

法布里-珀罗标准具滤波器对超短光脉冲的时间响应

吴正茂 夏光琼 陈建国 卢玉村

(四川大学光电系, 成都 610064)

摘 要 系统地研究了法布里-珀罗标准具滤波器对超短光脉冲的时间响应。由于光在标准具内多次反射所引起的干涉效应, 发现输出的光脉冲包含了一连串的次脉冲, 这些次脉冲的时间间隔等于光单次通过标准具的时间。在一定条件下, 这些次脉冲简并在一起产生一展宽的输出光脉冲, 并且输出和输入光脉冲峰值的时间间隔并不等于光单次通过标准具的时间。并得出了在考虑色散和啁啾情况下输出次脉冲的表达式。

关键词 时间响应, 法布里-珀罗标准具, 光脉冲。

1 引 言

在光通信系统中, 法布里-珀罗标准具作为滤波器正受到人们的重视。例如, 在直接探测时, 它能滤掉噪声从而提高信噪比^[1,2]。法布里-珀罗标准具的频谱滤波特性是建立在多光束干涉的原理上, 因此也可以理解为入射光必须在标准具内来回反射很多次后, 才能产生滤波作用。半导体激光器就属于这种情况。O' Gorman 等人的研究表明要使半导体激光器的输出达到稳定, 光必须在腔内往返很多次(>100)。对于某些法布里-珀罗型滤波器^[2,4], 光单次通过标准具的时间(用 t_0 表示)达到 ps 量级, 当它们应用于高速光通信系统中(例如几个 G bit/s, 即两个相邻信号之间的时间间隔低于 ns), 此时研究它们对光脉冲的时间响应就尤为重要。

本文研究了光学薄膜对光脉冲的时间响应, 当然这种研究方法也同样适用于其它法布里-珀罗标准具滤波器。为简便起见, 只就入射脉冲是高斯光脉冲的情形进行讨论。

当入射脉冲通过标准具时, 由于光在标准具内多次来回反射所引起的干涉效应, 发现输出脉冲包含了一系列时间间隔为 t_0 的次脉冲。当光在标准具内往返一次的时间远小于输入脉冲的宽度时(例如 ps 脉冲通过一由好几层 $\lambda/4$ 构成的光学薄膜), 这时上述的一系列次脉冲简并在一起, 由于滤波器的插入所引起的脉冲的变化可以忽略。当光在标准具内往返一次的时间和输入脉冲的宽度相当时, 输出脉冲应展宽。当光在标准具内往返一次的时间远大于输入脉冲的宽度时, 输入脉冲将变为一连串分离的输出脉冲, 特别是在这标准具还包含增益时, 这种情况将严重限制光通信系统中信号传输速率的提高。为了使本文的研究能应用于某些特

* 国家教委留学回国人员博士点基金和四川省科委资助项目。

收稿日期: 1994年3月2日

殊情况,还进一步考虑了线性啁啾和线性色散的影响。

2 理论分析

考察一高斯光脉冲入射到光学薄膜上,该高斯脉冲可表示成:

$$E(t) = E_0 \exp(-t^2/2) \exp[i(\omega_0 t + at^2)], \quad (1)$$

式中 t 是对 τ (表征脉宽的因子) 进行了归一化的时间, E_0 是振幅, a 为对 $1/\tau^2$ 进行了归一化的线性啁啾因子, $i = \sqrt{-1}$, ω_0 是该脉冲归一化的中心角频率。在本文中,所有的角频率均是对 $1/\tau$ 进行了归一化的角频率。薄膜的传递函数为:

$$\chi(\omega) = k \sum_{m=0}^{\infty} (r_1 r_2 g^2)^m \exp[i2m\omega \mu L / (c\tau)], \quad (2)$$

式中 r_1 和 r_2 分别代表输入和输出端面的振幅反射率, g 为薄膜的单程增益, L 为薄膜的几何长度, μ 为薄膜的折射率, c 为真空中光速, ω 为所考察脉冲的角频率, 以及

$$k = E_0 g [(1 - r_1^2)(1 - r_2^2)]^{1/2} \quad (3)$$

考虑到线性色散的情况,那么, μ 可以表示成:

$$\mu = \mu_r [1 + b(\omega - \omega_r)] \quad (4)$$

式中 ω_r 为薄膜的谐振角频率, μ_r 为频率为 ω_r 光的折射率, b 为对 τ 归一化的线性色散因子。

对(1)式进行傅里叶变换,可以得到

$$E(\omega) = [\sqrt{2\pi} E_0 / A] \exp[-(\omega - \omega_0)^2 / (2A^2)], \quad A^2 = 1 - 2ia. \quad (5)$$

