的种子光谱的半高宽为 68 nm,中心波长为 790 nm;种子经过再生放大后光谱的半高宽为 50 nm,中心波长为 794 nm。由于光谱窄化及镜片带宽的限制,放大后的光谱半高宽比注入时窄了 18 nm,但 50 nm 的半高宽也足以支持 20 fs 的变换极限脉宽。

4.4.4 第一级压缩器

系统需要采用双啁啾脉冲放大方案和 XPW 技术提高对比度,而 XPW 对峰值功率 密度有一定要求,所以经再生放大后,需先由第一级压缩器进行脉宽压缩,才能顺利 应用 XPW 滤波技术提高对比度。第一级压缩器的光路图如图 4.18 所示。再生放大器 输出的放大光经扩束准直后,进入压缩器。由于放大光是 S 偏振态,而光栅对 P 偏振 衍射效率较高,故还需由 P4 爬高转偏为 P 偏振。入射到光栅 G2 上的衍射角为 52°, 衍射后经 C12 折叠反射回光栅 G2 (C12 的反射,使得光栅 G2 及其镜像组成了光栅对 压缩器,省下了一块光栅)。再由 P5 爬低后沿原方向返回,以略低于入射光的高度由 C13 导出压缩器。G2 与 C12 间距离为 20 cm。



图 4.18 第一级压缩器光路图

4.4.5 XPW 及第二级展宽器

第一级压缩器压缩后的光经 P5 爬低后由焦距为 800 mm 的聚焦透镜聚到装有 BaF₂ 晶体的真空腔体中。格兰棱镜 GP4 和 GP5 采用正交组合,以达到好的消光比,配合 XPW 来提高对比度。采用两片 BaF₂ 晶体的方案,有助于提高对比度。光束聚焦后的 焦点位于两片晶体之间。低能量的预脉冲经两片 BaF₂ 晶体后,偏振态不变,由 GP5 反 射输出;而主脉冲因峰值功率较高,交叉偏振效应较强,偏振态旋转 90°,由 GP5 高 透进入第二级展宽器,如图 4.19 所示。XPW 前后光谱曲线如图 4.20 所示,由于非线 性过程的影响,XPW 后对入射光谱产生了一定调制,在 788 nm 处出现了凹陷,但此 凹陷的光谱对抑制主放大中的增益窄化反而是有利的。

第二级展宽器与第一级展宽器参数基本相同,但此时入射光光谱已窄化,脉宽变

宽,同样的色散量,已不足以展宽到 300 ps。此时,唯有减小光栅上的入射角 (18),以及减小光栅 G3 与凹面镜 C19 的距离约 (390 mm),提高展宽器的色散量。提供的色散量要比第一级展宽器多,此时的二阶色散为 1.84×10⁶ fs²。展宽后的脉冲宽度约为 280 ps。光斑经扩束准直后导入下一级放大系统中。



图 4.19 XPW 及第二级展宽器光路图



图 4.20 XPW 装置前、后激光脉冲光谱

4.4.6 10 Hz 重复频率六通放大器

10 Hz 六通放大器的光路如图 4.21 所示。经第二级展宽器后的脉冲信号仍然为 1 kHz,故需进行选单。由普克尔盒 PC2 及格兰棱镜 GP6、GP7 组成的选单系统可在千 赫兹脉冲中选出 10 Hz 的光脉冲。选单后由 C20 反射至放大器,放大器由曲率半径均

为 1000 mm 的四片凹面镜 M5、M6、M7 和 M8 以共焦结构组成。光束在四片凹面镜 上多次往返后在凹面镜 M8 边缘处导出,再由 C21 反射至 C22,经普克尔盒 PC3 和格 兰棱镜 GP9 后进入主放大系统。泵浦源 Quanta-Ray 350 输出的 1.2 J 能量,经 5%分束 片分出 60 mJ 的能量给六通放大器提供泵浦能量,剩余的 1.15 J 留给最后一级主放大器。 泵浦光经焦距 1.2 m 凸透镜 T14 聚焦,焦点在钛宝石晶体后约 200 mm 处,光斑大小约 为 4 mm,防止过高的峰值功率密度损坏晶体。为了使种子光多次通过晶体时均能与与 泵浦光直径匹配,种子光被缩束准直为 3 mm 直径大小。

六通放大器中每一通的放大倍率均在 3 倍以上, 六通后的放大倍率约为 1000 倍。 放大后输出的能量最高可达 9 mJ。经普克尔盒 PC3 隔离预脉冲,提高对比度后,由 C23 导入到最后一级主放大器中。



图 4.21 10 Hz 重复频率第一级六通放大器光路图

4.4.7 10 Hz 重复频率四通主放大器

主放大器是最后一级放大,用于将预放大的单脉冲能量直接放大至所需要的量值。 此时脉冲能量的增长随着每一通的放大,是线性增长,基本取决于泵浦源能量与光束 质量。由于此套系统的设计目标是压缩后能量达到2TW,考虑到压缩器的效率及最后 设计的脉宽,故主放大器的输出能量应该大于200mJ,具体光路如图 4.22 所示。



图 4.22 四通主放大器光路图

由于镜片镀 S 偏振膜时,损伤阈值较高,支持的光谱带更宽,故经 5%分束片透过的 1.15 J 的泵浦光,扩束准直后,先转偏振为 S 偏振,再由 50%分束片均分成两束,入射至钛宝石晶体。种子光经六通放大器后,经透镜 T8 和 T9 缩束准直,及光阑限制 光束后,剩余的 5 mJ 由平面镜 C24 反射至高阈值反射镜 M9,再由 M9 入射到晶体上, 仔细调节入射种子光与泵浦光的时空重合,获得第一通放大。第二通后,由于光斑变 小,采用透镜 T17 和 T18 将光斑扩束至两倍,然后再反射至晶体上进行后两通放大。 四通放大后,输出能量满足要求,最高可达 230 mJ。主放大器后能量稳定性为 2.15% (RMS),此时泵浦源的稳定性为 1.02% (RMS),如图 4.23 所示。

放大后的光谱由于两级放大的增益窄化、及镜片镀膜带宽、第二级展宽中光谱切 割等原因,最后的光谱中心波长位于 790 nm 处,半高宽为 24.1 nm,支持的最短脉冲宽 度为 36.8 fs,如图 4.24 所示。



图 4.23 主放大时泵浦与放大后能量稳定性



图 4.24 主放大后光谱及其所支持的脉冲宽度

4.4.8 第二级压缩器

主放大后由压缩器补偿色散,压缩脉宽,由 280 ps 压缩至 60 fs 以下。压缩器由一 对平行光栅对组成。光路图如图 4.25 所示,与第一级压缩器不同,主放大器后的入射 脉冲能量较大,峰值功率较高,直接入射到光栅上会很容易损坏光栅,为此需要将光 斑扩束至 30 mm 以上,降低功率密度。光栅刻线密度为 1500 线/mm,间距 30 cm。且 对未免光栅吸附灰尘,热吸收损坏光栅,对洁净度要求较高,将整个压缩器放置在高 真空的真空室内,以延长光栅的使用寿命。整个压缩器效率约为 60%,230 mJ 的入射 脉冲,可以实现 120 mJ 的输出能量。压缩后的脉冲宽度小于 60 fs,峰值功率大于 2 TW。



图 4.25 真空室内压缩器光路图

4.4.9 电子同步控制系统

对于预放大和主放大,泵浦光与种子光的同步很重要,需要采用精密的同步电路 来控制。该套系统使用的是 MASTER CLOCK (THALES Inc.)分频器(以下简称 MC) 来作为各路信号的分频、延时和同步的控制单元,一共有 20 路输出。运行时,需要外 接信号源。信号源来源于振荡器输出后一片反射镜片的漏光,将漏光反射到 PD 探头上, 获得 86 MHz 源信号给 MC。MC 可对各路信号进行分频和延时,且每一路的延时及时 间宽度均可调,其设置界面如图 4.26 所示。再生放大器部分需要两路 1 kHz 信号,分 别用于触发 Empower 泵浦源和普克尔盒 PC1,两路信号间的延时为 3.5 µs。10 Hz 两级 多通放大器,需要控制泵浦源及两个普克尔盒。将 1 kHz 再分频为 10 Hz,得到的信号 即为同步信号,其相对于 1 kHz 信号的延迟可由光程确定,10 Hz 的信号需要至少四路。 图 4.28 为 TW 系统的实物照片。





图 4.26 MATER CLOCK 分频延时控制器

图 4.27 MATER CLOCK 分频延时电路软件界面



图 4.28 2 TW 激光系统照片

4.5 小结

为了实现高通量的高次谐波与阿秒脉冲,满足强场物理实验对 TW 激光系统的需求,在千赫兹环形再生放大的基础上,开展了重复频率为 100 Hz 的飞秒激光放大器和 TW 激光系统的研究工作。

以1kHz环形腔再生放大器为基础,结合四通放大,成功研制了单脉冲能量18.1 mJ、 脉冲宽度37.8 fs 的100 Hz 飞秒激光脉冲放大器,为开展高能量的高次谐波与阿秒脉冲 实验提供了高能量驱动光源系统。采用 BaF2 晶体,验证了 XPW 提高对比度的实验方 案,对比度可以提高1个数量级,在脉冲前10 ps 内的对比度更是提高了2个数量级。 为太瓦系统的对比度提升,提供了参考依据。

开展了 TW 激光系统的设计搭建工作。为了提高脉冲对比度,采用了双啁啾脉冲 放大以及 XPW 技术。以千赫兹环形再生放大放大器为稳定的前级系统,放大压缩后, 使用双 BaF₂ 晶体的 XPW 装置,提高对比度。经第二次脉宽展宽后,由 10 Hz 六通共 焦放大器放大到最高 9 mJ 的单脉冲能量,最后经 1.15 J 的泵浦光泵浦,在主放大器中 放大后,输出能量高达 230 mJ 的放大激光脉冲,脉冲能量稳定性 2.15% (RMS)。压缩 后可以获得 2 TW 以上的峰值功率。

84

第5章 周期量级飞秒激光脉冲产生的实验研究

5.1 引言

超短激光脉冲在物理、化学、生物、医学、材料等领域都有着广泛应用。其中最前沿的成果之一是周期量级的超短激光脉冲的产生,在研究超快非线性过程中有着非常重要的应用,尤其是在一些研究超快动力学的科学领域,比如高次谐波,阿秒脉冲 实验中更是不可或缺^[25,56,139]。通过主动锁模的新技术以及克尔透镜锁模技术,很多激 光振荡器都可以直接输出周期量级的飞秒激光脉冲^[45]。然而,飞秒振荡器输出的单脉 冲能量较低,一直徘徊在纳焦耳量级,无法在强场物理实验中获得应用^[101]。随着 CPA 技术的发展,脉宽为 30 fs、毫焦耳量级的超短脉冲激光器,已应用十分广泛。但这一 脉冲宽度仍然满足不了一些超快实验场合的需要。

利用介质中产生的自相位调制展宽光谱,再进行色散补偿,是一种非常有效的途径,利用该方案已经可以获得周期量级飞秒激光脉冲^[140,141]。将这一方案应用于 CPA 输出的飞秒激光,获取周期量级飞秒脉冲,最可靠及实用的方式是采用充有惰性气体的空心光纤展宽光谱,再补偿色散。采用该方案已能获得能量为 5 mJ、脉宽为 5 fs 的激光脉冲^[142]。相对于常用的静态充气空心光纤展宽光谱的方案,差分泵浦的空心光纤,由于入射端气压更低,气体电离和自聚焦都可以大大减弱,在提高传输效率,光束质量以及光谱展宽量方面都有着很大的优势^[143,144]。

本章将介绍采用差分泵浦空心光纤获得超连续光谱,采用啁啾镜补偿色散后获得 周期量级飞秒激光脉冲的实验结果。实验采取在空心光纤末端充入氖气,并在激光入 口处抽真空的方式,降低入口处的气压,减弱气体电离。同时也可提高光谱展宽量、 传输效率及光束质量。采用这种方式,光谱展宽后覆盖了400~1000 nm 波段,透过效 率为70%,经啁啾镜补偿色散压缩后的实现了脉冲宽度最短3.8 fs 的结果。放大器直接 输出的光束 M²因子为1.97,而通过空心光纤后的 M²因子仅为1.33,表明通过空心光 纤后的光束质量得到了很大的提高。周期量级飞秒激光的产生为高次谐波与阿秒产生 与测量实验提供可靠的驱动光源。

85

5.2 九通放大激光装置简介

实验中,所采用的九通放大结构的 Femtopower Compact Pro CEP (Femtolasers Inc.) 钛宝石飞秒激光放大器。其输出激光的重复频率为1kHz,单脉冲能量为0.8 mJ,光谱 范围为740~850 nm,半高宽为48 nm,中心波长为780 nm。该激光放大器是一套结构 非常紧凑的 CPA 多通放大系统,由7 fs 的啁啾镜振荡器、SF57 块材料展宽器、九通放 大器及双棱镜对压缩器组成,光路图如图 5.1 所示。



图 5.1 Femtopower 飞秒激光系统的光路图

振荡器、展宽器的光路如图 5.2 所示。振荡器采用啁啾镜来补偿腔内色散,光谱范围与脉宽测量的结果如图 5.3 所示,可以输出脉宽最短为 6.3 fs 的激光脉冲序列,重复频率为 79.6 MHz,光谱范围为 650~960 nm,平均功率为 200 mW。振荡器输出脉冲的载波包络相位 (carrier-envelope phase, CEP) 通过 0-f方法在 PPLN 晶体中产生差频,获得的拍频信号提供给锁相环电路 (MenloSystem Inc.)反馈驱动声光调制器 (acousto-optical modulators, AOM),以改变钛宝石激光器泵浦光的零级衍射光的强度,从而实现 CEP 锁定。



图 5.3 (a) 振荡器的输出光谱; (b) 振荡器的输出脉冲宽度

振荡器输出的飞秒脉冲为 P 偏振, 经隔离器后偏振态转为 S 偏振; 再经 50 mm 长、 布鲁斯特角切割的 SF57 块材料两次, 在 800 nm 波长处引入二阶色散约为 22300 fs², 引入的三阶色散为 14100 fs³,将脉冲展宽至 10 ps。在进入放大器之前,由特别设计的 啁啾镜来预补偿放大器与压缩器的三阶色散。

九通放大器由两端的凹面反射端镜 (M7, *R*=800 mm; M8, *R*=500 mm)、长 4 mm 的布氏角切割的钛宝石晶体、用于折返的直角棱镜反射镜 S1 和 S2 以及普克尔盒选单 组件构成,如图 5.4 所示。重复频率为 1 kHz 的 527 nm 泵源 (Evlution 30, Cherent Inc.) 输出的泵浦光经扩束后紧聚焦至钛宝石晶体上,泵浦光聚焦后的光斑大小 410 μm。种 子光经前四通放大后在普克尔盒 PC 中进行 1 kHz 选单,输入的 P 偏振光脉冲,在 PC 高压时间段内,偏振态发生偏转,变为 S 偏振被选出。其余光脉冲偏振态保持 P 偏振 不变。S 偏振的脉冲经 Pa1 转偏为 P 偏振经过格兰棱镜 GP2 后再经后四通放大。剩余 P 偏振由 Pal 转为 S 偏振,由格兰棱镜反射出光路,未进入下一步放大。此时,经过前八通放大后,光斑发散,直径变大,聚焦在钛宝石上的光斑过小,易打坏晶体,需经凸透镜 L1 (焦距 *f*=1 m)聚焦,在凹面镜 M7 上形成小光斑,扩大在第九通放大时晶体上的光斑直径。经第九通放大后,由直角棱镜 S5 反射导出放大器。10 mJ 能量泵 浦下,可获得 1 mJ 的放大后单脉冲能量。在每一通光路上均有带小孔的面板,主要起 空间滤波的作用,改善多通放大中的光束质量,抑制 ASE 并提高对比度。在面板 D1、 D2 及凹面镜 M7, M8 上,每一通放大对应的光斑位置如图中插图所示。



