

提升啁啾脉冲激光信噪比的扫描滤波方法*

曾冰¹⁾ 曾曙光¹⁾ 张彬^{1)†} 孙年春¹⁾ 隋展²⁾

1) (四川大学电子信息学院, 成都 610064)

2) (中国工程物理研究院激光聚变研究中心, 绵阳 621900)

(2011年9月29日收到; 2011年12月22日收到修改稿)

基于扫描滤波原理, 提出了一种新的用以提升啁啾脉冲激光信噪比 (signal-to-noise, SNR) 的光学扫描滤波方法. 针对内置电光晶体的 Fabry-Perot 标准具的扫描滤波方案, 定量分析了其扫描滤波谱特性, 详细讨论了 Fabry-Perot 标准具平行平板的镜面反射率和内置电光晶体类型对输出脉冲信噪比的影响, 并进一步探讨了控制电压变化对信噪比提升效果的影响. 结果表明, 扫描滤波器的透射窗口带宽越窄, 信噪比的提升效果越好; 为了保证输出效果, Fabry-Perot 标准具平行平板反射率应大于 0.9; 对于内置二次电光晶体钽铌酸钾晶体的 Fabry-Perot 标准具扫描滤波方案, 其外加电压较内置普通线性电光晶体的方案更低, 且更易于控制; 钽铌酸钾晶体构成组分的不同对滤波器效果的影响并不大, 而控制电压和信号光啁啾率的变化则会对滤波效果产生较大影响.

关键词: 啁啾脉冲激光, 信噪比, 扫描滤波, F-P 标准具

PACS: 42.79.ci, 42.60.-v, 42.65.Re

1 引言

自上世纪 90 年代以来, 高功率超短脉冲激光技术得到了迅速的发展. 啁啾脉冲放大技术 (chirp pulse amplification, CPA)^[1] 已使得飞秒激光的脉冲输出峰值功率达到拍瓦量级^[2], 由此获得的数百万倍于原子内电场强度的光场强度为人类对未知世界进行科学探索提供了强有力的手段. 从激光技术角度而言, 信噪比 (signal-to-noise, SNR) 是一个总体性的技术指标, 它将影响超高功率 CPA 激光系统的总体技术方案^[3]. 在实际工作中, 如何有效地提升系统输出脉冲信噪比, 一直是高功率超短脉冲系统研究工作的重点和难点之一^[4-6]. 目前, 用于提高超短脉冲信噪比的技术主要有可饱和吸收体法^[7]、非线性滤波法^[8-10]、光参量啁啾脉冲放大 (optical parametric chirp pulse amplification, OPCPA) 法^[11-13] 等, 上述方法各有优缺点. 可饱和吸收体法会导致光束空间轮廓变形; 非线性滤波法虽然可以显著抑制纳秒范围内再生放

大器产生的预脉冲, 但其转换效率不够高; 光参量啁啾脉冲放大可以很好的抑制抽运脉冲时间窗口外的噪声, 而对窗口内的噪声却无能为力. 钽铌酸钾 ($\text{KTa}_{1-x}\text{Nb}_x\text{O}_3$, KTN) 晶体是目前已知的具有最大二次电光效应的晶体, 其二次电光系数可达 $10^{-14} \text{ m}^2/\text{V}^2$ 量级^[14]. 本文提出了一种利用内置 KTN 晶体 Fabry-Perot (F-P) 标准具的扫描滤波特性来提高啁啾脉冲信噪比的方法, 利用 KTN 晶体的二次电光效应, 通过调制电光晶体两端的电压, 使 F-P 标准具的输出透过谱与啁啾脉冲信号光的啁啾率匹配, 即滤波器的输出透过谱中心频率随时间变化, 且变化率与啁啾脉冲信号光的啁啾率相匹配, 从而极大地滤除掉噪声, 而使啁啾信号脉冲高效率通过, 以达到提高啁啾脉冲信噪比的目的.

