

用 SPIDER 法测量飞秒激光脉冲的光谱相位^{*}

王 鹏 王兆华 魏志义[†] 郑加安 孙敬华 张 杰

(中国科学院物理研究所光物理重点实验室, 北京 100080)

(2003 年 11 月 21 日收到, 2004 年 2 月 2 日收到修改稿)

介绍了用 SPIDER 测量光谱相位的实验装置和模拟计算飞秒激光特性参数的原理, 提出了 Ω 和 τ 等重要参数的确定方法. 实验上用自建的 SPIDER 进行了掺钛蓝宝石飞秒振荡器输出脉冲的相位测量, 并以此为基础还原出了原输入脉冲的时域形式. 模合计算所得的脉宽为 107fs, 与利用二次相关法直接测量的结果十分一致.

关键词: 飞秒激光, SPIDER, 光谱相位, 光谱相干

PACC: 4260, 4265F

1. 引 言

随着飞秒激光技术的飞速发展, 对飞秒激光脉冲的准确测量已成为非常重要的研究内容. 由于飞秒激光极短的脉冲宽度, 用电子仪器对其进行直接的时域测量几乎是不可能的^[1], 通常采用的技术是自相关法, 但该方法不能给出完整的脉冲位相信息, 因而也就不能完整地描述飞秒激光脉冲的特性^[2]. 特别是对于脉宽小于 10fs 的周期量级脉冲, 若要得到完整的脉冲信息及准确的脉冲宽度, 就必须知道光谱的相位. 为了比较全面地诊断超短激光脉冲的光谱、脉宽及相位等信息, 人们先后提出了通过频率分辨光学开关法(FROG)^[3]及光谱位相相干电场重建法(SPIDER)等测量技术. 虽然目前 FROG 已成为诊断超短脉冲特性的标准方法之一, 但它存在的一个主要缺点是计算时间较长, 需要多次迭代才可以找到与所测量的脉冲相近的解^[4]. 相对而言, 由于 SPIDER 具有计算速度快, 灵敏度高, 以及其测量过程无需硬件平移(表明其校准工作可一次完成)等优点, 使得它一出现便引起了人们极大的重视, 并表现出比 FROG 更为方便的实用性. 本文在简要介绍 SPIDER 原理的基础上, 提出了确定即时频率差值 Ω 及脉冲延时 τ 的方法, 实验上搭建了一台结构优化的 SPIDER 装置, 并用其测量了掺钛蓝宝石飞秒振荡器输出脉冲的相位特性, 在此基础上还原出了原

输入脉冲的时域形式, 结果所反应的脉冲宽度与利用二次相关法直接测量的结果十分一致.

2. 基本原理

在 SPIDER 装置中, 首先使两特性完全相同的短脉冲在时域上有一个 τ 的延时, 它们分别与一个展宽的啁啾脉冲在非线性晶体中混频. 由于啁啾脉冲中时间和即时频率之间的线性关系, 在混频过程中, 两个短脉冲将与展宽脉冲中不同时刻处的即时频率混频. 当啁啾脉冲足够宽而短脉冲足够短时, 可认为展宽脉冲中与短脉冲相作用的即时频率相对于整个短脉冲的谱宽而言是一个常数, 由于展宽脉冲自身的啁啾性, 两个即时频率间将有一个差值 Ω , 设其中一个的值为 ω_0 , 另一个即时频率值则是 $\omega_0 + \Omega$. 这样, 在混频的过程中, 两短脉冲的所有光谱成分将分别上移 ω_0 和 $\omega_0 + \Omega$. 此后, 这两个短脉冲将在频域发生光谱相干, 最后通过对光谱相干的结果进行数学处理获得相位差 $\varphi(\omega - \omega_0) - \varphi(\omega - \omega_0 - \Omega) + \omega\tau$ ^[5] (其中 ω 是上转以后的频率, 此式成立的条件是假定频率上转后的脉冲光谱相位与原输入脉冲的光谱相位相同). 在消去线性项 $\omega\tau$ 后, 再经过简单的函数变换关系, 就可以得到原输入脉冲的光谱相位. 整个原理过程见图 1. 以上所说的两个短脉冲以及展宽的啁啾脉冲均可以由待测飞秒激光通过分光、色散获得, 这也就是自参考光的 SPIDER.