图 5.4 九通放大器光路及光斑分布图



图 5.5 九通放大的建立过程

九通放大的调节是一个非常复杂的过程,每一通均要通过小孔,而同时又要保证

在晶体上与泵浦光高度重合。前四通可以通过调节棱镜 S1, S2, S3, S4, 自由度较大, 1~4通,累积的放大倍率分别为5, 30, 200, 1000倍, 四通以后需要 1000倍以上的放大, 才能保证九通放大后达到1 mJ。5~8 通则只能在前四通调节好的基础上, 由 S5 导入, 自由度由 S5 决定,调节难度较大,不仅要求前四通放大倍率足够,且对导入 S5 的方向,位置都有很高的要求。8 通后,可以使用功率计直接测量功率,平均功率需达到 200 mW 以上,则在九通后可以实现1 W 的输出,可以通过调节爬高镜 Pa3 优化第九 通放大。如图 5.5 所示,振荡器输出的 80 MHz 脉冲序列,在第1通与泵浦光相遇的过程中有5倍的放大倍率,而经过前四通后放大倍率约为 1000倍。然后经选单及后五通放大后获得单脉冲能量约1 mJ 的放大脉冲。

压缩器采用 LAK16 材料制作的双棱镜对结构压缩器,通过其角色散提供的负色散补偿系统剩余正色散。在进入棱镜对之前,光束经扩束、准直以免产生非线性效应损坏棱镜;再以布鲁斯特角入射至第一对棱镜对 P1 和 P2。光路中使用了 4 块长条反射镜,来回反射以增加棱镜对间的间距,缩小压缩器体积。第二对棱镜对 P3 和 P4 后放置有平面镜 M13,将光束以略高于入射光的角度返回。再次经过压缩器后,由反射镜M14 输出。



图 5.6 双棱镜对压缩器光路示意图

放大器输出的功率为1W,压缩后最高输出功率可达840mW,压缩器效率为84%。 输出光斑直径约为15mm。单次通过压缩器中时总光程约为1.71m,考虑实际使用时 是两次通过,采用2.3.4节所述的计算方法,可知在800nm处提供的二阶色散为-37737 fs²,三阶色散为-91666 fs³。

经过压缩器后输出的光谱如图 5.7(a) 所示,光谱宽度 48 nm,可支持的傅立叶变换极限脉宽为 20 fs(图中插图所示),实际压缩后输出的脉宽为 25 fs(如图 5.7(b)所示),与其理论变换极限非常接近。该激光放大器输出的单脉冲能量高于 0.8 mJ,峰值

功率为 32 GW。



图 5.7 (a) 系统输出光谱及对应的理论变换极限脉宽; (b) 实际测得的干涉自相关脉宽曲线

5.3 空心光纤展宽光谱的实验研究

5.3.1 空心光纤展宽光谱的原理

超短脉冲激光与惰性气体相互作用时,产生非常复杂的非线性光学效应,如自相位调制 (self-phase modulation, SPM)、交叉相位调制 (cross-phase modulation, XPM) 多波混频 (multiwave mixing)及受激拉曼散射 (stimulated raman scattering, SRS)等低阶非线性现象,同时还有高次谐波 (high-order harmonic generation, HHG)的产生。通过空心光纤增加激光脉冲与气体介质的相互作用的距离和时间,大大提高了非线性效应的效率,开启了空心光纤非线性光学的新篇章^[145]。SPM 效应是导致充气空心光纤中的光谱展宽的最主要因素。1997年,M. Nisoli 等人将空心光纤首次引入飞秒激光脉冲宽度再压缩实验,证实了 20 fs 的放大激光脉冲经空心光纤中的 SPM 展宽后的光谱可以支持 4.5 fs 的周期量级激光脉冲^[146]。

在空心光纤中, SPM 和 XPM 等效应的综合作用会使光谱产生新的频率成份,从而展宽光谱,下面简要介绍一下 SPM 与 XPM 原理。

1) 自相位调制 (SPM)

通光介质受到强激光电场作用时,折射率与光场存在非线性关系,会导致自相位 调制。在光电场调制的作用下,介质的折射率可以写为:

$$n = n_0 + n_2 I(t) (5.1)$$

其中, n_0 为无光场作用时的介质折射率, $n_2 = (2\pi/n_0)^2 \chi^{(3)}(\omega;\omega,\omega,-\omega)$ 为非线性折

射率系数, χ⁽³⁾(ω;ω,ω,-ω) 为介质的三阶非线性极化率, *I*(*t*) 是激光的光强度。激光脉冲经过距离 *L* 后的非线性相位的改变量为:

$$\phi(t) = \frac{\omega}{c} n_2 I(t) L \tag{5.2}$$

由于激光脉冲强度与时间有关,故非线性相移也与时间相关。于是,会产生依赖 于时间的频率偏移,可表示为:

$$\Delta \omega(t) = \frac{\omega}{c} n_2 L \frac{\partial I}{\partial t}$$
(5.3)

自相位调制产生了新的频率成份,最终结果是导致光脉冲的光谱展宽,展宽量可 以表示为:

$$\Delta \omega = \frac{\omega}{c} n_2 L \frac{I_0}{\tau} \tag{5.4}$$

其中, I_0 为激光脉冲的峰值功率, τ 为脉冲的时间宽度。

在使用空心光纤展宽光谱时,由于光纤中的波导模式的传播特性,光脉冲沿着纤芯内部传播时,是由光纤内表面的多次掠入射反射向前传输。这种多次反射对高阶模 产生的损耗较大,导致只有基模可以通过长的光纤。因此对光束质量也可以起到优化 的效果。当光纤的芯径远远大于光波波长时,最低损耗的模式是 EH₁₁ 模^[143],其强度 分布可以表示如下:

$$I(r) = I_0 J_0^{2} (2.405r/a)$$
(5.5)

式中,I(r)代表峰值强度, J_0 是零阶贝赛尔函数,a是光纤内芯的半径。对于相同的模式,传播常数 β 和损耗系数 α 可分别表示为^[147]:

$$\beta = \frac{2\pi}{\lambda} \left[1 - \frac{1}{2} \left(\frac{2.405\lambda}{2\pi a} \right)^2 \right]$$
(5.6)

$$\alpha = \left(\frac{2.405}{2\pi}\right)^2 \frac{\lambda^2}{a^3} \frac{\nu^2 + 1}{\sqrt{\nu^2 - 1}}$$
(5.7)

其中, λ 是气体介质中激光的波长, ν 是光纤材料与气体折射率的比值。由于损耗 系数 $\alpha 与 \frac{\lambda^2}{\alpha^3}$ 成正比,故选用内径比波长大的空心光纤可以减小损耗。

假设入射脉冲是高斯脉冲,且忽略色散和自聚焦效应,经过长度为 L 的光纤后,

由于自相位调制效应的作用,脉冲的最大光谱展宽宽度可由下式给出^[148]:

$$\delta \omega_{\rm max} = 0.86 \int_0^l \gamma(z) P_0 \xi e^{-\alpha z} dz / T_0$$
(5.8)

这里,*l*是光纤长度,*z*是传播距离,系数 $\gamma(z) = n_2 p(z) \omega_0 / cA_{eff}$, n_2 为非线性系数, p(z)是光纤中的气压, ω_0 为中心频率,*c*为光速, A_{eff} 为光纤有效模面积($A_{eff} = 0.48 \pi a^2$), P_0 是入射光的峰值功率, ξ 为耦合效率, α 为光纤的损耗系数, T_0 是入射脉冲宽度。

对于差动充气的空心光纤,在光纤的入口处,气压为零;随着光脉冲的传输,气 压逐渐增加,气压在光纤中的分布可以表示为:

$$p(z) = \left[p_0^2 + (z/l)(p_L^2 - p_0^2) \right]^{1/2}$$
(5.9)

其中, p_0 是光纤入口处的气压, p_L 是光纤出口处的气压。利用表达式(5.8),可推出静态和差分泵浦时自相位调制效应引起的光谱展宽量 $\Delta \omega_{sF}$ 及 $\Delta \omega_{DP}$ 的解析表达式如下:

$$\Delta \omega_{\rm SF} = 0.86 \omega_0 n_2 P_0 \xi p_{\rm L} (1 - e^{-\alpha L}) / \alpha c T_0 A_{\rm eff}$$

$$\tag{5.10}$$

$$\Delta\omega_{\rm DP} = 0.86\omega_0 n_2 P_0 \xi p_{\rm L} \int_0^L \sqrt{z} e^{-\alpha z} dz / \sqrt{L} c T_0 A_{\rm eff}$$
(5.11)

2) 交叉相位调制(XPM)

交叉相位调制是两个或以上不同物理特性的激光脉冲间产生的非线性相互作用的 结果(如不同频率,偏振态,模式等)。例如,某一频率的光(可称之为泵浦光)引起 的介质折射率变化,将会对其他频率光(可称之为探测光)产生非线性相位调制。交 叉相位调制一般伴随着自相位调制而产生。

频率为*ω*₁的泵浦光对频率为*ω*₂的探测光的交叉相互作用,将会导致探测光的相移 增加,可以表示为^[149]:

$$\phi_{\rm XPM}(\eta, z) = \frac{3\pi\omega_2^2}{c^2 k_2} \chi^{(3)}(\omega_s; \omega_s, \omega_p, -\omega_p) \times \int_0^z \left| A_p(\eta - \frac{\zeta}{\sigma}, 0)^2 \right| d\zeta$$
(5.12)

 $\chi^{(3)}(\omega_s;\omega_s,\omega_p,\omega_p)$ 是介质的三阶非线性极化率; $1/\sigma = 1/u_1 - 1/u_2$; $u_1 \ u_2$ 分别是 泵浦光和探测光的群速度; k_2 为泵浦光的波矢。考虑到与时间相关的非线性相移,可 以得到如下的探测光频率偏移量为:

$$\delta_{\rm XPM}(\eta, z) = -\frac{3\pi\omega_2^2}{c^2 k_2} \chi^{(3)}(\omega_s; \omega_s, \omega_p, -\omega_p) \times \sigma \left[\left| A_p(\eta, 0)^2 \right| - \left| A_p(\eta - \frac{\zeta}{\sigma}, 0) \right|^2 \right]$$
(5.13)

与自相位调制类似,交叉相位调制也可以展宽光谱。由于探测光的频率啁啾依赖 于泵浦光的强度,故可以通过控制光强来改变超短脉冲的参数。因此,某一频率光的 有效折射率不仅与自身光强有关,还与其他频率的光强度有关。交叉相位调制也将对 脉冲的波形和频谱产生影响。

5.3.2 空心光纤展宽光谱实验

实验装置示意图如图 5.8 所示。激光源是 5.2 节介绍的 1 kHz 的 CPA 放大系统, 输出的单脉冲能量为 0.8 mJ,脉宽为 25 fs。从系统出射的光束,经焦距为 1.2 m 的融 石英透镜聚焦至空心光纤中。在光纤入口处,聚焦后光束的束腰光斑直径约为 130 μm, 此时入射激光峰值功率为 32 GW,峰值功率密度为 2.41×10¹⁴ W/cm²。空心光纤固定于 V 型槽上,并放入长 1.8 m 的不锈钢真空腔内,真空腔两端按布鲁斯特角切割,并用 0.5 mm 厚的融石英玻璃窗口密封,以减小反射损耗。真空腔放置在升降台和平移台组 合上,可精确调节光纤的位置和方向,使入射激光聚焦后最大程度地耦合进光纤内部, 实现高效率传输。空心光纤由融石英材料制成,长 100 cm,外径为 1.6 mm,内径为 250 μm,惰性气体从空心光纤末端注入。在激光耦合入射端连有真空机械泵,运行时,入 射端的气压为零,整个光纤内的气压由入射端向出射端渐渐加强,气压呈梯度分布。 停止抽真空后,光纤内气压将趋于平衡,利用该装置可同时做静态和差分充气的实验。



图 5.8 利用差分充气空心光纤获得周期量级飞秒激光装置示意图

图 5.9 为不同惰性气体的二阶非线性系数^[111]。不同气体之间的二阶非线性系数 n₂ 相差很大。在产生超连续光谱时,要求充气气压也具有较大差异。在同样的展宽量下, 比较了空心光纤中充氩气和氖气时的气压。结果表明,氩气的气压要明显低于氖气, 但氩气的电离阈值较低,且光纤透过率不到40%。在实验中,最终选用了非线性系数 与电离阈值均较高的氖气来产生超连续光谱。用光谱仪 (Ocean-HR2000) 采集展宽后 的光谱数据,其分辨率为0.5 nm。理论计算和实验均表明^[143,144],差动泵浦充气空心光 纤在展宽光谱及提高传输效率上具有明显优势。



图 5.9 不同惰性气体的二阶非线性系数

静态充气时,随着气压的增加,展宽量呈现先上升后下降的趋势,如图 5.10(a)所示。气压为 1.5 bar 时,光谱最宽,覆盖 450~950 nm,但输出功率较低,仅 460 mW,传输效率为 57.5%。

为了提高输出功率并充分展宽光谱,采用了了差分泵浦模式,即将入射端抽真空。 图 5.10(b)给出了采用差分充气模式的空心光纤的展宽光谱。低气压值时,由于激光脉 冲与气体有效作用长度的减小,差分方式的展宽量要明显小于静态展宽量。2.0 bar 时, 展宽后的光谱范围才能达到静态气压为1.5 bar 时的展宽量,此时光谱覆盖450~950 nm, 达到一个倍频程。然而由于入射端抽真空,空心光纤入口处的气压为零,此处几乎没 有气体电离,成丝现象减弱,耦合效率大大提高。随着气压的增加,输出效率几乎保 持不变,输出功率一直维持在550 mW 左右,传输效率为68.8%。随着气压的增加,展 宽量是增加的,但受限于窗口玻璃的气压。2.5 bar 时,光谱已经可以覆盖400~1000 nm, 优化调节后,输出功率最高为560 mW,传输效率为70%,提高了10%以上。此时,再 增加注入端气压时,窗口玻璃易发生崩裂,但2.5 bar 时的光谱展宽量,已足以支持4 fs 以下的脉冲宽度,满足实验需求。

94



图 5.10 不同气压下, (a) 静态充气空心光纤和 (b) 差动充气空心光纤的光谱展宽情况

由以上描述可见差分充气空心光纤方案对提高输出效率和光谱展宽量有很大贡献。 分析其原因,主要是由于静态时光纤入口处气压值的增加,导致电离的加重,能量损 耗变大,耦合进光纤的能量也就跟着减小,自相位调制效应变弱,效率降低,展宽量 也随之降低。而在差动充气的空心光纤中,入口端气压为零,电离减弱,激光脉冲的 绝大部分能量都能有效地耦合进光纤,且不受注入气压变化的影响,输出脉冲在保持 高传输效率的情况下,光谱随着气压的增加而不断拓宽。

