

# Gires-Tournois 干涉仪色散特性的研究\*

王清月 刘 航 向望华  
(天津大学精仪系)

## 提 要

对多层薄膜 Gires-Tournois (G-T) 干涉仪的色散进行了精确数值计算并进行了实验研究。通过转动 G-T 干涉仪角度, 其色散可以连续调节, 具有合适参数的 G-T 干涉仪可以作为腔镜补偿腔内正啁啾, 以压缩脉冲宽度。

## 一、G-T 干涉仪色散特性的理论分析和计算

用于压缩 fs 量级脉冲的 G-T 干涉仪<sup>[1~7]</sup>, 与以前 Gires<sup>[11]</sup> 等人 and Dugaury<sup>[12]</sup> 等人用于压缩 ps 量级的脉冲时所用两个分离的反射镜中间相隔距离  $d$  平行放置组成的干涉仪结构有所不同。因为在 fs 量级, 间距  $d$  必须很小, 只有采用薄膜技术, 它是先在基片上交替镀高、低折射率材料形成一个  $\lambda/4$  膜系高反射率膜, 然后在高反膜系上镀一  $k \cdot \lambda/2$  ( $k=1, 2, 3, \dots$ ) 厚的低折射率层, 最后, 再覆盖上一  $\lambda/4$  的高折射率层。 $\lambda$  为镀膜谐振波长。

考虑一个脉冲宽度为  $t_p$  的光脉冲, 以  $\theta$  角入射到 G-T 干涉仪上, 对  $k \cdot \lambda/2$  夹层而言, 这个脉冲由于多次反射会被分为无数个脉冲, 它们之间有一个时间延迟, 相邻两脉冲的时间差应为:

$$t_0 = \frac{2nd}{c} \sqrt{1 - \frac{\sin^2 \theta}{n^2}},$$

其中  $c$  为光速,  $n$  是夹层折射率,  $nd$  是夹层光学厚度, 由此可见反射后光脉冲的特性与入射脉冲的脉宽  $t_p$  和相邻两脉冲时间间隔  $t_0$  有很大关系。当  $t_p \ll t_0$  时, 从干涉仪反射出来的一系列脉冲在时间上是分开的, 不会产生干涉, 干涉仪对入射脉冲反射结果是一串振幅迅速下降的脉冲。只有当  $t_p \gg t_0$  即干涉仪的间距  $d$  很小的情况下, 一系列反射脉冲的部分场才能有效干涉使脉冲再成形。对用于 fs 量级光脉冲的 G-T 干涉仪, 其夹层厚度必须很薄, 因此,  $\lambda/4$  高反膜系的色散影响就不能忽略<sup>[7~12]</sup>, 同时随着角度的变化, 高反膜系的反射率也有变化, 当大到一定角度后, 反射率会迅速下降。以上两点在以往发表的文献中都未予考虑<sup>[7~10]</sup>。我们借助计算机根据薄膜干涉公式

$$r = |r| e^{i\phi} = \frac{r_1 + r_2 e^{-i\delta_1}}{1 + r_1 r_2 e^{-i\delta_1}},$$

其中

$$\tan \phi = \frac{r_2(r_1^2 - 1) \sin \delta_1}{r_1(1 + r_2^2) + r_2(1 + r_1^2) \cos \delta_1},$$

