

# 超短光脉冲的测量

翟华金

(武汉大学物理系, 武汉, 430072)

**摘要:** 本文对各种超短光脉冲测量技术进行系统的评述, 着重阐述各种测量技术所依据的基本物理思想, 并评价其优缺点。

## Measurement of ultrashort optical pulse

Zhai Huajin

(Department of Physics, Wuhan University)

**Abstract:** This article reviews a variety of measurement techniques of ultrashort optical pulses, and emphasizes the basic physical principles, the advantages and defects of these measurement techniques.

超短光脉冲技术的迅速发展, 导致了多种超短脉冲发生技术 (例如碰撞锁模染料激光和各种腔外压缩技术) 的产生和发展, 超短光脉冲的时域宽度逐渐降至ps量级、亚ps量级, 直至目前最短的记录: 6fs; 与此同时, 一些新颖的超短非线性光学效应 (例如光纤中的高阶色散、自频移、自变陡、光孤子等) 也被发现, 并引起科技工作者的普遍兴趣。超短光脉冲的测量技术也随之作为一个重要的技术课题摆到科技工作者面前。

判断一种光脉冲测量技术优劣的一条基本标准, 是看其能否完整而精确地检测出光脉冲本身所能提供的全部信息。为此, 必须首先对光脉冲进行完整的描述。设 $E(t)$ 为任一光脉冲函数,  $\omega$ 为其中心角频率;  $\epsilon(t)$ 为实包络振幅, 描述光脉冲的宽度和形状;  $\varphi(t)$ 为慢变相位, 显示光脉冲的频率啁啾信息, 则<sup>[1]</sup>。

$$E(t) = \epsilon(t) \exp\{i[\omega t + \varphi(t)]\} \quad (1)$$

脉冲宽度、形状和啁啾特性是能完全决定一个光脉冲的必要而且充分的参数。超短光脉冲的探测过程也就是设法决定超短光脉冲的上述参数的过程, 只不过由于脉冲的超短时间特性而使实时 (realtime) 探测成为不可能, 从而必须采用非实时的探测方法以间接获得脉冲参数。非实时测量可提供比实时测量高得多的时间分辨率, 但同时也增大了记录和判释的难度。

本文将对激光诞生以来科技工作者提出的多种超短脉冲非实时测量技术进行系统的评述, 着重阐述各种测量技术所依据的基本物理思想, 并评价其优缺点。

### 一、直接测量：条纹照相法

为观察光脉冲的实际波形，最为直观的方法，莫过于直接测量。最初人们利用高速光电探测器来实时记录光脉冲，但由于电子响应时间（ $10^{-9}$ s）的限制，随着超短光脉冲（脉宽为ps量级或更窄）的诞生和发展，实时电子测量技术已无能为力。为此，人们研制了条纹照相机（streak camera），利用与脉冲同步的高速扫描电路的作用，把被测脉冲产生的光电流的时间变化转换为荧光屏上的图象，从而实现了ps光脉冲的瞬时强度轮廓的非实时直接测量。

条纹照相法突破了光电探测器的响应时间限制，使ps光脉冲的直接测量得以实现。另一方面也应当看到，即使是最先进的条纹相机，其时间分辨率也在1ps~10ps，对于亚ps或更窄的光脉冲则不能有效探测，同时条纹相机本身造价昂贵，一般实验室难以装备，限制了其普遍应用。

### 二、常规法：二阶自相关——脉宽测量

设 $\tau_i$  ( $i=1, 2, \dots, n-1$ )为时间延迟， $I(t+\tau_i)$ 为光强，引入归一化n阶强度相关函数

$$G^{(n)}(\tau_1, \tau_2, \dots, \tau_{n-1}) = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} I(t)I(t+\tau_1)\dots I(t+\tau_{n-1}) dt}{\int_{-\infty}^{\infty} I^n(t) dt} \quad (2)$$

若采用单一延迟方法，上式可简化为

$$G^{(n)}(0, 0, \dots, \tau) = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} I^{n-1}(t)I(t+\tau) dt}{\int_{-\infty}^{\infty} I^n(t) dt} \quad (3)$$

