

倍频器件作快门的超高速摄影法

高福源 陈淑琴 周复正

(中国科学院上海光学精密机械研究所)

提 要

本文提出并研制成一种新型的光栅取样法,同时用快速的光倍频器件替代慢速的光克尔快门,把超高速摄影法推向可实用阶段。文中给出了理论分析和实验结果。

超短光脉冲的超高速摄影的原理早已报导^[1],其实验装置由同步、取样、快门和显示四部分组成^[2]。由于取样技术遇到了一些困难,致使超高速摄影法不能付诸实用。本文采用的光栅取样法可做到连续取样,使取样效率大大提高。同时,用倍频器件作快门,代替了光克尔快门,这可使开关响应时间大大缩短,同时提高了灵敏度。

一、实验装置

实验装置如图1所示。波长为 $1.06\mu\text{m}$ 、偏振方向近于水平的激光脉冲经半透反射镜 R_1 分束成A、B两路。A路是信号光,经光延迟线 G 、光栅取样后,被起偏器 P_1 起偏为水平线偏振光,再经半透反射镜 R_4 ,照射到倍频晶体 K 上;B路是开启光,它穿过旋光片 L 后,被起偏器 P_2 起偏成垂直线偏振光,经全反射镜 R_2 、 R_3 和倍频晶体 K 后,射到半透反射镜 R_4 上,再经 R_4 部分反射回来,射入倍频晶体 K^* 。当水平解偏振光射到倍频晶体上时,由于不满足匹配条件,没有倍频光产生;同样,垂直线偏振光射到倍频晶体上时,也不能产生倍频光。但是,当A路信号光脉冲与反射回倍频晶体 K 的B路开启光脉冲同时射到倍频晶体上时,恰好满足匹配条件,产生很强的倍频光。此倍频光通过反射镜 R_3 (对 $1.06\mu\text{m}$ 光全反射,而对 $0.53\mu\text{m}$ 倍频光是透过的)射向CCD接收器上,于是,示波器上显示出被测激光脉冲的自相关函数的示波图形。

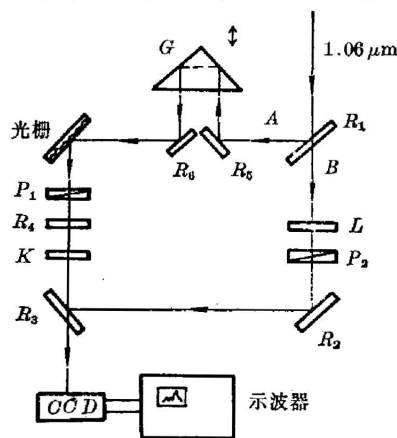


图 1

二、原 理

当入射光照射到光栅(取样器)上,在光栅不同位置出射的光产生不同的光程差,如图2

收稿日期:1983年8月29日;收到修改稿日期:1983年11月14日

* 倍频晶体 KDP 被加工成第二类匹配,其光轴在水平面内。

所示。如果取与出射光垂直的 Ox 表示坐标轴, 令过 O 点的光产生的光程差为零, 则通过坐标为 x 的点的一级衍射光线产生的光程差为

$$\Delta l = \lambda N x / \cos \alpha, \quad (1)$$

其中, Δl 表示光程差, λ 表示光波长, N 表示光栅上每毫米距离的刻线条数, x 表示出射光线位置的坐标。设入射到光栅上的光脉冲在时间上是高斯型的, 即光强为

$$I_1(t, x) = I_{10}(x) \exp[-(4 \ln 2) t^2 / \tau^2], \quad (2)$$

式中 t 是时间, τ 是光脉冲半宽度。因此, 经光栅衍射的光强度为

$$I_1(t, x) \propto I_{10}(x) \exp\{- (4 \ln 2 / \tau^2) [t + (\lambda N x / c \cos \alpha)]^2\}, \quad (3)$$

其中 c 为光速。由(3)式可知, 光栅不仅完成了取样, 而且是连续取样。

开启光脉冲可表示为

$$I_2(t, x) = I_{20}(x) \exp[-(4 \ln 2) t^2 / \tau'^2]. \quad (4)$$

由于开启和信号脉冲来源于同一个光脉冲

$$I_{20}(x) = K I_{10}(-x \cos \alpha), \quad (5)$$

其中 K 是一个常数, x 前面的负号来源于光被反射镜反射后, 光斑翻转。

如前所述, 当开启光和信号光脉冲一起进入倍频晶体时就会产生 $0.53 \mu\text{m}$ 的倍频光。倍频光的光能量 $I(x)$ 为

$$I(x) \propto \int_{-\infty}^{\infty} I_1(t, x) I_2(t, x) dt. \quad (6)$$

对(6)式积分可得

$$\left. \begin{aligned} I(x) &\propto K I_{10}(x) I_{10}(-x \cos \alpha) \exp[-(4 \ln 2) x^2 / \tau'^2], \\ \tau' &= (\sqrt{2} c \cos \alpha / \lambda N) \tau. \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

显然 τ' 是 CCD 测得的高斯型光斑(倍频脉冲)的半宽度。由此可求得被测光脉冲的脉宽为

$$\tau = (\lambda N / \sqrt{2} c \cos \alpha) \tau'. \quad (8)$$

由(6)和(7)式得自相关函数为

$$S(x) \propto I(x) / [I_{10}(x) I_{10}(-x \cos \alpha)], \quad (9)$$

(9)式右边是全都能用 CCD 测得的函数, 于是可求得自相关函数 $S(x)$ 。当光斑均匀时, 由(9)式得 $S(x) \propto I(x)$, 此时由 CCD 接收测得的示波图形就是被测光脉冲的自相关函数。

若 A 路信号光脉冲的波形为任意形状, 并以

$$I_1(t, x) = I_{10}(x) f(t) \quad (10)$$

表示, 经光栅后将变为

$$I_1(t, x) \propto I_{10}(x) f[t + (\lambda N x / c \cos \alpha)]. \quad (11)$$

从另一激光源引进一个无限窄的光脉冲作为 B 路开启光脉冲, 并以

$$I_2(t, x) = I_{20}(x) \delta(t) \quad (12)$$

表示。此时, 倍频光能量为

$$I(x) \propto \int_{-\infty}^{\infty} I_{10}(x) I_{20}(x) f[t + (\lambda N x / c \cos \alpha)] \delta(t) dt, \quad (13)$$

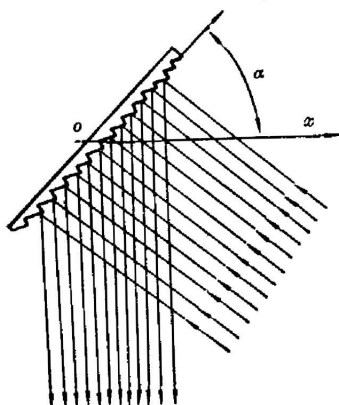


图 2

$$I(x) \propto I_{10}(x) I_{20}(x) f(\lambda N x / c \cos \alpha) \quad (14)$$

由此得

$$f(\lambda N x / c \cos \alpha) \propto I(x) / I_{10}(x) I_{20}(x), \quad (15)$$

$$\therefore f(t) \propto I(ct \cos \alpha / \lambda N) / I_{10}(ct \cos \alpha / \lambda N) I_{20}(ct \cos \alpha / \lambda N) \quad (16)$$

(16)式表示光脉冲在时间轴上的形状 $f(t)$ 可用测得的光能量 I 和光强 I_{10} 和 I_{20} 在空间坐标轴 x 上的函数 $I(x)$ 、 $I_{10}(x)$ 和 $I_{20}(x)$ 表示。若 I_{10} 和 I_{20} 是与 x 无关的常数, 即光斑均匀, 则由(16)式得

$$f(t) \propto I(ct \cos \alpha / \lambda N), \quad (17)$$

(17)式表明, 测得的示波函数 $I(x)$ 恰好是被测光脉冲波形 $f(t)$ 的示波显示。也就是说, 只要 B 路开启光脉冲的宽度比 A 路信号光脉冲窄得多, 而不论它们是什么形状的, 示波器上测得的示波函数 $I(x)$ 就近似地是被测脉冲波形的示波显示, B 路开启光脉冲宽愈窄就愈是接近被测脉冲波形的示波显示, 这就完成了超高速扫描摄影工作。

综前讨论, 若信号光脉冲和开启光脉冲来源于同一个光脉冲, “CCD” 给出的光能量分布曲线是信号光脉冲的自相关函数。若信号光脉冲是较长的脉冲, 而开启光脉冲很短, 那时 CCD 所显示的光能量分布曲线就是信号光脉冲波形的示波显示。

三、实验结果

用图 1 所示的装置, 对钕玻璃锁模激光器发射出的激光脉冲进行了测量。当以 $1.06 \mu\text{m}$ 激光脉冲在半透反射镜 R_1 处入射时, 就可在屏上看到很强的绿色倍频光斑, 其光能量分布函数为 $I(x)$ 。当微调光延迟线 G , 可明显地看到此光斑在移动(即函数 $I(x)$ 在 x 轴上移动), 可用图 2 和公式(7)来解释这一移动现象。