收稿日期: 1987年7月30日; 收到修改稿日期: 1987年11月30日

\* 本课题得到国家自然科学基金委员会的资助。

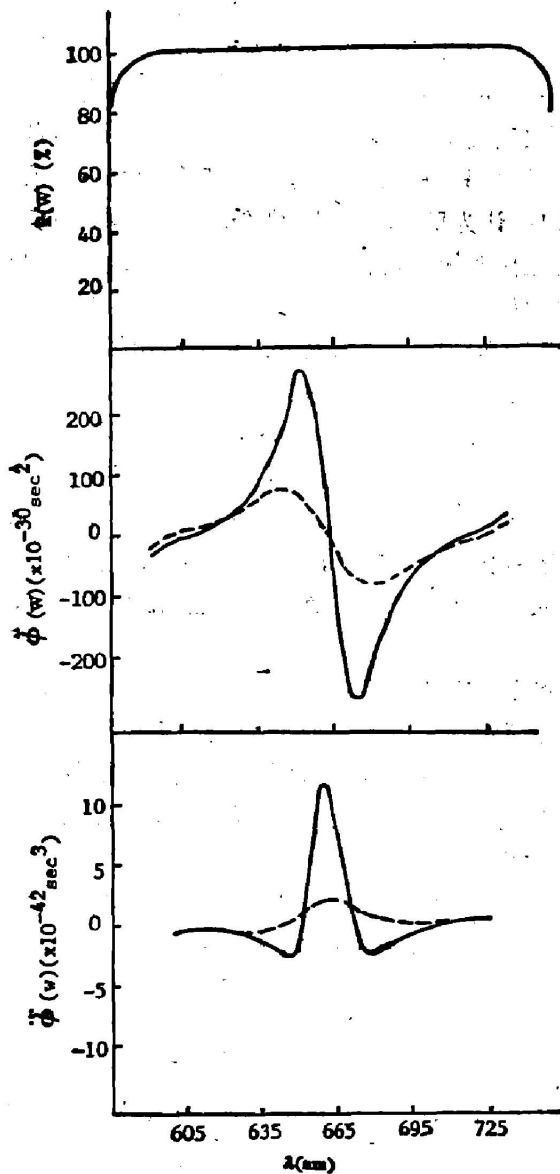


Fig. 1 Plot of the  $R(\omega)$ ,  $\dot{\phi}(\omega)$  and  $\ddot{\phi}(\omega)$  versus the wavelength  $\lambda$  for a G-T interferometer with different spacer thicknesses:  $nd=3\lambda/2$  (solid line) and  $\lambda/2$  (dashed line),  $\lambda=665$  nm

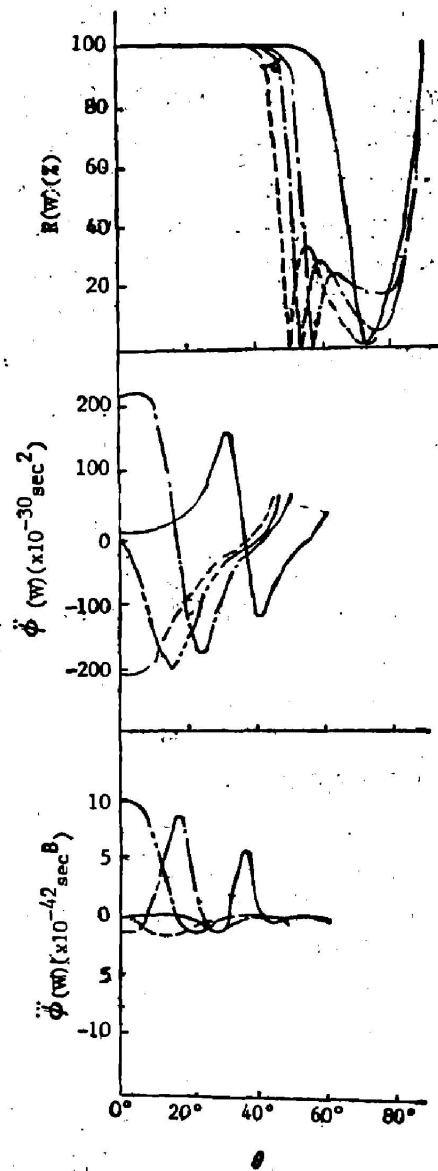


Fig. 2 Plot of the  $R(\omega)$ ,  $\dot{\phi}(\omega)$  and  $\ddot{\phi}(\omega)$  versus the angle of incidence for a  $3\lambda/2$  spacer G-T interferometer with different resonance wavelengths:  $\lambda=665$  nm (solid line), 625 nm (dotted-dashed line), 614 (double-dotted-dashed line) and 605 (dashed line)

$r_1$ ,  $r_2$  界面反射系数,  $r$  复反射系数,  $\delta_1$  相邻光束的相位差。用叠代的方法在同时考虑各层作用的情况下, 对不同结构参数的 G-T 干涉仪的反射率  $R(\omega)$ , 相位色散  $\dot{\phi}(\omega)$  进行了数值计算, 精确地研究了它的色散特性, 同时为了研究补偿非线性啁啾(三阶相位畸变)的作用, 也给出了  $\ddot{\phi}(\omega)$  的曲线。我们所用 G-T 干涉仪的镀膜介质材料为  $n_H=2.1$  (二氧化钛),  $n_L=1.45$  (二氧化硅), 基片玻璃的折射率  $n=1.52$ 。  $\lambda/4$  膜系的高反射膜都是镀了 21 层。