结合(5)式和(2)式,推导出时域上输出脉冲的表达式为:

$$E(t) = k \sum_{m=0}^{\infty} (K_m / B_m) \exp[-\omega_0^2 / (2A^2)] \exp\left\{\frac{\{\omega_0 + iA^2[2mt_0(1 - b\omega_r) - t]\}^2}{2B_m^2}\right\} \quad (6)$$

$$K_m = (r_1 r_2 g^2)^m, \quad B_m = (1 - 4imbt_0 A^2)^{1/2}, \quad t_0 = \mu_r L / (c\tau).$$

式中 t_0 代表频率为 ω_r 的光单程通过标准具的归一化时间。另外,需要说明的是(6)式是在假设入射光脉冲的峰值是在 $(-t_0)$ 时刻到达标准具的输入端面这一条件下得到的。通过(6)式可以得出标准具的时间响应。

一般来说, $I(t)$ 包含了一组间隔为 $2t_0$ 的次脉冲 $|E_m(t)|^2$, 同时,交叉项 $(E_m E_n^*)$ 也代表一组次脉冲,其中有一些次脉冲位于 $|E_m(t)|^2$ 所代表的次脉冲中间。对于 ps 高斯光脉冲通过一包含有限 $\lambda/4$ 层的光学薄膜, $t_0 \ll 1$, 在这种情况下, (6)式中 m 的平方项可以忽略,求和就可以化成解析表达式。为了使物理意义更清晰,就以下几个方面进行讨论。

3 讨 论

3.1 无色散和啁啾

当无啁啾的 ps 脉冲入射到由两个反射镜和空气层构成的标准具时,就属于无色散和无啁啾的情况。如果标准具的两个反射镜镀有有限的 $\lambda/4$ 膜层,根据 Christodoulides 等人的研究^[5],膜层对 ps 脉冲的影响可以忽略。(6)式中令 $a = b = 0$,可以得到:

$$E(t) = k \sum_{m=0}^{\infty} (r_1 r_2 g^2)^m \exp[-(t - 2mt_0)^2 / 2] \exp[i\omega_0(t + 2mt_0)] \quad (7)$$

那么输出光强 $I(t)$ 就可以表示成:

$$I(t) = k^2 \sum_{m=0}^{\infty} (r_1 r_2 g^2)^{2m} \exp[-(t - 2mt_0)^2] + k^2 \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0(m \neq n)}^{\infty} (r_1 r_2 g^2)^{m+n} \exp[-(m - n)^2 t_0^2] \exp\{-[t - (m + n)t_0]^2\} \cos[2\omega_0 t_0(m - n)]. \quad (8)$$

若 $\omega_0 = \omega_c$, 即高斯脉冲的中心角频率等于标准具的共振频率, 这时(8)式中 $\cos [2\omega_0 t(m-n)]$ 等于 1。通过(8)式可以看出, 输出脉冲包含了一系列的次脉冲, 这些次脉冲的峰值时间分别在 $0, t_0, 2t_0, \dots$ 等等。图 1 中, 取 $E_0 = 1, r_1^2 = r_2^2 = 0.9, g = 1, t_0 = 0.5$, 作出了(8)式中的每

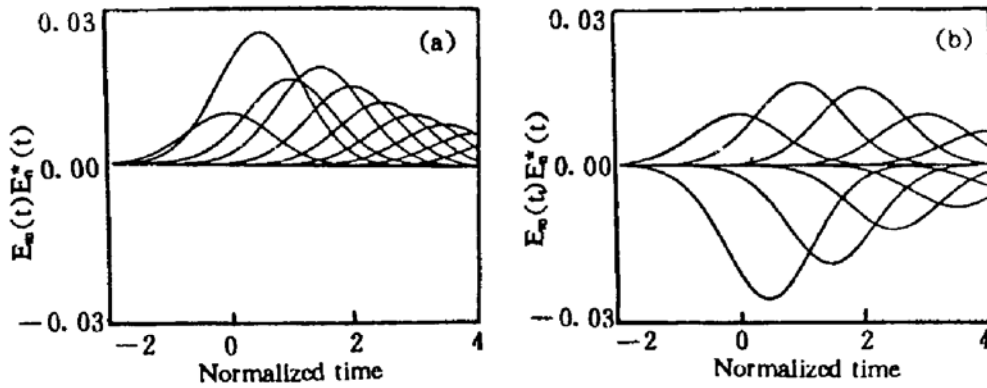


Fig. 1 Schematic showing the decomposed sub-pulses of the output from the etalon filter for (a) $\Delta\varphi = 0$, and (b) $\Delta\varphi = \pi/2$

