

文章编号: 0258-7025(2001)11-1007-03

F-P 滤波器对超短光脉冲的时间延迟特性*

夏光琼^{1,2} 吴正茂^{1,2} 陈建国² 刘林¹

(¹西南师范大学物理系 重庆 400715, ²四川大学光电系 成都 610064)

摘要 理论上详细地研究了 F-P 滤波器对超短光脉冲的时间延迟(定义为输出脉冲峰与输入脉冲峰的时间差)问题。结果表明, F-P 滤波器对于不同脉宽的光脉冲的时间延迟是不同的, 这一时间延迟随 F-P 滤波器的共振频率与输入光脉冲的中心频率的偏差而变化, 且与输入脉冲的啁啾情况相关。

关键词 F-P 滤波器, 超短光脉冲, 时间延迟

中图分类号 TN 713 文献标识码 A

Time Delay of Input Short Optical Pulses after Passing Through Fabry-Perot Filters

XIA Guang-qiong^{1,2} WU Zheng-mao^{1,2} CHEN Jian-guo² LIU Lin¹

(¹Department of Physics, Southwest Normal University, Chongqing 400715)
(²Department of Optoelectronics, Sichuan University, Chengdu 610064)

Abstract In this paper, the time delay of input optical pulses after passing through Fabry-Perot filters has been investigated theoretically in detail. The results show that the time delay depends on the input pulse width. Also, the difference between the central frequency of the input pulse and the resonant frequency of the filter has intense influence on the time delay.

Key words Fabry-Perot filter, short optical pulse, time delay

1 引言

目前, 基于 F-P 标准具的各种滤波器在光通信系统中已得到了广泛的应用^[1-4]。大量研究结果表明, 超短光脉冲经过 F-P 滤波器后, 其脉冲形状、宽度、峰值功率等均会发生变化^[5-7]。有关 F-P 滤波器对超短光脉冲的时延特性以及与时延有关的研究却非常少。而滤波器的时间延迟问题又是光通信系统中尤其是光孤子通信系统中应重点关注的问题之一, 尽管人们希望理想的滤波器对于超短光脉冲的时间延迟应为一常数^[8]。

本文研究的是最常见的 F-P 标准具滤波器^[5,6], 为方便讨论, 本文忽略了 F-P 内介质的色散, 并假设光正入射的情形, 在此基础上, 对 F-P 滤波器对超短光脉冲的时间延迟特性进行了较为详细

的研究。发现对于一确定的 F-P 滤波器, 时延与输入光脉冲的脉宽有很大关系, 且随 F-P 滤波器的共振频率与输入光脉冲的中心频率的偏差以及输入光脉冲的啁啾而变化。

2 理论分析

考察一高斯脉冲正入射到一 F-P 标准具上, 高斯脉冲可表示为

$$E_1(t) = A \exp[-(t/\tau)^2/2] \exp[i(\omega_0 t - at^2)] \quad (1)$$

式中 A 是峰值振幅, ω_0 为入射光的中心频率, a 为线性啁啾因子, τ 为表征脉宽的因子, 它与脉冲强度宽度 Δt 的关系为

$$\Delta t = \tau \sqrt{2 \ln 2} \quad (2)$$

F-P 标准具的传递函数为^[5]

$$\chi(\omega) = k \sum_{m=0}^{\infty} (r_1 r_2)^m \exp(i2m\omega t_0) \exp(-i\omega t_0) \quad (3)$$

* 高等学校骨干教师资助计划项目及重庆市科委资助项目。

收稿日期: 2000-08-10; 收到修改稿日期: 2000-11-23

式中 r_1, r_2 分别代表输入和输出端面的振幅反射率, ω 为考察脉冲的角频率以及

$$k = A \sqrt{(1-r_1^2)(1-r_2^2)} \quad (4a)$$

$$t_0 = \mu L/c \quad (4b)$$

其中, μ 为 F-P 标准具内的介质折射率, L 为 F-P 标准具的几何长度, c 为光在真空中的速度。

$$E_2(t) = k' \sum_{m=0}^{\infty} (r_1 r_2)^m \exp \left[-\frac{(1-4a^2\tau^4) \left(t - t_0 - 2mt_0 - \frac{2a\omega_0}{4a^2\tau^4} \right)^2}{2\tau^2} \right] \exp(i\psi_m) \quad (6a)$$

$$k' = k \exp \{ -\omega_0^2 \tau^2 / [2(1-4a\tau^2)] \} \exp [i\omega_0^2 a \tau^4 / (1-4a\tau^2)] \quad (6b)$$

$$\psi_m = -2a[2mt_0 - t + t_0 - \omega_0/(4a)] + \omega_0^2/(8a) \quad (6c)$$

需要说明的是: (6)式是在假设输入脉冲峰值到达 F-P 标准具的时间为 0 的条件下得到的。利用 (6)式可计算出输出脉冲强度分布 $I(t)$, 从而可得到其输出脉冲强度取极大值所对应的时间(即 F-P 标准具对脉冲的时间延迟), 下面就有、无啁啾的情况进行讨论。