图 1 给出了相对于两种不同的夹层厚度  $nd = \lambda/2$  和  $3\lambda/2$  ( $\lambda = 665 \text{ nm}$ ) 的 G-T 干涉仪在垂直入射情况下, 做为波长函数的计算结果。由图可见它具有以镀膜谐振波为中心对称的正负相位色散  $\dot{\phi}(\omega)$ ,  $\lambda/2$  厚夹层和  $3\lambda/2$  厚夹层的 G-T 干涉仪的  $|\dot{\phi}(\omega)|$  最大值分别为  $72 \times 10^{-30} \text{ sec}^2$  和  $285 \times 10^{-30} \text{ sec}^2$ 。这反映了色散随夹层厚度增加而增加。如图所示还可以得出,  $\lambda/2$  和  $3\lambda/2$  的 G-T 干涉仪在高反射率区域内, 只分别有一个最大色散和最小色散值, J. Kuhl 等人<sup>[7]</sup> 没有考虑高反射率和色散的影响, 认为反射率总是 100%, 这样计算在高反区内会出现多个色散最大值和最小值。高反层在偏离镀膜谐振波长后会产生色散。特别是在高反射率曲线的边缘色散变化很陡, 也必须考虑。

G-T 干涉仪的色散不仅与波长有关, 它还随入射角的变化而改变, 图 2 给出了在镀膜谐振波长分别为 665 nm (实线), 625 nm (点划线), 614 nm (双点划线) 和 605 nm (虚线), 夹层厚度分别为其镀膜谐振波长的  $3/2$  的 G-T 干涉仪, 对中心波长 614 nm 的激光以不同角度入射时的计算结果。可见, 可以通过旋转 G-T 干涉仪, 改变激光的入射角, 调节色散。同时, 可用几个干涉仪或使光脉冲在同一干涉仪上反射多次的方法来增加可获得的色散量。从图 2 还可以看出, 色散与镀膜谐振波长有关, 当谐振波长  $\lambda$  大于激光波长  $\lambda_0$  时, 这种 G-T 干涉仪在保持高反射率不变情况下, 通过改变入射角可以产生正负对称的色散, 而当  $\lambda < \lambda_0$  时, 它只能产生正色散。

由于染料溶剂的自相位调制作用, 在功率密度较高的情况下, 腔内脉冲一般表现为正啁啾<sup>[47]</sup>。因而, 需要一定量的负色散来进行补偿, 而对于一般腔镜而言, 它的色散量很小。不足以充分补偿腔内正啁啾<sup>[47]</sup>。对于六镜腔的 OPM 染料激光器, 为了不引起严重的像散和获得稳定腔, 腔内光束在腔镜上的入射角一般为几度<sup>[15]</sup>。值得注意的是, 对于谐振波长为 625 nm 的 G-T 干涉仪, 它在入射角为几度时对中心波长 614 nm 的激光产生最大的负色散, 因而可以通过选择这种干涉仪的夹层厚度, 改变色散量大小, 使之产生合适的色散量, 用它代替一般腔镜, 直接补偿腔内脉冲的正啁啾。一般所需色散量为  $10^{-28} \text{ sec}^2$  量级, 选择夹层厚度为  $3\lambda/2$  ( $\lambda = 625 \text{ nm}$ ) 的 G-T 干涉仪正好是合适的。

光脉冲的宽度达到很短 (8 fs), 脉冲频带宽度很大时, 非线性啁啾时脉宽的影响就不容忽略。最近的理论和实验<sup>[9, 10, 16]</sup> 都表明, 脉冲中没有补偿的三阶相位畸变会限制脉冲宽度。因此, 要获得更短的光脉冲, 就必须补偿这种畸变, 这时光学元件的非线性色散就变得越加重要了。由图 2 可知, G-T 干涉仪在  $\dot{\phi}(\omega) = 0$  时,  $\ddot{\phi}(\omega)$  恰好为最大值, 这就为利用这种元件进行脉冲三阶相位畸变的补偿提供了方便。有可能把它与光栅结合起来, 选择合适的结构参数, 不仅把二阶相位畸变而且也把三阶相位畸变补偿掉, 从而获得更窄的脉冲。

## 二、实 验

实验安排如图 3, 4 个同样的 G-T 干涉仪两两平行放置, 距离可调, 而且它们相对 AB 对称, 通过对称转动 AB 两侧的干涉仪  $I_1, I_1'$  和  $I_2, I_2'$  使激光的入射角  $\theta$  改变, 色散量得到调节。同样可分别调节  $I_1, I_1'$  和  $I_2, I_2'$  间的距离, 改变光脉冲在它们间的反射次数, 调节色散量。这样一个系统结构紧凑, 调节方便, 并且在整个调节过程中, 出射光线始终和入射光线保持共线, 不会偏离, 这个特点使得它可以很方便地应用到激光器的腔内。

实验中, 我们对镀膜谐振波长分别为 665 nm 和 614 nm 的两种 G-T 干涉仪角度对色散的影响进行了研究。两种干涉仪 (直径 20 nm) 的夹层厚度均为其镀膜谐振波长的 3/2。所用的光脉冲序列是由六镜腔 OPM 染料激光器产生的<sup>[4]</sup>。激光中心波长 614 nm, 重复率 100 MHz, 在 Ar<sup>+</sup> 泵浦功率为 2 W (全线) 情况下, 单束光输出 15 mW, 在本实验中, 脉冲宽度分别为 120 fs 和 100 fs, 通过 4 棱镜系统检测<sup>[4-6]</sup>, 脉冲都具有正啁啾。脉宽测量是用共线二阶强度相关测量法, 相关器由中空棱镜组成, 脉冲包络设为 sech<sup>2</sup> 形。光脉冲通过上述两种典型的 G-T 干涉仪系统, 脉宽随入射角  $\theta$  的变化分别由图 4 的实线和虚线表示。实验中, 光脉冲被干涉仪系统反射了 8 次 (见图 3)。对于镀膜谐振波长为 665 nm 的 G-T 干涉仪, 图 4 实线所示, 当中心波长 614 nm 的激光入射到 G-T 干涉仪, 转动干涉仪, 使入射角增加 (相应在图上为由 A 点到 B 点) 时, 干涉仪具有负色散, 且负色散量在增加, (如图 2 实线), 结果使光脉冲的正啁啾逐渐得到补偿, 至 B 点处, 得到最充分补偿, 所以脉冲宽度显示极小值; 继续增加入射角度, 负色散量继续增加, 光脉冲的正啁啾就会补偿过度, 因此脉宽逐渐增加, 直至 C 点, 此时负色散达到极大值, 此后随着角度的增加, 负色散量减小, 光脉冲正啁啾的过补偿量也随之减小, 因而脉冲宽度逐渐变窄, 直至另一极小值 D, 对应正啁啾被充分补偿。两个脉宽最小值不相等, 可能是由于此时 G-T 干涉仪的  $\phi(\omega)$  值虽然相等, 但是  $\phi''(\omega)$  不相等即三阶相位畸变引起的结果。实验曲线由点 D 到 E 和由 E 到 F 的变化规律同样可以用图 2 实线解释, 这时 G-T 干涉仪处于正色散区, 由 D 到 E 时, 因为正色散量逐渐增大。所以正啁啾脉冲加宽增大, E 点为最大值。此时正色散最大。此后, 由 E 到 F 时, 正色散量逐渐减少, 所以脉冲宽度也逐渐减少。对谐振波长为 614 nm 的

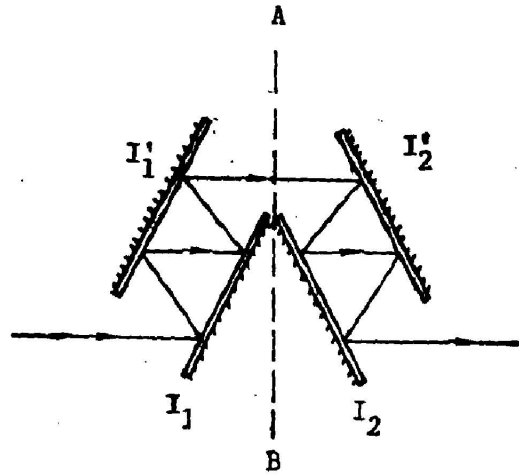


Fig. 3 Scheme of experimental configuration of G-T interferometer

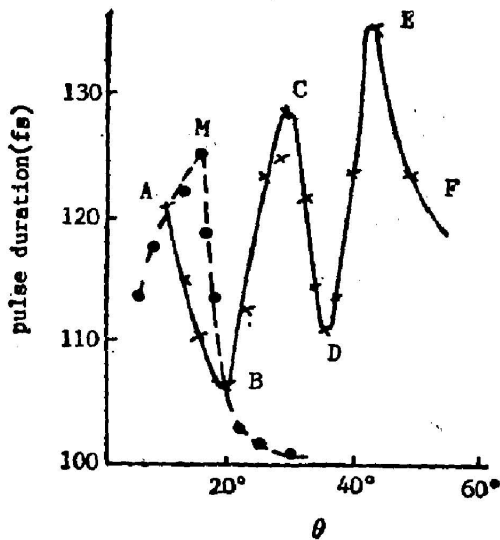


Fig. 4 Plot of the measured pulse durations versus the angle of incidence after eight reflections from the arrangement consisting of four G-T interferometers with different resonance wavelengths:  $\lambda = 665$  nm (solid line) and 625 nm (dashed line)