2 理论模型

2.1 扫描滤波原理

扫描滤波原理如图 1 所示. 在时间 - 频谱域内,

* 国家高技术研究发展计划项目

† E-mail: zhangbinff@sohu.com

啁啾脉冲的瞬时频率随时间而变化, 而在其周围分布着频谱范围更宽、存续时间更长的噪声. 设计一种窄带光谱滤波器, 使其透过谱的中心频率随时与啁啾信号光的瞬时频率相同, 从而能高效率地通过啁啾脉冲, 而主要源于放大自发辐射 (amplified spontaneous emission, ASE) 的噪声, 其频谱分布更宽、存续时间更长, 因此, 可利用扫描滤波器将先期到达或在滤波器通带宽度之外的 ASE 噪声滤掉, 从而可利用扫描滤波方法实现啁啾脉冲的信噪比提升.

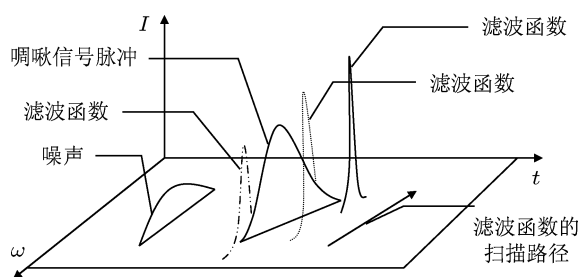


图1 扫描滤波原理示意图

假设信号光为线性啁啾高斯脉冲, 其时域光场表达式为^[15]

$$A(t) = A_0 \exp \left[-\frac{1 + jC}{2} \left(\frac{t - t_c}{T_0} \right)^2 \right], \quad (1)$$

式中, C 为啁啾系数, A_0 为电场强度, t_c 为信号脉冲中心时刻, T_0 为啁啾脉冲的 $1/e$ 幅度半宽, 其频谱分布表示为

$$\omega(t) = \omega_0 + \frac{Ct}{T_0}. \quad (2)$$

由于放大过程中的自发辐射效应 (ASE)、光谱窄化、增益饱和、非线性效应等多种因素的存在, 不可避免地存在着多种形式噪声的影响, 从而导致超短脉冲系统输出激光脉冲信噪比明显下降^[16].

对于 ASE 等因素导致的背景噪声, 其噪声时域表达式可表示为随机起伏的背景噪声形式^[17]:

$$E_{\text{noise}}(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} E_{\text{noise}}(\omega) \exp[j\phi_{\text{noise}}(\omega)] \times \exp(j\omega t) d\omega, \quad (3)$$

式中, $E_{\text{noise}}(\omega)$ 是噪声频谱幅度, $\phi_{\text{noise}}(\omega)$ 为噪声频谱上 $[0, 2\pi]$ 的随机分布相位.

对于预脉冲形式的噪声, 光脉冲强度时域表达式可表示为^[18]

$$I(t) = I_1 \exp(-t^2/a) + I_2 \exp[-(t + T)^2/b], \quad (4)$$

式中, I_1 和 I_2 分别表示主脉冲和噪声脉冲的峰值功率, a 和 b 与两个脉冲的时间宽度有关, T 为两个脉冲之间的时间间隔.

本文采用的信噪比定义为信号强度积分与噪声强度积分之比^[19], 即

$$\text{SNR} = \frac{\int I_{\text{signal}} dt}{\int I_{\text{noise}} dt}, \quad (5)$$

式中, I_{signal} 为时域上信号强度, I_{noise} 为噪声强度.

当信号和噪声一起通过滤波器时, 可通过改变滤波器透射谱的方式, 使得滤波函数随时间的变化速率与啁啾信号脉冲瞬时频率的变化速率一致并且两者同步, 而噪声的瞬时频率变化与滤波函数的透过率变化不匹配, 因此, 信号光可以高效率通过, 而噪声却在很大程度上得以滤除, 从而可起到提高啁啾脉冲信噪比的作用.

2.2 F-P 标准具内置电光晶体的扫描滤波方案

采用不同的滤波方案, 可得到不同的滤波函数, 最终的滤波效果也就有很大差异. 根据上述扫描滤波原理可知, 扫描滤波器的滤波函数透射谱宽度越窄, 越有利于啁啾脉冲信噪比的提升. 为此, 我们提出了一种在 F-P 标准具里内置电光晶体的扫描滤波方案, 其结构如图 2 所示.