3 讨论

3.1 无啁啾的情况

当一无啁啾的高斯脉冲正入射时, 输出脉冲强度可表示为

$$I(t) = k^2 \sum_{m=0}^{\infty} (r_1 r_2)^{2m} \exp \left[-\frac{(t-t_0-2mt_0)^2}{\tau^2} \right] + k^2 \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0(m \neq n)}^{\infty} (r_1 r_2)^{(m+n)} \exp \left[-\frac{(m-n)^2 t_0^2}{\tau^2} \right] \times \exp \left[-\frac{[t-t_0-(m+n)t_0]^2}{\tau^2} \right] \times \cos[2\omega_0 t_0(m-n)] \quad (7)$$

从(7)式中可以看出, 输出脉冲包含了一系列的次脉冲, 相邻的两次脉冲峰值之间的时间间隔为 t_0 。当 $(\omega_0 - \omega_s)t_0 = K\pi$ (K 为整数, ω_s 为 F-P 标准

具的共振频率, $\omega_s = 2\pi Mc/(\mu L)$, M 为整数), (7)式中 $\cos[2\omega_0(m-n)] = 1$, 所有的次脉冲是同相的, 各次脉冲间表现为干涉相长。相反, 当 $(\omega_0 - \omega_s)t_0 = (K+1/2)\pi$ 时, 相邻的两次脉冲是反相的, 表现为干涉相消。因而当脉冲的频率与 ω_s 存在偏离时, 会影响脉冲的形状, 从而使标准具的时延发生改变。图 1 中我们做出了对于 $\Delta\varphi$ (定义为 $(\omega_0 - \omega_s)t_0$) 取不同值时, 时间延迟与输入脉冲宽度的关系曲线。作图所用的数据为: $A = 1, r_1 = r_2 = 0.9, t_0 = 1$ ps。从图中可以看出当脉冲宽度与 t_0 相比较小时, 由于输出为一系列分离的峰值逐渐减小的次脉冲^[5], 脉冲的时延即为第一个次脉冲峰值所对应的时间 t_0 。随着脉冲宽度的增加, 各次脉冲之间的相互作用将增大, 对于共振情况(图 1 中的曲线 a), 由于各次脉冲是干涉相长的, 其作用的结果表现为时延的增加; 相反, 对于反共振情况(图 1 中的曲线 d), 由于相邻两次脉冲干涉是相消的, 表现为时延小于光单次通过标准具的时间 t_0 。

$$E_2(\omega) = E_1(\omega)\chi(\omega) \quad (5)$$

对(5)式进行逆傅里叶变换, 可得到时域上输出脉冲的振幅分布为

$$E_2(t) = k' \sum_{m=0}^{\infty} (r_1 r_2)^m \exp \left[-\frac{(1-4a^2\tau^4) \left(t - t_0 - 2mt_0 - \frac{2a\omega_0}{4a^2\tau^4} \right)^2}{2\tau^2} \right] \exp(i\psi_m) \quad (6a)$$

$$k' = k \exp \{ -\omega_0^2 \tau^2 / [2(1-4a\tau^2)] \} \exp [i\omega_0^2 a \tau^4 / (1-4a\tau^2)] \quad (6b)$$

$$\psi_m = -2a[2mt_0 - t + t_0 - \omega_0/(4a)] + \omega_0^2/(8a) \quad (6c)$$

具的共振频率, $\omega_s = 2\pi Mc/(\mu L)$, M 为整数), (7)式中 $\cos[2\omega_0(m-n)] = 1$, 所有的次脉冲是同相的, 各次脉冲间表现为干涉相长。相反, 当 $(\omega_0 - \omega_s)t_0 = (K+1/2)\pi$ 时, 相邻的两次脉冲是反相的, 表现为干涉相消。因而当脉冲的频率与 ω_s 存在偏离时, 会影响脉冲的形状, 从而使标准具的时延发生改变。图 1 中我们做出了对于 $\Delta\varphi$ (定义为 $(\omega_0 - \omega_s)t_0$) 取不同值时, 时间延迟与输入脉冲宽度的关系曲线。作图所用的数据为: $A = 1, r_1 = r_2 = 0.9, t_0 = 1$ ps。从图中可以看出当脉冲宽度与 t_0 相比较小时, 由于输出为一系列分离的峰值逐渐减小的次脉冲^[5], 脉冲的时延即为第一个次脉冲峰值所对应的时间 t_0 。随着脉冲宽度的增加, 各次脉冲之间的相互作用将增大, 对于共振情况(图 1 中的曲线 a), 由于各次脉冲是干涉相长的, 其作用的结果表现为时延的增加; 相反, 对于反共振情况(图 1 中的曲线 d), 由于相邻两次脉冲干涉是相消的, 表现为时延小于光单次通过标准具的时间 t_0 。

