

飞秒钛宝石放大激光脉冲的载波 包络相位测量与控制*

朱江峰¹⁾ 杜 强¹⁾ 王向林²⁾ 滕 浩¹⁾

韩海年¹⁾ 魏志义^{1)†} 侯 洵²⁾

1) 中国科学院物理研究所, 北京 100190)

2) 西安交通大学陕西省信息光子技术重点实验室, 西安 710049)

(2008 年 4 月 22 日收到, 2008 年 8 月 27 日收到修改稿)

通过对重复频率为 1 kHz 的放大飞秒激光脉冲的光谱干涉实验, 结合傅里叶变换进行了载波包络相位漂移的实验研究. 在此基础上利用锁相环反馈控制技术实现了对载波包络相位的精密锁定, 锁定后的激光脉冲稳态相位均方根误差小于 80 mrad, 锁定时间超过 3 h. 同时在理论上分析了光谱干涉测量放大激光脉冲载波包络相位的原理, 给出了光谱干涉信号与载波包络相位的关系.

关键词: 飞秒钛宝石放大器, 载波包络相位, 光谱干涉, 超连续

PACC: 4280W, 4260, 4265K, 4265M

1. 引 言

当超短激光脉冲的脉冲宽度短至仅仅包含若干个光学周期的时候, 其脉冲包络和载波电场之间的相对相位(简称载波包络相位(carrier-envelope phase, 简记为 CEP))就成为一个十分重要的问题, CEP 在很大程度上决定了周期量级超短激光脉冲的电场形状^[1]. 理论和实验研究证明, 具有稳定 CEP 的飞秒激光脉冲在光学频率梳^[2,3]、阿秒物理^[4-6]、强场物理^[7]等科学领域具有非常重要的应用. 飞秒脉冲 CEP 的漂移是由振荡器中色散元件的存在引起的, 由于激光脉冲群速度与相速度的不同以及激光功率的波动, 导致脉冲相位的变化和激光脉冲光谱成分发生漂移. 通常飞秒脉冲 CEP 对周围环境很敏感, 诸如温度、气流、振动、抽运功率甚至噪声的变化都会导致 CEP 发生漂移. 近年来, 利用自参考技术^[8,9]和差频技术^[10,11]均测量到了高对比度的飞秒脉冲 CEP 漂移信号, 然后通过锁相环电路驱动声光调制器来改变钛宝石振荡器的抽运功率, 已经实现了对

振荡器输出的飞秒激光脉冲 CEP 漂移的精密控制. 相比常规自参考技术, 针对 10 fs 以下宽谱飞秒脉冲的差频技术采用单块非线性晶体代替光子晶体光纤实现光谱的展宽及 CEP 漂移频率的拍频测量, 从而消除了光子晶体光纤引入的不稳定性及高相位噪声, 具有结构紧凑、调节方便、锁定时间长等优点. 因此近年来在飞秒激光振荡器的 CEP 漂移频率控制研究中, 差频技术更为人们所青睐.

尽管目前已能用上述方法长时间稳定地控制飞秒激光振荡器输出脉冲的 CEP 漂移, 但是对通过啁啾脉冲放大(CPA)技术获得的高能量放大激光脉冲而言, 由于在放大过程中材料的色散、环境的热涨落、光束指向的改变以及激光能量的抖动等因素, 都会使放大激光脉冲的 CEP 发生变化^[12], 而在高次谐波合成阿秒及某些强场物理应用中, 对驱动飞秒脉冲 CEP 的稳定性及复现性要求很高. 为此, 如何高精度控制放大激光脉冲的 CEP, 已经成为目前热门的研究内容之一. 对于重复频率在 1 kHz 左右的放大飞秒脉冲, 不能像飞秒振荡器输出 10^6 Hz 飞秒脉冲那样直接采用拍频的方法测量 CEP 漂移频率, 通

* 国家自然科学基金(批准号: 60490281, 60578027, 60608003)和中国科学院知识创新工程重要方向性项目(批准号: KJ951-A1-01-01)资助的课题.