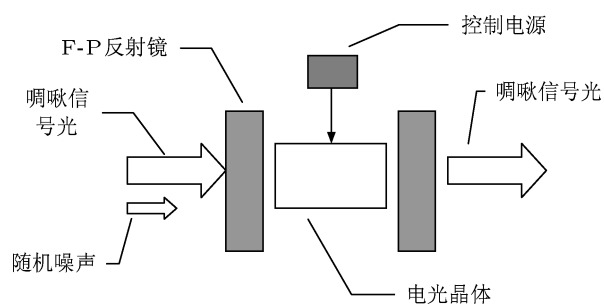


图2 扫描滤波器结构示意图

将电光晶体置于 F-P 标准具的两平行平板之间构成滤波器, 利用电光晶体的电光效应, 通过在电光晶体上加载电压, 可以实现对其折射率改变的控制, 进而实现对滤波器滤波函数的控制. 当电光晶体加载的电压随时间而变时, 滤波器滤波函数也随时间而变, 从而可实现对信号的扫描滤波.

内置电光晶体的 F-P 标准具的透过率谱函数为

$$T = \frac{1}{1 + \frac{4r}{(1-r)^2} \sin^2\left(\frac{\varphi}{2}\right)}, \quad (6)$$

式中, r 为 F-P 标准具平行平板的反射率, φ 为 F-P 标准具相邻两透射光束的相位差, 可表示为

$$\varphi = \frac{2\pi}{\lambda}[2(L-d) + 2(n_0d + \Delta nd)] + \frac{\phi}{\pi}, \quad (7)$$

式中, Δn 为电致折射率变化, ϕ 是反射相变, L 为 F-P 两平行平板间距, d 为电光晶体长度.

采用不同的内置电光晶体, 所产生的电致折射率变化就会不同. 对于普通的线性电光晶体, 在电光晶体上施加电场后, 其主折射率变化为

$$\Delta n = \frac{1}{2}n_0^3r_{63}E = \frac{1}{2}n_0^3r_{63}\frac{U}{d}, \quad (8)$$

式中, n_0 为未加电场 E 时的折射率, r_{63} 为电光系数, U 为加载电压.

对于二次电光晶体, 在电光晶体上加载电场后, 其主折射率变化为

$$\Delta n = -\frac{1}{2}n_0^3s_{11}E^2 = -\frac{1}{2}n_0^3\frac{s_{11}}{d}\frac{U^2}{d}, \quad (9)$$

式中, s_{11} 为二次电光系数, 可表示为

$$s_{11} = g_{11}\varepsilon_0^2(\varepsilon_r - 1)^2, \quad (10)$$

式中, ε_0 , ε_r 分别为真空介电常数和晶体相对介电常数, g_{11} 为晶体极化光学系数, 仅与入射光波长有关, 而不随温度和介电常数变化.

当信号光波长 $\lambda(t)$ 随时间 t 啁啾变化时, 为了保证滤波器对信号光的透过率 T 足够高 ($T \approx 1$), 则要求加载于电光晶体上的控制电压也以与信号光啁啾率相匹配的速率而随时间变化. 于是, 对于普通线性电光晶体, 加载在电光晶体上的控制电压随时间变化的表达式为

$$U = \frac{k \cdot \lambda(t) - 2(L-d) - 2n_0d}{n_0^3\gamma_{63}}. \quad (11)$$

对于二次电光晶体, 加载在电光晶体上的控制电压随时间变化的表达式为

$$U = \sqrt{-\frac{k\lambda - 2(L-d) - 2n_0d}{\frac{n_0^3s_{11}}{d}}}. \quad (12)$$

分析 (6)—(12) 式可知, 加载于电光晶体的控制电压会影响到 F-P 标准具相邻两出射光的相位差, 进而影响其透过率. 当信号光和噪声一起入射到滤

波器时, 由于信号光是呈啁啾变化的, 对于某一时刻的特定波长, 均存在一个最佳控制电压与之相对应使得滤波器透过率接近 1, 因此, 通过控制电压的改变, 可致使滤波器对信号光的透过率随波长变化的移动速率与啁啾信号光的频率随时间的变化速率一致, 从而使信号光高效率通过, 而噪声则因其是随机分布而被滤波器在很大程度上滤除掉, 从而实现啁啾脉冲信噪比的有效提升.

