

飞秒激光脉冲的测量与诊断*

钟伟彬, 廖 睿, 刘智刚, 林位株

(中山大学超快速激光光谱学国家重点实验室//物理学系, 广东 广州 510275)

摘 要: 报道一种高精度的测量短飞秒激光脉冲宽度的装置和方法. 它是通过计算机精确控制压电陶瓷 (PIZ) 的伸缩, 扫描得到飞秒激光脉冲强度的共线相干自相关曲线, 以此分析得到超短激光脉冲特性和宽度的方法. 它亦可以用于飞秒激光光谱实验研究.

关键词: 飞秒激光; 脉冲强度相干自相关曲线; 压电效应

中图分类号: TN242; TN248.1 **文献标识码:** A **文章编号:** 0529-6579 (2001) 05-0028-04

超短激光脉冲已非常广泛应用于时间分辨光谱技术、强场物理实验、信息的传输、处理与存储等方面, 是当前信息科学的前沿, 具有强烈的渗透性和带动性^[1], 而超短激光脉冲的精确测量则是其应用的支柱. 目前飞秒脉冲的测量多用强度自相关方法, 采用类迈克尔逊干涉仪原理把被测脉冲分裂为光程差可调的两个脉冲, 然后让两个脉冲在非线性晶体中共线或非共线会合产生二次谐波, 就可以测量得到脉冲强度的二阶自相关曲线, 并以此测量脉冲的宽度^[2,3], 通常, 这两个相关脉冲的光程差是用光学延迟线来调节的. 本文介绍采用计算机控制压电陶瓷 (PIZ) 驱动的光学延迟线, 实现光程差的精确调节, 适用于对短的飞秒脉冲宽度的测量和脉冲啁啾及功率频谱特性的分析诊断.

1 测量原理

图1为共线式迈克尔逊自相关仪的示意图, 其中分束器S把被测光脉冲分离为光强近似相等的两束脉冲, 一束经固定光臂的反射镜M1, 再与另一束经可变延迟反射器M2的光束共线会合聚焦于倍频晶体BBO, 产生二次谐波, 其光波场振幅为

$$E_{2\omega}(t, \tau) = -\frac{j\omega d_{\text{eff}} l}{nc} E_{\omega}^2(t, \tau) \quad (1)$$

令 $k_1 = -\frac{j\omega d_{\text{eff}} l}{nc}$, 则

$$E_{2\omega}(t, \tau) = k_1 E_{\omega}^2(t, \tau) \quad (2)$$

式(2)中, 基频光波场振幅为

$$E_{\omega}(t, \tau) = E_1(t) + E_2(t + \tau) \exp(j\omega\tau) \quad (3)$$

τ 为两束脉冲的光学延迟量, $E_1(t)$, $E_2(t + \tau)$ 分别为两束脉冲的实振幅, 有

$$E_1^2(t) = I_1(t), \quad E_2^2(t) = I_2(t) \quad (4)$$

所以

$$\begin{aligned} |E_{2\omega}(t, \tau)|^2 &= k_1^2 |E_1^2(t) + E_2^2(t + \tau) \exp(j2\omega\tau) + \\ &2E_1(t)E_2(t + \tau) \exp(j\omega\tau)|^2 = \\ &k_1^2 \{E_1^4(t) + E_2^4(t + \tau) + 4E_1^2(t)E_2^2(t + \tau) + \\ &2E_1^2(t)E_2^2(t + \tau) \cos 2\omega\tau + \\ &4E_1^3(t)E_2(t + \tau) \cos \omega\tau + \\ &4E_1(t)E_2^3(t + \tau) \cos \omega\tau\} \quad (5) \end{aligned}$$

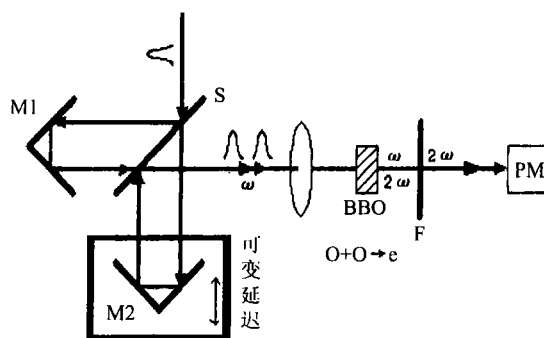


图1 共线相干自相关测量系统

Fig.1 Intensity interference autocorrelation measurement system

使用光电倍增管检测光信号, 对光信号有积分作用, 故检测到的信号为

* 基金项目: 国家自然科学基金资助项目 (19874082 和 69888005); 广东省自然科学基金资助项目 (980368)

收稿日期: 2001-04-18; 作者简介: 钟伟彬 (1976-), 男, 硕士生; 通讯联系人: 林位株.