图 5.11 给出了在普通坐标下上图中差分泵浦方案获得的最宽光谱,可见最宽光谱 覆盖了 400~1000 nm,所能支持的傅里叶变换极限脉宽为 3.0 fs。



图 5.11 差分泵浦空心光纤输出的最宽光谱及其所支持的变换极限脉宽

根据 5.3.1 节中自相位调制效应对光谱的展宽量计算表达式及实验过程中的具体参数,对静态充气和差分泵浦空心光纤的理论展宽量和实验展宽量进行了对比,如图 5.12

所示。从图 5.12(a) 中可以看出,静态时,随着气压的升高,实验中的展宽量与计算 量均渐渐增加,其最佳气压值是 1.5 个大气压,高于此气压值后,无论是是实际展宽量 还是计算量均开始减小。而在差动充气的空心光纤中,实验和计算的光谱展宽量几乎 均是是随着气压的增加线性增加的,2.5 个大气压时,已是窗口玻璃的极限承受能力, 此时的展宽效果明显好于静态最佳气压时的情况,如图 5.12(b) 所示。计算仅考虑了 光谱展宽的最大影响因素自相位调制效应的贡献,由于交叉相位调制、多波混频、受 激拉曼散射等效应的作用,实际的展宽量高于计算的展宽量,如图 5.12(b) 中黑色线 条所示。



图 5.12 (a) 静态与 (b) 差分条件下理论计算与实际展宽量对比

差分泵浦条件下,由于几乎不存在气体电离,光斑形状得以保持,不会由于电离 成丝而变形,再加上空心光纤内光束是以掠入射的方式在内壁多次反射向前传输,对 高阶模式的损耗非常大,只有基模可以在光纤中保持较高的传输率,起到了对模式的 选择作用,对光束质量有较大提升。图 5.13 和图 5.14 分别给出了放大器直接输出光 束的 M² 因子和经差分空心光纤后具有超连续光谱的光束 M² 因子。放大器直接输出的 激光束在 *x* 方向和 *y* 方向的 M² 因子非常不对称, M_x² 约为 1.975, 而 M_y² 为 1.516。光 束从空心光纤出射后, *x* 和 *y* 方向 M² 已非常接近, M_x²=1.337, M_y²=1.331,表明光束 质量得到了大大提高。


图 5.13 放大器直接输出的光束 M²因子



图 5.14 通过差分充气空心光纤后的光束 M²因子

5.4 脉宽压缩实验研究

5.4.1 实验系统的色散

在空心光纤压缩器系统中,放大器输出脉宽为 25 fs 的入射激光,依次通过 3 mm 厚的融石英聚焦透镜、两片 0.5 mm 厚的融石英窗口玻璃、1.8 m 长的充有氖气的真空 腔管道及厚度可变的尖劈,整个光路中经历的空气长度约有 3 m。融石英、氖气、空气 均有很大色散,使入射脉冲产生啁啾,脉宽变宽。经估算,系统中对 800 nm 波长处引 入的总二阶与三阶色散分别为 240 fs² 和 150 fs³。不同波长处的二阶、三阶色散量详见 图 5.15。



图 5.15 实验光路中的总二阶、三阶色散量

5.4.2 脉宽压缩实验

获得的超宽光谱所支持的最短脉宽接近单个周期,剩下的工作就是根据系统的色 散情况选择合适的压缩方式来获得接近变换极限的周期量级脉冲。由于放大器输出脉 冲己十分接近变换极限,故展宽光谱后脉冲的色散主要来源于空心光纤、窗口、透镜 以及气体。传输过程中引入的色散数量级较小,常规棱镜对提供的色散量较大,而且 对于如此宽的光谱,不同波长补偿量差异太大,实际支持的光谱达不到本实验要求。 这里适合采用啁啾镜补偿实验中引入的色散。图 5.16 是每对啁啾镜可以提供的负色散 量及使用中的啁啾镜的图片。每对啁啾镜可以引入的二阶色散量约为-90 fs²,反射率大 于 99.5%,如图 5.16(a) 所示。系统中色散量约为 240 fs²,故采用 3 对啁啾镜来补偿色 散,可提供的负色散总量约-270 fs²。由于从空心光纤出射后的光束有一定的发散,故 使用曲率半径为4m的低色散凹面镀银反射镜准直光束,然后以小于10°的入射角进入 啁啾镜组,6片啁啾镜依次交错排开,出射光在每片啁啾镜上反射一次。由于负色散有 剩余,在光路中插入一对尖劈来进行色散微调。压缩后光脉冲经分束片分出2%,进入 干涉自相关仪 (FEMTOMETER, Femtopower Inc.)测量脉宽。仔细调节啁啾镜入射角、 尖劈的插入量及放大系统中压缩器的预补偿量后,获得的最短脉冲宽度为3.8 fs,如图 5.17 所示,接近零啁啾变换极限脉宽。单脉冲能量为0.5 mJ,峰值功率达131 GW。



图 5.16 (a) 实验使用的啁啾镜二阶色散曲线与反射率; (b) 使用中的啁啾镜实物照片



图 5.17 实际测得的脉冲宽度二阶自相关曲线

5.3.2 节中图 5.11 给出了所获得的 400~1000 nm 范围内的超连续光谱,支持 3.0 fs 的傅里叶变换极限脉宽。实际测量后,并未能压缩到如此之短。究其原因,其一是所 使用的啁啾镜仅考虑了二阶色散的补偿,未能考虑三阶、四阶等高阶色散的补偿。其 二是啁啾镜支持的带宽为 550~1100 nm,而所获得光谱范围是 400~1000 nm,向短波方向拓展的较多,长波方向展宽较少,啁啾镜在短波波段的色散补偿非常有限,反射率也较低,也就造成了压缩能力的限制。其三是,对于傅里叶变换极限脉宽的计算,采用了各个光谱成份的相位是一致的假设;而实际情况中,由于自相位调制,各个波长的相位并不一致,因此很难达到计算得到的理论极限。

5.5 小结

本章介绍了对飞秒激光放大器的输出脉冲宽度进行再压缩的实验研究。利用差分 泵浦充气空心光纤,对飞秒激光放大器输出脉冲的光谱通过自相位调制进行展宽,再 采用啁啾镜与尖劈补偿色散的方式获得了 3.8 fs 的周期量级飞秒激光脉冲。

首先介绍了实验中使用到的千赫兹放大系统,详细介绍了钛宝石振荡器、放大器与压缩器基本结构。为了获得周期量级的飞秒激光脉冲,深入研究了空心光纤展宽光 谱技术的基本原理,介绍了几种对光谱展宽起作用的非线性过程,并推导了自相位调 制效应对光谱展宽的理论计算公式。在此基础上,开展了静态充气与差分充气的空心 光纤展宽光谱实验,实验发现静态充气的空心光纤展宽光谱有限,且由于光纤入射端 的气体电离,能量损耗较大,所获得的最宽光谱为 450~950 nm,输出功率为 460 mW, 输出效率为 57.5%。采用差分充气的空心光纤后,入射端气压被抽真空,气体电离大 大减弱,耦合效率得到很大提高,获得的最宽光谱范围 400~1000 nm,输出功率为 560 mW,输出效率为 70%,提升了 10%以上。光束的 M²因子也由空心光纤前的 1.97 减小 到了 1.33,光束质量得到了很大提高。

分析估算了系统中的色散,在获得超连续光谱后,选用啁啾镜对结合尖劈,补偿 色散压缩脉宽。精细调节尖劈插入量和啁啾镜反射角度后,获得了脉宽为 3.8 fs 的周期 量级激光脉冲,对应 1.4 个光周期,单脉冲能量为 0.5 mJ,峰值功率为 0.13 TW。这样 的周期量级飞秒激光为后续的高次谐波及阿秒脉冲的产生与测量实验提供了可靠实用 的驱动源。

第6章 周期量级飞秒激光脉冲的载波包络相位锁定研究

6.1 引言

随着激光技术的快速发展,高次谐波、阿秒科学以及阈上电离等研究领域吸引了 越来越多的科学工作者的兴趣与参与^[9, 52, 150, 151]。其中,周期量级飞秒激光脉冲在这些 领域有着非常重要的应用^[91, 152, 153]。通常,激光脉冲的电场可以表示为 *E*(*t*) = *E*₀(*t*)cos(*ω*₀*t* + *φ*),其中*ω*₀是载波的中心圆频率,*φ*为载波振荡的峰值与包络*E*₀(*t*)的 峰值间的相位差。对于周期量级的激光脉冲而言,载波包络相位 (carrier envelope phase, CEP) 对脉冲包络内电场强度的影响非常明显。如图 6.1 所示,长脉冲载波包络相位的 变化对电场强度的影响较小,但当脉冲短到只有一两个光学周期时,CEP 对电场的影 响就不能忽略了。在高次谐波、单个阿秒脉冲的产生以及其它很多对 CEP 敏感的强场 物理领域,CEP 的控制是非常重要的研究内容,也是实验顺利开展的前提条件^[8, 56, 96, 154]。



图 6.1 周期量级飞秒激光脉冲载波包络相位对激光电场的影响

CPA 系统中,即使振荡器的 CEP 锁定了,在放大过程中随着泵浦能量的抖动及环境的变化,放大后的 CEP 也会存在慢变过程。CPA 系统的载波包络相位控制需要两个 反馈控制回路:其一是快环,用于探测 CEP 的抖动并反馈给振荡器,以锁定振荡器的 CEP^[155];其二是慢环,用于探测放大器的 CEP 变化信息,分析处理后反馈给激光系统中的振荡器、展宽器或压缩器^[26,92,99,156],锁定放大器 CEP。目前最常用的快环控制方 案是通过在周期极化的铌酸锂晶体 PPLN 中产生差频,再将拍频信号反馈给电路系统,

处理后的反馈信号加载在声光调制器 AOM 上,以调制振荡器泵浦光的强度,锁定 CEP^[54]。慢环则需要搭建一个*f-2f*光谱干涉仪^[86,157],通过在非线性晶体中成丝产生白 光超连续,将超连续光谱中长波部分倍频与基频光中相同成份的光谱进行干涉,通过 对干涉条纹的分析处理,去反馈控制放大器的 CEP 变化。

本章主要研究了周期量级飞秒激光脉冲的 CEP 长时间锁定的新方法。与传统的在 激光装置后直接加 *f-2f* 的方案不同,而是在差分空心光纤产生超连续后,搭建了一个 非常简洁紧凑的 *f-2f* 干涉仪。反馈信号也不再加载到振荡器 AOM 上,而是通过压电陶 瓷 PZT 晶体的电致伸缩效应推动压缩器中的棱镜,改变其插入量,以补偿 CEP 的变化。 这些在慢环控制上的改进与常用的方案相比有很多优势。首先,实现了振荡器与放大 器 CEP 的独立锁定,两者不会相互干扰,从而为长时间的 CEP 锁定提供了保障。其次, 由于补偿控制点位于差分空心光纤后,可以补偿空心光纤内气体流动以及自相位调制 带来的 CEP 抖动,而空心光纤带来的 CEP 抖动是很明显的^[93, 158]。由于更接近于靶室, 对后续应用实验的 CEP 锁定精度会有很大提升。第三,不再需要另加一块非线性晶体, 如白宝石片,去成丝产生超连续白光光谱,消除了该过程本身引入的对 CEP 锁定很不 利的大量相位噪声。基于这些改进,实验获得了长时间、高精度的锁定结果。在短期 内的 CEP 抖动约为53 mrad (RMS);长达 9000 秒的时间内,CEP 抖动为64 mrad (RMS), 同时还实现了 7.2 小时内能量抖动为 85 mrad (RMS) 的锁定结果,为高次谐波与阿秒 实验的顺利开展奠定了坚实基础。

6.2 载波包络相位锁定的原理

对于第一级快环振荡器的锁定,是由差频技术 (difference frequency generation, DFG) 提供拍频信号来实现锁定功能^[159]。在时间上,振荡器输出的激光脉冲是重复频 率 *F* 为几十甚至上百兆赫兹的脉冲序列。在频率域上,脉冲激光的光谱是一个个等间 隔的、不同频率的纵模成份组成。如果第一个纵模的频移为 δ ,则第 *n* 个纵模的频率可 表示为 $f_n = nF + \delta$ 。如果将其中第 *m* 个纵模与第 *n* 个纵模在 PPLN 等非线性晶体中进 行差频,就可以消除偏置频率 δ ,而差频成份的频率为 $f_{DFG} = (m-n)F$ 。若再将差频光 与基频中原有的纵模成份中的第 *m-n* 个纵模相互差拍,则可获得频率为 $f_{CEP} = \delta = f_n - f_D$ 的拍频信号。而相移 $\Delta \varphi = \delta * 2\pi / F$,从而得到了 CEP 的变化量。 用光电二极管采集拍频信号,并与重复频率信号的 4 分频进行鉴相,以获得相位误差 电压信号。采用比例积分控制,将反馈信号加载到 AOM 声光调制器上以控制泵浦光的强度,并补偿 CEP 的变化,从而实现振荡器对 CEP 的锁定。



图 6.2 差频测量频移的原理图

对慢环放大激光的 CEP 测量来说,由于重复频率较低,无法像振荡器一样采用 DFG 方法获得 CEP 信号。Kakehata 等人提出了利用光谱干涉的方法测量低重复频率高能量 放大激光系统的 CEP 信息^[160]。在非线性晶体中将激光脉冲的光谱通过自相位调制效应 展宽至一个倍频程,通过基频中的短波成份与长波的二倍频进行光谱干涉,对周期性 变化的干涉条纹进行处理,可以获得 CEP 信息。放大后的激光脉冲,其时域表达式为 $E_F(t) = A(t)\cos(\omega_c t + \varphi_{CE})$, A(t)是脉冲包络强度,若为高斯脉冲则有 $A(t) = \exp[-(t/2)^2]$ 其频域表达式为:

$$E_F(\omega) = A(\omega) \exp(j\varphi_{CE})$$
(6.1)

$$A(\omega) = \sqrt{2\pi} \exp\left\{-\left[\left(\omega - \omega_c\right)/2\right]^2\right\}$$
(6.2)

当脉冲经过色散介质,比如透镜、窗口、晶体时,短波部分的光谱相对于长波部分会 经历延时τ,由此而产生了附加的相移 exp(-*jωτ*)。假设由激光电场分量 *E*(*t*)引入的 电偶极矩为 *P*(*t*),则 *P*(*t*)可以表示为

$$P(t) = \chi^{(1)} E(t) + \chi^{(2)} E(t)^2 + \chi^{(3)} E(t)^3 + \chi^{(4)} E(t)^4 + \dots$$
(6.3)

上式中, χ为极化率。由此, 由短波部分产生的一阶电偶极矩可表示为

$$P_{\tau}^{(1)}(\omega) = \exp\left[j(-\omega\tau + \varphi_{CE})\right]\chi^{(1)}A(\omega)$$
(6.4)