进一步比较 (8) 和 (9) 式可知, 当 γ_{63} 与 s_{11}/d 数值相差不大时, 对于外加相同的电压条件下, 采用内置具有二次电光效应的电光晶体比采用普通线性电光晶体所达到的电光晶体折射率改变要大得多, 也即是说, 对于相同的折射率变化, 采用二次电光晶体比采用普通线性电光晶体对电压控制的需求要低得多, 因而更易于实现和控制.

3 数值模拟与分析

KTN 是目前已知的具有最大二次电光效应的晶体, 鉴于二次电光晶体方案与普通线性电光晶体方案相比具有控制电压低、易于控制的特点, 本文重点以在频谱上随机分布的背景噪声模型为例, 对内置 KTN 晶体的扫描滤波方案进行分析和讨论.

计算中用到的参数为: 信号光脉冲为啁啾高斯脉冲, 中心波长为 800 nm, 啁啾系数 $C = 2000$, 脉宽为 1 ns, 峰值强度为 $4.5 \times 10^9 \text{ W/cm}^2$; 噪声为背景噪声形式和预脉冲形式的噪声, 背景噪声中心波长为 790 nm, 均值强度为 $1 \times 10^{-2} \text{ W/cm}^2$, 方差为 $5 \times 10^{-3} \text{ W/cm}^2$, 预脉冲噪声与信号时间间隔 $T = 10 \text{ ps}$; F-P 标准具平行平板反射率为 0.97; KTN 晶体长度为 0.5 mm^[20], KTN 晶体折射率 n_0 为 2.2705, 二次电光系数 s_{11} 为 $-8.6 \times 10^{-15} \text{ m}^2/\text{V}^2$ ^[21].

图 3 给出了不同参数条件下的扫描滤波器滤波特性. 从图 3(a) 可以看出, 当 F-P 标准具的两平行平板反射率不同, 会引起滤波器透射性能发生改变. 当平行平板反射率 r 较小时, 滤波器的透射谱较宽, 然而, 随着反射率的增大, 透射窗口越来越窄, 透射谱变得越来越尖锐, 这是由 F-P 标准具的透射谱性质决定的. 因此, 可以通过调节内置电光晶体的外加电压使得 F-P 标准具的透射峰刚好与信号光的波长 λ 相对应, 从而使信号光可以几乎无损耗地通过, 而噪声因频谱范围很宽而在 F-P 标准具透射窗口之外的绝大部分均会被滤除, 于是, 经

扫描滤波器后, 啁啾脉冲信号光的信噪比得到了大幅度提升. 分析图 3(b) 可知, 当滤波器的透射窗口带宽越窄时, 啁啾脉冲的信噪比提升倍数越大. 这是因为对于噪声来说, 滤波器的透射窗口越窄, 则能透过滤波器的噪声频谱成分越少, 其强度积分也就越小, 而信号光总是几乎无损耗地通过的, 因而滤波器输出信噪比就越大, 由此可见, 滤波器的透射谱越尖锐, 透射窗口带宽越窄, 则信噪比的提升效果越好. 由于 KTN 晶体是钽妮酸钾 (KNbO₃, KN) 和钽酸钾 (KTaO₃, KT) 的固熔体混晶, 其电光性能会随组分的不同而有所变化. 图 3(c) 和 (d) 表明, 无论是随机分布的背景噪声形式, 还是预脉冲噪声形式, 采用不同组分的 KTN 晶体, 虽然其电光系数 s_{11} 有所不同, 但在相同的输入条件下, 啁啾脉冲的信噪比却基本相同, 这说明 KTN 晶体构成组分的不同引起电光系数的差异对滤波器效果的影响不大.