摄得的绿色 ($0.53 \mu\text{m}$) 光斑的照片及其黑度曲线如图 3 所示。图 4 是三次激光脉冲发射, 经 CCD 接收示波器显示而拍摄下来的示波图形的照片。从这些照片可知(根据(8)式), 各次激光发射的脉宽是不完全相同的, 其脉冲半宽度为 $5 \sim 8 \text{ ps}$ 。当将图 4 中上面的曲线与图 3(b) 的黑度曲线进行比较后, 我们确信它是测得的信号; 而下面的曲线和模糊部分是由于所用的 CCD 中有部分接收单元没调好引起的*。

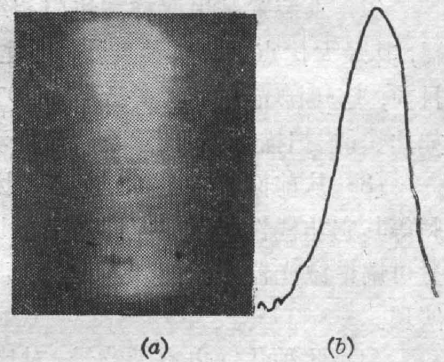


图 3

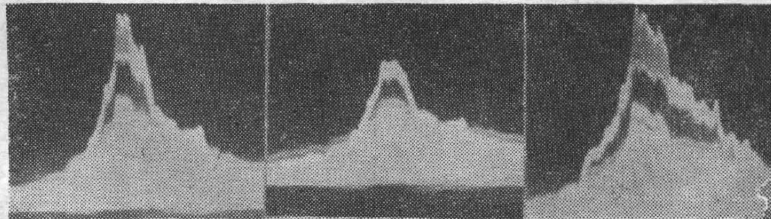


图 4

* 我们曾多次用此 CCD 测量了氩氖激光器发射的 6328 \AA 激光光斑的光强分布, 发现也有同样的模糊部分。

四、讨 论

1. 分辨率

(1) 若倍频晶体太厚,引起群速度色散,使分辨率降低,所以选用倍频晶体要厚薄适当。

(2) 倍频晶体是一个和频器件,并不是一个真正的快门。二次谐波的传播方向不完全取决于信号光,也和开启光传播方向有密切关系。如将倍频晶体和取样光栅放置较近时,就可减少这项影响;光栅色散也有重要影响。例如,被测激光有频宽 $\Delta\nu$ 为几十埃,经光栅衍射后色散角约为 0.01 弧度,若光栅和倍频晶体相距 1 米,则线色散约为 10 mm,影响就较大;若相距只几厘米,影响就小。

(3) 被测激光束发散角增大会使分辨率下降,所以要求光束很平行,以减小此项因素的影响。

(4) 显示器件(CCD)的分辨率。此因素目前影响不大。

(5) 光斑均匀性。此项可用 $I_{10}I_{20}$ 相除来消除。

2. 优缺点

(1) 光栅取样是连续取样,取样效率高。由光栅出射的光能量可高达入射光能量的 70%。改变光栅常数或通光孔径能得到所希望的分辨率和量程。这种超高速摄影法有很大的灵活性,可针对不同的应用设计光路。若使用 1200 line/mm,长 200 mm 的光栅及配有相应的扩缩孔望远镜系统,可使量程超过 600 ps。

(2) 本装置是用取样和快门相结合起扫描作用的,实际上它是一台超高速扫描的示波器,其最大优点是开关速度快,因此“扫描”速度快。倍频晶体的响应时间是 10^{-15} sec 量级,目前,超短激光脉冲宽度已小到 10^{-14} sec 量级,这就是说,取样精度可达到 10^{-14} sec 量级。如此快的“扫描”速度预示着光频振动的示波显示问题可能用这种原理解决。

(3) 从前面的讨论可以推断,既然倍频器可以作快门实现超高速摄影,那末,和频和差频等其它非线性光学效应同样也可以作快门实现超高速摄影。因此,这种装置可以用来测量可调谐激光器的激光脉冲宽度,其中和频(或差频)的匹配可用调整和频晶体的方位角来实现。

(4) 此种装置也有无背景,对比度高,实时显示等优点。所以,超高速摄影法在测量激光脉冲的时间特性方面是一种简单的、分辨率高的、能实时显示的方法。

参 考 文 献

- [1] M. A. Duguay, A. T. Mattick; *Appl. Opt.*, 1971, **10**, No. 10 (Oct), 2162.
- [2] 高福源等;《中国激光》, 1983, **10**, No. 2 (Feb), 93.

Ultrahigh speed photograph method using optical second harmonic generation as shutter

GAO FUYUAN CHEN SHUQIN AND ZHOU FUZHENG

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica)

(Received 29 August 1983; revised 14 November 1983)

Abstract

Authors have proposed and developed a new sampling method—grating sampling in this paper, and have used the fast optical second harmonic generation as a shutter instead of slow optical Kerr shutter. So the ultrahigh speed photography method is advanced to a practical stage. In the paper, theoretical and experimental results have been given.