当 $n=2$ 时，有

$$G^{(2)}(\tau) = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} I(t)I(t+\tau) dt}{\int_{-\infty}^{\infty} I^2(t) dt} \quad (4)$$

二阶自相关法实际上是先测量出相关函数 $G^{(2)}(\tau)$ 随时间延迟 $\tau$ 的变化曲线，然后由此间接地推算脉冲宽度。注意到延时 $\tau$ 与延迟距离 $l$ 之间满足 $\tau=l/c$  ( $c$ 为光速)，相关法（包括二阶和高阶）正是利用光速 $c$ 的放大作用将较难的时间探测转换为较易的距离探测，例如 $\tau=1$ ps， $l=0.3$ mm，相关函数中的积分是通过光电探测器较慢的时间响应来实现的，因为探测器的响应时间（ $10^{-9}$ s）远大于待测超短光脉冲的脉宽（典型值为ps量级）；当然，也必须保证在积分时间间隔内延迟不发生变化或几乎不发生变化，即要求延迟的变化慢于光电探测器的响应时间，但一般机械的延迟变化足以自动满足这一条件。

二阶相关法又可分为双光子荧光法（TPF）和二次谐波法（SHG），二者各有长短：TPF可以在一次光脉冲内完成相关曲线的记录，适于像钕玻璃等低重复率、巨脉冲锁模激光脉冲的测量；SHG方法适于测量像连续波锁模激光器之类高重复率、低功率光脉冲。

SHG法示意图如图1，通过固定延迟臂产生 $I(t)$ ，可变延迟臂（延迟 $\tau$ 随延迟臂的移动而变化）产生 $I(t+\tau)$ ，由非线性光学理论可知，二次谐波强度

$$I(2\omega, \tau) \sim 1 + 2 \int_{-\infty}^{\infty} I(t)I(t+\tau)dt / \int I^2 dt = 1 + 2G^{(2)}(\tau) \quad (5)$$

SHG的绝对强度与晶体的倍频效率和匹配程度有关，但这并不影响脉宽测量的结果。对常见波形，脉宽与自相关曲线宽度之间存在确定的比例关系，故通过假定适当的脉冲形状，可由 $G^{(2)}(\tau)$ 推算脉宽。

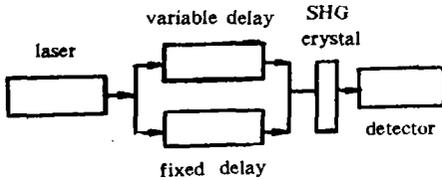


Fig. 1 Sketch of SHG measurement

由(5)式可知，自相关曲线存在较严重的背景，峰值与背景强度之比为3:1，背景的产生是由于 $I(t)$ ， $I(t+\tau)$ 各自也会产生与延迟无关的二次谐波，因此(5)式所表述的相关测量方法通常称为共线(或有背景)自相关法。

为克服背景，可采用无背景自相关方法。

如图2，设 $\vec{K}_t$ 、 $\vec{K}_{t+\tau}$ 为入射波矢， $\vec{K}$ 为合波矢，让 $\vec{K}_t$ 、 $\vec{K}_{t+\tau}$ 成一定夹角入射，选取适当的晶体取向，使 $\vec{K}_t$ 、 $\vec{K}_{t+\tau}$ 各自偏离晶体的匹配方向，两束光的合波矢 $\vec{K}$ 则满足匹配条件，此时倍频光强为

$$I(2\omega, \tau) \sim \int_{-\infty}^{\infty} I(t)I(t+\tau)dt / \int_{-\infty}^{\infty} I^2(t)dt = G^{(2)}(\tau) \quad (6)$$