† 通讯联系人, E-mail: zywei@aphy.iphy.ac.cn

常采用光谱干涉^[13]的方法获取 CEP 信息,然后利用反馈电路通过声光调制器控制种子光抽运功率^[14]或者通过改变展宽器或压缩器中光栅之间的距离^[15]进行补偿.

本文通过对重复频率为 1 kHz 的钛宝石 CPA 系统输出的放大飞秒激光脉冲的光谱展宽,首先测量了展宽光谱中长波分量的倍频光与同频率的短波分量的光谱干涉信号,并以该光谱干涉信号的傅里叶变换结果为依据,利用锁相环反馈控制的声光调制器实时调制种子光的抽运功率,实现了对放大激光脉冲 CEP 的精确控制,控制后的放大激光脉冲的稳态相位均方根误差为 73 mrad,锁定时间可达 3 h 以上.

2. 光谱干涉测量放大飞秒脉冲 CEP 的物理原理

假设一个傅里叶变换极限的超短激光脉冲包含超过一个倍频程的光谱,它的时域表达式为

$$E_F(t) = A(t) \cos(\omega_c t + \varphi_{CE}), \quad (1)$$

式中

$$A(t) = \exp[-(t/2)^2]$$

是高斯型的脉冲包络, ω_c 是脉冲光谱的中心频率, φ_{CE} 是脉冲的 CEP. 利用傅里叶变换可以得到频域的电场表达式为

$$E_F(\omega) = A(\omega) \exp(j\varphi_{CE}), \quad (2)$$

式中

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

是频域的振幅.

考虑由激光电场激发的电偶极矩,这里假设瞬时效应,即 t 时刻的电偶极矩仅由该时刻的电场所产生,它可以表示为^[13]

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

对(3)式进行傅里叶变换,可以得到一阶和二阶电偶极矩的表达式

$$P^{(1)}(\omega) = \chi^{(1)} E(\omega) = \exp(j\varphi_{CE}) \chi^{(1)} A(\omega), \quad (4)$$

$$P^{(2)}(\omega) = \chi^{(2)} \int_{-\infty}^{\infty} E(\omega_1) E(\omega - \omega_1) d\omega_1 = \exp(j2\varphi_{CE}) \chi^{(2)} \int_{-\infty}^{\infty} A(\omega_1) A(\omega - \omega_1) d\omega_1. \quad (5)$$

分别考虑基频光的短波部分和长波部分,当脉

冲经过色散介质(例如透镜、晶体等)时,短波部分经历一个延时 τ ,从而导致产生一个相移 $\exp(-j\omega\tau)$,那么由短波部分激发的一阶电偶极矩变成

$$P_{\tau}^{(1)}(\omega) = \exp[-j(\omega\tau + \varphi_{CE})] \chi^{(1)} A(\omega). \quad (6)$$

由麦克斯韦方程可知,基频光的长波部分的二次谐波电场 $E_{SH}(\omega)$ 与二阶电偶极矩 $P^{(2)}(\omega)$ 存在 $\pi/2$ 的相移,它们的关系可表示为

$$E_{SH}(\omega) \propto jP^{(2)}(\omega). \quad (7)$$

根据(6)(7)式,可以得到基频光的短波部分和长波的二次谐波相叠加的光谱强度表达式为

$$I(\omega) \propto |P_{\tau}^{(1)}(\omega) + jP^{(2)}(\omega)|^2 \propto [I_F(\omega) + I_{SH}(\omega) + 2I_F(\omega)I_{SH}(\omega)]^2 \times \cos[\omega\tau + \varphi_{CE} + \pi/2]. \quad (8)$$

这就是光谱干涉信号,其中包含了激光脉冲的 CEP 信息.对于一个特定的实验装置,材料厚度引起的延时 τ 是确定的,因此直接对(8)式进行傅里叶变换,就可以提取出 φ_{CE} 信号.另外从(8)式还可以看出,干涉条纹的周期与延时 τ 成反比,这个关系在实验中非常有用,因为光谱仪的分辨率是有限的,当延时较小时,干涉条纹的周期足够大,从而较易被光谱仪所分辨.图 1 是中心波长 500 nm 附近光谱干涉条纹的理论计算曲线.假设延时 τ 为 500 fs, φ_{CE} 分别取 $0, \pi/2, \pi$ 和 $3\pi/2$,在这些条件下干涉条纹的周期为 1.6 nm,一般的光纤光谱仪对此都能够分辨.