$$S_{2\omega} = \int_{-\infty}^{\infty} I_{2\omega}(t, l) dt =$$

$$\frac{n}{2} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \int_{-\infty}^{\infty} |E_{2\omega}(t, l)|^2 dt \quad (6)$$

令 $K = k_1^2 \cdot \frac{n}{2} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}}$, 则

$$S_{2\omega}(\tau) = K \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} E_1^4(t) dt + \int_{-\infty}^{\infty} E_2^4(t + \tau) dt + \int_{-\infty}^{\infty} 4E_1^2(t)E_2^2(t + \tau) dt + \int_{-\infty}^{\infty} 2E_1^2(t)E_2^2(t + \tau) \cos(2\omega\tau) dt + \int_{-\infty}^{\infty} 4E_1^3(t)E_2(t + \tau) \cos(\omega\tau) dt + \int_{-\infty}^{\infty} 4E_1(t)E_2^3(t + \tau) \cos(\omega\tau) dt \right\} \quad (7)$$

这即为可检测到的共线强度相干自相关曲线, 其形状如图2所示。

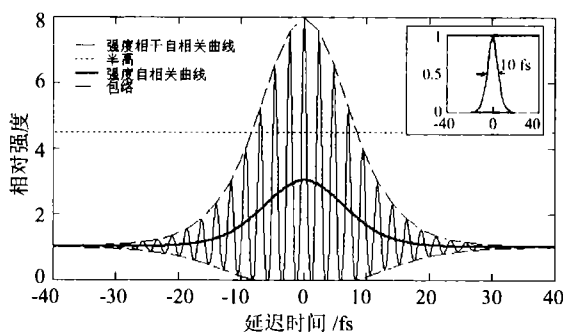


图2 光脉冲强度的相干自相关计算曲线

Fig.2 Calculated intensity interference autocorrelation

图2为全半高宽为10 fs、中心波长为0.7 μm 的双曲正割形光脉冲(见图2内插图)的强度相干自相关计算曲线。由式(7)可知, 条纹的周期为 $T = \frac{2\pi}{\omega} = \frac{\lambda}{c}$, 即光脉冲走过一个波长的距离所用的时间。当 $\tau = 0$ 时, 式(7)的值为

$$S_{2\omega}(0) = K[\langle I_1^2 \rangle + \langle I_2^2 \rangle + 6I_1I_2 + 4(\sqrt{I_1})^3\sqrt{I_2} + 4\sqrt{I_1}(\sqrt{I_2})^3]$$

令 $I_1 = I_2 = I_0$

$$\text{所以 } S_{2\omega}(0) = 16K \langle I_0^2 \rangle \quad (8)$$

当 $\tau = \infty$ 时, 即两个光脉冲不相关, 则式(7)的结果为 $S_{2\omega}(\infty) = 2K \langle I_0^2 \rangle$, 这是检测到的本底。因此有

$$\frac{S_{2\omega}(0)}{S_{2\omega}(\infty)} = 8 \quad (9)$$

即中心峰强度与本底之比为8:1, 由图2可以看

出。当延迟 τ 变化足够平滑、快速时, 图2的条纹将被测量系统所平均, 即

$$S_{2\omega}(\tau) = K \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} E_1^4(t) dt + \int_{-\infty}^{\infty} E_2^4(t + \tau) dt + \int_{-\infty}^{\infty} 4E_1^2(t)E_2^2(t + \tau) dt \right\} = K[\langle I_1^2(t) \rangle + \langle I_2^2(t) \rangle + 4\langle I_1(t)I_2(t + \tau) \rangle] = 2K \langle I_0^2(t) \rangle \left\{ 1 + 2 \frac{\langle I_0(t)I_0(t + \tau) \rangle}{\langle I_0^2(t) \rangle} \right\} \quad (10)$$

得到的将是图2中粗线所示的包络, 即强度自相关曲线。式(10)中 $2K \langle I_0^2(t) \rangle$ 是本底, $\tau = 0$ 时, 相关信号最强, $S_{2\omega}^{(0)} = 6K \langle I_0^2(t) \rangle$, 故包络的峰值与本底之比为3:1。它的全半高宽等于相干自相关曲线的包络的全半高宽, 并与光脉冲宽度有一比例关系^[4]。通过测量自相关曲线的全半高宽来计算脉冲宽度是常用来测量飞秒脉冲宽度的方法, 但必须事先设定脉冲波形, 才能得到上述的比例系数, 计算飞秒脉冲宽度。由于脉冲的形状无法靠自相关曲线的形状判断, 这使测量自相关曲线来求脉冲宽度的方法的误差较大, 特别是对脉宽为十几个飞秒, 甚至几个飞秒的脉冲误差会更大, 为了获得光脉冲强度的形状和全半高宽的信息, 除了上述自相关曲线外, 还需其对应的功率频谱的信息, 而且在判断脉冲形状时存在较多的人为因素, 严重影响计算结果。通过测量相干自相关曲线, 再进行理论拟合, 可以减少测量的误差。下面我们先讨论光脉冲强度相干自相关曲线的实验测量。

