

文章编号: 0253-2239(2004)05-577-6

宽带飞秒脉冲双折射干涉滤波的研究^{*}

刘红军¹ 王屹山¹ 赵 卫¹ 陈国夫¹ 卢克清¹ 阮 驰¹ 李雪峰²

(¹ 中国科学院西安光学精密机械研究所瞬态光学技术国家重点实验室, 西安 710068)
(² 西安邮电学院应用数理系, 西安 710061)

摘要: 对宽带飞秒脉冲双折射干涉滤波进行了理论和实验研究。首先给出了一种新型的双折射干涉滤波器的原理和设计,得到了输出滤波光谱强度分布的解析表达式。然后进行了 15 fs 宽带脉冲的干涉滤波的实验研究,实验得到了一组性能良好的透射和反射输出的干涉滤波谱图,实验测量与理论计算基本一致。同时还分析了群速失配以及色散对宽带飞秒脉冲双折射干涉滤波的影响。结果表明这种滤波器对宽带飞秒脉冲有很好的干涉滤波作用,能同时前向透射和侧向反射干涉滤波输出,且无插入功率损耗,可以用来获得波长稳定的多波长可调谐超短脉冲光源。对于飞秒脉冲干涉滤波器的设计和应用具有重要的参考价值。

关键词: 应用光学; 飞秒脉冲干涉滤波; 群速失配; 色散

中图分类号: O438; TN248 文献标识码: A

Study on Birefringent Filter for Broad-Bandwidth Femtosecond Pulse

Liu Hongjun¹ Wang Yishan¹ Zhao Wei¹ Chen Guofu¹ Lu Keqing¹
Ruan Chi¹ Li Xuefeng²

(¹ State key Lab Of Transient Optics and Technology, Xi'an Institute of Optics and Precision Mechanics, The Chinese Academic of Sciences, Xi'an 710068)
(² Department of Applications Mathematics and Physics, Xi'an Institute of Post and Telecoms, Xi'an 710061)

(Received 9 June 2003; revised 29 August 2003)

Abstract: The birefringent interference filter for broad-bandwidth femtosecond pulse is investigated theoretically and experimentally. The principle and design of a novel birefringent filter are presented based on the interference of polarized light, the analytical formulation of transmission and reflection spectra out of the filter is obtained. The experiments of the filter for 15 fs broad-bandwidth pulse have been carried out, a group of good transmittance and reflection filter spectra is obtained in the experiments, the experimental measurements are in agreement with the theory. Moreover, the influence of the group velocity mismatch (GVM) and group velocity dispersion (GVD) on the filter for broad-bandwidth femtosecond pulse is analyzed. The results demonstrate that the filter is feasible and efficient for broad-bandwidth femtosecond pulse, and there is no power depletion since it allow output of the forward transmission and lateral reflection spectra synchronously. This kind of filter can be applied to developing stable multi-wavelength and tunable ultrashort pulse sources. The results can be importantly referenced by design and application of this kind of filter for femtosecond pulse.

Key words: applied optics; femtosecond pulse interference filter; group velocity mismatch; dispersion

^{*} 国家 863 高技术青年基金(青 2000-10)、中国科学院西安光机所“行动计划”启动基金资助课题。

E-mail: liuhongjun@opt. ac. cn

收稿日期: 2003-06-09; 收到修改稿日期: 2003-08-29

1 引 言

光学干涉滤波器是指具有相同间隔的多个性能相同的透射或反射式光学信号通路元,它在光电子

以及光纤通信领域具有许多重要的应用,例如,在半导体激光器或光纤激光器中,可以利用其作为反馈谐振腔来实现多波长输出,并可作为密集波分复用系统中理想的标准通道光源;在具有超连续特性的宽带光源中,利用干涉滤波器可引出所需个数的窄带光源,经进一步光放大后可获取波分复用系统的多波长信号源^[1]。波长稳定的多波长可调谐的超短脉冲光源在飞秒生物、化学等研究领域及在未来的光波分复用-时分复用(WDM-OTDM)通信系统中将有着重要作用^[2~4]。利用光学双折射干涉滤波器的滤波技术是获得波长稳定的多波长可调谐超短激光脉冲的有效手段之一^[5],但对于脉宽很短的宽带飞秒脉冲而言,由于它在双折射晶体中产生的两个正交偏振分量脉冲在晶体中传播时存在着严重的群速失配效应,这种效应将导致从晶体出射的两个分量脉冲在时间上完全分离而不能产生干涉,因此传统的晶体加薄片型的双折射干涉滤波器不适用于脉宽很短的宽带飞秒脉冲^[6]。本文用一种薄膜偏振器代替传统的双折射滤波器中的偏振片,给出了一种新型双折射滤波器的原理和设计及滤波光谱强度分布的解析表达式,并对 15 fs 的宽带脉冲进行了干涉滤波的实验研究,分析讨论了群速失配及色散对宽带飞秒脉冲干涉滤波输出光谱的影响。

2 双折射干涉滤波器的基本原理和设计

首先给出一种双折射干涉滤波器的光学装置如图 1 所示,该装置主要由起偏器(Polarizer)、单轴双折射晶体(Birefringent crystal)和薄膜偏振器(Film polarizer)组成。薄膜偏振器由两块 ZF52* 玻璃棱镜粘合而成,它们的夹层镀有特殊膜,线偏振光波输入薄膜偏振器后,透射光波沿水平方向偏振,反射光沿垂直方向偏振。一束频率为 ω 的光波经过起偏器后入射到单轴双折射晶体的输入端面,定义输入波矢 k 和单轴双折射晶体的晶轴组成面的法线为 N ,设定起偏器的透射轴方向与 N 之间的夹角为输入角 α ,输入波矢 k 和单轴双折射晶体的晶轴之间

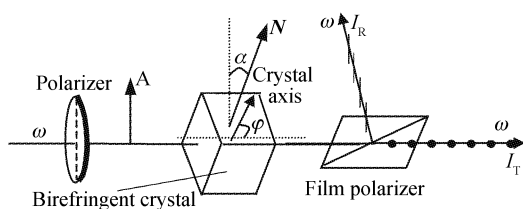


Fig. 1 The birefringent filter

的夹角为 φ ,因此输入光波在单轴双折射晶体中分解成两个正交偏振的本征光波(即寻常光波 o 波和非常光波 e 波)传播^[7],且它们的振幅与输入角有关。由于两个正交偏振光波从单轴双折射晶体出射时具有一定的相位差,因此它们输入到薄膜偏振器后可在其透射轴和反射轴上发生干涉。

2.1 透射光谱和反射光谱的干涉强度的解析表达式

在图 1、图 2 中,取直角坐标系 $oxyz$,使 ox 、 oy 轴方向为单轴双折射晶体的两个正交的振动方向, oy 轴方向与法线 N 一致,光波 ω 沿 ox 轴方向传播。

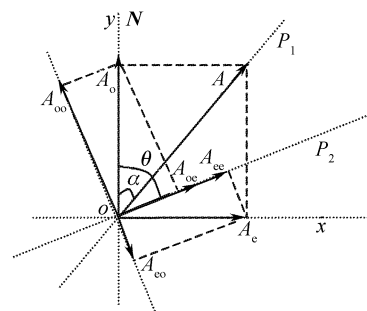


Fig. 2 Analysis of polarization beam

P_1 表示检偏器的透射轴,它同时表示输入到单轴双折射晶体光波的偏振方向, P_2 表示薄膜偏振器的透射轴。 oy 轴与 P_1 之间的夹角即为 α ,设定 oy 轴与 P_2 之间的夹角为 θ ,设输入到单轴双折射晶体的线偏振光的振幅为 A ,强度为 $I = A^2$,在单轴双折射晶体中将分解为沿 ox 、 oy 方向振动的两个分量,其振幅分别为

$$A_{oo} = A \cos \alpha, \quad A_{oe} = A \sin \alpha, \quad (1)$$

透过单轴双折射晶体后,该两束光的相位差为^[7]

$$\delta = \frac{2\pi d}{\lambda} (n_e - n_o), \quad (2)$$

式中 d 为单轴双折射晶体的厚度, n_e 、 n_o 分别为单轴双折射晶体中沿 ox 、 oy 方向振动的相位折射率, λ 为输入波长。在薄膜偏振器中,每个分量将分解成为沿 P_2 和垂直于 P_2 方向振动的两个分量。振幅为 A_o 的两个分量的振幅为

$$A_{oo} = A \cos \alpha \sin \theta, \quad A_{oe} = A \cos \alpha \cos \theta. \quad (3)$$

振幅为 A_e 的两个分量的振幅为

$$A_{eo} = A \sin \alpha \cos \theta, \quad A_{ee} = A \sin \alpha \sin \theta. \quad (4)$$

在这四个分量中,振幅为 A_{oe} 和 A_{ee} 的两个分量沿薄膜偏振器的透射轴方向振动并在透射轴上发生干涉,振幅为 A_{oo} 和 A_{eo} 的两个分量沿垂直与薄膜偏振器的透射轴方向振动且在反射轴上发生干涉,因此透射光的干涉合强度为

$$I_T = A_{oe}^2 + A_{eo}^2 + 2A_{oe}A_{eo}\cos\delta = I(\cos^2\alpha\cos^2\theta + \sin^2\alpha\sin^2\theta + 2\cos\alpha\cos\theta\sin\alpha\sin\theta\cos\delta), \quad (5)$$

反射光的干涉合强度为

$$I_R = A_{oo}^2 + A_{eo}^2 + 2A_{oo}A_{eo}\cos(\delta + \pi) = I[\cos^2\alpha\sin^2\theta + \sin^2\alpha\cos^2\theta + 2\cos\alpha\cos\theta\sin\alpha\sin\theta\cos(\delta + \pi)]. \quad (6)$$

若不考虑晶体的吸收损耗,若输入到单轴双折射晶体上的光强为 I_{in} , 则有

$$I_{in} = I_T + I_R. \quad (7)$$

对于起偏器和薄膜偏振器的透射轴平行($P_1 // P_2$)放置时,则 $\theta = \alpha$,将(2)式代入(5)式和(6)式,获得透射和反射干涉光谱强度分布

$$I_T = I\left[(1 - 2\sin^2\alpha)^2 + \sin^2(2\alpha)\cos^2\left(\frac{\pi d}{\lambda}\Delta n\right)\right], \quad (8)$$

$$I_R = I\sin^2(2\alpha)\cos^2\left(\frac{\pi d}{\lambda}\Delta n + \frac{\pi}{2}\right), \quad (9)$$

当 $\alpha = 45^\circ$ 时,则有

$$I_T = I\cos^2\left(\frac{\pi d}{\lambda}\Delta n\right), \quad (10)$$

$$I_R = I\cos^2\left(\frac{\pi d}{\lambda}\Delta n + \frac{\pi}{2}\right). \quad (11)$$

对于起偏器和薄膜偏振器的透射轴垂直($P_1 \perp P_2$)放置时,则 $\theta = \pi/2 - \alpha$,得到透射和反射干涉光谱强度分布

$$I_T = I\sin^2(2\alpha)\cos^2\left(\frac{\pi d}{\lambda}\Delta n + \frac{\pi}{2}\right), \quad (12)$$

$$I_R = I\left[(1 - 2\sin^2\alpha)^2 + \sin^2(2\alpha)\cos^2\left(\frac{\pi d}{\lambda}\Delta n\right)\right], \quad (13)$$

当 $\alpha = 45^\circ$ 时,则有

$$I_T = I\cos^2\left(\frac{\pi d}{\lambda}\Delta n + \frac{\pi}{2}\right), \quad (14)$$

$$I_R = I\cos^2\left(\frac{\pi d}{\lambda}\Delta n\right). \quad (15)$$

图 3 是依据(10)式和(11)式,取 $d = 0.5 \text{ mm}$, $\Delta n = 0.060$ 时计算得到的一个干涉滤波输出光谱曲线。由图 3 可知,反射光(实线)的出射强度和透射光(虚线)的出射强度随波长的变化呈现出梳状的光谱曲线,且透射和反射光谱在光强分布上是互补的。周期相位调制光谱的峰与峰之间的波长间隔以及峰的波长位置都可以通过变化单轴双折射晶体的厚度 d 或变化相位折射率差 Δn 来变化,对于特定厚度的单轴双折射晶体,可以通过旋转晶体而变化 φ 角来实现 Δn 的变化。

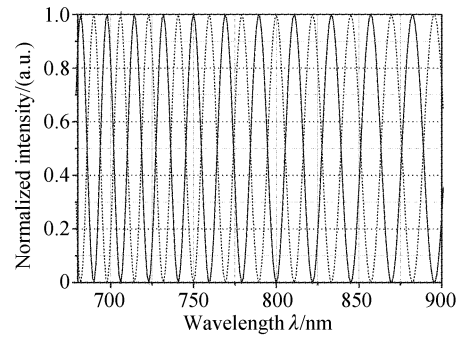


Fig. 3 The theoretical transmission (dash) and reflection (solid) spectra of the filter when $d = 0.5 \text{ mm}$, $\Delta n = 0.060$

2.2 群速失配对宽带飞秒脉冲双折射干涉滤波的影响

对于连续光或脉宽在皮秒以上的光脉冲而言,双折射干涉滤波则不受群速失配的影响,而对于脉宽极短的飞秒脉冲而言,由于飞秒光脉冲在单轴双折射晶体中的两个正交偏振分量光脉冲之间将存在严重的群速失配效应,这种效应将会导致从单轴双折射晶体出射的两个光脉冲之间有一特定的时间延迟,时间延迟量可用下式来计算

$$\tau = d \left| \frac{1}{v_o} - \frac{1}{v_e} \right|, \quad (16)$$

其中 d 为单轴双折射晶体的厚度, v_o 和 v_e 分别为两个正交偏振分量光脉冲在单轴双折射晶体中传播时的群速度。当 τ 大于或等于飞秒脉冲的实际脉宽时,两个分量光脉冲在时间上已完全分离,它们就不会产生干涉,只有当 τ 小于飞秒脉冲的实际脉宽时才有干涉产生,而且只有在 $\tau = 0$ 时输出光谱的干涉调制深度最深,但对所有的单轴双折射晶体 τ 总是大于零。由(16)式可知,单轴双折射晶体越厚或 Δn 越大,时间延迟量越大,因此对于一般的晶体加薄片型的双折射滤波器,当输入飞秒脉冲脉宽较短时,将不会有干涉滤波现象产生。而对于如图 1 所示的干涉滤波器,用薄膜偏振器代替传统的检偏器,由于该偏振器是由 ZF52* 玻璃构成,而 ZF52* 玻璃对于宽带飞秒脉冲有很大的色散作用,色散将导致宽带飞秒脉冲在时域上被展宽,展宽后的两个飞秒脉冲的脉宽将大于它们之间的时间延迟量 τ ,因此仍然将会有干涉滤波现象产生。

3 实验及结果

实验结构与图 1 所示基本相同,由于宽带飞秒脉冲光是线偏振光,因此实验中省去了检偏器,从而

减小了系统功率损耗。实验中采用的宽带飞秒光源是自行研制的钛宝石飞秒激光器输出的脉宽 15 fs (半峰全宽约 60 nm), 平均功率 500 mW, 重复率 75 MHz, 中心波长 800 nm 的脉冲激光。实验中采用 β -BaB₂O₄ (BBO) 晶体作为双折射晶体, 通过旋转 β -BaB₂O₄ 晶体来改变其晶轴与输入光波矢 k 之间的夹角 φ , 从而来改变相位差 Δn 和时间延迟量 τ , 输入光偏振方向与法线 N 之间的夹角 α 保持为 45°, 薄

膜偏振器的透射轴和飞秒脉冲的偏振方向都水平平行 ($P_1 // P_2$) 放置, 即 $\theta = a$ 的情况。由于晶体的长度很短, 因此 β -BaB₂O₄ 晶体的色散可以忽略不计。实验采用光纤光谱仪测量输出光谱。图 4(a) 表示测量的飞秒脉冲光谱, 图 4(b) 表示用自相关仪测量的脉宽约为 15 fs (注: 输出飞秒脉冲为高斯型, 实际脉宽应等于测量值乘以系数 0.7)。

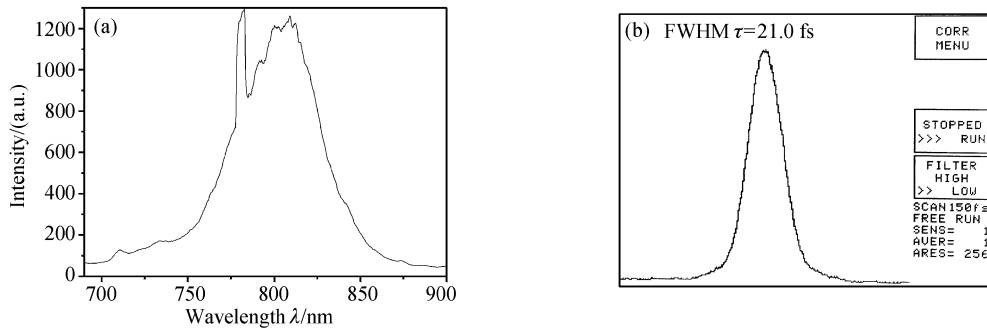


Fig. 4 (a) The spectra of input femtosecond pulse (b) Autocorrelation trace of input pulses for the filter with center wavelength at 800 nm. The factual FWHM is $21 \times 0.7 \approx 15$ fs

图 5 表示用自相关仪测量到的 15 fs 的光脉冲通过薄膜偏振器后的脉宽, 显然, 由于薄膜偏振器的色散, 飞秒脉冲已在时域上被展宽为 270 fs。

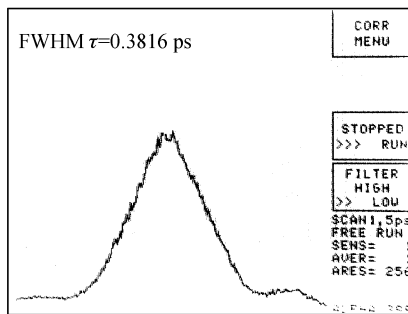


Fig. 5 Autocorrelation trace of input pulse for the filter after passing through the film polarizer. The pulse is stretched to $386 \times 0.7 \approx 270$ fs

实验中, 选择 β -BaB₂O₄ 晶体的厚度分别为 0.5 mm 和 2 mm, 在这两种晶体长度下, 首先用一般的偏振片作为检偏器置于图 1 所示薄膜偏振器的位置, 旋转 β -BaB₂O₄ 晶体改变 φ 角, 用光谱仪监测, 未观察到有干涉滤波光谱输出, 其主要原因是由于群速失配效应导致两个分量脉冲之间的时间延迟量大于 15 fs, 因此两个 15 fs 的分量脉冲在时间上已完全分离而不能产生干涉。然后按图 1 所示的装置进行实验, 在两种晶体厚度下, 分别旋转 β -BaB₂O₄ 晶体改变 φ 角, 并保持 $\alpha = 45^\circ$ 不变, 实验测得如下几组实验结果分别如图 6、图 7 和图 8 的虚线所示, 在每个图中的实线给出了相应实验条件下依据(10)式和(11)式并不考虑群速失配的影响下计算的理论值, 每个图中(a)和(b)分别表示透射谱和反射谱。图 6 表示当 $d = 0.5$ mm, $\varphi = 42^\circ$ 时, 计算得到 $\Delta n = 0.060$, 实

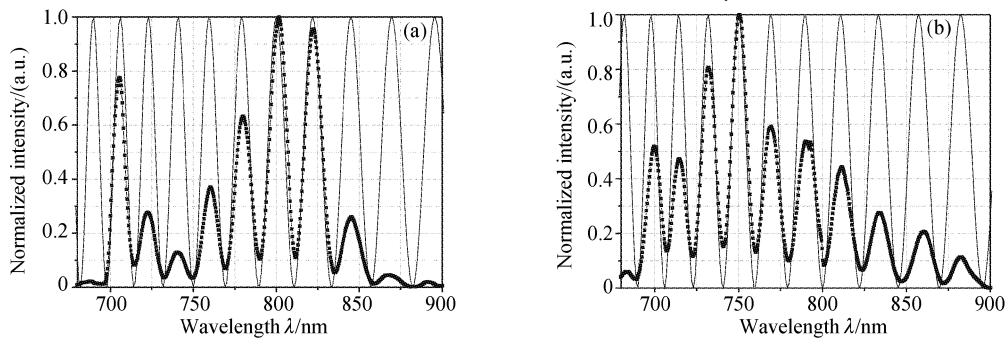


Fig. 6 (a) The transmission spectra of the filter (b) The reflection spectra of the filter when $d = 0.5$ mm, $\varphi = 42^\circ$. The solid: theoretical calculation; The dot: experimental measurement

验测量及理论计算的透射和反射干涉滤波光谱。图 7 表示当 $d=0.5 \text{ mm}$, $\varphi=55^\circ$ 时, 计算得到 $\Delta n=0.080$, 实验测量及理论计算得到的透射和反射干涉滤波光谱。图 8 表示当 $d=2 \text{ mm}$, $\varphi=33^\circ$ 时, 计算得到

$\Delta n=0.037$, 实验测量及理论计算得到的透射和反射干涉滤波光谱。上述结果表明不同条件下实验结果与理论结果基本一致。

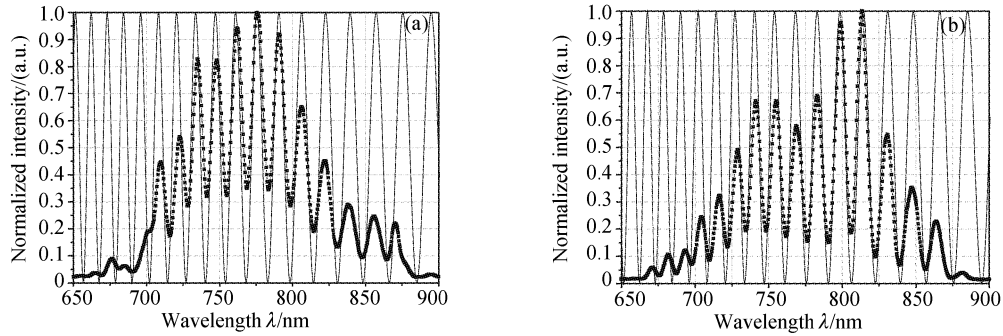


Fig. 7 (a) The transmission spectra of the filter (b) The reflection spectra of the filter when $d=0.5 \text{ mm}$, $\varphi=55^\circ$. The solid: theoretical calculation; The dot: experimental measurement

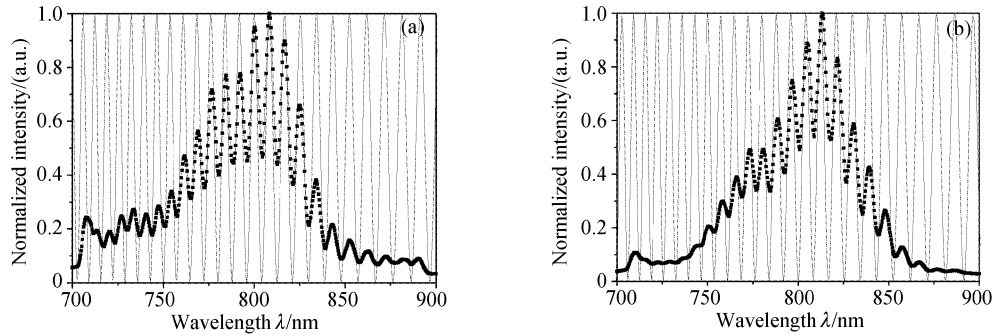


Fig. 8 (a) The transmission spectra of the filter (b) The reflection spectra of the filter when $d=2 \text{ mm}$, $\varphi=33^\circ$. The solid: theoretical calculation; The dot: experimental measurement

对比图 6~图 8 可知, 薄膜偏振器的有效色散在宽带飞秒脉冲的干涉滤波中有着重要的作用, 当 $d=0.5 \text{ mm}$, $\varphi=42^\circ$ 时, $\Delta n=0.060$, 依据(16)式可求得两个分量脉冲之间的时间延迟量 $\tau \approx 97 \text{ fs}$, 对于两个 15 fs 的分量脉冲而言, 它们从单轴双折射晶体出射后在时间上已完全分离, 因此加入一般的偏振片则不会产生干涉, 而加入 ZF52* 的薄膜偏振器后, 由于色散的作用, 两个 15 fs 的分量脉冲在时域上已被展宽为 270 fs , 因此在薄膜偏振器的透射轴和反射轴上分量脉冲依然能够产生干涉; 当 $d=0.5 \text{ mm}$, $\varphi=55^\circ$ 时, $\Delta n=0.080$, 干涉调制光谱的峰与峰的波长间隔减小, 但时间延迟量增大为 $\tau=140 \text{ fs}$, 干涉对光谱的调制深度明显减小; 当 $d=2 \text{ mm}$, $\varphi=33^\circ$ 时, $\Delta n=0.037$, 时间延迟量为 $\tau=258 \text{ fs}$, 尽管还有干涉产生, 但干涉对输出光谱的调制深度大大减小, 干涉滤波效果变差; 实验中, 当 $d=2 \text{ mm}$ 时, 进一步增加相位折射率差 Δn , 使得时间延迟量 τ 大于 270 fs 后, 实验未能再观察到干涉滤波产生。总之, 随着单轴双折射晶体厚度或相位折射率差 Δn

的增加, 光谱干涉调制的周期缩短, 光谱峰与峰的波长间隔越来越小, 但时间延迟量 τ 越来越大, 干涉对输出光谱的周期调制深度越来越小, 直到当 τ 大于分量脉冲的实际脉宽时将不会有干涉产生, 因此当选择合适的晶体厚度 d 和相位折射率差 Δn , 使得两个分量脉冲间的时间延迟量 τ 远小于它们的实际脉宽时, 可以获得很好的滤波效果。实验中还测量到在不同条件下透射和反射输出滤波光谱的功率都约为 250 mW , 它们的功率总和等于输入功率 500 mW , 因此无插入功率损耗。

结论 本文研究了宽带飞秒脉冲双折射干涉滤波, 给出了一种新型双折射干涉滤波器的原理和设计, 得到了这种滤波器的透射和反射输出光谱强度分布的解析表达式, 并进行了 15 fs 宽带飞秒脉冲干涉滤波的实验研究, 实验得到了一组性能良好的透射和反射干涉滤波谱, 实验结果与理论结果基本一致。同时还讨论了群速失配和色散对宽带飞秒脉冲干涉滤波的影响。研究结果还表明这种滤波器不仅具有

传统的双折射干涉滤波器的特点,而且能同时前向透射和侧向反射干涉滤波输出,无插入功率损耗,且对宽带飞秒脉冲有很好的干涉滤波作用,这种滤波器完全可以用来获得稳定的多波长可调谐飞秒脉冲光源。本文的结果对于研制和设计飞秒脉冲光学干涉滤波器具有十分重要的指导意义。

参 考 文 献

- 1 Li Jie, Tong Zhengrong, Meng Hongyun *et al.*. Theoretical study on optical comb-filter of cascaded M-Z interferometer. *Acta Optica Sinica* (光学学报), 2003, **23**(1):41~44 (in Chinese)
- 2 Yajima H. The concept of femtosecond technology. *Optoelectronics (Devices and Technologies)*, 1995, **10**(4):477~490
- 3 Yang Shiquan, Li Zhaohui, Xiang Yang *et al.*. Wavelength tunable dual-wavelength actively mode-locked fiber laser with F-P LD as modulator. *Acta Optica Sinica* (光学学报), 2003, **23**(4):472~475 (in Chinese)
- 4 Xia Guangqiong, Wu Zhengmao, Chen Jianguo *et al.*. Time delay of input short optical pulses after passing through Fabry-Perot filters. *Chin. J. Laser* (中国激光), 2001, **28**(11):1007~1009 (in Chinese)
- 5 Zhang Juan, Liu Liren, Zhou Yu *et al.*. Flattening optimization of spectral transmittance for birefringent filter. *Acta Optica Sinica* (光学学报), 2003, **23**(4):426~430 (in Chinese)
- 6 Cai Yanmin, Wang Xinge, Zhao Ling *et al.*. Principle of birefringence crystal type interleaver applied in DWDM fiber system. *Chin. J. Laser* (中国激光), 2001, **28**(11):1017~1020 (in Chinese)
- 7 Born M, Wolf W. *Principles of Optics*. The 6th edition, Pergamon Press, 1980