在满足相位匹配条件的情况下,由麦克斯韦方程可知,光波的二次谐波电场 E_{SH} 与二 阶电偶极矩 $P^{(2)}(\omega)$ 之间存在 $\pi/2$ 的相移,二者间的关系可表示为:

$$E_{SH}(\omega) \propto jP^{(2)}(\omega)$$
 (6.5)
根据(6.3)和(6.4)式,可以得到基频光的短波和长波部分的二倍频相干的干涉光谱强度
表达式为:

 $I(\omega) \propto |P_{\tau}^{(1)}(\omega) + jP^{(2)}(\omega)|^2 \propto I_F(\omega) + I_{SH}(\omega) + 2[I_F(\omega)I_{SH}(\omega)]^{1/2} \cos[\omega\tau + \varphi_{CE} + \pi/2]$ (6.6) 由(6.6)式可以看出,第三项干涉项包含了激光脉冲的 CEP 信息 φ_{CE} 。对于给定的实验 光路,色散量是一定的,所以倍频光和基频光的相对延时 τ 也是确定的。由干涉项可 以看出,干涉光谱是光谱的圆频率和 CEP 的函数。对选定的干涉光谱进行傅里叶变换, 也即对(6.6)式中的干涉项进行傅立叶变换,可以得到幅值和相位 φ_{CE} 的信息,

$$F(I(\omega)) \propto \exp\left[\frac{k - \tau/2\pi}{2}\right]^2 \exp(j\varphi_{CE})$$
(6.7)

$$\arg\left[F(I(\omega))\Big|_{k=\tau/2\pi}\right] \propto \tan^{-1}(\varphi_{CE})$$
(6.8)

另外,由(6.6)式还可以看出,干涉条纹周期与 *τ* 成反比。这一点在实际应用中具有十分重要的意义,因为测量干涉光谱的光谱仪的分辨率有限。如果延时 *τ* 足够小,则干涉条纹的周期就足够大,从而降低了对光谱仪分辨能力的要求。因此,在光路中应尽量减小色散元件的存在。

f-to-2f interferometer Polarizer Half wave plate Off-axis M4// parabola Filter BBO Spectrometer Super continuun M2 🚽 мз Pumping Hollow fiber Inflating **1** Wedges Chirped mirrors L1 📥 30 fs, 🗸 f=1.2 m 0.8 mJ 💊 M1 Ρ1 ✓_{CEP} Sub-5 fs, 0.5 mJ CEP control 9-pass amplifier AOM 80 MHz 6 fs PPLN Pump

6.3 CEP 锁定实验研究

图 6.3 CEP 锁定实验光路图

如图 6.3 所示,所采用激光系统是 5.2 节介绍的重复频率为 1 kHz 的 Femtolaser Compact Pro CEP,其中振荡器部分的 CEP 通过 DFG 方法,使用 Menlosystem 电路和 AOM 实现锁定。锁定时间取决于环境及振荡器、拍频信号的优化情况,拍频信号一般 需要优于 36 dB。振荡器的锁定可以由 Menlosystem 电路输出的鉴相电压信号来判别,如图 6.4 所示,锁定前的电压信号为锯齿波,振荡幅度接近 7 V,而锁定后幅值变化范 围仅为 0.02 V,均方根 RMS 为 21 mV。



图 6.4 振荡器锁定前后由 Menlo 电路输出的鉴相信号

在差分泵浦的空心光纤中,通过自相位调制 SPM 效应对输出脉冲的光谱进行展宽。随后,通过收集尖劈反射的部分闲置光,导入到自建的一个非常简洁紧凑的 *f-2f* 光谱 干涉仪,进行 CEP 探测。CPA 系统输出能量为 0.8 mJ、脉宽为 25 fs、半高宽为 48 nm 的飞秒放大脉冲,脉冲宽度接近光谱的傅里叶变换极限脉宽 20 fs。为了获得亚 5 fs 激 光脉冲以供高次谐波及阿秒实验使用,放大后的激光脉冲需要通过透镜聚焦到差分泵 浦的空心光纤中进行光谱展宽,所获得超连续光谱如图 6.5 所示。光谱覆盖范围为 400~1000 nm,傅里叶变换后所能支持的最短脉宽为 3.0 fs。通过差分泵浦的方式,空 心光纤的通光效率要比静态充气的方式高约 10%。空心光纤后放置了一对尖劈,与带 有负色散的啁啾镜组配合可以补偿空心光纤装置所产生的正色散,以获得接近展宽后 光谱所能支持的最短脉宽。虽然尖劈对是采用布氏角放置,但仍有部分光反射,由尖 劈前表面反射的光束,脉冲能量约为 3 μJ。对于飞秒激光, 3 μJ 能量产生的倍频光强 度已经足够在 *f-2f* 系统中使用。



图 6.5 空心光纤展宽光谱后的超连续光谱

*f-2f*干涉仪的光路图如图 6.6 所示,通过焦距为100 mm 的离轴抛物面镜聚焦到300 μm 的 BBO (BaB₂O₄) 晶体中,对超连续光谱中的波长为1000 nm 的长波成份进行倍频, 倍频到 500 nm,与基频中的 500 nm 成份进行光谱干涉,由于倍频后的偏振态旋转了 90°,故需要半波片与格兰棱镜组合使之与基频光在同一方向具有分量,产生干涉。BBO 晶体之后放置了带通滤波片,以过滤掉长波部分,只允许 400~600 nm 范围内的成份通 过。产生的干涉条纹通过高分辨能力的光谱仪采集,这里使用 HR2000 (Ocean optics, Inc.),光谱分辨能力为 0.5 nm。如图 6.8 所示,在快环不锁定情况下,500 nm 附近无 干涉条纹,这是因为 CEP 的快速变化将其淹没。在快环锁定的情况下,CEP 变化较慢, 故可以采集到 500 nm 附近的若干个干涉条纹,而这些干涉条纹也会随着激光能量以及 空气流动、振动等外界环境的变化而发生慢漂变化。若锁定这一飘动,则就实现了放 大器对 CEP 的锁定。



图 6.6 f-2f干涉仪光路示意图



图 6.7 (a) f-2f 光谱干涉仪; (b) PZT 驱动的棱镜



图 6.8 f-2f 干涉仪采集的在快环锁定与不锁定时的 500 nm 附近光谱

以上方案克服了在激光系统后直接搭建 *f-2f* 的常用周期量级脉冲 CEP 锁定方案的 两大缺陷。在常规方案中,需要引入额外的非线性晶体(如白宝石片),通过成丝获得 大于一个倍频程的白光超连续光谱。这一过程对能量及外界环境的变化非常敏感,稍 有变化,探测的 CEP 信号就会明显改变,但这一改变并不能反映激光系统的 CEP 变化。 这一过程引入的额外相位噪声必然会影响最终获得的锁定精度及时间。目前已报道的 锁定精度一般都在 100 mrad 以上^[29,96],且这些方案不能补偿后续的相位噪声,尤其是 在差分泵浦的流动气体中引入的大量相位噪声。在空心光纤后锁定激光脉冲的 CEP, 可以补偿空心光纤部分引入的 CEP 抖动,而且锁定位置更接近实验靶室,保证在靶室 内获得高精度 CEP 锁定。

6.4 CEP 锁定与结果分析

实验过程中时,采用 LabVIEW 程序来实时对图 6.8 中选定的几个干涉条纹进行快

速傅里叶变换,获取 CEP 的变化信息。变换后得到的功率谱密度中的极大值反应了 CEP 的变化。图 6.9 给出了自编的 LabVIEW 锁定程序界面,图 6.9 (a)~(e)依次为内置嵌入 的光谱仪实时采集界面、CEP 变化信息、傅里叶变换的功率谱密度幅值、相位信息及 输出给 PZT 的控制电压信号。



图 6.9 LabVIEW 慢环锁定程序界面, (a) 嵌入的光谱仪实时采集界面, (b) CEP 变化信息, (c) 和(d) 为傅里叶变化的功率谱密度幅值与相位信息, (e) 输出给 PZT 的控制电压信号

光谱仪采集到的干涉条纹由 LabVIEW 程序分析处理得到 CEP 信息后,再通过 PID 算法将误差信号反馈输出给 DAQ 数据采集卡(可以输出表征误差值的-10~10 V 的误差 电压)。这一误差电压信号经功放后,输出 0~100 V 的电压来驱动 PZT 晶体,使之产生 电致伸缩来改变压缩器内棱镜的插入量, PZT 的最大移动量为 90 μm。棱镜插入量的 变化与 CEP 的改变量之间存在如下关系:

$$\Delta \varphi = \omega \left(\frac{1}{v_g} - \frac{1}{v_p}\right) l = kl$$

$$\frac{1}{v_g} = \frac{\partial k}{\partial \omega} = \left(n + \omega \frac{\partial n}{\partial \omega}\right) / c$$
(6.10)

$$\frac{1}{v_p} = n/c \tag{6.11}$$

$$k = \frac{\omega^2}{c} \frac{\partial n}{\partial \omega} \tag{6.12}$$

式中, *v_s*是群速度, *v_p*为相速度, *ω*为载波中心频率, *n*为材料的折射率, *c*为 真空中的光速, *l*为材料长度, Δ*φ*为相位变化量。折射率可以由塞耶迈耶尔方程给出, 比如融石英的折射率方程可表示为:

$$n^{2} = C_{1}\lambda^{2} / (\lambda^{2} - C_{2}^{2}) + C_{3}\lambda^{2} / (\lambda^{2} - C_{4}^{2}) + C_{5}\lambda^{2} / (\lambda^{2} - C_{6}^{2}) + 1$$
(6.13)

其中 C₁=0.6961663, C₂=0.0684043, C₃=0.4079426, C₄=0.1162414; C₅=0.8974794; C₆=9.896161。对融石英材料而言,中心波长为 800 nm 时,计算可得 *k* =0.11 rad/μm, 使 CEP 变化 2π,所需的材料长度为*l*_{2π}=57.8 μm。

而对于本系统所使用的 LAK16 玻璃材料, 折射率方程为:

$$n^{2} = C_{1}\lambda^{2} / (\lambda^{2} - C_{2}) + C_{3}\lambda^{2} / (\lambda^{2} - C_{4}) + C_{5}\lambda^{2} / (\lambda^{2} - C_{6}) + 1$$
(6.14)

其中, $C_1 = 1.576079$, $C_2 = 7.7807984 \times 10^{-3}$, $C_3 = 3.6764980 \times 10^{-1}$, $C_4 = 2.5931596 \times 10^{-2}$, $C_5 = 1.1649033$, $C_6 = 82.3723198$ 。计算可得 *k* =0.20 rad/µm, $l_{2\pi} = 30.7$ µm。如 2.3.4 节 所述,为了避免棱镜折射所带来的反射损耗和偏向角,采用棱镜对的压缩器需要选用 布氏角入射并选择合适的棱镜顶角,以保证入射角与出射角均是布氏角,且光线在等 腰棱镜内沿底边平行传播。对于特定的材料,入射角 θ 和棱镜顶角 α 是可以确定的。 图 6.10 给出了不同插入量下棱镜内的光线传输路径,插入量与 CEP 变化的关系解析 表达式。



图 6.10 不同插入量下棱镜内光线传输

$$\Delta l = l_2 - l_1 = 2\Delta z \cos(\frac{\pi - \alpha}{2}) \cos(2\theta - \pi/2) / \cos(\theta)$$
(6.15)

$$\Delta \varphi_{\rm CE} = k\Delta l = 2k\Delta z \cos(\frac{\pi - \alpha}{2})\cos(2\theta - \pi/2)/\cos(\theta)$$
(6.16)

式中, Δl 为插入量的改变量, $\Delta \varphi_{CE}$ 为因插入量变化带来的 CEP 变化。

经计算,对于 LAK16 玻璃材料的棱镜,其顶角 α 和入射角 θ 应分别为 61.3 和 59.4 °, 故载波包络相位改变 2 π 弧度,需要引入的棱镜插入量为 17.5 μ m。采用 LabVIEW 虚 拟了一个三角波电压信号,在开环情况下验证了 PZT 插入量与 CEP 变化关系,如图 6.11 所示。图 6.11(a) 和 (b) 分别为插入量与 CEP 的变化曲线。由图中数值进行估算,可 知约 19.2 μ m 的插入量可以使 CEP 的相位改变 2 π ,这与计算值基本符合。



图 6.11 (a) PZT 插入量变化与 (b) CEP 变化之间的对应关系

在 20 μm 的移动量下, ±π 的相位漂移都可以通过调节插入量补偿回来。实验中, 选用了一个 90 μm 行程的 PZT, 能在更大范围内实现对 CEP 变化的有效补偿。图 6.12 给出了锁定 CEP 时, PZT 晶体位置移动量的变化曲线, 正是由于 PZT 晶体的往复移动, 才补偿了其它外界环境变化所造成的 CEP 漂移, 实现了 CEP 的稳定锁定。



图 6.12 锁定 CEP 时 PZT 的移动量, (a) CEP 变化, (b) PZT 移动量

图 6.13 给出了快环锁定时,放大器在锁定和不锁定情况下,360 s 时间范围内 CEP 的变化情况。放大器未锁定时,360 s 内的 CEP 变化最大值与最小值相差近 4 rad,均 方根 RMS 为 677.1 mrad,而锁定后的 CEP 为一条平稳曲线,最大值与最小值相差仅 0.28 rad,均方根 RMS 为 53.1 mrad,整个系统的锁定精度得到大大提高。



图 6.13 360 s 内锁定与不锁定时的 CEP 变化情况

对该时间段内的 CEP 数据进行快速傅里叶变换后,发现对高频的环境变化,由于 不锁定时幅值本身就已经小到只有 mrad 量级,变化强度不足以提供可靠的反馈信号, 慢环锁定与否对高频噪声没有明显影响,主要由振荡器的快环锁定起作用;4 Hz 以下 的外界噪声,采用 PZT 晶体驱动的慢环锁定方案,可以极大地减小 CEP 漂移幅度,如 图 6.14 所示。实验室的环境变化一般是慢变过程,故通过 PZT 晶体改变压缩器棱镜插 入量来锁定 CEP 的方案,可以很好地实现慢环锁定。



图 6.14 360 s 内放大器锁定与不锁定时 CEP 的傅里叶变换噪声幅值

实验时所使用的光谱仪的积分时间为 50 ms,也就是将 50 个脉冲光谱进行叠加累 积,然后经程序处理后反馈控制 CEP。由于并不是单发测量光谱来反馈控制,故仍然 存在一定偏差。如图 6.15 所示,改变积分时间后,发现不同积分时间对应的锁定精度 和时长也不同。积分时间为 10 ms 时,锁定精度较低,而且由于积分时间短,干涉光 谱强度非常弱,几乎不足以锁定 CEP,锁定时间也不长,稍有振动,即失锁,测试时 间内仅能锁定 900 s。而采用 20 ms 积分时间时的锁定时长则长达 5000 s, CEP 的 RMS 均方根为 96.49 mrad。积分时间为 50 ms 时,锁定时长在 7000 s 以上, RMS 进一步缩 小,为 69.74 mrad。积分时间为 100 ms 时,锁定时长达到 14000 s 以上, RMS 仅为 47.2 mrad。然而积分时间越长,所得到的 CEP 测量值与真实值(单发测量的值)误差就越 大,可信度越低。实验中一般取 20 ms、50 ms 积分时间档,这也是参考文献中常用的 积分时间^[29,161]。