这样就消除了背景，提高了测量结果的信噪比，更利于判释。

TPF测量装置如图3，入射光经 $M_1$ 分束和 $M_2$ 、 $M_3$ 反射在染料池中重叠，选取适当染料保证对被测光在双光子吸收时产生荧光，设 $F(\tau)$ 为荧光强度，可以证明：

$$F(\tau) \sim 1 + 2G^{(2)}(\tau) \quad (7)$$

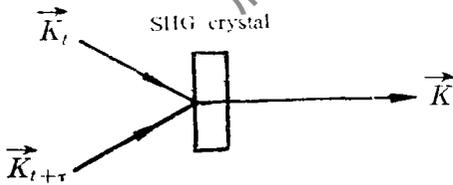


Fig. 2 Phase-matching in background-free autocorrelation measurement

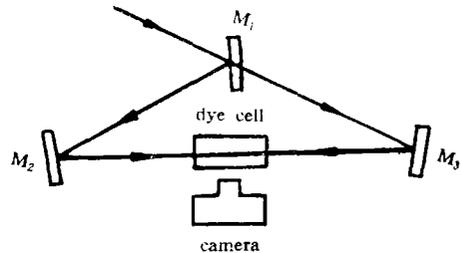


Fig. 3 Sketch of TPF measurement

注意到染料池径向的不同位置对应两束光之间的不同相对延迟时(从面对应不同的荧光强度)，因此染料池不仅充当TPF介质，同时也充当了可变延迟线。

对于二阶自相关测量(包括SHG, TPF)，应看到其明显的局限性：其一，无论脉冲形状是否对称， $G^{(2)}(\tau) \equiv G^{(2)}(-\tau)$ ，即 $G^{(2)}(\tau)$ 总是对称曲线，因此二阶自相关测量掩盖了

脉冲形状的不对称信息。其二，必须对脉冲形状进行某种假设，才能由测量曲线推算脉宽，形状假定的近似程度将影响脉宽的测量精度；且对于某些形状不为人们熟悉而实际上可能产生的光脉冲（例如SRS脉冲、SBS脉冲、自变陡脉冲等不对称脉冲），由于事先无法进行假设，上述方法将不适用，若强行假设，将导致较大误差。其三，二阶自相关曲线不能记录脉冲的啁啾信息。

虽然如此，二阶自相关法简便、廉价、时间分辨率高，而常规测量对脉冲对称性和啁啾特性并无要求，因此二阶自相关法成为一般实验室进行超短光脉冲测量的最为常用的方法。

将SHG法提高到干涉精度<sup>[2]</sup>，则图1中进入倍频晶体的电场为两臂的电场之和，于是倍频信号强度为

$$I(2\omega, \tau) \sim \int | [ E(t) + E(t + \tau) ]^2 |^2 dt \quad (8)$$

由（8）式决定的 $I(2\omega, \tau) - \tau$ 曲线称为干涉自相关曲线，如图4，由此曲线不仅能获得脉宽。同时由曲线的疏密程度可获得脉冲的啁啾信息。

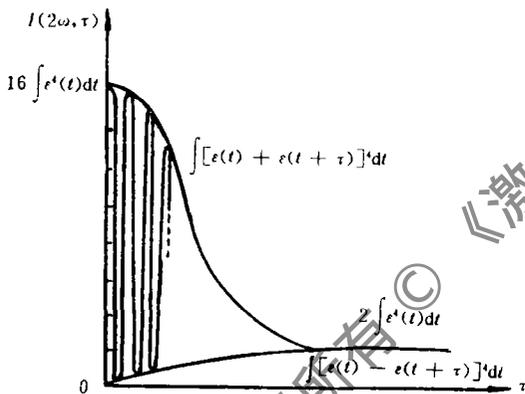


Fig. 4 Interferometric autocorrelation trace obtained by substituting Eq. (1) into (8)

Yasa等人<sup>[3]</sup>鉴于SHG曲线的记录需要数分钟才能完成，设计了超短光脉冲连续监示系统，它由置于快速旋转马达上的两块平行反射镜组成一个可变的线性延迟线，配以示波器，可实现超短脉冲的连续监测，尤其适于观察和测量调整中的超短脉冲以及进行有关的状态监示，不仅直观，而且可节省大量的记录时间。理论分析表明，该系统线性扫描范围宽、时间分辨率高，且通过增大 $d/R$ 值（ $d$ 为两平行反射镜的直径， $R$ 为反射镜中心到转轴的距离——旋转半径），提高马达的转速，可使上述性能进一步改善。