^{*} 国家自然科学基金(批准号: 60225005, 10227401), 国家重点基础研究项目(批准号: G1999075202-2)和国家高技术研究发展计划(批准号: 863-804)资助的课题.

[†] E-mail: zywei@aphy.iphy.ac.cn

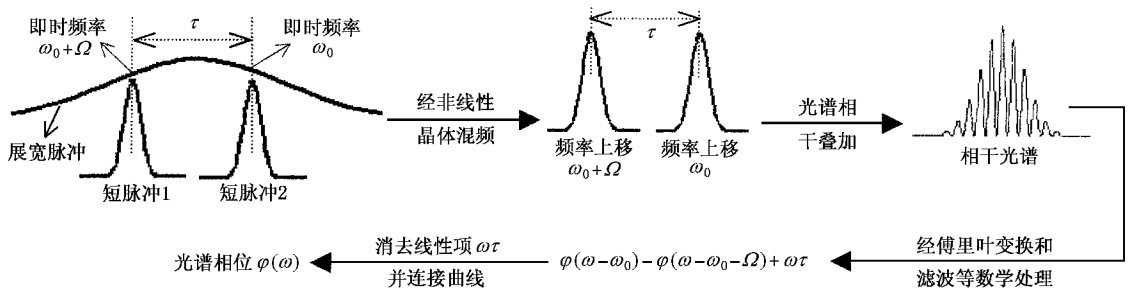


图1 用 SPIDER 方法测量飞秒脉冲光谱相位的过程简图

3. 实验测量及讨论

为客观方便地检验我们自建的 SPIDER 测量结果的准确性, 实验中我们采用美国 Spectra Physics 公司生产的 Tsunami 振荡器作为待测的飞秒光源. 该振荡器采用了声光晶体作为锁模的启动和维持元件, 并且具有较高的输出功率^[6], 但它的脉冲较宽, 若经过精确调节补偿, 其最短脉宽可达 80fs, 但一般情况下其输出激光的脉冲宽约为 100fs^[7]. 实验所使用的 SPIDER 装置如图 2 所示. 输入飞秒脉冲垂直方向偏振, 光束首先经过一个潜望镜装置, 调整光束的水平高度, 同时把激光的偏振旋转为水平方向, 以便后面的分光镜起到更好地分光作用. 光束由第一个分光镜分成两部分, 一部分经过一个迈克尔逊干涉装置, 形成两个完全相同的短脉冲, 它们之间的延时为 τ ; 另一部分激光经过一展宽器, 脉冲经该展宽器后展宽为一个带有啁啾的脉冲. 考虑到原输入脉冲

较宽, 谱宽较窄的特点, 我们所使用的展宽装置是光栅对而不是 SF10 玻璃, 这是因为对于宽脉冲, 光栅对要比 SF10 的展宽效率高得多^[8]. 展宽后的脉冲经一半波片将其偏振方向由水平变为垂直, 而经迈克尔逊干涉装置输出的光束仍为水平方向偏振, 两束激光经凸透镜聚焦到一典型 II 类相位匹配的 BBO 晶体上. 之所以选择 II 类相位匹配的 BBO 晶体, 是它的 o 光的相位匹配带宽要比 I 类 BBO 的带宽大得多, 而其 e 光的相位匹配带宽要比 I 类 BBO 的带宽窄得多^[9], 因此两束激光在 BBO 晶体中混频时, 让延时为 τ 的两个短脉冲作为 o 光入射, 而展宽的啁啾脉冲作为 e 光入射, 这样能更好的满足混频过程中的带宽要求^[10]. 两束激光以一定的夹角入射到 BBO 晶体上, 生成的混频光将会沿两束光的角平分线方向输出, 用光阑遮挡掉两侧的倍频光, 只让混频光射入光谱仪. 调节迈克尔逊干涉装置的两臂, 从而改变两短脉冲之间的延时 τ 以及它们相对于展宽脉冲的延时, 直至获得合理的光谱相干曲线为止.