图 6.15 不同积分时间下 CEP 锁定精度及时长

更长时间的锁定结果如图 6.16 所示,该图为 7.2 小时内的一个锁定结果,积分时间为 50 ms。CEP 的变化经历了环境较大变动及人为的偶然干扰,但总体锁定精度仍然保持较高水平,CEP 变化的 RMS 为 85 mrad。在两小时时出现了短暂的环境温度跳变,但当系统恢复后,CEP 仍旧实现了良好的锁定,而人为的强干扰造成的较大抖动,也很快被拉回到锁定状态。



图 6.16 7.2 小时的 CEP 锁定结果

6.5 CEP 锁定在高次谐波中的应用

CEP 的稳定锁定在高次谐波实验中获得了验证。实验装置如图 6.17 所示,经过爬高、导光后到靶室的单脉冲能量为 0.4 mJ。经曲率半径 800 mm 的凹面银镜聚焦后,在 气体靶上的光斑大小为 110 µm (1/e² 处),峰值功率密度为 8×10¹⁴ W/cm²。氛气由气体靶 上由激光聚焦打穿的孔喷出,气压为 200 mbar,整个真空室的气压被抽至 10⁻⁵ mbar 以 下,以防止高次谐波被水分子吸收。极紫外 XUV 在气体靶上产生后,经光阑、200 nm 厚的锆膜滤除驱动光,经焦距为 1 m 的轮胎镜成像至凹面光栅 (1200 线/mm),衍射后 进入平场光谱仪 (PIXIS-XO, Princeton Inc.) 探测高次谐波光谱。



图 6.17 高次谐波实验装置示意图

在空心光纤后放置有尖劈,其顶角为 2.8°,由于是布氏角放置,推动单个尖劈移 动约1 mm,尖劈对的插入量才能改变 58 μm,在 800 nm 处引入的相位变化为 2π。在 CEP 锁定的情况下,通过改变尖劈插入量,可以改变 CEP 的锁定值。使用光谱仪,记 录了在不同 CEP 锁定值时的高次谐波。CEP 改变范围为 0~2π,改变步长为 π/60,共采 集了 120 组数据。图 6.18 给出了相位在 0~π 范围内变化,间隔为 π/4 的高次谐波在 CCD 上的采集图像。

图 6.19 给出了相应处理后得到的光谱。(a)~(e) 是 CEP 分别为 $\varphi = 0$, $\pi/4$, $\varphi = \pi/2$, $\varphi = 3\pi/4$, $\varphi = \pi$ 时高次谐波谱。从两幅图中可以看出,高次谐波的截止区在 CEP 锁定到不同值时,先后经历了从分立谱到连续谱,再到连续谱的变化。只有 CEP 稳定锁定在 0 或 π 时,高次谐波截止区才是连续谱,而平台区仍保持分立谱状态。此时截止区这一段连续谱中心波长在 8 nm,谱宽 1.6 nm,支持 200 as 以下的脉冲。获得截止区连续谱

量结果。



图 6.18 平场光谱仪采集的不同 CEP 下的高次谐波谱



图 6.19 高次谐波与 CEP 的关系, (a)~(e) 为 CEP 为 0 到 π 时的高次谐波光谱,间隔 π/4 周期量级飞秒激光脉冲的 CEP 影响产生高次谐波的结构,尤其在截止区,更是决 定了其光谱的连续与分立。在实验中,采集一组完整的数据需要 30 分钟以上,这就要 求驱动激光的 CEP 在这一段时间内保持高精度的锁定。以上结果的获得,正是 CEP 锁 定实现的重要应用成果,验证了该方案的有效性和实用性。整个实验系统装置照片如 图 6.20 所示。



图 6.20 周期量级飞秒激光脉冲驱动产生高次谐波、阿秒脉冲实验装置照片

6.6 小结

采用新方案,对周期量级飞秒激光脉冲 CEP 进行了长时间高精度锁定的实验研究。

通过在空心光纤后搭建的简易 *f-2f* 光谱干涉仪,将反馈信号加载在 PZT 上推动压 缩器内棱镜的位移,改变其插入量,实现 CEP 锁定。这种锁定方式不需要额外的非线 性晶体通过成丝产生超连续光谱,锁定的位置补偿了差分泵浦空心光纤带来的 CEP 抖 动,提高了锁定精度。反馈信号不再加载到锁定振荡器的 AOM 元件上,通过调制压 缩器内元件,实现了对放大系统 CEP 的分开锁定。在这种方案下,获得了 7.2 小时的 长时间锁定结果,CEP 锁定精度为 85 mrad。此外,还对比了不同积分时间下,CEP 锁 定效果与锁定时间。采用 50 ms 的积分时间,既可以实现高精度的锁定,又可以保持 数个小时锁定时长。

这一锁定结果在高次谐波、单个阿秒脉冲产生实验中获得了验证和应用。采用 CEP 锁定的周期量级飞秒激光,在氖气中获得了截止区为超连续谱的高次谐波,而该段连续谱支持 160 as 的单个阿秒脉冲。周期量级飞秒激光脉冲 CEP 的稳定锁定为顺利开展 阿秒脉冲产生与测量实验奠定了坚实的基础。

第7章 总结与展望

飞秒激光放大和高次谐波及阿秒产生是超快激光技术发展和应用的重要方向。飞 秒放大激光在物理、生物、医学、微加工等领域都有着重大的应用价值,开展飞秒激 光放大研究、发展自主研制的飞秒激光放大系统有着重要的现实意义。通过飞秒激光 放大,实现周期量级、CEP 锁定的高能量超短脉冲,在高次谐波和阿秒脉冲的产生中 发挥着关键性作用。本论文工作开始于 2010 年 9 月,结束于 2013 年 4 月,期间主要 围绕飞秒激光放大和周期量级超短激光脉冲的产生以及 CEP 锁定方面开展了一系列研 究。现对主要的研究工作作如下总结和展望:

1、为顺利开展啁啾脉冲放大,本文对啁啾脉冲放大系统中的单元技术及常用色散 元件进行了详细的分析计算。对啁啾脉冲放大中常用材料的色散进行了分析,并做了 计算对比,为材料的选用提供了指导。分析计算了实验中常用的马丁内兹展宽器、平 行光栅对压缩器提供的色散量及变化规律。对振荡器中常用的棱镜对、压缩器中使用 双棱镜对色散性能进行了对比分析。为啁啾脉冲放大中的色散补偿、元件选择,以及 工作的顺利开展,提供了参考依据。

2、设计了高重复频率条件下运行的环形腔再生放大系统。采用双脉冲开关普克尔 盒,获得了稳定的、重复频率为1kHz、高能量飞秒激光放大输出。使用 20 mJ 的泵浦 能量,即获得了 5.7 mJ 的放大输出,效率效率达 30.3%,而且输出能量还有进一步增 加的趋势。压缩后的单脉冲能量为 4.1 mJ、脉宽 34.2 fs。由于采用了双脉冲普克尔盒 作为选单元件,操作方式更加灵活,稳定性更高。长达 11 小时的测试时间内,能量抖 动的均方差仅为 0.31%。这一系统的顺利实施,为实验室飞秒激光应用实验平台的建 设提供了稳定的激光源,并在其它高能量激光系统如太瓦系统和百赫兹飞秒放大器中 获得了应用。为飞秒激光放大器走向产业化提供了参考依据。

3、开展了低重复频率、高能量的环形再生放大实验研究。通过优化设计环形腔的参数,实现了支持高单脉冲能量输出的腔内光斑模式分布,在重复频率为100 Hz 和10 Hz 的532 nm、32.1 mJ 激光泵浦下,都得到了近10 mJ 的放大脉冲能量。压缩后获得了59.7 fs、6.36 mJ 的超短脉冲激光,4000 发脉冲的能量稳定性为1.85% (RMS)。通过

对系统的材料及展宽器和压缩器的色散计算分析,表明剩余的三阶色散还可以得到优化。进一步完善高阶色散补偿及注入更宽光谱带宽的种子脉冲情况下,还可以获得更短的压缩脉冲。这一环形腔再生放大器不仅可以作为具有更高能量的超强激光装置的前级系统,而且 100 Hz 的重复频率也是开展阿秒科学、超快实验和精密加工等应用研究的有利工具。

4、在稳定的1 kHz 环形再生放大器的基础上,发展了 100 Hz 重复频率的飞秒激 光两级放大系统,输出的单脉冲能量为 18.1 mJ,脉冲宽度为 37.8 fs,能量稳定性为 3.65%,为开展高能量高次谐波与阿秒脉冲实验提供了有效可行的放大方案。验证了 XPW 提高对比度的实验方案。使用 XPW 技术,对比度提高了约 1 个数量级,在脉冲 前 10 ps 内的对比度更是提高了 2 个数量级,为太瓦系统的对比度提升提供了参考;为 满足高能物理实验的需要,开展了 TW 激光系统的设计搭建。采用双啁啾脉冲放大和 XPW 技术提高对比度,预放大采用 1 kHz 高重复频率环形再生放大系统,保证了稳定 性,再经一级共焦六通放大,和一级四通主放大后,最后获得了能量为 230 mJ 的放大 激光脉冲。压缩后可以获得 2 TW 以上的峰值功率。为强场物理实验的顺利开展提供了 有力的基础工具。

5、开展了放大激光脉冲光谱展宽及脉宽压缩的实验研究,获得了 3.8 fs 的周期量 级飞秒激光脉冲。通过静态充氛气的空心光纤展宽后的光谱最宽可覆盖 460~950 nm, 输出功率 460 mW, 输出效率 57.5%。采用差分充气的空心光纤后,入射端气压气体电 离大大减弱,耦合效率得到很大提高,光谱展宽量也得到了提升,获得的最宽光谱覆 盖 400~1000 nm,输出功率 560 mW,输出效率 70.0%,提升了 10%以上。采用啁啾镜 与尖劈补偿色散压缩脉宽后,获得了短至 3.8 fs 的周期量级激光脉冲。由于空心光纤的 滤波作用,光束质量得到了大大提升,M²因子由空心光纤前的 2.0 减小到了 1.3。为研 究高次谐波、阈上电离、阿秒激光脉冲等超快超强物理实验提供了稳定的前级驱动激 光源。

6、针对现有方案的不足,采用新的方案,开展了对周期量级飞秒激光的长时间高 精度 CEP 锁定研究。利用空心光纤展宽后的超连续光谱在尖劈上的闲置反射光,搭建 了一个简洁的 *f-2f* 光谱干涉仪探测 CEP 变化,通过 LabVIEW 程序分析处理,输出反 馈信号加载在 PZT 上,推动改变压缩器内棱镜的插入量,控制 CEP。通过对放大器与 振荡器 CEP 的分开锁定,并将充气空心光纤引入的 CEP 抖动同时补偿,实现了长时间

高精度的 CEP 锁定。在这种方案下,获得了长达 7.2 小时的长时间锁定结果,锁定的 精度为 85 mrad。这一锁定结果,在高次谐波、单个阿秒脉冲产生实验中获得了验证和 应用。在高次谐波截止区获得了超连续的光谱,支持 160 as 的单个阿秒脉冲。利用这 样的激光源,本小组在实验上在国内首次测量到了 160 as 的单个阿秒脉冲,为国内阿 秒尺度的超快动力学研究开启了新的篇章。

由于时间和条件限制,本论文工作仍存有不足和有待完善的地方:

1、环形再生放大器支持很高的单脉冲能量,且腔型简洁,稳定性较高。但由于国内镜片镀膜的带宽限制及增益窄化效应,输出光的光谱比入射光谱窄十多纳米。如果镜片镀膜技术提高,反射率更高和带宽更宽,相信输出的能量还可以更高,放大后的光谱宽度也会更宽,则压缩后可以获得更高的能量、更短的脉宽。

2、虽然采用环形再生加四通放大的方案,实现了重复频率 100 Hz 的飞秒激光放 大,获得 18 mJ 的放大系统,但由于 100 Hz 灯泵 Nd:YAG 倍频 532 nm 泵浦源能量的 抖动较大,虽然前级 1 kHz 较为稳定,经 100 Hz 放大后能量抖动很大。100 Hz 的泵浦 源如果可以采用半导体泵浦系统,能量稳定性提高到 0.3%,则放大后能量的抖动也可 以实现 1%以下。2 TW 系统只是 100 T W 系统的前期目标,后续还需要进一步的放大 及压缩。

3、 商用的 femtolaser 激光器输出能量只有 0.8 mJ, 通过空心光纤展宽光谱压缩脉 宽以后,单脉冲能量仅剩 0.5 mJ 左右,在高次谐波与阿秒实验中,仅刚刚满足要求, 稍有偏差,就达不到高次谐波产生阈值。后续的工作将会围绕升级 femtolaser 到 5 mJ 而开展。通过加一级两通放大,放大到 7 mJ,压缩后有望获得 5 mJ 的能量输出。能量 提升后,目前材料展宽器的展宽倍数略低,需要增加材料长度一倍;压缩器也不能再 使用棱镜对压缩器,需要更换为透射光栅对压缩器,这样调节更加简便。

随着能量的提升,峰值功率提高,如果仍然聚焦到目前 250 μm 的空心光纤内,峰 值功率密度很高,电离和自聚焦严重,需要更换至 400 μm 或更大口径的空心光纤,并 使用更长焦距的聚焦透镜,增大在入射口处的光斑大小,降低峰值功率密度。有望在 空心光纤后获得 3 mJ、5 fs 以下的脉冲。

锁定 CEP 的反馈部分,由于压缩器中采用透射光栅对,没有了棱镜对,如通过调 节光栅间距,影响又很大,故考虑加载到展宽器中,通过更改展宽器的插入量,实现 CEP 锁定,更为现实和便捷。可望获得单脉冲为 3 mJ,脉宽为 5 fs, CEP 锁定的高能

量周期量飞秒激光脉冲。

参考文献

[1] A. L. Schawlow and C. H. Townes, "Infrared and optical masers", Physical Review, **112** (6), 1940 (1958).

[2] T. H. Maiman, "Stimulated optical radiation in ruby", Nature, 187 (4736), 493 (1960).

[3] F. McClung and R. Hellwarth, "Giant optical pulsations from ruby", Applied Optics, **1** (101), 103 (1962).

[4] L. Hargrove, R. Fork and M. Pollack, "Locking of He-Ne laser modes induced by synchronous intracavity modulation", Applied Physics Letters, **5** (1), 4 (1964).

[5] D. Strickland and G. Mourou, "Compression of amplified chirped optical pulses", Optics Communications, **56** (3), 219 (1985).

[6] D. Spence, P. N. Kean and W. Sibbett, "60-fsec pulse generation from a self-mode-locked Ti: sapphire laser", Optics letters, **16** (1), 42 (1991).

[7] M. Hentschel, R. Kienberger, C. Spielmann, G. A. Reider, N. Milosevic, *et al.* "Attosecond metrology", Nature, **414** (6863), 509 (2001).

[8] G. Sansone, E. Benedetti, F. Calegari, C. Vozzi, L. Avaldi, *et al.* "Isolated single-cycle attosecond pulses", Science, **314** (5798), 443 (2006).

[9] K. Zhao, Q. Zhang, M. Chini, Y. Wu, X. Wang, *et al.* "Tailoring a 67 attosecond pulse through advantageous phase-mismatch", Optics Letters, **37** (18), 3891 (2012).