G-T 干涉仪, 图 4 虚线所示。因为在高反射率区域内 G-T 干涉仪只有正色散 (图 2 双点划线)。所以正啁啾脉冲只会被展宽, 开始随着入射角变大, G-T 干涉仪正色散增加, 脉宽也逐渐变宽, 直到 M 点, 此时正色散量达到最大, 此后, 随着角度增加, 正色散量减少, 正啁啾

脉冲的展宽也逐渐变小。由此可见实验结果与理论计算完全一致。

### 三、结 论

在同时考虑  $\lambda/4$  高反膜系的色散影响及其反射率变化的影响情况下, 我们精确地分析并计算了 G-T 干涉仪的色散特性, 得到了比 Kuhl<sup>[7]</sup> 等人更精确的线性色散  $\dot{\phi}(\omega)$  曲线, 指出可以通过转动 G-T 干涉仪改变光的入射角来连续调节其色散量。同时还得到了非线性色散  $\ddot{\phi}(\omega)$  曲线的变化规律, 并鉴于  $\ddot{\phi}(\omega)$  所具有的规律, 提出了用 G-T 干涉仪补偿光脉冲三阶相位畸变, 以获得更短光脉冲的可能性。我们特别分析了 G-T 干涉仪的结构参数镀膜谐振波长和夹层厚度对其色散特性的影响, 提出合适结构参数的 G-T 干涉仪, 可以代替腔镜; 产生适量的负色散, 直接补偿腔内脉冲的正啁啾。四个镀膜谐振波长为 665 nm 的 G-T 干涉仪组成的脉冲啁啾补偿器和四个镀膜谐振波长为 614 nm 的 G-T 干涉仪组成的脉冲啁啾补偿器分别通过用具有正啁啾光脉冲进行了实验研究, 实验结果所给出的规律性变化与理论分析完全一致。

### 参 考 文 献

- [1] W. Dietel, J. J. Fontaine and J. C. Diels; *Optics Lett.*, 1983, **8**, No. 1 (Jan), 4.
- [2] O. E. Martinez, R. L. Fork and J. P. Gordon; *Optics Lett.*, 1984, **9**, No. 5 (May), 156.
- [3] J. A. Valdmanis and R. L. Fork; *IEEE J. Quantum Electron.*, 1987, **QE-23**, No. 1 (Jan), 112.
- [4] R. L. Fork, O. E. Martinez, and J. P. Gordon; *Optics Lett.*, 1984, **9**, No. 5 (May), 150.
- [5] O. E. Martinez, J. P. Gordon and R. L. Fork; *J. Opt. Soc. Amer. A*, 1984, **1**, No. 10 (Oct), 1003.
- [6] J. A. Valdmanis, R. L. Fork and J. P. Gordon; *Optics Lett.*, 1985, **10**, No. 3 (Mar), 131.
- [7] J. Kuhl and J. Heppner; *IEEE J. Quant. Electron.*, 1986, **QE-22**, No. 1 (Jan), 182.
- [8] J. Hepper and J. Kuhl; *Appl. Phys. Lett.*, 1985, **47**, No. 5 (Sep) 453.
- [9] W. Zhao and E. Bourkoff; "Compression of Nonlinear-Chirped Pulse Using G-T Interferometers" (IQEC '87, May, 1987, Baltimore, Maryland, U. S. A.)
- [10] D. Kuhlke, T. Bonkhofer and D. Vonderlinde; *Optics Commun.* 1986, **59**, No. 3 (Sep) 208.
- [11] F. Gires and P. Tournois; *C. B. Acad. Sci. Paris.*, 1984, **258**, No. 7 (Jun), 6112.
- [12] M. A. Duguay and J. W. Hansen; *Appl. Phys. Lett.*, 1969, **14**, No. 1 (Jan), 14.
- [13] R. S. Miranda *et al.*; *Optics Lett.*, 1986, **11**, No. 5 (May).
- [14] Ching-Yue Wang, *et al.*, *Optics Commun.*, (to be published).
- [15] Ching-Yue Wang, Ruo-bing Zhang and Xin-miao Zhao; *Optics Commun.*, (to be published).

## Study of Gires-Tournois interferometer dispersion

WANG QINGYUE, LIU HANG AND XIANG WANGHUA

*(Department of Precision Instruments Engineering, Tianjin University)*

(Received 30 July 1987; revised 30 November 1987)

### Abstract

Dispersion produced by turning a multilayer thin film Gires-Tournois (G-T) interferometer is accurately calculated with the aid of computer. Experimental investigation has been carried out. This device can provide adjustable dispersion by turning the angle of G-T interferometer. A G-T interferometer with suitable construction parameters can be used as a cavity mirror to compensate upchirp in the cavity in order to get shorter optical pulses.