2 测量装置

光脉冲强度相干自相关曲线的测量是靠改变信号脉冲和参考脉冲的时间延迟量 τ 而得到的; 振荡曲线的周期为 $T = \frac{\lambda}{c}$, 即为两条干涉条纹的间隔, 若要测得这样的条纹的细节, 每个周期至少需要10个点来描述, 所以, 延迟线的长度变化精度达到 0.05λ 。假设所用的激光波长为0.7 μm , 则扫描精度须达到0.035 μm 。

由于扫描系统对反射镜装置的精度的要求非常高, 因此必须使用高精度敏感器件, 我们选用PIZ作为光学延迟器的驱动器件, 通过计算机控制其伸缩长度来控制光学延迟器。

我们使用的 PIZ 主要参数为 $0.05 \mu\text{m}/\text{V}$, 即加上 100 V 的电压, PIZ 伸长 $5 \mu\text{m}$, 根据上面的论述, PIZ 的伸缩精度应为 $0.035 \mu\text{m}$, 则控制电压 V_i 的精度应达到每步 0.7 V .

我们通过计算机控制数/模转换, 再放大成上述控制电压的方法, V_i 的实际控制精度达到 0.2 V . 使用 PIZ 驱动扫描系统可以扫描出相干自相关曲线的精细结构, 计算得到光脉冲的宽度.

3 应用

使用上述 PIZ 系统, 我们测量了本室研制的自锁模钛宝石激光器产生的飞秒激光脉冲的强度相干自相关曲线. 为了便于说明对脉冲特性的分析, 我们选择有脉冲啁啾的情况. 图 3 为中心波长为 702 nm 的激光脉冲的强度相干自相关曲线, 其功率频谱具有多峰结构, 频谱全半高宽 $\Delta\lambda = 91.5 \text{ nm}$.

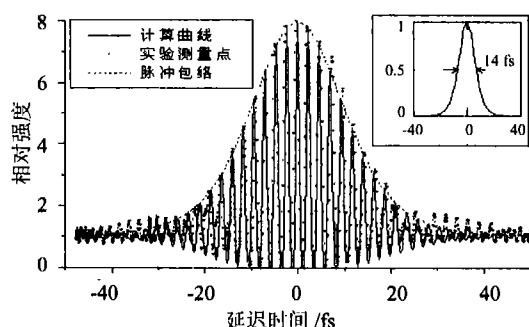


图3 脉冲强度相干自相关曲线

Fig.3 Measured intensity interference autocorrelation

图3中, 实线是根据全半高宽为 14 fs 的双曲正割光脉冲(如内插图所示)由式(7)计算得到的曲线, 圆点是由 PIZ 系统所测得的实验数据. 实验曲线和理论曲线中心峰值与本底之比为 $8:1$, 数据曲线和理论曲线符合, 说明脉冲的全半高宽为 14 fs . 但由脉冲功率频谱可计得脉冲的转换极限全半高宽应小于 10 fs . 这说明被测脉冲还没有完全消除啁啾, 导致脉冲增宽, 若能更好的补偿啁啾, 就可以把光脉冲压缩得更短, 得到更好的结果^[5,6]. 由图3还可以看出, 实验曲线还有旁瓣, 这是由于实际脉冲有次峰导致的. 由具多峰结构的脉冲功率频谱的富里叶变换^[7], 可以判断实际脉冲是有次峰的. 这和实验测量结果是一致的.

与由步进电机驱动的光学延迟线比较, PIZ 驱动光学延迟线具有扫描速度快(一般几秒钟就可以扫描完全程得到一条相干自相关曲线)、没有螺距误差等优点. 但 PIZ 方法的缺点是扫描范围较窄. 另外, PIZ 在电子学上相当于一只大电容, 故其伸缩需要驰豫时间. 还有非线性问题, 即 PIZ 的伸缩距离不一定与所施加的电压保持线性关系. 对于驰豫问题, 只须稍微延长在增加电压后的等待时间, 就可以解决了. 而非线性问题则需要对测量结果进行修正. 我们先测量计算机输出的控制电平与 PIZ 的实际伸缩长度的关系曲线, 再通过拟合得到修正曲线, 然后用此曲线修正实验数据. 通过修正解决了 PIZ 系统的非线性问题, 使 PIZ 系统可以在实验上正确的使用.