[10] J. H. Sung, S. K. Lee, T. J. Yu, T. M. Jeong and J. Lee, "0.1 Hz 1.0 PW Ti:sapphire laser", Optics Letters, **35** (18), 3021 (2010).

[11] Z. Wang, C. Liu, Z. Shen, Q. Zhang, H. Teng, *et al.* "High-contrast 1.16 PW Ti:sapphire laser system combined with a doubled chirped-pulse amplification scheme and a femtosecond optical-parametric amplifier", Optics Letters, **36** (16), 3194 (2011).

[12] C. B. Schaffer, A. Brodeur, J. F. Garc á and E. Mazur, "Micromachining bulk glass by use of femtosecond laser pulses with nanojoule energy", Optics Letters, **26** (2), 93 (2001).

[13] R. R. Gattass and E. Mazur, "Femtosecond laser micromachining in transparent materials", Nature photonics, **2** (4), 219 (2008).

[14] T. H. Her, R. J. Finlay, C. Wu, S. Deliwala and E. Mazur, "Microstructuring of silicon with femtosecond laser pulses", Applied Physics Letters, **73** (12), 1673 (1998).

[15] S. V. Patel, L. J. Maguire, J. W. McLaren, D. O. Hodge and W. M. Bourne, "Femtosecond laser versus mechanical microkeratome for LASIK", Ophthalmology, **114** (8), 1482 (2007).

[16] K. Plamann, V. Nuzzo, O. Albert, G. A. Mouro, M. Savoldelli, *et al.* in *Ophthalmic Technologies XVII*, F. Manns, et al. Eds. (2007), vol. 6426, pp. 42616.

[17] A. H. Zewail, "4D ultrafast electron diffraction, crystallography, and microscopy", Annual Review

of Physical Chemistry, 57, 65 (2006).

[18] M. Schultze, E. M. Bothschafter, A. Sommer, S. Holzner, W. Schweinberger, *et al.* "Controlling dielectrics with the electric field of light", Nature, **493** (7430), 75 (2013).

[19] Q. L. Dong, S. J. Wang, Q. M. Lu, C. Huang, D. W. Yuan, *et al.* "Plasmoid ejection and secondary current sheet generation from magnetic reconnection in laser-plasma interaction", Physical Review Letters, **108** (21), 215001 (2012).

[20] S. Mondal, V. Narayanan, W. J. Ding, A. D. Lad, B. Hao, *et al.* "Direct observation of turbulent magnetic fields in hot, dense laser produced plasmas", Proceedings of the National Academy of Sciences (2012).

[21] M. Weitz, F. Schmidt-Kaler and T. W. Hänsch, in *Solid State Lasers*, M. Inguscio and R. Wallenstein, Eds. (Springer US, 1993), vol. 317, pp. 331.

[22] V. Gerginov, C. E. Tanner, S. A. Diddams, A. Bartels and L. Hollberg, "High-resolution spectroscopy with a femtosecond laser frequency comb", Optics letters, **30** (13), 1734 (2005).

[23] T. W. Hansch, J. Alnis, P. Fendel, M. Fischer, C. Gohle, *et al.* "Precision spectroscopy of hydrogen and femtosecond laser frequency combs", Philosophical Transactions of the Royal Society a-Mathematical Physical and Engineering Sciences, **363** (1834), 2155 (2005).

[24] G. Cirmi, C. J. Lai, E. Granados, S. W. Huang, A. Sell, *et al.* "Cut-off scaling of high-harmonic generation driven by a femtosecond visible optical parametric amplifier", Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics, **45** (20), 205601 (2012).

[25] P. Heissler, R. Hörlein, J. M. Mikhailova, L. Waldecker, P. Tzallas, *et al.* "Few-cycle driven relativistically oscillating plasma mirrors: a source of intense isolated attosecond pulses", Physical Review Letters, **108** (23), 235003 (2012).

[26] X. Chen, L. Canova, A. Malvache, A. Jullien, R. Lopez-Martens, *et al.* "1-mJ, sub-5-fs carrier-envelope phase-locked pulses", Applied Physics B-Lasers and Optics, **99** (1-2), 149 (2010).

[27] 杜强,朱江峰,滕浩,运晨霞,魏志义,"5 fs 放大激光脉冲载波包络相位的锁定研究",科学通报,53 (1),40 (2008).

[28] Q. D, J. F. Zhu, H. Teng, C. X. Yun and Z. Y. Wei, "Carrier-envelope phase locking of 5 fs amplified Ti: sapphire laser pulse at 1 kHz repetition rate", Chinese Science Bulletin, **53** (5), 671 (2008).

[29] H. Wang, M. Chini, Y. Wu, E. Moon, H. Mashiko, *et al.* "Carrier–envelope phase stabilization of 5-fs, 0.5-mJ pulses from adaptive phase modulator", Applied Physics B: Lasers and Optics, **98** (2), 291 (2010).

[30] W. E. Lamb, "Theory of an optical maser", Physical Review, 134 (6A), A1429 (1964).

[31] P. W. Smith, "Mode-locking of lasers", Proceedings of the IEEE, 58 (9), 1342 (1970).

[32] H. W. Mocker and R. Collins, "Mode competition and self-locking effects in a Q-Switched ruby laser", Applied Physics Letters, **7** (10), 270 (1965).

[33] R. Fork, B. Greene and C. Shank, "Generation of optical pulses shorter than 0.1 psec by colliding pulse mode locking", Applied Physics Letters, **38**, 671 (1981).

[34] A. M. Johnson and W. M. Simpson, "Tunable femtosecond dye laser synchronously pumped by the compressed second harmonic of Nd: YAG", Journal of the Optical Society of America B, **2** (4), 619 (1985).

[35] R. L. Fork, C. Cruz, P. Becker and C. V. Shank, "Compression of optical pulses to six femtoseconds by using cubic phase compensation", Optics Letters, **12** (7), 483 (1987).

[36] P. F. Moulton, "Spectroscopic and laser characteristics of Ti: A1₂O₃", Journal of the Optical Society of America B, **3** (1), 125 (1986).

[37] J. Kafka, T. Baer and D. W. Hall, "Mode-locked erbium-doped fiber laser with soliton pulse shaping", Optics letters, **14** (22), 1269 (1989).

[38] K. Tamura, E. Ippen, H. Haus and L. Nelson, "77-fs pulse generation from a stretched-pulse mode-locked all-fiber ring laser", Optics letters, **18** (13), 1080 (1993).

[39] U. Keller, D. Miller, G. Boyd, T. Chiu, J. Ferguson, *et al.* "Solid-state low-loss intracavity saturable absorber for Nd: YLF lasers: an antiresonant semiconductor Fabry–Perot saturable absorber", Optics letters, **17** (7), 505 (1992).

[40] D. Kopf, K. J. Weingarten, G. Zhang, M. Moser, M. A. Emanuel, *et al.* "High-average-power diode-pumped femtosecond Cr: LiSAF lasers", Applied Physics B, **65** (2), 235 (1997).

[41] T. Brabec, C. Spielmann, P. Curley and F. Krausz, "Kerr lens mode locking", Optics letters, **17** (18), 1292 (1992).

[42] M. T. Asaki, C. P. Huang, D. Garvey, J. Zhou, H. C. Kapteyn, *et al.* "Generation of 11-fs pulses from a self-mode-locked Ti: sapphire laser", Optics Letters, **18** (12), 977 (1993).

[43] R. Szipöcs, K. Ferencz, C. Spielmann and F. Krausz, "Chirped multilayer coatings for broadband dispersion control in femtosecond lasers", Optics Letters, **19** (3), 201 (1994).

[44] A. Stingl, M. Lenzner, C. Spielmann, F. Krausz and R. Szipöcs, "Sub-10-fs mirror-dispersion-controlled Ti: sapphire laser", Optics Letters, **20** (6), 602 (1995).

[45] U. Morgner, F. Kärtner, S. H. Cho, Y. Chen, H. A. Haus, *et al.* "Sub-two-cycle pulses from a Kerr-lens mode-locked Ti: sapphire laser", Optics letters, **24** (6), 411 (1999).

[46] B. Schenkel, J. Biegert, U. Keller, C. Vozzi, M. Nisoli, *et al.* "Generation of 3.8-fs pulses from adaptive compression of a cascaded hollow fiber supercontinuum", Optics letters, **28** (20), 1987 (2003).

[47] E. Matsubara, K. Yamane, T. Sekikawa and M. Yamashita, "Generation of 2.6 fs optical pulses using induced-phase modulation in a gas-filled hollow fiber", Journal of the Optical Society of America B-Optical Physics, **24** (4), 985 (2007).

[48] S. Sartania, Z. Cheng, M. Lenzner, G. Tempea, C. Spielmann, *et al.* "Generation of 0.1-TW 5-fs optical pulses at a 1-kHz repetition rate", Optics Letters, **22** (20), 1562 (1997).

[49] X. W. Chen, A. Jullien, A. Malvache, L. Canova, A. Borot, *et al.* "Generation of 4.3 fs, 1 mJ laser pulses via compression of circularly polarized pulses in a gas-filled hollow-core fiber", Optics Letters, **34** (10), 1588 (2009).

[50] J. Park, J. H. Lee and C. H. Nam, "Generation of 1.5 cycle 0.3 TW laser pulses using a hollow-fiber pulse compressor", Optics Letters, **34** (15), 2342 (2009).

[51] P. M. Paul, E. Toma, P. Breger, G. Mullot, F. Augé *et al.* "Observation of a train of attosecond pulses from high harmonic generation", Science, **292** (5522), 1689 (2001).

[52] G. Paulus, F. Grasbon, H. Walther, P. Villoresi, M. Nisoli, *et al.* "Absolute-phase phenomena in photoionization with few-cycle laser pulses", Nature, **414** (6860), 182 (2001).

[53] M. Drescher, M. Hentschel, R. Kienberger, G. Tempea, C. Spielmann, *et al.* "X-ray pulses approaching the attosecond frontier", Science, **291** (5510), 1923 (2001).

[54] O. Gobert, P. M. Paul, J. F. Hergott, O. Tcherbakoff, F. Lepetit, *et al.* "Carrier-envelope phase control using linear electro-optic effect", Optics Express, **19** (6), 5410 (2011).

[55] A. Baltuska, T. Udem, M. Uiberacker, M. Hentschel, E. Goulielmakis, *et al.* "Attosecond control of electronic processes by intense light fields", Nature, **421** (6923), 611 (2003).

[56] E. Goulielmakis, "Single-Cycle nonlinear optics", Science, 320, 1614 (2008).

[57] M. Perry, D. Pennington, B. Stuart, G. Tietbohl, J. Britten, *et al.* "Petawatt laser pulses", Optics Letters, **24** (3), 160 (1999).

[58] T. J. Yu, S. K. Lee, J. H. Sung, J. W. Yoon, T. M. Jeong, *et al.* "Generation of high-contrast, 30 fs, 1.5 PW laser pulses from chirped-pulse amplification Ti: sapphire laser", Optics Express, **20** (10), 10807 (2012).

[59] P. P. Baveja, D. N. Maywar, A. M. Kaplan and G. P. Agrawal, "Spectral broadening in ultrafast semiconductor optical amplifiers induced by gain dynamics and self-phase modulation", Optics Letters, **35** (3), 294 (2010).

[60] O. E. Martinez, "Matrix formalism for pulse compressors", IEEE Journal of Quantum Electronics, **24** (12), 2530 (1988).

[61] A. Offner,"Unit power imaging catoptric", USA patent, US3748015A (1973).

[62] S. Sartania, Z. Cheng, M. Lenzner, G. Tempea, C. Spielmann, *et al.* "Generation of 0.1-TW 5-fs optical pulses at a 1-kHz repetition rate", Optics letters, **22** (20), 1562 (1997).

[63] E. Treacy, "Optical pulse compression with diffraction gratings", IEEE Journal of Quantum Electronics, **5** (9), 454 (1969).

[64] Z. Cheng and W. Zhao, "Group-delay dispersion in double-prism pair and limitation in broadband laser pulses", Chinese Journal of Lasers, **11** (5), 359 (2002).

[65] V. Pervak, I. Ahmad, J. Fulop, M. K. Trubetskov and A. V. Tikhonravov, "Comparison of dispersive mirrors based on the time-domain and conventional approaches for sub-5-fs pulses", Optics Express, 17 (4), 2207 (2009).

[66] A. Sullivan, H. Hamster, H. C. Kapteyn, S. Gordon, W. White, *et al.* "Multiterawatt, 100-fs laser", Optics Letters, **16** (18), 1406 (1991).

[67] F. G. Patterson and M. D. Perry, "Design and performance of a multiterawatt, subpicosecond neodymium:glass laser", J. Opt. Soc. Am. B, **8** (11), 2384 (1991).

[68] P. A. Beaud, M. Richardson and E. J. Miesak, "Multi-terawatt femtosecond Cr: LiSAF laser", IEEE Journal of Quantum Electronics, **31** (2), 317 (1995).

[69] W. Knox, R. Fork, M. Downer, R. Stolen, C. Shank, et al. "Optical pulse compression to 8 fs at a

5-kHz repetition rate", Applied Physics Letters, 46, 1120 (1985).

[70] J. K. Ranka, R. S. Windeler and A. J. Stentz, "Visible continuum generation in air-silica microstructure optical fibers with anomalous dispersion at 800 nm", Optics letters, **25** (1), 25 (2000).

[71] C. Rolland and P. B. Corkum, "Compression of high-power optical pulses", Journal of the Optical Society of America B, **5** (3), 641 (1988).

[72] M. Nisoli, S. DeSilvestri and O. Svelto, "Generation of high energy 10 fs pulses by a new pulse compression technique", Applied Physics Letters, **68** (20), 2793 (1996).

[73] A. Braun, G. Korn, X. Liu, D. Du, J. Squier, *et al.* "Self-channeling of high-peak-power femtosecond laser-pulses in air", Optics Letters, **20** (1), 73 (1995).

[74] C. P. Hauri, W. Kornelis, F. W. Helbing, A. Heinrich, A. Couairon, *et al.* "Generation of intense, carrier-envelope phase-locked few-cycle laser pulses through filamentation", Applied Physics B-Lasers and Optics, **79** (6), 673 (2004).

[75] A. Zair, A. Guandalini, F. Schapper, M. Holler, J. Biegerti, *et al.* "Spatio-temporal characterization of few-cycle pulses obtained by filamentation", Optics Express, **15** (9), 5394 (2007).

[76] X. W. Chen, X. F. Li, J. Liu, P. F. Wei, X. C. Ge, *et al.* "Generation of 5 fs, 0.7 mJ pulses at 1 kHz through cascade filamentation", Optics Letters, **32** (16), 2402 (2007).

[77] S. Adachi, N. Ishii, Y. Nomura, Y. Kobayashi, J. Itatani, *et al.* "1.2 mJ sub-4-fs source at 1 kHz from an ionizing gas", Optics Letters, **35** (7), 980 (2010).

[78] R. K. Shelton, L. S. Ma, H. C. Kapteyn, M. M. Murnane, J. L. Hall, *et al.* "Phase-coherent optical pulse synthesis from separate femtosecond lasers", Science, **293** (5533), 1286 (2001).

[79] Z. Wei, Y. Kobayashi, Z. Zhang and K. Torizuka, "Generation of two-color femtosecond pulses by self-synchronizing Ti:sapphire and Cr:forsterite lasers", Optics Letters, **26** (22), 1806 (2001).

[80] J. Sun, B. J. S. Gale and D. T. Reid, "Coherent synthesis using carrier-envelope phase-controlled pulses from a dual-color femtosecond optical parametric oscillator", Optics Letters, **32** (11), 1396 (2007).

[81] G. Krauss, S. Lohss, T. Hanke, A. Sell, S. Eggert, *et al.* "Synthesis of a single cycle of light with compact erbium-doped fibre technology", Nature Photonics, **4** (1), 33 (2010).

[82] A. Wirth, M. T. Hassan, I. Grguraš, J. Gagnon, A. Moulet, *et al.* "Synthesized light transients", Science, **334** (6053), 195 (2011).

[83] M. T. Hassan, "Synthesis and control of attosecond light transients", (München,Ludwig Maximilian University of Munich, 2013).

[84] G. Paulus, F. Grasbon, H. Walther, P. Villoresi, M. Nisoli, *et al.* "Absolute-phase phenomena in photoionization with few-cycle laser pulses", Nature, **414** (6860), 182 (2001).

[85] L. Xu, C. Spielmann, A. Poppe, T. Brabec, F. Krausz, *et al.* "Route to phase control of ultrashort light pulses", Optics Letters, **21** (24), 2008 (1996).

[86] H. R. Telle, G. Steinmeyer, A. E. Dunlop, J. Stenger, D. H. Sutter, *et al.* "Carrier-envelope offset phase control: A novel concept for absolute optical frequency measurement and ultrashort pulse generation", Applied Physics B-Lasers and Optics, **69** (4), 327 (1999).

[87] D. J. Jones, "Carrier-envelope phase control of femtosecond mode-locked lasers and direct optical

frequency synthesis", Science, 288 (5466), 635 (2000).

[88] T. Fuji, J. Rauschenberger, A. Apolonski, V. S. Yakovlev, G. Tempea, *et al.* "Monolithic carrier-envelope phase-stabilization scheme", Optics Letters, **30** (3), 332 (2005).

[89] S. Koke, C. Grebing, H. Frei, A. Anderson, A. Assion, *et al.* "Direct frequency comb synthesis with arbitrary offset and shot-noise-limited phase noise", Nature Photonics, **4** (7), 462 (2010).

[90] S. Koke, A. Anderson, H. Frei, A. Assion and G. Steinmeyer, "Noise performance of a feed-forward scheme for carrier-envelope phase stabilization", Applied Physics B-Lasers and Optics, **104** (4), 799 (2011).

[91] A. Baltuska, M. Uiberacker, E. Goulielmakis, R. Kienberger, V. S. Yakovlev, *et al.* "Phase-controlled amplification of few-cycle laser pulses", IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, **9** (4), 972 (2003).

[92] J. Rauschenberger, T. Fuji, M. Hentschel, A. J. Verhoef, T. Udem, *et al.* "Carrier-envelope phase-stabilized amplifier system", Laser Physics Letters, **3** (1), 37 (2006).

[93] H. Wang, M. Chini, E. Moon, H. Mashiko, C. Li, *et al.* "Coupling between energy and phase in hollow-core fiber based f-to-2f interferometers", Optics express, **17** (14), 12082 (2009).

[94] C. Li, E. Moon, H. Mashiko, H. Wang, C. M. Nakamura, *et al.* "Mechanism of phase-energy coupling in f-to-2f interferometry", Applied Optics, **48** (7), 1303 (2009).

[95] J. F. Hergott, O. Tcherbakoff, P. M. Paul, P. Demengeot, M. Perdrix, *et al.* "Carrier-Envelope phase stabilization of a 20 W, grating based, chirped-pulse amplified laser, using Electro-Optic effect in a LiNbO3 crystal", Optics Express, **19** (21), 19935 (2011).

[96] G. Gademann, F. Plé, P. M. Paul and M. J. J. Vrakking, "Carrier-envelope phase stabilization of a terawatt level chirped pulse amplifier for generation of intense isolated attosecond pulses", Optics Express, **19** (25), 24922 (2011).

[97] A. M. Sayler, T. Rathje, W. Müller, K. Rühle, R. Kienberger, *et al.* "Precise, real-time, every-single-shot, carrier-envelope phase measurement of ultrashort laser pulses", Optics Letters, **36** (1), 1 (2011).

[98] M. Möller, A. Sayler, T. Rathje, M. Chini, Z. Chang, *et al.* "Precise, real-time, single-shot carrier-envelope phase measurement in the multi-cycle regime", Applied Physics Letters, **99**, 121108 (2011).

[99] D. Adolph, A. M. Sayler, T. Rathje, K. Ruehle and G. G. Paulus, "Improved carrier-envelope phase locking of intense few-cycle laser pulses using above-threshold ionization", Optics Letters, **36** (18), 3639 (2011).

[100] T. Wittmann, B. Horvath, W. Helml, M. G. Schatzel, X. Gu, *et al.* "Single-shot carrier-envelope phase measurement of few-cycle laser pulses", Nature Physics, **5** (5), 357 (2009).

[101] 张青,赵研英,魏志义, "MW 级峰值功率掺钛蓝宝石激光振荡器", 物理学报, **59** (5), 3244 (2010).

[102] 赵研英, 韩海年, 滕浩, 魏志义, "采用多通腔望远镜谐振腔结构的 10MHz 重复频率飞秒钛

宝石激光器特性研究", 物理学报, 58 (3), 1709 (2009).

[103] M. P. A. Branderhorst, J. Nunn, I. A. Walmsley and R. L. Kosut, "Simplified quantum process tomography", New Journal of Physics, **11** (11), 115010 (2009).

[104] O. Kermani, F. Will, O. Massow, U. Oberheide and H. Lubatschowski, "Control of femtosecond Thin-flap LASIK using OCT in human donor eyes", Journal of Refractive Surgery, **26** (1), 57 (2010).

[105] G. Gerten, T. Ripken, P. Breitenfeld, R. R. Krueger, O. Kermani, *et al.* "In vitro and in vivo investigations on the treatment of presbyopia using femtosecond lasers", Ophthalmologe, **104** (1), 40 (2007).

[106] E. Sorokin, N. Tolstik, K. I. Schaffers and I. T. Sorokina, "Femtosecond SESAM-modelocked Cr:ZnS laser", Optics Express, **20** (27), 28947 (2012).

[107] O. Martinez, "3000 times grating compressor with positive group velocity dispersion: Application to fiber compensation in 1.3-1.6 μ m region", IEEE Journal of Quantum Electronics, **23** (1), 59 (1987).

[108] O. E. Martinez, "Compact curved-grating stretcher for laser pulse amplification", Optics Letters, **22** (11), 811 (1997).

[109] 赵环, "超短激光脉冲新型预放大技术及主动同步的研究", (北京,中国科学院研究生院, 2008).

[110] C. Barty, T. Guo, C. L. Blanc, F. Raksi, C. R. Petruck, *et al.* "Generation of 18-fs, multiterawatt pulses by regenerative pulse shaping and chirped-pulse amplification", Optics letters, **21** (9), 668 (1996).

[111] 朱江峰, "飞秒激光脉冲的压缩、载波包络相位控制及频率变换研究", (北京,中国科学院研究 生院, 2008).

[112] C. V. Filip, "Computers at work on ultrafast laser design", Optics and Photonics News, **23** (5), 24 (2012).

[113] 王勇, 王清月, 柴路, 张伟力, 邢岐荣, "利用光线追迹法计算展宽器结构参数对色散量的影响", 量子电子学报, **17** (3), 193 (2000).

[114] W. Zhao, Y. S. Wang, Z. Cheng, S. L. Zhu, H. J. Liu, *et al.* "Compact single-stage femtosecond multipass Ti : sapphire amplifier at 1kHz with high beam quality", Chinese Physics Letters, **23** (8), 2098 (2006).

[115] J. Zhang, M. Suzuki, M. Baba, Z. Wei, Z. Wang, *et al.* "Development of a compact efficient 10 Hz 20 TW Ti : sapphire laser system with a 1 kHz regenerative amplifier", Applied Optics (2007).

[116] X. Lu, X. Liang, Y. Leng, W. Wang, C. Wang, *et al.* "Improvement of the large aperture Ti: sapphire amplifiers in the petawatt femtosecond laser system at SIOM", Chinese Optics Letters, **8** (10), 1008 (2010).

[117] C. L. Blanc, G. Grillon, J. P. Chambaret, A. Migus and A. Antonetti, "Compact and efficient multipass Ti:sapphire system for femtosecond chirped-pulse amplification at the terawatt level", Optics Letters, **18** (2), 140 (1993).

[118] Y. S. Wang, G. H. Cheng, Q. Liu, C. D. Sun, W. Zhao, *et al.* "Generation of high repetition rate femtosecond Ti:sapphire regenerative amplified pulse of high beam quality for ultra-precision machining", Acta Physica Sinica, **53** (1), 87 (2004).

[119] H. Zhao, P. Wang, Z. Y. Wei, J. R. Tian, D. H. Li, *et al.* "Highly efficient and stable ring regenerative amplifier for chirped-pulse amplification at repetition rate 1 kHz", Chinese Physics Letters, **24** (1), 115 (2007).

[120] V. Yanovsky, C. Felix and G. Mourou, "Why ring regenerative amplification (regen)?", Applied Physics B-Lasers and Optics, **74**, S181 (2002).

[121] 张志刚, 飞秒激光技术, (北京,科学出版社, 第1版, 2011).

[122] 周炳琨, 高以智, 陈倜嵘, 陈家骅, 激光原理, (北京,国防工业出版社, 第6版, 2010).

[123] K. Yamakawa, M. Aoyama, S. Matsuoka, T. Kase, Y. Akahane, *et al.* "100-TW sub-20-fs Ti:sapphire laser system operating at a 10-Hz repetition rate", Optics Letters, **23** (18), 1468 (1998).

[124] D. M. Gaudiosi, E. Gagnon, A. L. Lytle, J. L. Fiore, E. A. Gibson, *et al.* "Multi-kilohertz repetition rate Ti: sapphire amplifier based on down-chirped pulse amplification", Optics Express, **14** (20), 9277 (2006).

[125] M. Innocenzi, H. T. Yura, C. Fincher and R. Fields, "Thermal modeling of continuous-wave end-pumped solid-state lasers", Applied Physics Letters, **56** (19), 1831 (1990).

[126] K. H. Hong, B. Hou, J. A. Nees, E. Power and G. A. Mourou, "Generation and measurement of $>10^8$ intensity contrast ratio in a relativistic kHz chirped-pulse amplified laser", Applied Physics B, **81** (4), 447 (2005).

[127] Y. Huang, C. Zhang, Y. Xu, D. Li, Y. Leng, *et al.* "Ultrashort pulse temporal contrast enhancement based on noncollinear optical-parametric amplification", Optics Letters, **36** (6), 781 (2011).

[128] H. Teng, J. Ma, Z. Wang, Y. Zheng, X. Ge, *et al.* "A 100-TW Ti: Sapphire laser system at a repetition rate of 0.1 Hz", Chinese Physics Letters, **29** (1), 14209 (2012).

[129] H. Niikura, D. Villeneuve and P. Corkum, "Controlling vibrational wave packets with intense, few-cycle laser pulses", Physical Review A, **73** (2), 021402 (2006).

[130] K. Schmid, L. Veisz, F. Tavella, S. Benavides, R. Tautz, *et al.* "Few-cycle laser-driven electron acceleration", Physical review letters, **102** (12), 124801 (2009).

[131] Y. J. Wang and B. Lutherdavies, "Optical-parametric-amplification-based prepulse eliminator for a chirped-pulse-amplification Nd glass-laser", Journal of the Optical Society of America B-Optical Physics, **11** (9), 1531 (1994).

[132] R. C. Shah, R. P. Johnson, T. Shimada, K. A. Flippo, J. C. Fernandez, *et al.* "High-temporal contrast using low-gain optical parametric amplification", Optics Letters, **34** (15), 2273 (2009).

[133] J. Wojtkiewicz and C. Durfee, "High-energy, high-contrast, double-confocal multipass amplifier", Optics Express, **12** (7), 1383 (2004).

[134] M. P. Kalashnikov, E. Risse, H. Schonnagel and W. Sandner, "Double chirped-pulse-amplification laser: a way to clean pulses temporally", Optics Letters, **30** (8), 923 (2005).

[135] N. Minkovski, S. M. Saltiel, G. I. Petrov, O. Albert and J. Etchepare, "Polarization rotation induced by cascaded third-order processes", Optics Letters, **27** (22), 2025 (2002).

[136] C. Thaury, F. Quéré, J. P. Geindre, A. Levy, T. Ceccotti, et al. "Plasma mirrors for

ultrahigh-intensity optics", Nature Physics, 3 (6), 424 (2007).

[137] A. Jullien, O. Albert, F. Burgy, G. Hamoniaux, J. P. Rousseau, *et al.* "10⁻¹⁰ temporal contrast for femtosecond ultraintense lasers by cross-polarized wave generation", Optics Letters, **30** (8), 920 (2005).

[138] D. Wu, J. He, Y. Wang, Z. Wu and W. Zhao, "Laser contrast enhancement by non-collinear optical Kerr effect of CS₂", Optik - International Journal for Light and Electron Optics (0) (2012).

[139] H. Teng, C. X. Yun, X. K. He, W. Zhang, L. F. Wang, *et al.* "Observation of non-odd order harmonics by sub-2-cycle laser pulses", Optics Express, **19** (18), 17408 (2011).

[140] J. H. Sung, J. Y. Park, T. Imran, Y. S. Lee and C. H. Nam, "Generation of 0.2-TW 5.5-fs optical pulses at 1 kHz using a differentially pumped hollow-fiber chirped-mirror compressor", Applied Physics B, **82** (1), 5 (2005).

[141] J. Biegert, B. Schenkel, U. Keller, C. Vozzi, M. Nisoli, *et al.* "Generation of 3.8-fs pulses through adaptive cascaded hollow fiber compression", Ultrafast Optics Iv, **95**, 91 (2004).

[142] S. Bohman, A. Suda, T. Kanai, S. Yamaguchi and K. Midorikawa, "Generation of 5.0 fs, 5.0 mJ pulses at 1 kHz using hollow-fiber pulse compression", Optics Letters, **35** (11), 1887 (2010).

[143] M. Nurhuda, A. Suda, K. Midorikawa, M. Hatayama and K. Nagasaka, "Propagation dynamics of femtosecond laser pulses in a hollow fiber filled with argon: constant gas pressure versus differential gas pressure", Journal of the Optical Society of America B-Optical Physics, **20** (9), 2002 (2003).

[144] J. S. Robinson, C. A. Haworth, H. Teng, R. A. Smith, J. P. Marangos, *et al.* "The generation of intense, transform-limited laser pulses with tunable duration from 6 to 30 fs in a differentially pumped hollow fibre", Applied Physics B, **85** (4), 525 (2006).

[145] R. Miles, G. Laufer and G. Bjorklund, "Coherent anti-stokes raman scattering in a hollow dielectric waveguide", Applied Physics Letters, **30** (8), 417 (1977).