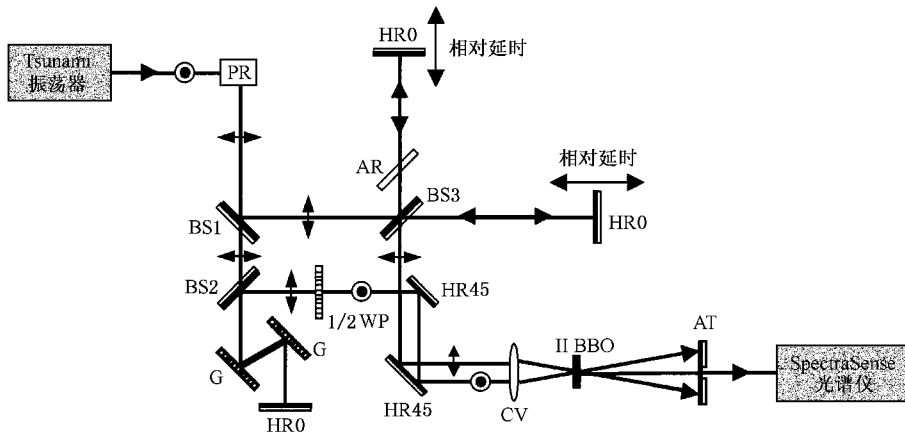


图2 SPIDER 实验装置: PR 为偏振旋转潜望镜; BS1, BS2, BS3 为分光镜; G 为光栅; 1/2WP 为半波片; HR0 为 0 度全反镜; HR45 为 45 度全反镜; AR 为减反镜; CV 为凸透镜; II BBO 为 II 类匹配 BBO 晶体; AT 为光阑

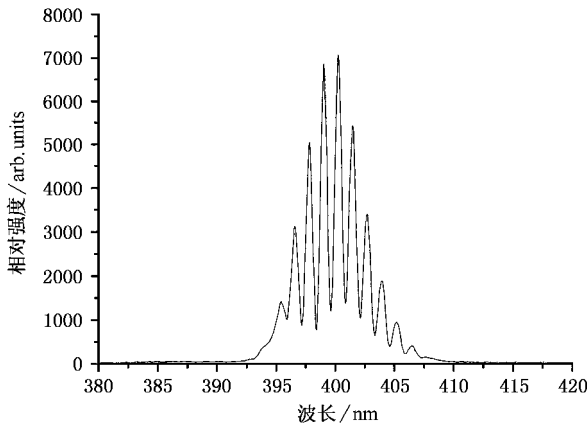


图 3 光谱相干曲线

我们实验测得的光谱相干曲线如图 3 所示,由于 τ (其具体将在下面确定) 的取值相对较高,而光谱本身的谱线又相对较窄,因此干涉条纹数较少(约 10 个条纹).相干曲线的强度-波长关系可由

$$D_\lambda(\lambda) = |E_{\lambda_1}(\lambda)|^2 + |E_{\lambda_2}(\lambda)|^2 + 2|E_{\lambda_1}(\lambda)||E_{\lambda_2}(\lambda)| \times \cos[\Delta\varphi_\lambda(\lambda) + 2\pi c\tau/\lambda] \quad (1)$$

给出,式中 $E_{\lambda_1}(\lambda)$ 和 $E_{\lambda_2}(\lambda)$ 分别表示经 BBO 晶体混频后射入光谱仪的两个短脉冲的光谱振幅, $\Delta\varphi_\lambda(\lambda)$ 表示两脉冲的光谱相位差.从该式可以看出,只有在 $|E_{\lambda_1}(\lambda)|$ 和 $|E_{\lambda_2}(\lambda)|$ 的值相同时, $\Delta D_\lambda(\lambda)$ 的干涉最小值才可能为零,否则它的最小值是大于零的.在图 3 中,干涉条纹的最小值均大于零,说明频率上移后两个短脉冲的光谱强度并不完全相同,不过,这不会影响后面光谱相位的计算精度.