由 (9) 式也可以看出, $n_0^3 U/d$ 的值为 10^7 左右量级, 而 s_{11}/d 的值为 10^{-11} 量级, 二者数值相差非常大, 因此, s_{11} 在小范围内改变基本不会对 Δn 产生明显影响, 从而也几乎不会对滤波器透过率及最终的滤波效果产生明显影响. 此外, 从图 3(c) 和 (d) 还可以看出, 随着 F-P 标准具的两平行平板反射率的提高, 信噪比提升倍数会增大. 当反射率较低 ($r < 0.7$) 时, 信噪比提升倍数的增长非常缓慢, 只有当反射率较高 ($r > 0.9$) 时, 输出脉冲的信噪比才会大幅度得到提升. 这是因为 F-P 标准具的反射率越高, 致使 F-P 标准具的透射谱输出窗口越窄, 对噪声的滤过效果也就越好.

为了比较 F-P 标准具内置不同电光晶体时, 其控制电压的差异, 图 4 给出了 F-P 标准具内置不同电光晶体时, 控制电压随信号光波长的变化.

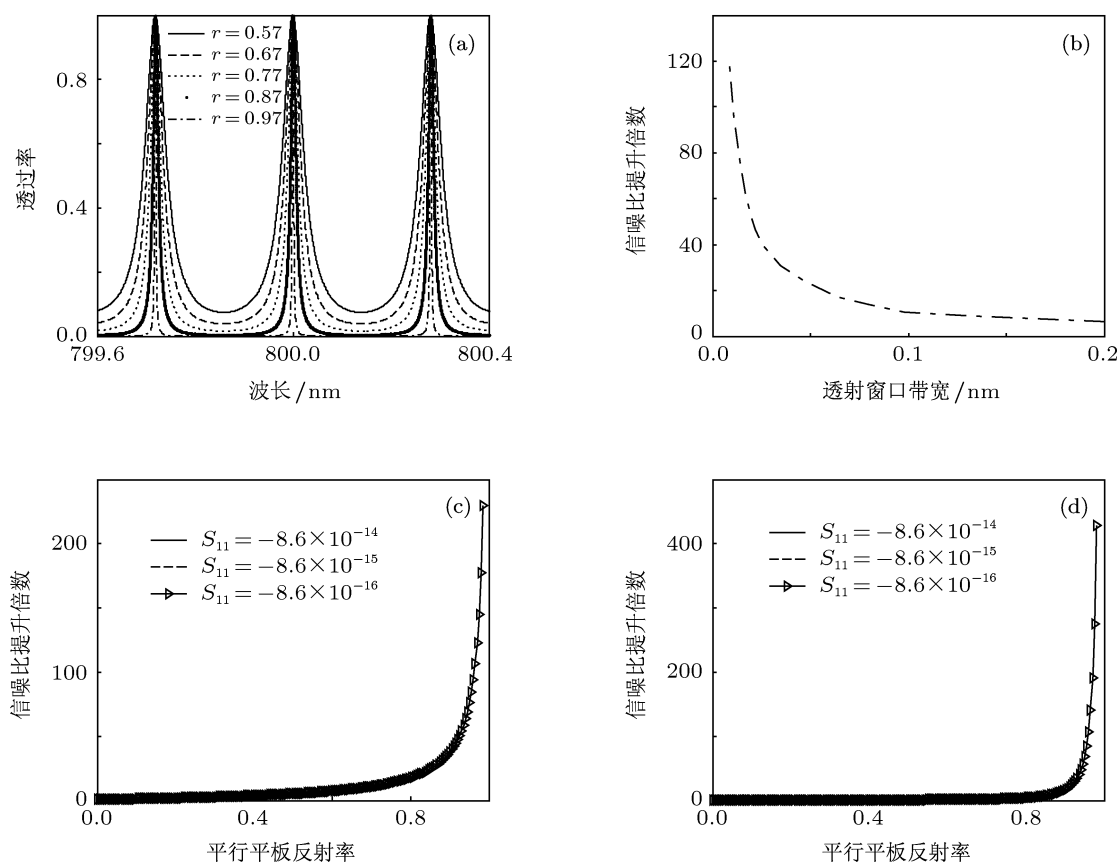


图 3 扫描滤波器的滤波特性 (a) 不同平行平板反射率下的滤波器透射谱分布; (b) 背景噪声模型下, 不同透射窗口带宽下的信噪比提升倍数; (c) 背景噪声模型下, 不同电光系数时的信噪比提升倍数随平行平板反射率的变化; (d) 预脉冲噪声模型下, 不同电光系数时的信噪比提升倍数随平行平板反射率的变化