### 三、脉宽、形状测量

#### 1. 高阶自相关测量

高阶自相关是为克服二阶自相关法对脉冲不对称性信息的掩盖而推出的，它不仅具有较高的时间分辨率，而且能同时获得脉宽和脉冲形状信息。

三阶自相关法当然是最先引起人们注意的高阶自相关法，由（3）式可知 $G^{(3)}(\tau)$ 通常为不对称曲线，由此可部分恢复脉冲的不对称信息。

当 $n \gg 1$ 时， $I^{(n-1)}(t)$ 的脉宽将明显小于基波 $I(t)$ 的脉宽，这样在 $I^{(n-1)}(t)$ 与 $I(t)$ 之间的相关中，可把 $I^{(n-1)}(t)$ 视为 $I(t)$ 的取样脉冲。当 $n \rightarrow \infty$ 时， $I^{(n-1)}(t)$ 接近于 $\delta$ 函数，代入（3）式，可知相关函数

$$G^{(\infty)}(0, 0, \dots, \tau) \sim \int_{-\infty}^{\infty} \delta(t) I(t+\tau) dt = I(\tau) \quad (9)$$

体现了基波光脉冲的真实轮廓。

由上述分析可知,高阶自相关法阶数越高,越能精确地恢复脉冲的不对称信息。另一方面,由于晶体非线性效率的限制,随着 $n$ 的提高, $G^n(\tau)$ 的记录越来越困难,故此,高于三阶的自相关测量至今无人尝试。

## 2. 二阶互相关测量

对高阶自相关测量进行更深入的思考,发现自相关阶数的提高并不是恢复脉冲不对称信息的唯一可行的方法, $n$ 的提高只不过是使 $I^{(n-1)}(t)$ 更窄( $I(t)$ 的形状和宽度一定时, $n$ 越高, $I^{(n-1)}(t)$ 越窄),因此,也可考虑利用其它的方法获得类似于上面的 $I^{(n-1)}(t)$ 的窄的取样脉冲。二阶互相关测量<sup>[4,5]</sup>正是利用了这种简单的物理思想。从这个意义上说,二阶互相关测量完全等价于高阶自相关测量。

如图5,设取样脉冲 $I_1(t)$ 脉宽为 $\tau_1$ ,待测脉冲 $I_2(t)$ 的脉宽为 $\tau_2$ ,只要 $\tau_1 \ll \tau_2$ ,则其互相关函数可体现 $I_2(t)$ 的形状轮廓,因为

$$G^{(2)}(\tau) \sim \int_{-\infty}^{\infty} I_1(t) I_2(t+\tau) dt \stackrel{\tau_1 \ll \tau_2}{\approx} k I_2(\tau) \quad (10)$$

式中, $k$ 为比例常数。

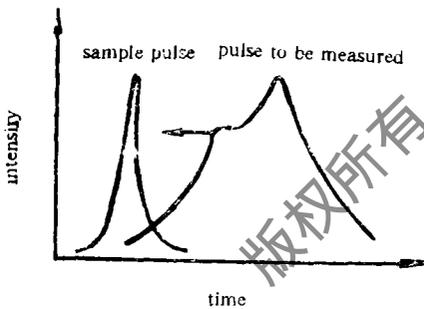


Fig. 5 Principle of second-order crosscorrelation measurement

二阶互相关测量的关键是取样脉冲的选取,一方面要求取样脉冲与待测脉冲波长匹配,另一方面要求 $\tau_1 \ll \tau_2$ 。超短可调谐激光技术和腔外压缩技术、器件的进步,将为此提供很大方便。因此,与高阶自相关相比较而言,二阶互相关以其简便易行且物理思想明晰将表现出更为光明的发展前景。

## 四、脉宽、形状和啁啾的全方位测量

Diels等<sup>[2]</sup>利用脉冲频谱、强度自相关、干涉自相关之间的迭代拟合,高精度地完成了fs脉冲的形状、脉宽和啁啾的诸参量测量。但必须事先对脉冲进行波形假设,因而这种拟合方法对于复杂波形较难实现。