将(1)式变为以频率 ω 为变量的等式^[11]是

$$D(\omega) = |E_1(\omega)|^2 + |E_2(\omega)|^2 + 2|E_1(\omega)||E_2(\omega)| \times \cos[\Delta\varphi(\omega) + \omega\tau], \quad (2)$$

式中光谱相位差 $\Delta\varphi(\omega)$ 可定义为

$$\Delta\varphi(\omega) = \varphi(\omega - \omega_0) - \varphi(\omega - \omega_0 - \Omega). \quad (3)$$

(2)式也可以写成

$$D(\omega) = |E_1(\omega)|^2 + |E_2(\omega)|^2 + |E_1(\omega)||E_2(\omega)| \times \exp\{i[\Delta\varphi(\omega) + \omega\tau]\} + |E_1(\omega)||E_2(\omega)| \times \exp\{-i[\Delta\varphi(\omega) + \omega\tau]\} = D^0(\omega) + D^+(\omega) + D^-(\omega), \quad (4)$$

式中

$$D^0(\omega) = |E_1(\omega)|^2 + |E_2(\omega)|^2,$$

$$D^+(\omega) = |E_1(\omega)||E_2(\omega)|$$

$$\times \exp\{i[\Delta\varphi(\omega) + \omega\tau]\},$$

$$D^-(\omega) = |E_1(\omega)||E_2(\omega)|$$

$$\times \exp\{-i[\Delta\varphi(\omega) + \omega\tau]\}.$$

对 $D(\omega)$ 进行傅里叶变换,在时域中, $\text{FFT}[D^0(\omega)]$, $\text{FFT}[D^+(\omega)]$ 和 $\text{FFT}[D^-(\omega)]$ 将会在不同的时间位置出现.

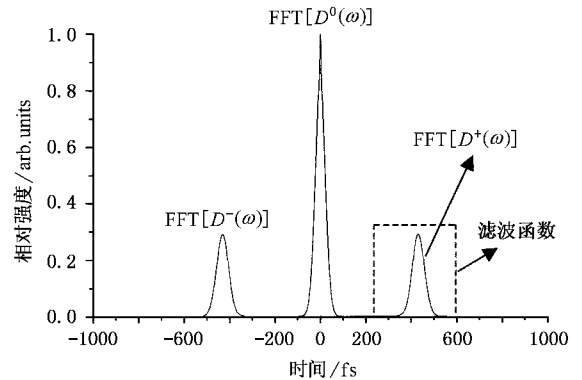


图 4 频率上转后的两短脉冲光谱相干的时域强度曲线

将图 3 中光谱相干的结果转换为以频率为变量的数据,然后对其进行傅里叶变换,变换后的时域强度曲线如图 4 所示.从图中可以看出,时域曲线分为三部分,处于时间轴的负半轴、原点和正半轴上的曲线分别对应 $D^-(\omega)$, $D^0(\omega)$ 和 $D^+(\omega)$ 傅里叶变换后的强度曲线.这三条曲线是充分分离的,因此如图 4 所示,可用一滤波函数将 $\text{FFT}[D^+(\omega)]$ 滤出,再对其进行反傅里叶变换,由此可将 $D^+(\omega)$ 还原出来, $|D^+(\omega)|$ 的曲线如图 5 所示.用 $D^+(\omega)$ 的虚部除以实部可得到 $\Delta\varphi + \omega\tau$ 的正切值,即

$$\tan[\Delta\varphi(\omega) + \omega\tau] = \frac{\text{Im}[D^+(\omega)]}{\text{Re}[D^+(\omega)]}. \quad (5)$$