从图 4 可以看出, 对于具有一定带宽的啁啾脉冲信号光, 加载于电光晶体上的最佳控制电压随信号光波长 λ 而变, 波长越大, 则所需要加载的控制电压也就越高. 由于磷酸二氢钾 (KDP) 晶体和磷酸二氘钾 (KD*P) 晶体均为线性电光晶体, 其控制电压变化幅度均比二次电光 KTN 晶体的控制电压高得多, 且变化率也大得多, 因而在实际应用中更加难以实现和控制. 而采用 KTN 晶体的 F-P 标准具实现扫描滤波则只需要较低的控制电压, 且更易于控制. 其原因在于: 由 (8) 和 (9) 式可知, 二次电光晶体产生的 Δn 与其控制电压 U 的平方有关成正比, 而普通线性电光晶体产生的 Δn 与其控制电压呈线性关系. 当 γ_{63} 与 s_{11}/d 数值相差不大时, 若要产生相同的 Δn , 则二次电光晶体所需的控制电压较线性电光晶体更低. 这也正是内置 KTN 晶体 F-P 标准具方案的突出优势.

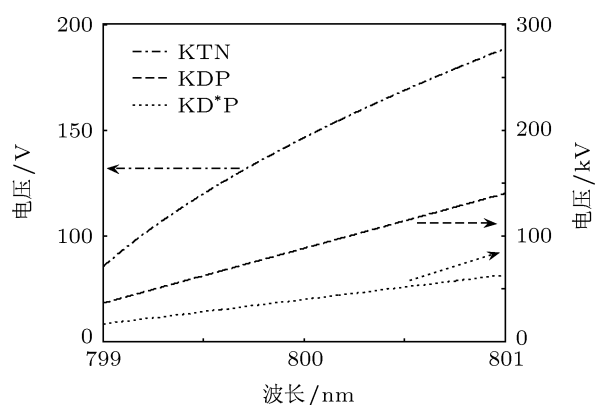


图 4 内置不同电光晶体时控制电压随波长的变化

当 KTN 电光晶体的控制电压存在电压抖动或控制电压存在一定延时, 会对滤波器的性能产生影响. 图 5 给出了控制电压变化对滤波效果的影响.

从图 5(a) 可以看出, 随着控制电压抖动 ΔU 的增大, 滤波器的透过率和激光脉冲信噪比提升倍数均呈快速下降的趋势, 抖动电压越大, 透过率和信噪比提升倍数下降越快, 造成信号光的能量损失也越厉害. 当抖动电压为 0 时, 激光脉冲信噪比可提高 122 倍 (信噪比提高了 2 个量级), 且啁啾信号光的透过效率也可高达 95% 以上. 然而, 当抖动电压超过 0.4 V 时, 滤波器的透过率已非常低, 此时, 信号光也绝大部分都被损耗掉, 滤波器输出啁啾脉冲信噪比的提升倍数会受到很大影响. 分析图 5(b) 可知, 当控制电压存在延时 Δt , 会造成控制电压与信号光的啁啾变化不匹配, 随着电压延时的增加, 滤

波器的透过率和啁啾脉冲信噪比提升倍数均下降很快, 电压延时越长, 透过率和信噪比提升倍数则下降越厉害. 由此可见, 本文提出的扫描滤波方案对控制电压变化较为灵敏. 这是因为 F-P 标准具的透射谱很锐, 如果出现一定程度的电压抖动, 信号光的透过率便会偏离相应的透射峰, 其透过率明显变小, 进而导致最终的信噪比提升效果大幅下降. 因此, 在实际工作中, 对控制条件的要求比较高, 但现有技术条件是可以使得控制电压的抖动和延迟达到所需的要求 [22], 该方案在技术上具有科学性和可行性. 考虑到实际控制时电光晶体对电压的响应通常存在亚纳秒量级的时间延迟 [23], 因此, 可以在控制信号光时加延时器, 以确保电光晶体对啁啾脉冲和电压的同步响应.