郭凤珍等<sup>[6]</sup>注意到频域中 $G^{(2)}(\tau)$ 与频谱和啁啾因子之间的依赖关系,提出另一种拟合方法:通过假定啁啾因子(线性和非线性的),由脉冲的频谱分布利用数值计算获得SHG曲线及对应的脉冲轮廓,然后用逼近法与实测SHG曲线相比较,得到最佳拟合时的脉冲波形和脉宽,并由此时的啁啾因子获得脉冲的啁啾信息。该方法只需利用脉冲的SHG曲线和频谱,即可实现脉冲的诸参量测量。但其测量精度值得探讨,且对啁啾因子的假设缺乏必要的量的依据,只能通过假设和逼近逐步摸索而得。

Yan等<sup>[11]</sup>对待测超短光脉冲 $E_1(t)$ 进行一已知的可逆的变换(为简便计,该变换一般为频域中的变换,例如让脉冲通过色散延迟线、非吸收介质等,其传输函数必须已知且可逆),

得到变换后的脉冲 $E_2(t)$ , 则变换前后脉冲的干涉互相关为

$$G^{(2)}(\tau) \sim \int_{-\infty}^{\infty} | \{ E_1(t) + E_2(t+\tau) \}^2 |^2 dt \quad (11)$$

将脉冲的完整表达式(1)式代入, 并按角频率 $0, \omega, 2\omega$ 整理为

$$G^{(2)}(\tau) \sim \int_{-\infty}^{\infty} A(t, \tau) dt + \operatorname{Re} \left[ \int_{-\infty}^{\infty} \widetilde{B}(t, \tau) e^{i\omega t} dt \right] + \operatorname{Re} \left[ \int_{-\infty}^{\infty} \widetilde{C}(t, \tau) e^{2i\omega t} dt \right] \quad (12)$$

式中,

$$A(t, \tau) = e_1^4(t) + e_2^4(t+\tau) + 4e_1^2(t)e_2^2(t+\tau) \quad (13)$$

$$\widetilde{B}(t, \tau) = 4e_1(t)e_2(t+\tau) [e_1^2(t) + e_2^2(t+\tau)] \times \exp\{i[\varphi_1(t) + \varphi_2(t+\tau)]\} \quad (14)$$

$$\widetilde{C}(t, \tau) = 2e_1^2(t)e_2^2(t+\tau) \exp\{2i[\varphi_1(t) - \varphi_2(t+\tau)]\} \quad (15)$$

上述三项均可通过傅氏变换和适当的频率滤波获得, 注意到各项与脉冲振幅、位相的关系, 由(12)式经适当处理可较方便且高精度地获得变换后脉冲的 $e_2(t), \varphi_2(t)$ ; 然后利用该可逆变换的传输函数(实际上是利用其逆函数)可推知变换前脉冲的 $e_1(t), \varphi_1(t)$ , 即得到待测脉冲的宽度、形状、啁啾等诸参量的信息。该方法经数值模拟和实际测量表明, 对ps和fs脉冲只需选择适当的变换介质, 经单一的干涉自相关测量和一次迭代, 即可高精度地重构光脉冲, 无须作任何假设, 可以说这一套方法已使超短光脉冲测量技术趋于成熟。

## 五、结 束 语

超短光脉冲测量技术作为与超短光脉冲发生技术密切相连的一个研究课题, 已得到广泛深入的研究, 测量方法和手段趋于多样化, 测量精度逐步提高, 由此获得的信息也趋于全面。虽然如此, 更为简洁明了而又能揭示脉冲全部信息的测量方法仍有待发掘, 并且随着超短光脉冲及其与物质相互作用的更深入的研究, 会给测量提出更新更复杂的课题。

## 参 考 文 献

- [1] Yan C, Diels J C. J O S A (B), 1991; 8: 1259
- [2] Diels J C, Fontaine J J, McMichael I C *et al.* Appl Opt, 1985; 24: 1270
- [3] Yasa Z A, Amer N M. Opt Commun, 1981; 36: 406
- [4] Ippen E P. A P L, 1975; 27: 488
- [5] 张筑虹, 刘一先, 李富铭 *et al.* 中国激光, 1990; 17: 291
- [6] 郭凤珍, 于长泰. 浙江大学学报(自然科学版), 1990; 24: 864

\* \* \*

作者简介: 翟华金, 男, 1968年10月出生。硕士。现从事激光脉冲压缩方面的实验工作。

收稿日期: 1992年8月29日。