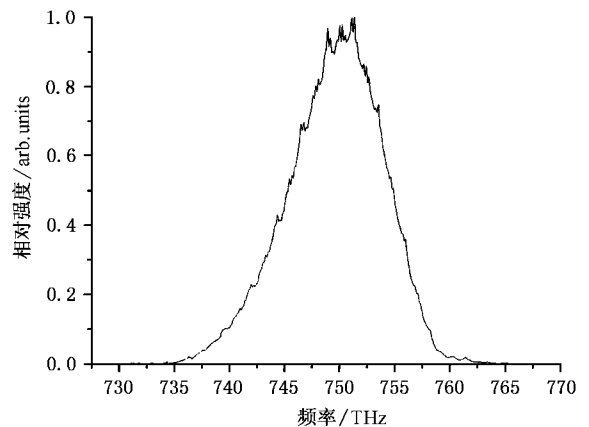


图 5 $|D^+(\omega)|$ 的曲线

下面确定 Ω 的值.

Ω 是经 BBO 晶体混频后射入光谱仪的两个短脉冲之间的相对频移,它是由于展宽脉冲的啁啾所造成的,它的值一般是通过式^[12]

$$\Omega = \tau \delta\omega / T \quad (6)$$

计算取得,其中 $\delta\omega$ 是展宽脉冲的谱宽, T 是展宽脉冲的脉宽.(6)式成立的条件是假定展宽脉冲中的光谱成分(或者说即时频率)随时间线性均匀分布,这显然是不准确的.我们在实验中是通过直接测量的方法得到的 Ω 值,先后两次分别遮挡迈克尔逊干涉装置的各个臂,每次只让一个臂有激光通过,这样,遮挡不同的臂,进入光谱仪的脉冲也是不同的,用光谱仪分别测量各个脉冲的光谱,它们之间的平均频差就是 Ω 的值.我们使用的 SpectraSense 光谱仪可达到 0.01nm 的精度,因此这个频差是可以测得的.图 6 是先后进入光谱仪的两个短脉冲的光谱曲线,从图中可以明显看出,两个光谱曲线之间有一定的频移 $\Delta\lambda$ 的值约为 2.927nm,由此可以求得 Ω 的值为 5.516THz.

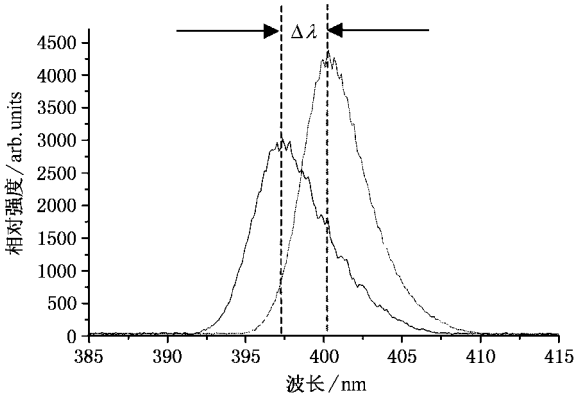


图 6 两个频率上移的短脉冲的光谱曲线

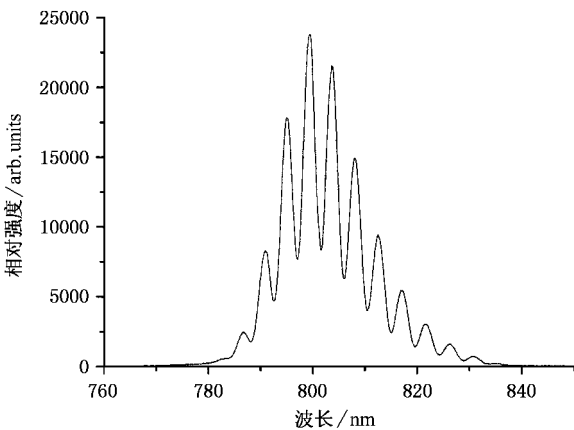


图 7 两个初始短脉冲的光谱相干曲线

下面确定 τ 的取值.

如果将展宽脉冲遮挡住,不经过 BBO 晶体,让从迈克尔逊干涉装置输出的激光直接射入光谱仪,将会接收到如图 7 所示的光谱曲线,这是从迈克尔逊干涉装置输出的两个短脉冲的光谱相干曲线.该光谱相干的强度——频率关系可由

$$D(\omega) = |E'_1(\omega)|^2 + |E'_2(\omega)|^2 + 2|E'_1(\omega)||E'_2(\omega)|\cos(\omega\tau) \quad (7)$$

表示,式中 $E'_1(\omega)$ 和 $E'_2(\omega)$ 分别表示两个短脉冲的光谱振幅.(7)式和(2)式或(4)式在形式上基本是一致的.用上面同样的方法,将该光谱相干的结果转化成以频率为变量的数据并对其进行傅里叶变换,可得到如图 8 所示的时域强度曲线.根据(7)式,延时 τ 可以按照图 8 所示的方法取得,即位于时间正半轴上的曲线的最大值与原点处的曲线的最大值在时间轴上的间距就是 τ 的大小.经计算,实验中的延时 τ 的值为 484fs.

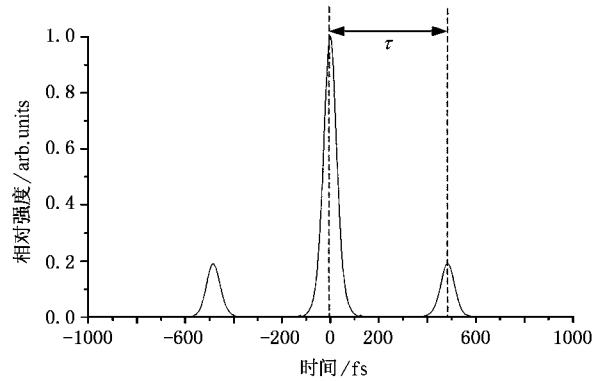


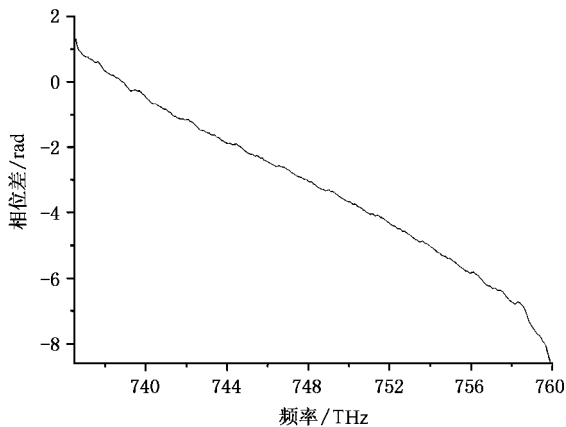
图 8 两初始短脉冲光谱相干的时域强度曲线以及延时 τ 的计算方法

在 τ 值明确后,可以求得 $\tan(\omega\tau)$ 的值,再利用(5)式,可求得

$$\tan[\Delta\varphi(\omega)] = \frac{\tan[\Delta\varphi(\omega) + \omega\tau] - \tan(\omega\tau)}{1 + \tan[\Delta\varphi(\omega) + \omega\tau]\tan(\omega\tau)} \quad (8)$$

由此可以求得 $\Delta\varphi(\omega)$ 的值,它的实验曲线如图 9 所示.

设函数 $\varphi(\omega - \omega_0)$ 在频率 ω_m (最好是中心频率)处的值为 $\varphi(\omega_m - \omega_0)$ (可设为 0).根据(3)式的定义,就可以通过连接和曲线拟合的方法求得 $\varphi(\omega - \omega_0)$ 在其他任意频率 ω 处的值.根据原输入脉冲和经 BBO 晶体混频而频率上移的脉冲的光谱强度数据,就可以确定展宽脉冲中即时频率 ω_0 的值,在

图 9 $\Delta\varphi(\omega)$ 的实验曲线

本实验中,测得 ω_0 的值为 374.017THz. 由 $\varphi(\omega - \omega_0)$ 经过简单的函数变换关系,从而可以最终确定原输入脉冲的光谱相位 $\varphi(\omega)$. 图 10 是本实验最终获得的原输入脉冲的相对光谱相位曲线(以波长为变量).

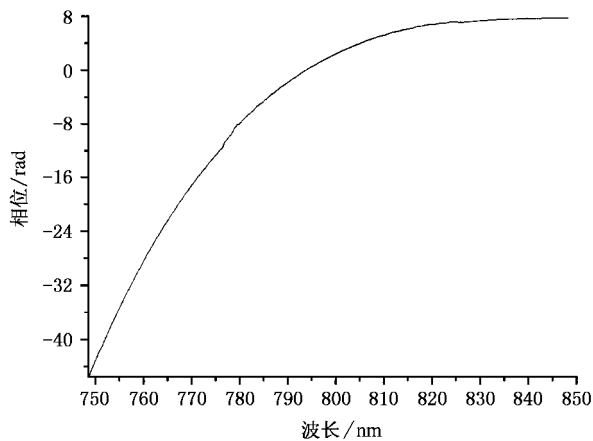


图 10 原输入脉冲的光谱相位曲线

我们已从光谱仪获得了光谱强度数据,从而可以确定光谱振幅,再加上光谱的相位信息后,原输入脉冲的整个频域信息就明确了.将光谱振幅乘以光谱位相,然后对其进行傅里叶变换,从而得到脉冲的时域形式,图 11 是我们经计算得出的原输入脉冲时域强度曲线,从图中可以看出,飞秒激光的脉冲时域轮廓匀称完美,拟合推算后可以得出相应的 FWHM 宽度是 107fs.图 12 为我们用自建的相关仪直接测量的原输入脉冲的干涉自相关图形,结果表明脉冲的 FWHM 宽度为 104fs,考虑到这一宽度的脉冲测量中存在的误差,应该说两种方法的结果非常一致.

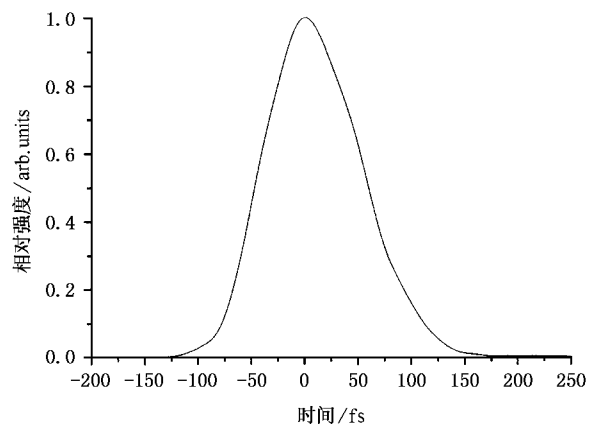


图 11 经计算得到的原输入脉冲的时域强度曲线

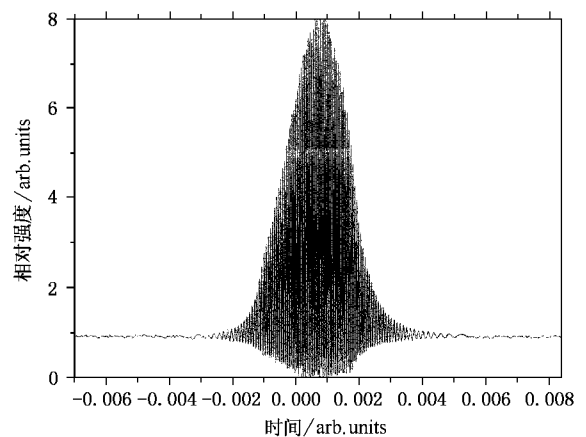


图 12 原输入脉冲的干涉自相关图形

4. 结 论

本文讨论了用 SPIDER 方法测量光谱相位及脉宽的原理,实验上建立了一台优化实用的 SPIDER 装置,提出了 Ω 和 τ 等重要参数的计算方法,并以商用的飞秒掺钛蓝宝石激光器输出的激光脉冲为对象进行了飞秒脉冲相位及光谱的测量研究,并利用最终得到的光谱相位还原出了初始脉冲的时域形式,拟合结果表明其 FWHM 宽度为 107fs,其与用干涉自相关方法直接测得的结果十分一致,令人信服地表明了所建 SPIDER 的测量准确性,这为进一步用其全面诊断我们自建的亚 20fs 激光振荡器及放大的飞秒脉冲特性提供可靠的手段.

感谢邱阳、冯宝华、张东香等人的配合.

- [1] Christophe Dorrer 1999 *J. Opt. Soc. Am. B* **16** 1160
- [2] Zhang B and Lü B D 1998 *Acta Phys. Sin.* **47** 1 (in Chinese) [张彬、吕百达 1998 物理学报 **47** 1]
- [3] Wang Z H *et al* 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 362 (in Chinese) [王兆华等 2003 物理学报 **52** 362]
- [4] Dorrer C 1999 *Opt. Lett.* **24** 1532
- [5] Dorrer C, Londero P and Walmsley I A 2001 *Opt. Lett.* **26** 1510
- [6] Yang H *et al* 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 1930 (in Chinese) [杨 辉等 2001 物理学报 **50** 1930]
- [7] Yang L *et al* 2003 *Chin. Phys.* **12** 886
- [8] Zhang Z G and Sun H 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 1080 (in Chinese) [张志刚、孙 虹 2001 物理学报 **50** 1080]
- [9] Gallmann L and Sutter D H 1999 *Opt. Lett.* **24** 1314
- [10] Lu T Z *et al* 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 1268 (in Chinese) [吕铁铮等 2002 物理学报 **51** 1268]
- [11] Müller A and Laubscher M 2001 *Opt. Lett.* **26** 1915
- [12] Iaconis C and Walmsley I A 1998 *Opt. Lett.* **23** 792

Measurement of spectral phase of femtosecond laser pulse using SPIDER technique *

Wang Peng Wang Zhao-Hua Wei Zhi-Yi[†] Zheng Jia-An Sun Jing-Hua Zhang Jie

(Laboratory of Optical Physics , Institute of Physics , Chinese Academy of Sciences , Beijing 100080 , China)

(Received 21 November 2003 ; revised manuscript received 2 February 2004)

Abstract

We present an experimental set up and the calculation approach for the measurement of the spectral phase of femtosecond laser pulse by using a spectral phase interferometry for direct electric reconstruction (SPIDER) technique in this paper , the method for determining crucial parameters as Ω and τ was given. With the femtosecond laser pulse from the Ti :sapphire laser , we obtained the phase of the laser spectrum by using the SPIDER , the temporal profile of the original laser pulse was deduced based on the result. It reveals the FWHM width is 107fs , which is in good agreement with the result measured directly by using an autocorrelator.

Keywords : femtosecond laser , SPIDER , spectral phase , spectral interferometry

PACC : 4260 , 4265F

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 60225005 and 10227401) , the State Key Program of Basic Research of China (Grant No. G1999075202-2) , and the National High Technology Development Program of China (Grant No. 863-804).

[†]E-mail : zywei@aphy.iphy.ac.cn