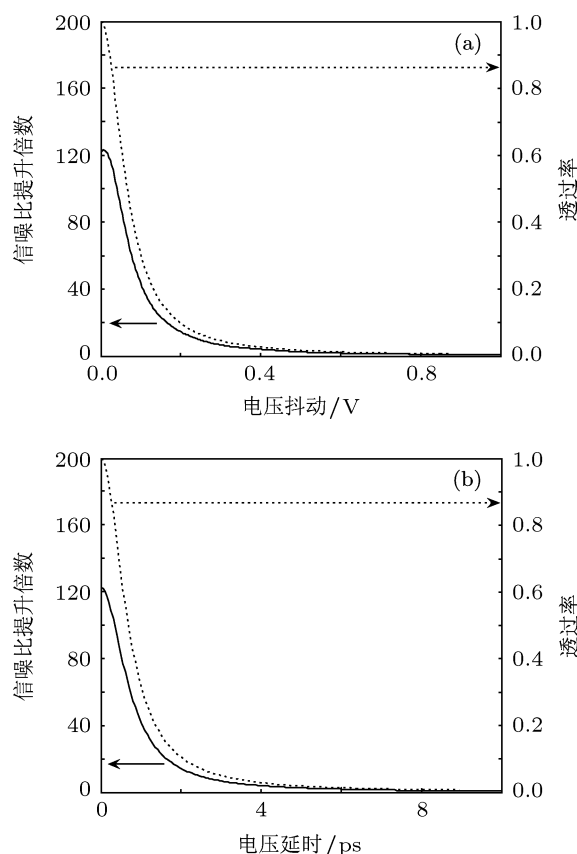


图 5 控制电压变化对滤波效果的影响 (a) 电压抖动下的滤波透射率和信噪比提升倍数; (b) 电压时延下的滤波透射率和信噪比提升倍数

在实际控制过程中, 信号光的啁啾率也可能存在一定误差, 图 6 给出了信号光的啁啾率误差对信噪比提升效果的影响.

从图 6 可以看出, 随着啁啾率误差的增大, 啁啾脉冲的信噪比提升倍数会明显越小. 这是因为信

噪比的提升是通过滤波器的透过谱随着信号光频率同步扫动,使得信号光能高效率地通过,噪声则因其频率变化与滤波谱的变化不匹配而被滤除掉来得以实现的,而滤波谱的扫动是通过外加电压的改变来实现的,且外加控制电压参数则是基于已知的信号光脉冲参数而确定的.若信号光的啁啾率出现控制误差,则会导致实际施加的控制电压与所需要的最佳电压产生偏差,从而导致信号光的透过率降低,信噪比提升效果大幅下降.由此可见,信号光的啁啾率控制误差对信噪比提升效果也存在一定影响,在实际工作中,可以通过调整展宽器将啁啾率误差控制在合理范围以内.