个次脉冲的图形, 其中图 1(a)中取 $(\omega_0 - \omega_c)t_0 = 0$, 图 1(b)取 $(\omega_0 - \omega_c)t_0 = \pi/2$ 。仔细分析(8)式, 可以看出图 1 中左边第一个高斯次脉冲(峰值在 $t = 0$)是入射光脉冲直接通过标准具的结果。图 1 左边第二个脉冲(峰值在 $t = t_0$, 用“1, 0”表示)是由 $(E_0E_1^* + E_1E_0^*)$ 组成, 这说明脉冲“1, 0”是 E_0 和 E_1 之间干涉的结果(E_0 代表直接通过标准具的脉冲, E_m 代表在标准具中经过了 m 个往返后通过标准具的脉冲)。第三个脉冲(峰值在 $t = 2t_0$)是由 $E_1E_1^*$ (用“1, 1”表示)、 $E_0E_2^* + E_2E_0^*$ (用“0, 2”表示)组成。第四个脉冲是由“0, 3”(即 $E_0E_3^* + E_3E_0^*$)和“1, 2”(即 $E_1E_2^* + E_2E_1^*$)组成。第五个脉冲是由“0, 4”、“1, 3”、“2, 2”组成。以此类推, 对于 $N = 0, 1, 2, \dots$ 等等, 第 $2N$ 个脉冲是由“0, $2N$ ”、“1, $(2N-1)$ ”、 \dots 和“ N, N ”组成, 第 $(2N+1)$ 个脉冲是由“0, $(2N+1)$ ”、“1, $2N$ ”、 \dots 和“ $N, (N+1)$ ”组成。

当 $(\omega_0 - \omega_c)t_0 = 0$ 时, 干涉是相长的, 所有的次脉冲是正的, 如图 1(a)所示。一般来说 ω_0 并不一定等于 ω_c , 当 $|(\omega_c - \omega_0)t_0| = \pi/2$ 时, 如图 1(b)所示, 有些次脉冲是负的, 这毫无疑问会影响输出脉冲的形状。

在图 2 中, 取 $E_0 = 1, t_0 = 0.5, r_1^2 = r_2^2 = 0.9, g = 1$, 作出了对于 $\Delta\varphi$ (定义为 $|(\omega_c - \omega_0)t_0|$), 取值在 $[0, \pi/2]$ 之间的输出脉冲图形。从图中可以观察到 $\Delta\varphi$ 变化对输出脉冲的影响。 $\Delta\varphi$ 越大输出脉冲的幅度越小, 当 $\Delta\varphi = \pi/2$ 时, 即 ω_0 落在标准具的反共振频率上, 这时输入脉冲通过标准具的能量越少。

现在, 考察高斯脉冲通过一光学厚度为 $\lambda/4$ 的薄膜的情况, 由于 t_0 远小于 1, 所有的次脉冲简并在一起产生一略微展宽的输出脉冲, 其后沿比输入脉冲的后沿要长一些。对于 $\lambda/4$ 薄膜, $t_0 \ll 1$, 可以忽略 $(2m^2t_0^2)$ 因子, (8)式中的求和可以完成, 从而得到:

$$I(t) \approx \exp(-t^2) \{1 + (r_1 r_2 g^2)^2 \exp(-4t_0 t) - 2(r_1 r_2 g^2) \exp(-2t_0 t) \cos(2\omega_0 t_0)\}^{-1} \quad (9)$$

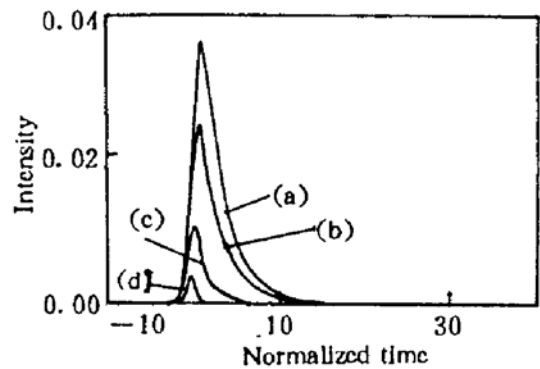


Fig. 2 Profiles of transmitting pulses from an etalon for (a) $\Delta\varphi = 0$, (b) $\Delta\varphi = \pi/8$, (c) $\Delta\varphi = \pi/4$, (d) $\Delta\varphi = \pi/2$