3.2 有啁啾的情况

通过(6)式可得到啁啾脉冲入射时, 其输出脉冲的强度为

$$I(t) = k^2 \exp \left(-\frac{\omega_0^2 \tau^2}{1-4a\tau^2} \right) \times \sum_{m=0}^{\infty} (r_1 r_2)^{2m} \exp \left[\frac{(4a^2\tau^4 - 1) \left(t - t_0 - 2mt_0 + \frac{2a\omega_0\tau^3}{4a^2\tau^4 - 1} \right)^2}{\tau^2} \right] + k^2 \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0(m \neq n)}^{\infty} (r_1 r_2)^{(m+n)} \exp \left[\frac{(4a^2\tau^4 - 1) \left(t - t_0 - 2mt_0 + \frac{2a\omega_0\tau^3}{4a^2\tau^4 - 1} \right)^2}{2\tau^2} \right] \times \exp \left[\frac{(4a^2\tau^4 - 1) \left(t - t_0 - 2nt_0 + \frac{2a\omega_0\tau^3}{4a^2\tau^4 - 1} \right)^2}{2\tau^2} \right] \times \cos \left\{ 8a \left[(m+n)t_0 - t + t_0 - \frac{\omega_0}{4a\tau} \right] (m-n)t_0 \right\} \quad (8)$$

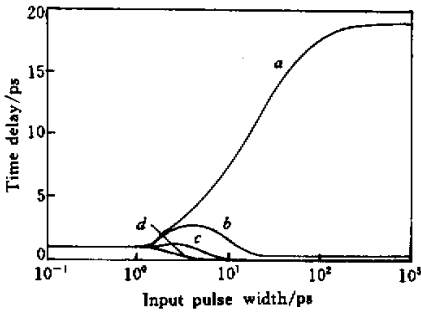


图1 $\Delta\varphi$ 取不同值时 F-P 滤波器的时延与输入脉冲宽度的关系曲线

其中曲线 a, b, c, d 分别对应 $\Delta\varphi$ 取 $0, \pi/8, \pi/4, \pi/2$

Fig.1 Dependence of the delay of F-P filter on the input pulse width for

a: $\Delta\varphi = 0$; b: $\Delta\varphi = \pi/8$; c: $\Delta\varphi = \pi/4$; d: $\Delta\varphi = \pi/2$

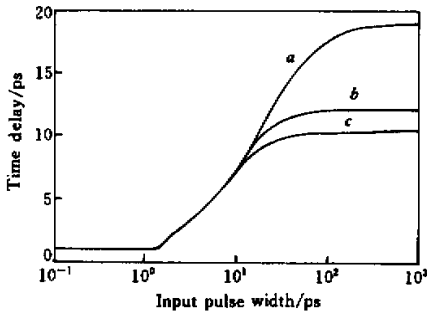


图2 不同的啁啾系数下时延与输入脉冲宽度的关系曲线

其中曲线 a, b, c 分别对应啁啾系数 a 取 $0, 0.01/\text{ps}^2, 0.015/\text{ps}^2$

Fig.2 Dependence of the time delay of F-P filter on the input pulse width for

a: $a = 0$; b: $a = 0.01/\text{ps}^2$; c: $a = 0.015/\text{ps}^2$

利用(8)式的结果,可得到输出脉冲的形状,从而得到输出脉冲的峰值所对应的时间即时延与输入脉冲宽度之间的变化曲线。图2给出了 $\Delta\varphi = 0$ 时,不同的啁啾系数下时延与输入脉冲宽度的关系曲线。作图所用数据与图1相同。从图中可以看出对于一具有确定啁啾的输入脉冲,随着输入脉冲宽度的增加,时延逐渐增大。当输入脉冲宽度远大于 t_0 时,时延趋于一常数。该常数随啁啾的增大而减小。

参 考 文 献

- 1 M. S. Leeson. Performance analysis of direct detection spectrally sliced receivers using Fabry-Perot filters. *J. Lightwave Technol.*, 2000, 18(1):13~25
- 2 G. E. Town, K. Sugden, J. A. R. Williams *et al.*. Wide-band Fabry-Perot-like filters in optical fiber. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 1995, 7(1):78~80
- 3 A. Carballar, M. A. Muriel, J. Azana. Fiber grating filter for WDM system; an improved design. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 1999, 11(6):694~696
- 4 Fan Weixing, Chen Jianguo, Lu Yucun *et al.*. An external cavity semiconductor laser using a narrow-band filter as the tuning element. *Chinese J. Lasers* (中国激光), 1995, A22(3):161~164 (in Chinese)
- 5 Z. Wu, G. Xia, J. Chen. Computer model of time response of Fabry-Perot etalon filters to short optical pulses. *J. Opt. Comm.*, 1997, 18(1):19~23
- 6 C. A. Elderling, A. Dienes, S. T. Kowel. Etalon time response limitations as calculated from frequency analysis. *Opt. Eng.*, 1993, 32(3):464~468
- 7 Xu Baoxi, Gao Yizhi, Li Yanhe *et al.*. Function of F-P spectral window on semiconductor optical soliton sources. *Acta Optica Sinica* (光学学报), 1994, 14(10):1063~1067 (in Chinese)
- 8 G. Lenz, B. J. Eggleton, C. R. Giles *et al.*. Dispersive properties of optical filters for WDM systems. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1998, 34(8):1390~1402