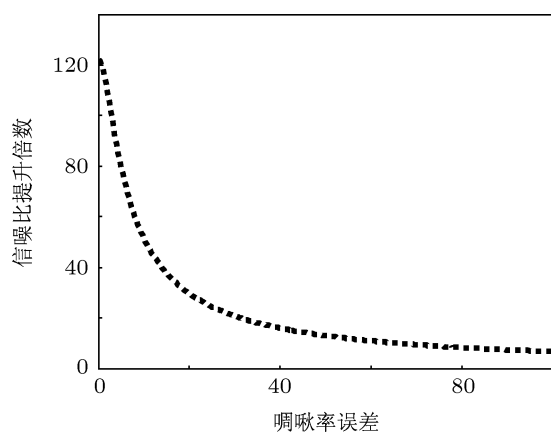


图6 啁啾率的控制误差对信噪比提升效果的影响

4 结论

本文对利用扫描滤波方法提高啁啾脉冲信噪比的基本原理进行了分析,提出了一种新的基于 KTN 电光晶体和 F-P 标准具的扫描滤波器方案.对该方案的扫描滤波特性进行了分析,并详细讨论了 F-P 标准具平行平板反射率、KTN 晶体电光系数、控制电压抖动和延时等因素对啁啾脉冲信噪比提升倍数和滤波透射率的影响.研究结果表明,滤波器的透射谱越尖锐,透射窗口带宽越窄,则信噪比的提升效果越好;当 F-P 标准具平行平板反射率较小时,滤波器信噪比提升效果并不明显,然而,随着反射率的提高,滤波器的透射谱更尖锐,信噪比提升倍数明显增大,且为了保证好的输出效果,反射率应大于 0.9;电光晶体控制电压和信号光啁啾率的变化将对滤波器的滤波效果产生较大影响,在实际工作中,必须尽量减小控制电压的抖动和延时和信号光啁啾率误差;内置 KTN 晶体的滤波器实现扫描滤波只需要较低的控制电压,且 KTN 晶体构成组分的不同引起电光系数的差异对扫描滤波器的输出效果的影响不大.本文提出的扫描滤波方案适用于不同形状、不同带宽的输入信号光脉冲,而且具有原理简单、容易实现等突出优点,可为啁啾脉冲激光信噪比的提升提供重要参考.

- [1] Strickland D, Mourou G 1985 *Opt. Commun.* **56** 219
- [2] Bahk S W, Rousseau P, Planchon T A, Chvykov V, Kalintchenko G, Maksimchuk A, Mourou G A, Yanovsky V 2004 *Opt. Lett.* **29** 2837
- [3] Yoshida H, Ishii E, Kodama R, Fujita H, Kitagawa Y, Izawa Y, Yamanaka T 2003 *Opt. Lett.* **28** 257
- [4] Beaudoin Y, Chien C Y, Coe J S, Tapié J L, Mourou G 1992 *Opt. Lett.* **17** 865
- [5] Yamakawa K, Shiraga H, Kato Y, Barty C P J 1991 *Opt. Lett.* **16** 1593
- [6] Kiriyama H, Mori M, Nakai Y, Shimomura T, Tanoue M, Akutsu A, Kondo S, Kanazawa S, Okada H, Motomura T, Daido H, Kimura T, Tajima T 2008 *Opt. Lett.* **33** 645
- [7] Hong K H, Hou B, Nees J A, Power E, Mourou G A 2005 *Appl. Phys. B-Lasers O* **81** 447
- [8] Jullien A, Albert O, Burgy F, Hamoniaux G, Rousseau J P, Chambaret J P, Augé-Rochereau F, Chériaux G, Etchepare J, Minkovski N, Saltiel S M 2005 *Opt. Lett.* **30** 920
- [9] Chvykov V, Rousseau P, Reed S, Kalinchenko G, Yanovsky V 2006 *Opt. Lett.* **31** 1456
- [10] Jullien A, Kourtev S, Albert O, Chériaux G, Etchepare J, Minkovski N, Saltiel S M 2006 *Appl. Phys. B-Lasers O* **84** 409
- [11] Dubietis A, Butkus R, Piskarskas A P 2006 *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **12** 163
- [12] Liu H J, Chen G F, Zhao W, Wang Y S, Zhao S H 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 1717 (in Chinese) [刘红军, 陈国夫, 赵卫, 王屹山, 赵尚弘 2004 物理学报 **53** 1717]
- [13] Zeng S G, Zhang B 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 2476 (in Chinese) [曾曙光, 张彬 2009 物理学报 **58** 2476]
- [14] Scheel H J, Sommerauer J 1983 *J. Cryst. Growth* **62** 291
- [15] Agrawal G P 2001 *Nonlinear Fiber Optics* 3rd ed (Boston: Academic Press) p69
- [16] Liu C, