

飞秒脉冲测量技术*

王兆华 魏志义 张杰

(中国科学院物理研究所光物理实验室 北京 100080)

摘要 随着飞秒激光技术的发展,飞秒激光脉冲的准确测量已成为非常重要的研究内容.文章在简要概述几种常见测量方法的基础上,着重综述了近年来发展起来的光学频率光栅开关法(FROG)及自参考光谱位相相干电场重建法(SPIDER),并介绍了文章作者进行的相关工作.

关键词 飞秒脉冲,自相关,光谱相干,FROG,SPIDER

MEASUREMENTS OF FEMTOSECOND LASER PULSES

WANG Zhao-Hua WEI Zhi-Yi ZHANG Jie

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

Abstract Recent progress in ultrafast laser technology has made it possible to generate pulses shorter than 2 cycles, so the accurate measurement of such pulses has become an important branch in ultrafast science. Based on the general description of the conventional autocorrelation method, we review the new developments in femtosecond laser diagnostics. In particular, two novel methods, frequency resolved optical gating(FROG) and spectral phase interferometry for direct electric field reconstruction(SPIDER), are described. Various measurements using FROG and SPIDER by our group are reported.

Key words femtosecond pulse, autocorrelation, spectral interferometry, FROG, SPIDER

1 引言

为了研究各种超快过程和现象,几个世纪以来,人们一直在努力探索产生短脉冲源的各种途径.然而,直到激光产生以前,人们能测量的基本时间间隔还不到10ns.激光出现后,短脉冲的产生技术发生了深刻变化.1960年,人们最初用红宝石实现激光振荡时,其脉冲脉宽仅 10^{-3} s,但是一年后通过采用调Q技术,脉宽便降到了 10^{-8} s.此后激光脉冲宽度几乎每年都有近乎数量级的减少.到目前为止,人们利用克尔透镜锁模技术(KLM)从钛宝石激光器直接产生的最短光脉冲已小于 $5\text{fs}(10^{-15}\text{s})^{[1]}$,考虑到载频波长,这样短的持续时间仅对应约两个光周期的脉冲宽度,从而为人们提供了具有极限特征的新时标.由于飞秒脉冲极高的时间分辨率及峰值能量,因此目前被广泛的用于研究各种超快现象及强场下的物理行为,如分子的弛豫过程、生物细胞的新陈代谢、

化学反应动力学、快点火激光核聚变、台面核物理等.1999年,美国加州理工大学的A. Zewail由于在飞秒激光化学研究中的突出贡献而获诺贝尔化学奖.纵观超短激光脉冲产生技术的发展历史,其进步与测量技术的发展是分不开的,因此研究探索飞秒乃至阿秒激光脉冲测量的新技术,完整准确地了解脉冲的宽度、位相及形状信息,是超快技术研究中非常重要的内容.

2 超短激光脉冲测量的基本方法

2.1 飞秒脉冲的有关描述

在讨论飞秒脉冲的特性时,一般都涉及到它的脉冲宽度、脉冲能量、脉冲频谱等物理量,在表征脉冲宽度(或持续时间)时,往往也需要标定它的中心

* 国家自然科学基金(批准号:19825110,69878032)资助项目;国家863计划资助项目
2001-07-05收到初稿,2001-08-29修回

频率.通常一个完整的光脉冲可以通过时域或频域来表示,而且两者满足傅里叶关系^[2].

在时间域中,超短激光脉冲可以近似表示为

$$E(t) = E_0 \epsilon(t) e^{i\omega_c t + \varphi(t)}, \quad (1)$$

其中 ω_c 是光波载频, $\varphi(t)$ 是脉冲位相, E_0 是光脉冲幅度的极限值, $\epsilon(t)$ 是光脉冲包络.

对时域中的脉冲电场进行傅里叶变换,就可以得到脉冲电场的频谱函数:

$$E(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} E(t) e^{-i\omega t} dt. \quad (2)$$

2.2 脉冲自相关测量的原理技术

尽管迄今人们已发展了包括条纹相机在内的多种诊断设备,以测量快速时间过程,但对于飞秒激光而言,由于其极短的脉冲宽度,目前还没有可直接测量其时间特性的仪器,自相关测量技术仍是一个行之有效的间接测量方法.这种测量技术的实质就是将时间的测量转化为空间的测量,基本的过程是首先把入射光分为两束,让其中一束光通过一个延迟线,然后再把这两束光合并,并借助倍频晶体或者有双光子吸收效应的发光介质,以产生二阶非线性效应.均匀地改变相对延迟,即可得到强度变化的二阶相关信号和脉冲自相关结果.根据工作方式的不同,脉冲自相关技术可分为强度自相关和干涉自相关,强度自相关又可分为有背景测量和无背景测量.

2.2.1 强度自相关

在自相关法中,将待测光均等地分成两束,然后让它们通过非线性介质,发生相互作用,改变两个脉冲之间的延迟,让其中的一个脉冲对另一个脉冲进行扫描,在扫描中得到的时间信息就反映出飞秒脉冲的脉宽信息.在两束光发生相互作用时,在脉冲宽度非常宽的情况下,可以不考虑脉冲电场的相位,而只是将两束光的强度进行简单的叠加,在这种情况下,我们称之为强度自相关.强度自相关可以表示为^[2,4]

$$A(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} I(t) I(t - \tau) dt, \quad (3)$$

其中 $I(t)$ 和 $I(t - \tau)$ 分别为两束光的光强, τ 为其中一束光的时间延迟.对于给定的脉冲波形,此积分可以积出来.

强度自相关虽能给出脉冲宽度的信息,但它不能给出脉冲的位相、脉冲的形状等信息,因而不能完全地描述飞秒脉冲.

2.2.2 干涉自相关

在自相关法中,在脉冲宽度比较窄的情况下,脉

冲电场的相位对脉宽的影响就非常明显,因而不能忽略掉,此时不能再将两束光的强度进行简单叠加,必须考虑两个脉冲电场之间的干涉相互作用,即进行干涉叠加.在这种情况下,我们称之为干涉自相关.在两束光共线的情况下,它们相干叠加后的光强为

$$I(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} [E_1(t - \tau) + E_2(t)]^2 dt. \quad (4)$$

让这束光再通过一块倍频晶体,因为倍频信号的强度与基频光强的平方成正比,所以相关信号可表示为^[2-4]

$$s(\tau) = A(\tau) + \text{Re}\{4B(\tau)e^{i\omega\tau}\} + \text{Re}\{2C(\tau)e^{i2\omega\tau}\}, \quad (5)$$

其中

$$A(\tau) = E_0^4 \int_{-\infty}^{\infty} \{\epsilon_1^4(t - \tau) + \epsilon_2^4(t) + 4\epsilon_1^2(t - \tau) \cdot \epsilon_2^2(t)\} dt, \quad (6)$$

$$B(\tau) = E_0^4 \int_{-\infty}^{\infty} \{\epsilon_1(t - \tau)\epsilon_2(t) [\epsilon_1^2(t - \tau) + \epsilon_2^2(t)] \cdot e^{i[\varphi_1(t - \tau) - \varphi_2(t)]}\} dt, \quad (7)$$

$$C(\tau) = E_0^4 \int_{-\infty}^{\infty} \{\epsilon_1^2(t - \tau)\epsilon_2^2(t) e^{i[\varphi_1(t - \tau) - \varphi_2(t)]}\} dt. \quad (8)$$

由上式可以看出, $A(\tau)$ 是背景光与强度相干项,与位相无关; $B(\tau)$ 和 $C(\tau)$ 与位相有关,是由位相干涉相关引起的.若已知脉冲的形状和位相,就可以将上述积分解出,得到有关脉宽的信息.图1为具有高斯形状的 10fs 脉冲的典型自相关踪迹.

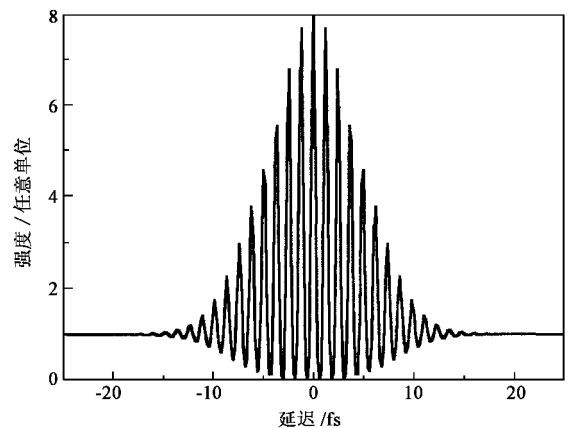


图1 脉宽为 10fs 的高斯脉冲的自相关波形

2.2.3 自相关信号的分析

进一步分析慢速扫描测量过程.由于相位变化的时间远小于探测器采集数据的时间,也就是说在

慢速扫描过程中体现不出相位的变化,因此含有相位信息的 B, C 项就不能够被探测器所响应,此种情况对应于共线强度自相关,其强度相关项仅与 $A(\tau)$ 有关.在这种情况下,当 $\tau = 0$ 时,两束光完全相关,信号强度最大,当 $\tau = \infty$ 时,两束光不再相关,交叉项消失,相关信号消失,仅有背景光强度.由(6)式可知,信号强度与背景光强度之比为 3:1,而且无论对于什么样的脉冲,这一关系都严格成立.

对于快速扫描测量过程,可以认为测量过程中相位基本上没有发生变化,这样探测器将同时响应 $B(\tau)$ 和 $C(\tau)$ 项,此时得到的相关信号 $s(\tau)$ 完全由(5)式决定.用同样的分析方法可知:信号强度与背景光强度之比为 8:1,这一关系也是严格成立的(见图 1).

2.2.4 典型脉冲的相关讨论

在上面的讨论中,没有谈及脉冲形状,只是讨论了一些共同的性质.对于不同的脉冲形状,飞秒脉冲相关函数是不一样的.例如,对于高斯形脉冲,干涉相关波形 $s(\tau)$ 为^[3]

$$s(\tau) = 1 + e^{-2\ln 2 \left(\frac{\tau}{\tau_p}\right)^2} + 4e^{-\frac{3\ln 2}{2} \left(\frac{\tau}{\tau_p}\right)^2} \cos(\omega\tau) + 2e^{-2\ln 2 \left(\frac{\tau}{\tau_p}\right)^2} \cos(2\omega\tau). \quad (9)$$

由上式可以看出,当 $\cos(2\omega\tau) = 1$ 时,有 $\cos(\omega\tau) = 1$ 或者 $\cos(\omega\tau) = -1$,这时 $s(\tau)$ 对应于干涉相关波形的包围包络.因此可以定义包络函数 $g(\tau)$ 为

$$g(\tau) = 1 + 3e^{-2\ln 2 \left(\frac{\tau}{\tau_p}\right)^2} \pm 4e^{-\frac{3\ln 2}{2} \left(\frac{\tau}{\tau_p}\right)^2}. \quad (10)$$

干涉自相关波形不仅可以表达脉宽信息,也可以反映出脉冲的啁啾信息,对于具有啁啾的高斯脉冲,其电场可表示为^[3]

$$E(t) = e^{-\frac{4\ln 2}{\tau_p^2} \left(\frac{t}{\omega}\right)^2 (1+i\alpha)}. \quad (11)$$

干涉自相关波形为

$$s(\tau) = 1 + 2e^{-\frac{4\ln 2 \tau^2}{\tau_p^2}} + e^{-\frac{\ln \alpha^2 + 3}{\tau_p^2} \tau^2} \cos\left(\frac{2\ln 2 a \tau^2}{\tau_p^2}\right) \cdot \cos(\omega\tau) + e^{-\frac{4\ln \alpha^2 (1+\alpha^2) \tau^2}{\tau_p^2}} \cos(2\omega\tau), \quad (12)$$

其中参数 a 反映了脉冲的啁啾量.对于不同的 a ,干涉自相关波形会有很大的差别.图 2 给出了 10fs 的高斯脉冲对于不同的啁啾参数 a 所得到的相干自相关波形的包络.可以看出,在测量过程中,带有不同啁啾量的脉冲所体现出来的脉宽是不一样的.

由以上分析可知,在实验中测到较少的干涉条纹数不一定意味着得到了窄脉冲,必须要有更为准确的相位信息或光谱信息才能准确地描述飞秒脉冲.自相关法虽能给出脉宽信息,却不能给出相位信

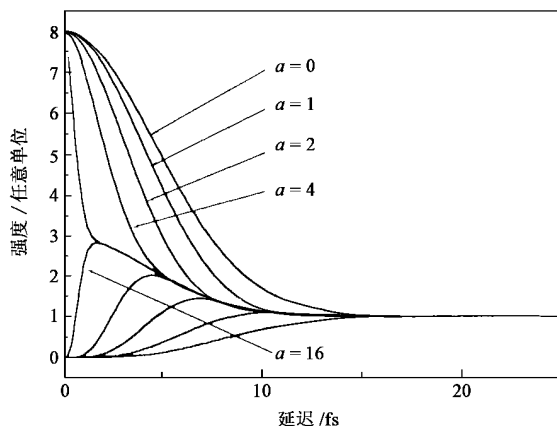


图 2 高斯脉冲对于不同啁啾参数 a 所得到的干涉自相关波形

息.对于脉宽接近光周期的极短光脉冲,仅从脉冲自相关波形不足以精确判断实际的脉宽,还必须结合实际的光谱曲线及相位信息,通过傅里叶变换及迭代得到比较接近实际的脉冲时域形式,从而计算出脉冲宽度.

2.2.5 自相关仪

利用上述的脉冲相关原理,即可以进行脉冲的间接测量.图 3 是一个典型的自相关仪结构图,它是利用迈克尔孙干涉仪的基本原理,将被测光分为两束,在其中的一束上加入时间延迟,再将两束光聚焦到倍频晶体上得到倍频信号,然后用光电倍增管或者带有放大器的光电二极管接收.也可以利用双光子吸收效应,不用倍频晶体而直接用具有双光子特性的光电二极管接收.

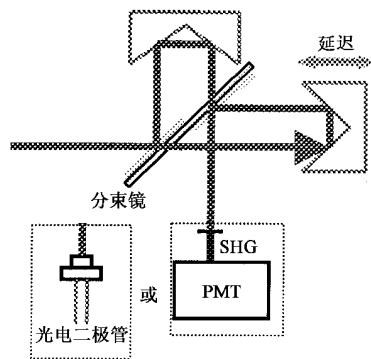


图 3 自相关仪实验装置示意图

3 频率分辨光学开关法(FROG)

频率分辨光学开关法(frequency-resolved optical gating)最早是由 Daniel J. Kane 和 Rick Trebino 提出的^[5,6],它能给出如光谱带宽、脉冲宽度、相位等比较

详细的脉冲信息.其基本方法是入射光脉冲分为两束,一束作为探测光,一束作为光开关,并且让作为开关的光束引入一个时间延迟 τ ,然后再让两束光通过非线性介质产生相互作用,经光谱仪进行光谱展开后,用 CCD 进行测量,得到相互作用后的光强信息.利用脉冲迭代算法^[7,8]能够得到入射光脉冲比较详细的信息.

3.1 脉冲迭代算法

在频率分辨光学开关法中,脉冲迭代算法的目的就是找到入射光脉冲的电场 $E(t)$,以得到脉冲的详细信息.在实验中,将入射光分为探测光 $E(t)$ 和光开关 $g(t-\tau)$,探测光与光开关相互干涉产生信号光 $E_{sig}(t,\tau)$,有

$$E_{sig}(t,\tau) = KE(t)g(t-\tau). \quad (13)$$

做傅里叶变换后,有

$$I_{FROC}(\omega,\tau) = \left| \int_{-\infty}^{\infty} E_{sig}(t,\tau) \exp(-i\omega t) dt \right|^2. \quad (14)$$

此即为实际探测到的信号光强度分布,可以看出这是一个与时间和频率有关的二维函数,对此结果的迭代运算即可同时得出脉冲的宽度和光谱信息.

上面的方程给了我们两个约束条件(13)式和(14)式.在相位迭代算法中,如果已知开关函数 $g(t-\tau)$ 我们可以先假定一个脉冲电场 $E(t)$ (如高斯脉冲),利用约束条件(13)式得到信号场,将信号场代入约束条件(14)式,可以算出强度分布 $I_{FROC}(\omega,\tau)$.然后再与实验测量到的强度分布 $I(\omega,\tau)$ 比较,修改由计算得到的强度分布 $I_{FROC}(\omega,\tau)$.修改有多种方法,比如,可以用 $|I(\omega,\tau) - I_{FROC}(\omega,\tau)|/2$ 代替 $I_{FROC}(\omega,\tau)$;再将修改后得到的信号值做反傅里叶变换,得到一个新的脉冲电场 $E(t)$,完成一次迭代(傅里叶变换得到的实部为强度值,虚部为相位值),然后再将新得到的电场代入约束条件(13)式中,重复上述步骤,直到计算出的强度分布与测量得到的强度分布之间的均方根误差小到能使人接受的程度(如 10^{-4}).如此经过多次迭代,最终能得到一个非常接近实际脉冲形状的电场^[14-16].整个迭代算法流程如图4所示.

3.2 光开关函数

由上面的分析可以看出,光开关函数 $g(t,\tau)$ 起着非常重要的作用,对于不同的设计方案,光开关函数有不同的形式.下面简单介绍几种设计方案.

3.2.1 偏振光开关法^[8,9]

偏振光开关法是将探测光通过正交偏振片,同

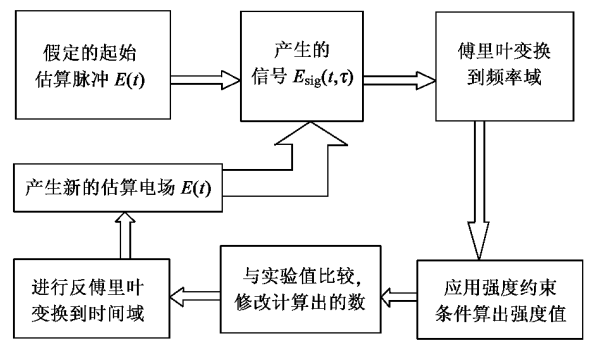


图4 迭代算法的流程图

时让开关光通过一个波片,将其偏振方向改变 45° ,然后开关光与探测光在非线性光学介质中交叠.由于光学克尔效应,开关光会在介质中引起双折射,当开关光与探测光在时间上重合时,这种效应会使得探测光的偏振方向发生改变,这样就会有一部分光通过正交的偏振片,此即为信号.其实验装置如图5(a)所示.

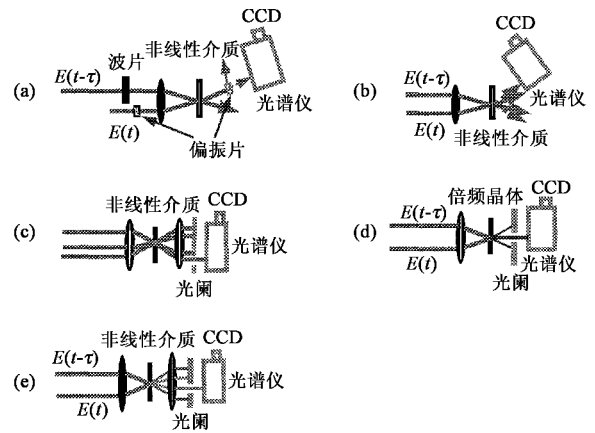


图5 几种不同的实验方法

(a) 偏振光开关法 (b) 自衍射光开关法 (c) 瞬态光开关法;
(d) 二次谐波法 (e) 三次谐波法

待测光入射到半透半反镜上,分为两束,其中一束光通过延迟线,作为开关光,另一束光作为探测光,在开关光的光路上置一波片,将其旋转 45° ,在探测光的光路上置一对正交的偏振片,然后将两束光重叠在非线性介质上,当它们在时间上一致时,由于非线性效应使得探测光的偏振方向发生了改变,在它通过正交偏振片时,就会有少量的光透出,当它们在时间上不一致时,就没有光通过.用光谱仪和 CCD 探测透过光,即可得到光强分布信息,再用迭代程序就能得到关于脉冲的比较详细的信息.在这种方案中,开关函数为

$$g(t, \tau) = |E(t - \tau)|^2. \quad (15)$$

光开关函数是一个实函数,没有附加的相位信息,它能给出比较真实的脉冲信息.

3.2.2 自衍射光开关法^[10]

自衍射光开关法是利用两束偏振方向相同的光,让它们在非线性介质中重叠发生相互作用,产生一个正弦分布的光强,使得介质成为一个光栅,将两束光衍射.其实验装置与偏振光开关法基本相同.

在实验中没有用波片和偏振片,仅将待测光用50%的分束镜分成两束,让其中一束通过延迟,作为开关光,另一束作为探测光,然后让它们重叠到非线性介质中,发生相互作用,使介质成为一个光栅,将自身衍射.当两束光在时间上一致时,就有衍射光出现;当两束光在时间上不一致时,就没有衍射光出现.用光谱仪和 CCD 探测衍射光,再经过迭代程序就可得到关于脉冲的信息.其开关函数为

$$g(t, \tau) = E(t)E^*(t - \tau). \quad (16)$$

与偏振光开关法比较而言,自衍射法中不需要偏振片,因此可用于深紫外区或者脉宽非常短的脉冲.但是实验中用的非线性介质要很薄,而且两束光之间的夹角也不能太大,否则会由于两束光之间的相位失配过大而得不到信号.

3.2.3 瞬态光栅法^[12]

瞬态光栅法是将入射光分为三束,其中两束光在光学克尔介质上重叠,形成衍射光栅,如同自衍射法,第三束光经过可变的时间延迟,与前两束光重叠在介质上,被瞬态光栅所衍射.其实验装置如图 5(c)所示.

在实验中,将待测光等分为三束,让其中两束光先聚焦在光学克尔介质上,并让它们在时间和空间上重叠,这两束光相互作用形成正弦的光强分布,使介质成为一个瞬态光栅,这个过程类似于自衍射法.让另外一束光通过介质,当它与前两束光在时间上一致时,就会被瞬态光栅所衍射,有衍射光出现;当它与前两束光在时间上不一致时,就不会有衍射光出现.此衍射光即为信号,用光谱仪和 CCD 探测,再经过脉冲迭代程序就可以得到有关脉冲的信息.其开关函数为

$$g(t, \tau) = E(t)^2 E^*(t - \tau). \quad (17)$$

在瞬态光栅法中,不需要偏振片,可以用于脉宽非常短的脉冲,也可以用于紫外区,而且它不会因非线性介质太厚或者光束之间的夹角过大而引起相位失配.但是,瞬态光栅法要求三束光在时间和空间上重合,这在调节的过程中是非常困难的.

3.2.4 二次谐波法^[9, 10, 13]

在前面几种方法中用的都是三阶非线性效应.另外,还可以利用二阶非线性效应.其实验装置如图 5(d)所示.

在实验中,将待测光用分束镜等分为两束,让其中一束通过延迟线,与另外一束同时聚焦到倍频晶体上.当两束光在时间上不重合时,只能看到两束光各自的倍频光;当两束光在时间和空间上完全重合时,除了两束光各自的倍频光外,还有它们相互作用而产生的倍频光,这束倍频光即为信号.用光谱仪和 CCD 探测,经过迭代程序,即可得到关于脉冲的信息.其光开关函数为

$$g(t, \tau) = E(t - \tau). \quad (18)$$

二次谐波法调节起来简单,并且具有很高的灵敏度,因而被广泛地采用.但是,它对 $E(t)$ 和 $E(-t)$ 脉冲产生同样的光强分布,也不能够区分脉冲是正啁啾还是负啁啾.

同时,我们也可以看到:二次谐波法、自衍射光开关法以及前面所介绍的二阶相关法,它们的实验装置基本相同,但是它们潜在的物理内容是不一样的.二阶相关法是对一系列脉冲进行扫描来测量脉宽,自衍射光开关法和二次谐波法都是对单次脉冲进行测量.自衍射光开关法中是将两束光相互作用后的光强分布作为一种开关,二次谐波法中只是将其中的一束光作为开关信号,从上面的分析中也可以看到它们的光开关函数是不同的.

3.2.5 三次谐波法^[8, 11]

还可以利用能产生三次谐波的非线性光学过程来进行脉冲测量.其实验装置类似于二次谐波法.

将待测光分为两束,在其中一束中加入延迟,然后将两束光聚焦在具有三阶非线性效应的介质上.当两束光在时间上重合时,就会有三次谐波的产生;当两束光在时间上不重合时,就不会有三次谐波的产生.此三次谐波就是信号.相应的光开关函数为

$$g(t, \tau) = E(t)E(t - \tau). \quad (19)$$

同其他利用三阶非线性效应的方法一样,三次谐波法也能克服二次谐波法中在时间上的双值性.它的灵敏度虽然比二次谐波法要弱,但要比其他的三阶非线性效应(如自衍射法、瞬态光栅法)要强,可用于能量较低的脉冲.

3.3 测量结果分析

上面讨论了脉冲迭代算法和几种可实用的实验方案,借助 CCD 测得的信号光的实际光斑结构图,经过计算机迭代运算,就可得到脉冲的脉宽、谱宽、

相位等信息.下面以二次谐波法为例进行简单的说明.

我们从实验中测量得到一个 FROG 踪迹(如图 6) 然后将其输入到迭代程序中,由假定的一个脉冲形状开始进行运算,在运算的过程中,观察迭代的踪迹与测量到的踪迹之间的误差值,等它小到一定程度,比如小于 10^{-4} ,就可以认为已经得到了比较真实的踪迹,那时得到的光谱及相位信息、电场及相位信息(如图 7)就是飞秒脉冲的比较真实的描述.

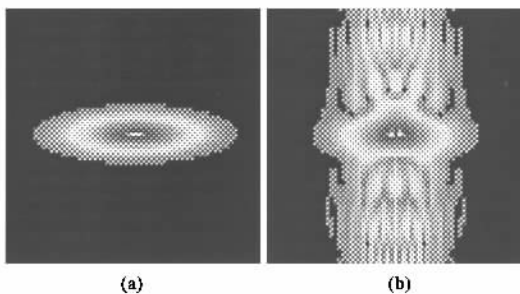


图 6 FROG 踪迹图

(a) 实验中测到的踪迹 (b) 迭代中假定的原始踪迹

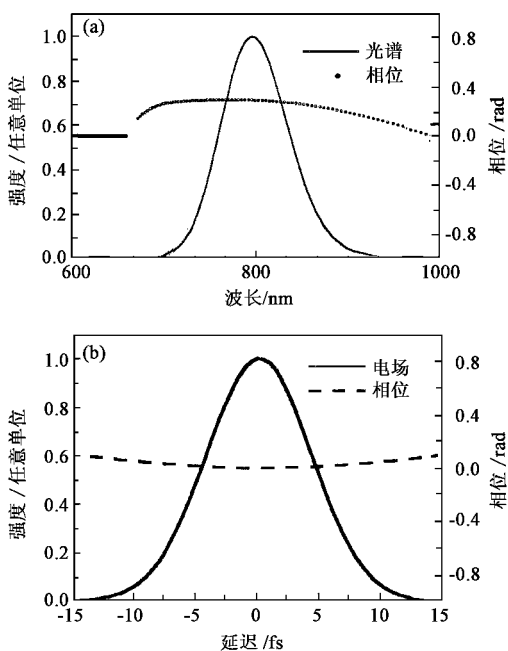


图 7 FROG 实验数据图

(a) 迭代后的光谱及其相位 (b) 迭代后的脉冲电场及其相位

4 自参考光谱位相相干电场重建法 (SPIDER)

虽然用 FROG 方法测量超短脉冲的相位已经成为一种标准方法,但它的缺陷是计算时间长,需要多次迭代才能得到与测得的图形相近的解.于是人们

又发明了一种新的方法,这就是自参考光谱相位相干电场重建法^[22-23](self-referencing spectral phase interferometry for direct electric reconstruction, SPIDER),它的最大优点是计算速度快,不需要迭代计算,只要一般的傅里叶变换,而且它的灵敏度很高.

4.1 空间相干和时间相干

测量相位的最简单的方法就是相干法.相干法是基于两束相位不同的光场混合时在检测器上产生的强度调制,一般的实验装置是让波长相同的两束光在 $x-y$ 平面内按不同的方向传播,如波矢为 K, R 的两束光,它们混合后在屏上产生简单的正弦调制的干涉条纹,条纹的周期为

$$\Delta = 2\pi / |KX - RX|. \quad (20)$$

这样两束光之间的位相差表现为干涉条纹沿 x 方向的移动,两束光的任何空间相位的偏离反映为条纹间距的变化.由于近轴传播的光场的时间和空间的相似性,我们可以用干涉法测量脉冲的相位,利用时间 t 来代替波矢 K ,用 ω 代替 X .这样,两个不同时刻 t 和 $t + \tau$ 到达一点的脉冲会在合成的光谱上产生干涉条纹,条纹的频率间隔与延迟 τ 成反比,即 $2\pi/\tau$.两个脉冲间的任何光谱相位差将表现为条纹的畸变,这就是光谱相干的概念,它是由法国人 C. Froehly 在 1973 年提出的^[17,48].

4.2 光谱相干

假定存在两个光脉冲 $E_1(\omega)e^{-i\varphi_1(\omega)}$ 和 $E_2(\omega)e^{-i\varphi_2(\omega)}$,让它们通过分束镜合成一束入射到光谱仪中,并设法使它们之间有一个固定的时间差 τ ,并由此引起频移 $\omega\tau$,于是干涉条纹就是光谱调谐分量 ω 的函数,可写为^[24-26]

$$\begin{aligned} S(\omega, \tau) &= |E_1(\omega)e^{-i\varphi_1(\omega)} + E_2(\omega)e^{-i\varphi_2(\omega)}e^{-i\omega\tau}|^2 \\ &= |E_1(\omega)|^2 + |E_2(\omega)|^2 + 2|E_1(\omega)| \cdot \\ &\quad |E_2(\omega)| \cdot \cos[\varphi_1(\omega) - \varphi_2(\omega) + \omega\tau + \\ &\quad \frac{\pi}{2}]. \end{aligned} \quad (21)$$

用光谱计探测信号,就可得到干涉谱.谱中条纹的间隔为 $2\pi/\tau$,然后用傅里叶变换可求出各个频率点两个脉冲之间的位相差 $\mathcal{A}(\omega) = \varphi_1(\omega) - \varphi_2(\omega)$.在这种方法中,需要知道参考脉冲的位相 $\varphi_2(\omega)$,而实际上参考脉冲的位相也是未知的.因此人们又提出了自参考光谱相干.

4.3 自参考光谱相干

所谓自参考光谱相干,就是将一束光分成两束,让它们通过一些调制器,然后重叠在一起产生相互

作用,得到干涉光谱.在这里,人们发明了一种叫做光谱剪裁相干的方法,其基本思想是:将一束入射光分成两束,让其中一束通过一个线性光谱相位调制器[传递函数为: $S = \exp(i\tau\omega)$],让另一束通过一个线性时域相位调制器[传递函数为: $N = \exp(-i\Omega t)$],然后再将它们重叠在一起.

线性时域相位调制器将输入脉冲在频率域中产生一个小的频移 Ω .此时,干涉光谱可表示为^[23-25]

$$S(\omega, \tau) = D^{dc}(\omega) + D^{-ac}(\omega) \exp(-i\omega\tau) + D^{ac}(\omega) \exp(i\omega\tau), \quad (22)$$

其中

$$D^{dc}(\omega) = |E(\omega - \Omega)|^2 + |E(\omega)|^2. \quad (23)$$

上式中不含有位相信息,仅表示直流成分.

$$D^{-ac} = |E(\omega - \Omega)E(\omega)| e^{[\varphi(\omega - \Omega) - \varphi(\omega)]}, \quad (24)$$

$$D^{ac} = |E(\omega - \Omega)E(\omega)| e^{-[\varphi(\omega - \Omega) - \varphi(\omega)]}. \quad (25)$$

这其中含有相位信息.

从上面的分析中可以看到,在实验中要给光脉冲施加一个小的频移 Ω ,但是怎样才能使这个频移不损害原来脉冲的相位呢?早期有人提出用频率调制的方法,可是现在的调制技术的谱宽还不足以覆盖飞秒脉冲的频谱,以产生足以测量飞秒脉冲的频移.后来,人们想到可以用非线性的方法产生出谱宽足够宽的频移,威姆斯雷(Ian Walmsley)等人提出并用实验证明了一种用非线性介质可以作出能够覆盖足够宽的频谱的频移方法^[19-21].在实验中,人们将分开的两束光中的一束分成具有时间间隔为 τ 的两个相同脉冲,另一束通过一个色散介质变成啁啾脉冲,两束脉冲合成后通过非线性晶体而转换成两个短波长脉冲.由于交叉相关的时间不同,两个信号脉冲与啁啾脉冲的频率不同,因而转换后的频率也有差别.

4.4 SPIDER 实验装置

根据自参考光谱相干原理,可将 SPIDER 实验装置设计成如图 8 所示的装置.

在实验中,将待测光分成两束,让其中一束通过一块色散介质,将其展宽至几十皮秒;另外一束通过一个迈克尔孙干涉仪,然后再让它们聚焦到倍频晶体上发生干涉,用光谱仪和 CCD 进行探测.在这里,色散介质相当于光谱相位调制器,迈克尔孙干涉仪相当于线性时域相位调制器.

4.5 SPIDER 信号处理

用光谱仪可测得两束光通过倍频晶体的干涉光谱信号,图 9(a)为一典型的结果;然后将数据进行傅里叶变换到时间域,可以得到如图 9(b)所示的时

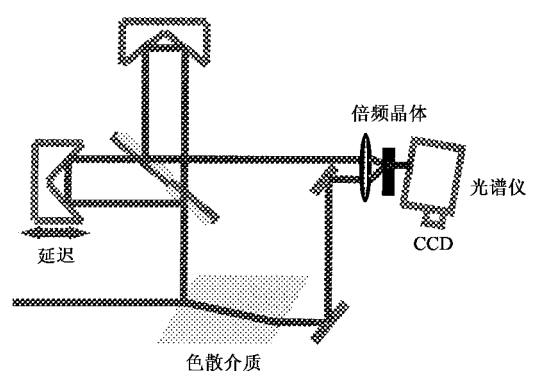


图 8 SPIDER 实验装置图

域分布;用滤波函数将交流成分提出来,则所要的相位差为^[22,24,25]

$$\varphi(\omega) - \varphi(\omega - \Omega) + \tau\omega = \arg\cos[D^{ac}(\omega)]. \quad (26)$$

然后再去掉线性相位项 $\tau\omega$,就得到经过移频后的脉冲与没有移频的脉冲之间的相位差:

$$\alpha(\omega) = \varphi(\omega) - \varphi(\omega - \Omega), \quad (27)$$

然后通过积分可近似得到光谱位相:

$$\varphi(\omega) \approx \frac{1}{\Omega} \int \alpha(\omega) d\omega. \quad (28)$$

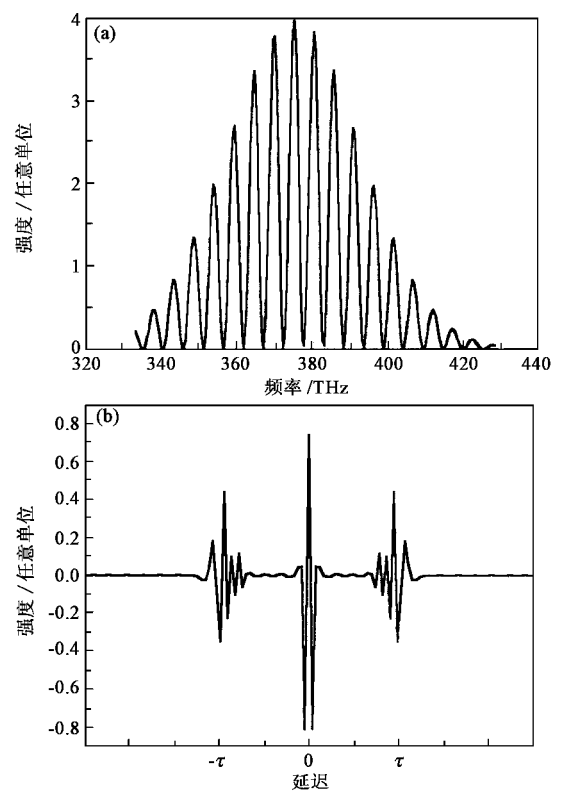


图 9 SPIDER 实验数据图

(a) 光谱相干曲线 (b) 干涉谱的傅里叶变换

5 结论

通过以上分析可以看出:自相关法实验装置相对比较简单,能够对脉冲宽度进行估算,但它不能给出脉冲的位相信息,因而也就不能完整地描述脉冲。利用 FROG 方法能够给出脉冲宽度、光谱带宽、位相等比较详细的脉冲信息,但它需要复杂的迭代算法,运算速度慢,不能够进行实时测量,而且 FROG 方法给出的只是比较近似的脉冲信息,不是真实描述。SPIDER 方法,在测量中,实验装置没有要移动的元素,也不需要迭代算法,运算速度快,可进行实时测量,能够给出比较真实的位相信息,但它不能直接给出脉冲宽度信息。

致谢 感谢张志刚老师、朱鹤元老师给予的细心指导和热情帮助。

参 考 文 献

[1] Frok R L , Brito Cruz C H *et al.* Opt. Lett. ,1987 ,12 :483
[2] 李景镇.激光测量学.北京:科学出版社,1998[Li J Z. Laser Measurement. Beijing: Science Press, 1998 (in Chinese)]
[3] Diels J C M , Fontaine J J *et al.* Applied Optics ,1985 ,24 :1270
[4] Diels J C. Ultrashort Laser Pulse Phenomena. America :Academic Press ,1996

[5] Kane D J ,Trebin R. IEEE Journal of Quantum Electronics ,1993 ,29 :571
[6] Trebin R ,Kane D J. J. Opt. Soc. Am. A ,1993 ,10 :1101
[7] DeLong K W ,Fittinghoff D N *et al.* Optics Letters ,1994 ,19 :2152
[8] DeLong K W ,Trebin R *et al.* J. Opt. Soc. Am. B ,1994 ,11 :2206
[9] DeLong K W ,Trebin R. J. Opt. Soc. Am. A ,1994 ,11 :2429
[10] Fittinghoff D N ,DeLong K W *et al.* J. Opt. Soc. Am. B ,1995 ,12 :1955
[11] DeLong K W ,Fittinghoff D N *et al.* IEEE Journal of Quantum Electronics ,1996 ,32 :1253
[12] Tsang T ,Krumbugel M A *et al.* Optics Letters ,1996 ,21 :1381
[13] Trebin R ,DeLong K W ,Fittinghoff D N *et al.* Rev. Sci. Instrum ,1997 ,68 :3277
[14] Nicholson J W ,Omenetto F G *et al.* Optics Letters ,1999 ,24 :490
[15] Kane D J. IEEE Journal of Quantum Electronics ,1999 ,35 :421
[16] Reid D T. IEEE Journal of Quantum Electronics ,1999 ,35 :1584
[17] Froehly C ,Lacourt A *et al.* J. Opt.(Paris) ,1973 ,4 :183
[18] Takeda M ,Ina H *et al.* J. Opt. Soc. Am. ,1982 ,72 :156
[19] Wong V ,Walmsley I A. Optics Letters ,1994 ,19 :287
[20] Walmsley I A ,Wong V. J. Opt. Soc. Am. B ,1996 ,13 :2453
[21] Wong V ,Walmsley I A. J. Opt. Soc. Am. B ,1997 ,14 :944
[22] Iaconis C ,Walmsley I A. Optics Letters ,1998 ,23 :792
[23] Dorrer C ,Salin F. J. Opt. Soc. Am. B ,1998 ,15 :2331
[24] Iaconis C ,Wong V *et al.* IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics ,1998 ,4 :285
[25] Iaconis C ,Walmsley I A. IEEE Journal of Quantum Electronics ,1999 ,35 :501
[26] Dorrer C. J. Opt. Soc. Am. B ,1999 ,16 :1160

封面说明

这是用量子点进行生物识别的示意图。不同颜色(图中 R、G、B 分别代表红、绿、蓝三色)组合的量子点嵌入胶珠中并形成清晰的光谱条形码。每个胶珠都可以进行一种有趣的实验。每个测试都能够通过它的光谱码来区别并能够平行完成多种实验。胶珠是由苯乙烯、丙烯酸等三元共聚而成,现已成为进行生物分析的通用平台,它们具有近溶液相动力学的特点,能够用于多种分析,从免疫测定到 SNP(单核苷酸多晶)测试,很容易操作,能够使用一系列方法测量。由于它们独特的光学性质,量子点能够当做建筑单元,去构造一个胶珠,这个胶珠可以用做一个新的和灵巧的光学编码平台。通过混合各种不同光谱显示的量子点,再与较大的胶珠合在一起,可能产生成千上万的可解读的编码。量子点既可以被放在胶珠的里面,也可以在外面。两种方法都可以让胶珠被识别并使编码解读。目前已经发展出来的平台可以高灵敏度地解读微珠并读出分析结果。现在正在发展面向基因组、蛋白组和药物传递的多种胶珠解读方法。

(中国科学院物理研究所 武振羽)