如果 ω_c 等于 ω_0 ，通过上式可以看出输出脉冲的脉宽略大于输入脉冲的脉宽。而当 $|(\omega_c - \omega_0)t_0| = \pi/2$ 时，输出脉冲的脉宽略小于输入脉冲的宽度。对于 ps 脉冲，这种展宽效应可以忽略。然而对于光单次通过标准具的时间和输入脉冲的脉宽相当时，即 t_0 和 1 相当时，这种展宽效应就比较明显了。图 3 中取 $E_0 = 1$ 、 $r_1^2 = r_2^2 = 0.9$ 、 $g = 1$ 、 $|(\omega_c - \omega_0)t_0| = 0$ 作出了对于不同 t_0 ，输出脉冲的图形，从图 3(a)到(d)， t_0 分别取 0.5、1、1.5、2。从图中可以看出，随着 t_0 的增加，输出脉冲的宽度越大，以至最后输出脉冲分成了两部分。对于更大的 t_0 ，输出成为一串时间间隔为 $2t_0$ 的脉冲。由于决定图 1 中偶数次脉冲的系数是正比于 $\exp(-t_0^2)$ [见(8)式]，所以，对于 t_0 比 1 大的情形，一般来说这些次脉冲可以忽略，因而不会在输出中出现。而对于图 1 的情形，第二个(或第三个)次脉冲的振幅和第一个次脉冲的振幅相当，有时甚至比第一个次脉冲还要大。这将导致输出脉冲峰值的移动，即输出和输入脉冲峰值的时间间隔并不等于 t_0 。

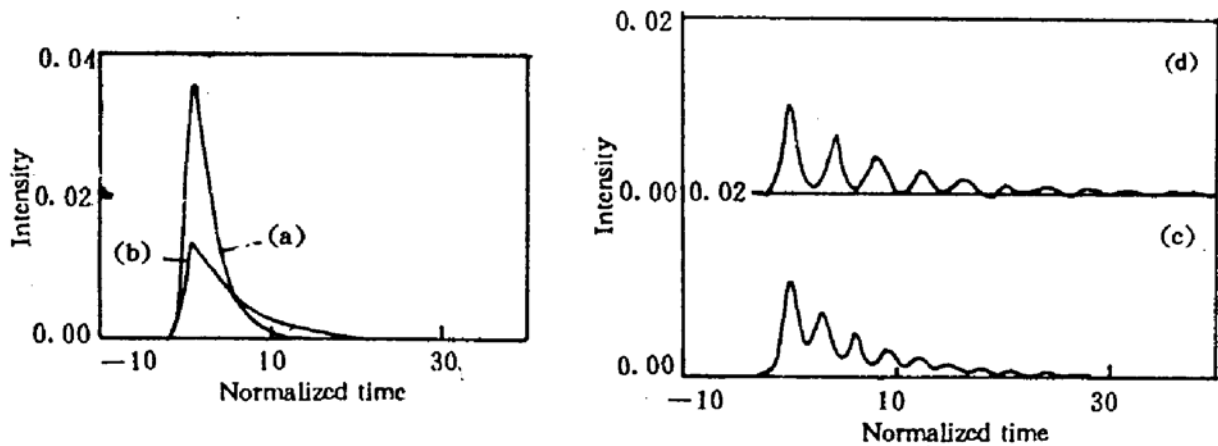


Fig. 3 Variation of transmitting pulse profiles with the one-way traverse time of the etalon for (a) $t_0 = 0.5$, (b) $t_0 = 1$, (c) $t_0 = 1.5$, (d) $t_0 = 2$

3.2 无色散

(6)式中令 $b = 0$ ，可以得到：

$$\left. \begin{aligned} E(t) &= k' \sum_{m=0}^{\infty} (r_1 r_2 g^2)^m \exp \left\{ (4a^2 - 1) \left[t - 2mt_0 - \frac{2a\omega_0}{(4a^2 - 1)} \right]^2 / 2 \right\} \exp(i\varphi_m^*), \\ k' &= k \exp \left\{ -\frac{\omega_0^2}{2(1 + 4a)} \right\} \exp \left[-\frac{i\omega_0^2 a}{(1 + 4a)} \right], \\ \varphi_m^* &= 2a \left[2mt_0 - t + \frac{\omega_0}{4a} \right]^2 - \frac{\omega_0^2}{8a}. \end{aligned} \right\} (10)$$