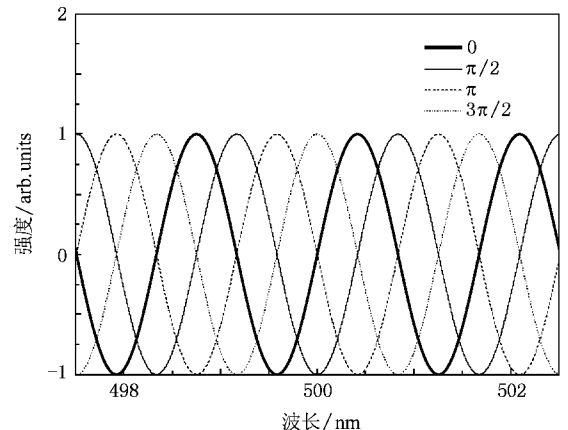


图 1 中心波长 500 nm 附近的光谱干涉 假设延时为 500 fs

3. 实验装置

根据上述原理,我们进行了 CPA 飞秒激光脉冲 CEP 的光谱干涉测量和精密控制的实验研究.实验中所用是 Femtolasers 公司生产的飞秒钛宝石 CPA 激光

器输出放大飞秒脉冲参数如下：重复频率为 1 kHz，单脉冲能量为 0.8 mJ，脉冲宽度为 25 fs，中心波长为 780 nm，光谱半高全宽为 40 nm。该系统的种子光是由宽谱飞秒钛宝石振荡器提供的脉冲宽度为 5 fs 的周期量级飞秒脉冲，其 CEP 漂移频率通过采用差频技术控制声光调制器改变抽运光功率加以控制。

为了测量经过展宽、放大、压缩后的飞秒脉冲 CEP 漂移量，我们首先进行了光谱干涉实验，实验装

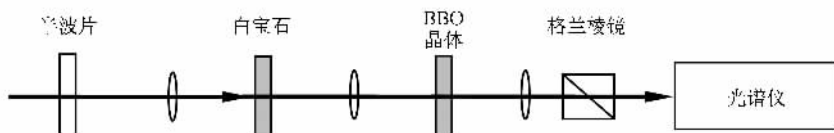


图2 光谱干涉的实验光路图

考虑到过强的激光强度在白宝石片中可能会形成多丝，实验中我们控制入射激光脉冲的强度以保证在白宝石片中形成的是单丝而不是多丝，否则多丝之间的相互扰动会扰乱光谱干涉信号，从而影响 CEP 的锁定。在形成单丝的情况下，激光超连续光谱是一个圆对称的彩虹状光斑，中间呈黄色，从里到外分别有红色、绿色甚至蓝色。倍频晶体采用 I 类相位匹配的 BBO 晶体， $\theta = 22.9^\circ$ ， $\varphi = 0^\circ$ ，厚为 0.5 mm，对波长 1 μm 附近的光谱分量有较高的倍频效率。通过综合调整半波片和格兰棱镜，可以调整倍频光和基频光的偏振态，以使它们的偏振态在某一方向上叠加最大，从而得到最强的光谱干涉信号。

4. 实验结果

转动 BBO 晶体改变相位匹配角度，可以在光谱仪上看到倍频光信号，虽然最强的激光基波波长在 800 nm 附近，对应的倍频波长为 400 nm，但由于超连续谱在两翼部分非常微弱，因此最强的光谱叠加信号实际出现在 500 nm 附近。如果振荡器的 CEP 漂移没有锁定，那么脉冲与脉冲之间的 CEP 存在一定的随机抖动，而且在放大过程中会引入更大的抖动，这样由于积分效应，光谱干涉信号会被抹平，导致只有强度叠加而看不到光谱干涉的条纹，所以必须首先锁定振荡器的 CEP。在实现振荡器 CEP 锁定的基础上，仔细调节半波片和格兰棱镜的角度，就可以在光谱仪上看到清晰的光谱干涉信号。图 3 是振荡器 CEP 锁定前后的光谱干涉曲线。从图 3 可以看出，当振荡器的 CEP 锁定后，放大光光谱干涉信号非常明

置如图 2 所示。用一个 1% 的分束片分出大约 10 J 的脉冲能量，并且经过光阑和中性衰减片改变光强，然后通过一个半波片聚焦进入 1 mm 厚的白宝石片中，在这里产生自聚焦效应和成丝 (filament)，从而展宽入射激光脉冲的光谱宽度，达到超过一个倍频程的谱宽。接下来再将超连续光谱聚焦到一块 BBO 倍频晶体中，最后经准直后通过一个格兰棱镜并由 HR2000 型光纤光谱仪测量光谱信号。

显，干涉信号以 525 nm 为中心波长，带宽(全宽)约为 25 nm，包含 14 个干涉条纹。根据理论计算可知，实验中倍频光和基频光的相对延时大约为 530 fs。

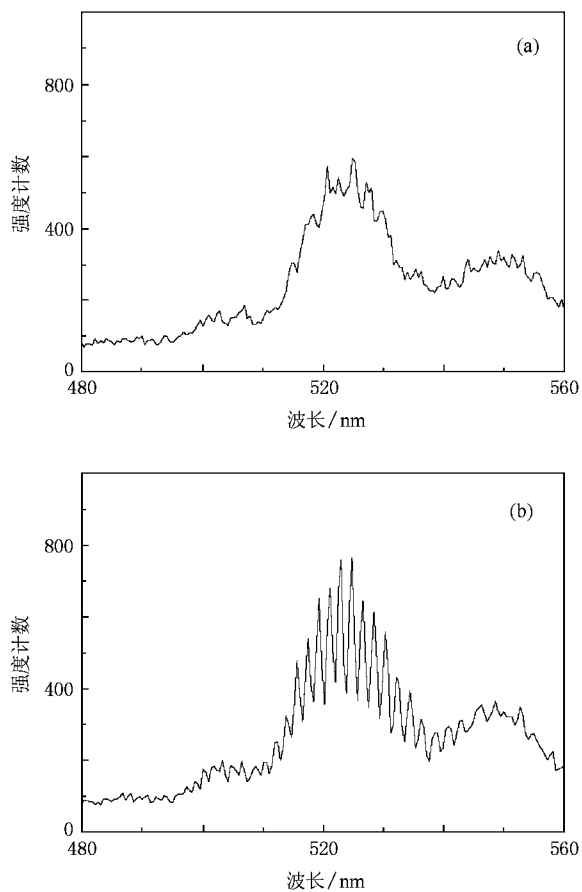


图3 振荡器 CEP 锁定前后的光谱干涉信号 (a) 锁定前，(b) 锁定后

为了实现放大激光脉冲 CEP 信号的提取和锁

相环控制,我们基于自适应 PID 算法研制了一套负反馈控制系统.首先对光谱仪的信号进行快速采样并完成波长标定,对特定波长区间的光谱干涉信号进行快速傅里叶变换,由此分别提取 CEP 信号的功率谱密度分布和相位变化,得到相位误差.然后将误差信号经 PID 控制器的补偿输出给 16 位 I/O 以驱动声光调制器.为了能够适应激光器在不同条件下的传递函数特性以获取最低的稳态误差,PID 控制器的设计必须具有自适应性.为此采用了基于设定点更替法的自动调谐算法,由激光器 CEP 当前的控制特性确定控制器的滤波参数,实现被控相位误差的最优上升时间和最小过冲,获得最低稳态相位误差.实验结果表明,采用自动调谐 PID 控制比手动调谐的锁定相位稳态误差小,CEP 的短期稳定性可以锁定到近 50 mrad 的精度^[16].