[146] M. Nisoli, S. Stagira, S. DeSilvestri, O. Svelto, S. Sartania, *et al.* "A novel high energy pulse compression system: Generation of multigigawatt sub-5-fs pulses", Applied Physics B-Lasers and Optics, **65** (2), 189 (1997).

[147] E. Marcatili and R. Schmeltzer, "Hollow metallic and dielectric waveguides for long distance optical transmission and lasers", Bell System Technical Journal, **43**, 1783 (1964).

[148] W. Zhang, H. Teng, C. X. Yun, X. Zhong, X. Hou, *et al.* "Generation of Sub-2 Cycle Optical Pulses with a Differentially Pumped Hollow Fiber", Chinese Physics Letters, **27** (5) (2010).

[149] A. M. Zheltikov, "Ultrashort light pulses in hollow waveguides", Physics-Uspekhi, **45** (7), 687 (2002).

[150] D. Milošević, G. Paulus and W. Becker, "Phase-dependent effects of a few-cycle laser pulse", Physical review letters, **89** (15), 153001 (2002).

[151] C. X. Yun, H. Teng, W. Zhang, L. F. Wang, M. J. Zhan, *et al.* "Complex spectra structure of an attosecond pulse train driven by sub-5-fs laser pulses", Chinese Physics Letters, **28** (7), 074206 (2011).

[152] H. Teng, C. X. Yun, J. F. Zhu, H. N. Han, X. Zhong, *et al.* "Generation of continuum extreme-ultraviolet radiation by carrier-envelope-phase-stabilized 5-fs laser pulses", Chinese Physics Letters, **26** (11), 113201 (2009).

[153] H. Teng, C. X. Yun, X. K. He, W. Zhang, L. F. Wang, *et al.* "Observation of non-odd order harmonics by sub-2-cycle laser pulses", Optics express, **19** (18), 17408 (2011).

[154] C. Q. Li, H. Mashiko, H. Wang, E. Moon, S. Gilbertson, *et al.* "Carrier-envelope phase stabilization by controlling compressor grating separation", Applied Physics Letters, **92** (19), 191114 (2008).

[155] T. J. Yu, K. H. Hong, H. G. Choi, J. H. Sung, I. W. Choi, *et al.* "Precise and long-term stabilization of the carrier-envelope phase of femtosecond laser pulses using an enhanced direct locking technique", Optics Express, **15** (13), 8203 (2007).

[156] C. Yun, S. Chen, H. Wang, M. Chini and Z. Chang, "Temperature feedback control for long-term carrier-envelope phase locking", Applied Optics, **48** (27), 5127 (2009).

[157] J. F. Zhu, Q. Du, X. L. Wang, H. Teng, H. N. Han, *et al.* "Carrier-envelope phase measurement and stabilization of amplified Ti:sapphire femtosecond laser pulses by spectral interferometry", Acta Physica Sinica, **57** (12), 7753 (2008).

[158] H. Mashiko, C. M. Nakamura, C. Li, E. Moon, H. Wang, *et al.* "Carrier-envelope phase stabilized 5.6 fs, 1.2 mJ pulses", Applied Physics Letters, **90** (16), 161114 (2007).

[159] F. W. Helbing, G. Steinmayer, J. Stenger, H. R. Telle and U. Keller, "Carrier-envelope-offset dynamics and stabilization of femtosecond pulses", Applied Physics B-Lasers and Optics, **74**, S35 (2002).

[160] M. Kakehata, H. Takada, Y. Kobayashi, K. Torizuka, Y. Fujihira, *et al.* "Single-shot measurement of carrier-envelope phase changes by spectral interferometry", Optics Letters, **26** (18), 1436 (2001).

[161] A. Ricci, A. Jullien, N. Forget, V. Crozatier, P. Tournois, *et al.* "Grism compressor for carrier-envelope phase-stable millijoule-energy chirped pulse amplifier lasers featuring bulk material stretcher", Optics Letters, **37** (7), 1196 (2012).

攻读博士期间发表论文及获奖情况

博士期间发表论文:

 W. Zhang, H. Teng, Z. H. Wang, Z. W. Shen and Z. Y. Wei, "Efficient amplification of a femtosecond Ti:Sapphire laser with a ring regenerative amplifier", Applied Optics, 52 (7), 1517 (2013).

[2] <u>张伟</u>,滕浩,王兆华,沈忠伟,刘成,魏志义,"采用环形再生腔结构的飞秒激光啁啾脉冲放大研究",物理学报,**62**(10),104211(2013).

[3] <u>W. Zhang</u>, H. Teng, C. X. Yun, X. Zhong, X. Hou and Z. Y. Wei, "Generation of Sub-2 Cycle optical pulses with a differentially pumped hollow fiber", Chinese Physics Letters, **27** (5), 054211 (2010).

[4] <u>W. Zhang</u>, H. Teng, C. X. Yun, L. F. Wang, P. Ye, M. J. Zhan, Z. Y. Wei, "Long term CE-Phase stabilization of femtosecond amplifier and its application in high harmonic generation", Optics Express, to be submitted (2013).

[5] 刘成, 王兆华, 沈忠伟, <u>张伟</u>, 滕浩, 魏志义, "高能量环形长腔再生放大啁啾脉冲激光的研究", 物理学报, **62**(9), 094209 (2013).

[6] 郭淑艳, 叶蓬, 滕浩, <u>张伟</u>, 李德华, 王兆华, 魏志义, "反射式棱栅对展宽器用于啁啾脉冲放 大激光的研究", 物理学报, **62**(9), 094202 (2013).

[7] J. Y. Zhang, R. Wang, B. Chen, P. Ye, <u>W. Zhang</u>, H. Zhao, J. Zhen, Y. F. Huang, Z. Y. Wei, Y. Gu, "Safety evaluation of femtosecond lentotomy on porcine lens by optical measurement with 50 fs laser pulses", Lasers in Surgery & Medicine, Accepted (2013).

[8] M. J. Zhan, P. Ye, H. Teng, X. K. He, <u>W. Zhang</u>, S. Y. Zhong, L. F. Wang, C. X. Yun, Z. Y. Wei, "Generation and measurement of isolated 160-attosecond XUV laser pulses at 82 eV", Chinese Physics Letters, Review (2013).

[9] H. Teng, J. L. Ma, Z. H. Wang, Y. Zheng, X. Ge, <u>W. Zhang</u>, Z. Y. Wei, Y. T. Li and J. Zhang, "A 100-TW Ti: Sapphire laser system at a repetition rate of 0.1 Hz", Chinese Physics Letters, **29** (1), 014209 (2012).

[10] 葛绪雷,滕浩,郑轶,马景龙,<u>张伟</u>,毛婧一,陈黎明,王兆华,李玉同,蒋刚,"飞秒激光 啁啾脉冲放大中压缩光栅的等离子体清洗",中国激光,**39**(4),27(2012).

[11] H. Teng, C. X. Yun, X. K. He, <u>W. Zhang</u>, L. F. Wang, M. J. Zhan, B. B. Wang and Z. Y. Wei, "Observation of non-odd order harmonics by sub-2-cycle laser pulses", Optics Express, **19** (18), 17408 (2011).

[12] C. X. Yun, H. Teng, <u>W. Zhang</u>, M. J. Zhan, H. H. Han, X. Zhong, Z. Y. Wei, B. B. Wang and X. Hou, "High-order harmonics generation by few-cycle and multi-cycle femtosecond laser pulses", Chinese Physics B, **19** (12), 124210 (2010).

参加会议情况:

[1] <u>W. Zhang</u>, H. Teng, C. X. Yun, P. Ye, M. J. Zhan and Z. Y. Wei. "Long-term CE phase locking of sub-4fs laser pulse for high harmonic generation", Ultrafast Optics Conference (UFO 2013), Switzerland, Poster (2013).

[2] <u>W. Zhang</u>, H. Teng, and Z. Y. Wei. "High energy double pulses ring regenerative amplifier", The 1st Advanced Lasers and Photon Sources Conference, Yokohama, Japan, Oral report (2012).

[3] <u>张伟</u>,运晨霞,滕浩,汪礼锋,叶蓬,贺兴奎,詹敏杰,王兵兵,魏志义,"亚5fs激光驱动的 高次谐波及其光谱调制",深圳,中国光学学会 2011 年光学大会,口头报告 (2011).

[4] <u>W. Zhang</u>, H. Teng, C. X. Yun, M. J. Zhan and Z. Y. Wei."Generation of sub-2 cycle optical pulses with a differentially pumped hollow fiber", the 4th Asian Workshop on the generation and application of coherent X-ray and X-ray radiations(AWCX), PoHang, South Korea, Poster (2011).

[5] Z. W. Shen, Z. H. Wang, <u>W. Zhang</u>, Q. Wang, H. H. Fan, H. Teng and Z. Y. Wei. "Generation of femtosecond laser pulse at 1053 nm with contrast ratio of 10¹¹ by optical-parametric amplification ", San Jose, CA, USA, Poster (2013).

[6] P. Ye, M. J. Zhan, X. K. He, H. Teng, <u>W. Zhang</u> and Z. Y. Wei. "Angular and spectral resolved quantum trajectories in high harmonic generation", Kyoto, Japan, Oral report (2013).

[7] H. Teng, C. X. Yun, <u>W. Zhang</u> and Z. Y. Wei, "High harmonic generation by driving molecular gases with sub-2 cycles laser pulses", 5th International Symposium on Ultra-fast Phenomena and Terahertz waves, Xi'an, China, Oral report (2010).

[8] N. Wang, X. Zhong, W. Zhang, Z. H. Wang, H. Teng, Z. Y. Wei, "Comparison of

ultrafast ultraviolet laser generation in KBBF crystal", Ultrafast Optics Conference (UFO, 2011),CA,USA, Poster (2011).

[9] N. Wang, X. Zhong, <u>W. Zhang</u>, Z. H. Wang, Z. Y. Wei, "DUV laser at 200 nm generation by frequency converted femtosecond Ti:Sapphire laser in a KBBF crystal", Annual Conference of the Chinese Optical Society 2010, Tianjin, China, Oral report (2010).

获奖情况:

2012年 中国科学院物理研究所 所长奖学金优秀奖2011年 中国科学院物理研究所 所长奖学金表彰奖
致 谢

时光飞逝,不知不觉中,凝聚园的玉兰花已三度绽放,攻读博士学位的三年时光 转眼就要划上句号。这里座无虚席的报告厅、夜晚灯火通明的实验室以及绚丽多彩的 激光束,在未来都将会成为美好的回忆。在新的生活和挑战到来之际,对物理所的老 师与同学们充满着无尽的感激和留念。三年来,我的导师魏志义研究员,引领着我一 步步走进科研的圣殿,为我博士课题的完成,付出了大量的心血和精力。魏老师渊博 的学术知识、严谨的科研态度、踏实的学术作风和忘我的工作精神都使我深受感染, 让我深刻体会到了科研工作者所应具有的治学态度和奉献精神。魏老师给我们提供了 一流的实验、办公环境,并竭尽全力地为我们创造国内外交流学习的机会,能够在魏 老师的课题组学习和工作是非常难得的经历。在此论文完稿之际,谨向魏老师的辛勤 培养致以崇高的敬意和衷心的感谢!

在攻读博士学位期间,得到了膝浩、王兆华老师在实验操作、理论分析以及论文 写作等方面的大力指导和帮助,使学位论文得以顺利完成,在此表示深深的感谢。在 膝老师的悉心指导、言传身教下,我的实验技能得到了迅速提高,而每一篇学术论文 的发表也无不渗透着膝老师的辛勤汗水,在此要特别感谢滕老师在读博期间给予的细 心指导。感谢王兆华老师,他的乐观开朗给每一个人带来了欢声笑语,而精湛的实验 技能又让大家受益匪浅,从他身上我们不仅能得到了无尽的欢乐,还获取了丰富的知 识。三年来,得到了韩海年、贺新奎老师的诸多帮助,从他们的学术报告和讨论中我 受到了很多启发,在此向他们表示衷心的感谢。多年来的每一次组会都有着韩老师的 细心记录,感谢韩老师为组里成员所做的宝贵付出。感谢李德华老师把小组当成家一 样的呵护和关爱,多年来对实验室管理以及学生工作所作出的默默奉献。感谢徐丽雯 老师在论文写作和修改方面给予的专业指导。感谢李铭和刘文军博士后在工作和学习 中的给予的指导和建议。

感谢朱江峰、周斌斌、钟欣师兄,运晨霞师姐,在前期的实验中得到了他们的耐 心辅导,使我迅速融入到科研生活中;感谢张青师姐、刘成、张永东、玄洪文师兄在 工作、生活中的帮助和支持,使我对实验细节不断有新的认识和理解。感谢张炜、许

133

长文师兄、赵研荚、吴晓丽师姐, 邹育婉、王楠、郭淑艳、叶蓬、王庆、詹敏杰同学, 感谢王睿、汪礼锋、沈忠伟、张金伟、张龙、徐亮、侯磊、吕亮、范海涛、钟诗阳、 刘家兴、于子蛟、何鹏、林清峰、卜祥宝、刘阳阳、秦爽、何会军师弟、高子叶、王 立娜师妹。读博期间与他们在工作和生活上的互助和交流, 促进了我顺利完成博士课 题,并度过了美好的三年时光。在一起时的欢声笑语总能在一天的努力工作之余给予 我新的力量, 去迎接第二天忙碌的工作。温馨融洽的组内氛围为我们个人的成长和发 展提供了良好的平台, 能够成为其中一员, 我感到十分自豪。我所取得的点滴成果都 离不开他们的关心和支持。在此对L07 组的所有兄弟姐妹们表示诚挚的谢意!

感谢美国中佛罗里达大学的常增虎教授和奥地利 FEMTOLASERS 公司的程昭老师在 多次来访中给予的建议和帮助。感谢清华大学颜立新、华剑飞老师在太瓦激光搭建和 维护中所做出的不懈努力。感谢中科院兰州近代物理所张大成老师在飞秒激光器系统 的稳定运行和成功应用中做出的突出贡献。感谢深圳大学李冀、文侨老师在太瓦激光 系统安装与调试中给予的支持和鼓励。

感谢在物理所联合培养的 301 医院博士后张佳莹师姐,在自建飞秒激光系统的验证和使用中给予的支持和高度评价,并获得了突出的成果。感谢北京大学口腔医院的陈虎博士对自建飞秒激光系统的支持和肯定。感谢所内赵继民老师、田义超博士在飞 秒激光应用中做出的创新性成果。感谢中科院西安光机所的孙启兵老师和天津大学的 刘鹏翔博士对工作的支持和鼓励。

感谢国家重点基础研究发展规划项目(批准号: 2007CB815104, 2013CB922402)、 国家科技支撑计划项目(批准号: 2012BAC23B03)、国家自然科学基金(批准号:11174361, 10874237,60608003)和中国科学院科研装备研制项目(批准号: 2010004)、中国科学院 知识创新工程重要方向项目(批准号: KJCX2-YW-N36)的部分资助。

感谢论文中参考文献的所有者,因篇幅所限,恕不能一一提及。

感谢家人亲友多年来的支持和关怀,正是他们的理解与鼓励,我才能克服各种困难,顺利完成学业。特别要感谢在物理所相识相知相爱的妻子王芬,在这三年里给予 我的默默支持和关爱。我们并肩走过的风风雨雨,必将让我终生难忘!

134

张伟 2013年5月