从式中可以看出，由于频率啁啾的影响，次脉冲的振幅将减小，次脉冲的脉宽将增大，而且第一个次脉冲峰值与输入脉冲峰值的时间间隔也不等于 t_0 。

3.3 无啁啾

(6)式中令 $a = 0$ ，得到：

$$\left. \begin{aligned} E(t) &= k \sum_{m=0}^{\infty} \frac{(r_1 r_2 g^2)^m}{\sqrt{1 - 4imbt_0}} \exp \left\{ \frac{-[t - 2mt_0(1 - b\omega_c - 2b\omega_0)]^2}{[2 + 32(mbt_0)^2]} \right\} \exp(i\varphi_m^*) \\ \varphi_m^* &= \frac{[t - 2mt_0(1 - b\omega_c) + \omega_0/(4mbt_0)]^2}{\{2[1/(4mbt_0) + 4mbt_0]\}} + \frac{\omega_0}{8mbt_0} - \text{tg}^{-1}(4mbt_0) \end{aligned} \right\} (11)$$

从(11)式中可以看出，如果在标准具(或薄膜)中存在线性色散，每一输出次脉冲的振幅将会变小，同时，这些次脉冲的脉宽将变大。与无色散相比，第 m 个次脉冲的峰值前移了 $2bmt_0(2\omega_0 - \omega_c)$ 。

结 论 本文研究了法布里-珀罗标准具滤波器对 ps 脉冲的时间响应。采用平面波近似, ps 高斯脉冲作为输入, 通过标准具滤波器后, 输出脉冲可表一系列高斯次脉冲的合成。基于多光束干涉原理, 这些次脉冲峰值分别位于 $t \approx 0, t_0, 2t_0, \dots$, 其中 t_0 为光单次通过标准具的时间。

对于构成光学膜系的单层 $\lambda/4$ 薄膜, 推导出了输出脉冲的解析表达式, 当输入脉冲的载波频率 ω_0 等于薄膜的共振频率 ω_c 时, 输出脉冲的宽度略大于输入脉冲的宽度。对于标准具滤波器, t_0 和输入脉冲的宽度相当时, 输出脉冲将展宽并且被分成两个或更多的部分。即使对于单峰的输出脉冲, 它与输入脉冲的峰值的时间间隔也不等于光单次通过标准具的时间 t_0 。

对输入脉冲为线性啁啾脉冲或标准具具有线性色散的情况进行研究的结果表明输出次脉冲被展宽了, 并且输出次脉冲与入射脉冲峰值的时间间隔并不等于 t_0 的整数倍。

参 考 文 献

- [1] J. Stone, L. W. Stulz, D. Marcuse *et al.*, Narrow-band F-P etalon filters using expanded-core fibers. *IEEE J. Lightwave Technol.*, 1992, 10(12): 1851~1854
- [2] J. Stone, L. W. Stulz, High-performance fiber Fabry-Perot filters. *Electron. Lett.*, 1991, 27(24): 2239~2240
- [3] J. Q. Gorman, A. F. Levi, D. Coblenz, *et al.*, Cavity formation in semiconductor lasers. *Appl. Phys. Lett.*, 1992, 61(8): 889~891
- [4] E. L. Goldstein, M. C. Teich, Noise measurements on distributed-feedback optical amplifiers used as tunable active filters. *IEEE Photonics Technol. Lett.*, 1991, 3(1): 45~46
- [5] D. N. Christodoulides, E. Bourkoff, R. I. Joseph, *et al.*, Reflection of femtosecond optical pulses from multiple-layer dielectric mirrors-analysis. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1986, QE-22(1): 186~191

Temporal Response of Fabry-Perot Etalon Filters to Short Optical Pulses

Wu Zhengmao Xia Guangqiong Chen Jianguo Lu Yucun

(Optoelectronics Department, Sichuan University, Chengdu 610064)

(Received 2 March 1994)

Abstract The temporal response of a Fabry-Perot etalon filter to the short optical pulses has been studied. It is found that due to the interference between the multi-reflected beams inside the etalon, the transmitting pulse is composed of a series of sub-pulses which are separated by the one-way traverse time of the light inside the etalon. Under certain circumstances, the sub-pulses merge together resulting in a broadened output pulse, and the time difference between the peaks of the output and input pulses may not be equal to the one-way traverse time. Studies have also been carried out for the chirped pulse and dispersion etalon, which led to the expressions of the transmitting sub-pulses.

Key words temporal response, Fabry-Perot etalon, optical pulse.