放大飞秒脉冲 CEP 对种子激光及环境的稳定性非常敏感,图 4 是只锁定振荡器输出的种子脉冲 CEP 时,放大激光脉冲的 CEP 在 5 min 内的自由漂移情况.从图 4 可以看出,放大激光脉冲受环境的影响随时间变化幅度很大,2 min 内漂移了约 2 rad,这在脉冲电场振荡很敏感的某些物理应用中(如高次谐波产生、阈上电离等)是很不利的.为此,我们进一步研究了改进激光运行条件下所能实现的 CEP

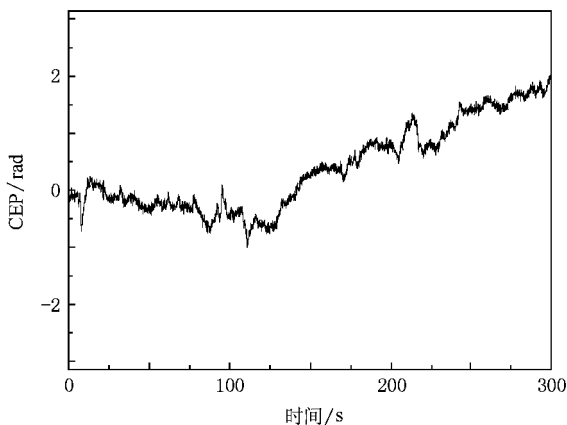


图 4 仅锁定振荡器时放大激光脉冲 CEP 随时间的变化

锁定时间.结果表明,通过优化激光运行状态,在外界环境的温度、气流、振动等扰动很小时,CEP 一般可以稳定地锁定到 3 h 以上.图 5 是在优化激光运行条件下,同时锁定激光振荡器和放大器的 CEP 之后输出放大激光脉冲的典型 CEP 结果,其稳态相位误差小于 80 mrad,说明放大激光脉冲的 CEP 已得到很好控制.这种具有长时稳定 CEP 的放大飞秒脉冲,可以很好地用于驱动气体高次谐波而产生阿秒激光脉冲的研究中.

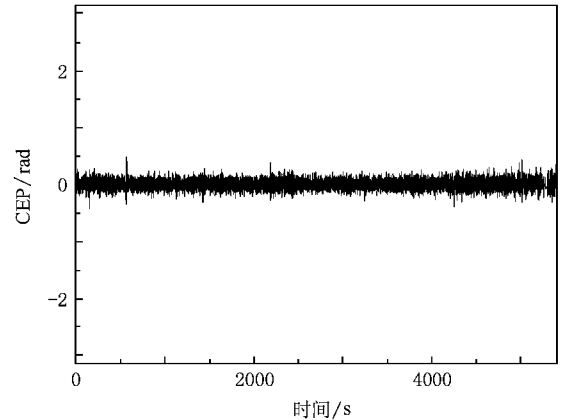


图 5 优化运行条件下同时锁定振荡器输出种子脉冲及放大激光脉冲后的 CEP 稳定结果

5. 结 论

通过对重复频率为 1 kHz 的放大飞秒脉冲的光谱展宽、倍频及干涉实验,获得了包含放大激光脉冲 CEP 漂移的光谱干涉信号.在此基础上经傅里叶变换后提取 CEP 漂移信号,结合飞秒钛宝石振荡器输出种子光的 CEP 锁定,利用锁相环电路反馈实现了对飞秒放大激光脉冲 CEP 的稳定控制,在优化激光运行条件下控制时间超过了 3 h,所测得的放大激光脉冲稳态均方根相位误差小于 80 mrad.这种 CEP 稳定的周期量级超强飞秒激光脉冲对高次谐波产生及合成单个阿秒脉冲的研究具有十分重要的意义.

- [1] Xu L, Spielmann C, Brabec T, Poppe A, Krausz F, Hansch T W 1996 *Opt. Lett.* **21** 2008
- [2] Diddams S A, Jones D J, Ye J, Cundiff T, Hall J L, Ranka J K, Windeler R S, Holzwarth R, Udem T, Hansch T W 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 5102

- [3] Ye J, Ma L S, Hall J L 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 270801
- [4] Hentschel M, Kienberger R, Spielmann C, Reider G A, Milosevic N, Brabec T, Corkum P, Heinzmann U, Drescher M, Krausz F 2001 *Nature* **414** 509
- [5] Kienberger R, Uiberacker M, Goulielmakis E, Baltuska A,

- Drescher M, Krausz F 2005 *J. Mod. Opt.* **20** 261
- [6] Sansone G, Benedetti E, Calegari F, Vozzi C, Avaldi L, Flammini R, Poletto L, Villoresi P, Altucci C, Velotta R, Stagira S, De Silvestri S, Nisoli M 2006 *Science* **314** 443
- [7] Milosevic D, Paulus G, Becker W 2003 *Opt. Express* **11** 1418
- [8] Telle H R, Steinmeyer G, Dunlop A E, Stenger J, Sutter D H, Keller U 1999 *Appl. Phys. B* **69** 327
- [9] Han H N, Wei Z Y, Zhang J, Nie Y X 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 149 (in Chinese) [韩海年、魏志义、张 军、聂玉昕 2005 物理学报 **54** 149]
- [10] Fuji T, Rauschenberger J, Apolonski A, Yakovlev V S, Tempea G, Udem T, Gohle C, Hansch T W, Lehnert W, Scherer M, Krausz F 2005 *Opt. Lett.* **30** 332
- [11] Han H N, Zhao Y Y, Zhang W, Zhu J F, Wang P, Wei Z Y, Li S Q 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 2756 (in Chinese) [韩海年、赵研英、张 炜、朱江峰、王 鹏、魏志义、李师群 2007 物理学报 **56** 2756]
- [12] Kakehata M, Fujihira Y, Takada H, Kobayashi Y, Torizuka K, Homma T, Takahashi H 2002 *Appl. Phys. B* **74** S43
- [13] Kakehata M, Takada H, Kobayashi Y, Torizuka K, Fujihira Y, Homma T, Takahashi H 2001 *Opt. Lett.* **26** 1436
- [14] Baltuska A, Udem T, Uiberacher M, Hentschel M, Gouellemakis E, Gohle C, Holzwarth R, Yakovlev V S, Scrinzi A, Hansch T W, Krausz F 2003 *Nature* **421** 611
- [15] Chang Z 2006 *Appl. Opt.* **45** 8350
- [16] Du Q, Zhu J F, Teng H, Yun C X, Wei Z Y 2008 *Chin. Sci. Bull.* **53** 40 (in Chinese) [杜 强、朱江峰、滕 浩、运晨霞、魏志义 2008 科学通报 **53** 40]

Carrier-envelope phase measurement and stabilization of amplified Ti :sapphire femtosecond laser pulses by spectral interferometry *

Zhu Jiang-Feng¹⁾ Du Qiang¹⁾ Wang Xiang-Lin²⁾ Teng Hao¹⁾
Han Hai-Nian¹⁾ Wei Zhi-Yi^{1)†} Hou Xun²⁾

1) *Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China*

2) *Key Laboratory of Photonic Technology for Information of Shaanxi Province, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, China*

(Received 22 April 2008 ; revised manuscript received 27 August 2008)

Abstract

Carrier-envelope phase stabilization of amplified femtosecond laser pulses is demonstrated. An octave spanning white-light super-continuum is generated in a sapphire plate. Spectral interference was achieved between the blue component and the second harmonic of the red component of the super-continuum. Carrier-envelope phase information was extracted from the interference through Fourier transform and the phase was stabilized by refined modulation of pumping power of the oscillator through a phase locking loop. The root-mean-square value of the carrier-envelope phase locking error is lower than 80 mrad within the locking time of 3 h.

Keywords : femtosecond Ti :sapphire amplifier , carrier-envelope phase , spectral interferometry , super-continuum

PACC : 4280W , 4260 , 4265K , 4265M

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 60490281 , 60578027 , 60608003) and the Main Direction Program of the Knowledge Innovation of Chinese Academy of Sciences (Grant No. KJJC-SW-W14).

† Corresponding author. E-mail : zywei@aphy.iphy.ac.cn