为了得到更好的实验结果, 可以把 PIZ 系统和步进电机驱动机械系统结合起来使用, 从而充分利用 PIZ 系统的高精度和方便快捷以及机械系统延时范围宽的优点. 事实上, 我们就是把 PIZ 系统装在机械系统上, 先寻找延时零点, 然后使用 PIZ 系统扫描, 得到相干自相关曲线. 可见, PIZ 系统跟机械系统结合使用, 是很好的超快激光光学实验仪器.

4 结论

使用计算机控制 PIZ 驱动的光延迟线测量光脉冲的强度相干自相关曲线, 对该曲线进行拟合计算, 可以得到相应光脉冲的全半高宽等特性, 为超短激光脉冲的诊断和应用提供了有力的工具. 此一装置已在飞秒激光光谱实验研究中发挥了很好的作用. 但仍有一些地方, 例如扫描范围较窄等尚待进一步改进.

参考文献:

- [1] 林位株. 飞秒激光与超快现象 I [J]. 物理, 1998, 279(50): 263.
- [2] HARVEY J D, DUDLEY J M, CARLEY P E, et al. Coherent effects in a self-mode-locked Ti:sapphire laser[J]. Opt Lett, 1994, 19(13): 972.
- [3] SPIELMANN C, XU L, LRAUSZ F, et al. Measurement of interferometric autocorrelations: comment [J]. Appl Opt, 1997, 36(20): 2523.
- [4] SOROKIN E, TEMPEA G, BRABEC T, et al. Measurement of the root-mean-square width and the root-mean-square chirp in ultrafast optics [J]. J Opt Soc Am (B), 2000, 17(1): 146.

- [5] SUTTER D H, GALLMANN L, MATUSCHEK N, et al. Sub-6-fs pulses from a SESAM-assisted Kerr-lens mode-locked Ti: sapphire laser: at the frontiers of ultrashort pulse generation[J]. Appl Phys(B), 2000, 70(Suppl.): 5-12.
- [6] 廖睿, 文锦辉, 邓莉, 等. 自锁模钛宝石激光器突破 10 飞秒[J]. 中山大学学报(自然科学版), 2001, 40(1): 123.
- [7] SUTTER D H, JUNG I D, KARTNER F X, et al. Self-starting 6.5-fs pulses from a Ti: sapphire laser using a semiconductor saturable absorber and double-chirped mirrors[J]. IEEE J Selected Topics In Quantum Electronics, 1998, 4(2): 169.

Measurement and Diagnosis of Femtosecond Laser Pulses

ZHONG Wei-bin, LIAO Rui, LIU Zhi-gang, LIN Wei-zhu

(The State Key Laboratory of Ultrafast Spectroscopy/Department of Physics,
Zhongshan University, Guangzhou 510275, China)

Abstract: A technique of computer controlled piezoelectric device for shorter femtosecond pulse measurement is demonstrated. The characteristics of the femtosecond pulse can be analyzed more precisely from the measured pulse intensity interference autocorrelation trace. The device can also be used for ultrafast laser spectroscopy measurement.

Keywords: femtosecond pulses; intensity interference autocorrelation; piezoelectric effect

(上接第 27 页)

Thermoluminescence of MgSO_4 Doped with Eu Impurities

ZHANG Chun-xiang¹, TANG Qiang¹, LUO Da-ling¹, QIU Zhi-ren²

(1. Department of Physics, Zhongshan University, Guangzhou 510275, China;

2. State Key Laboratory of Ultrafast Laser Spectroscopy, Zhongshan University, Guangzhou 510275, China)

Abstract: The phosphors of CaSO_4 : Eu and MgSO_4 : Eu have been prepared. The thermoluminescence spectra were measured. The glow peak at $\sim 144^\circ\text{C}$ about 390 nm from Eu^{2+} ions in the CaSO_4 : Eu and the glow peak at $\sim 146^\circ\text{C}$ about 440 nm from Eu^{2+} ions in the MgSO_4 : Eu are observed. The glow peaks at the temperatures $\sim 145^\circ\text{C}$, $\sim 190^\circ\text{C}$, $\sim 260^\circ\text{C}$ and $\sim 360^\circ\text{C}$ about 590 nm and 620 nm are identified as Eu^{3+} ions transitions in the MgSO_4 : Eu. The temperature of these glow peaks is almost the same to that of the MgSO_4 : Dy. The results in this work show that the wavelength of the glow peak from Eu^{2+} ions in different sulfate is inverse proportional to the radius of the cation of sulfates. However, the wavelengths of the glow peaks from Eu^{3+} in different matrix remain unchanged.

Keywords: TL emission spectra; europium; MgSO_4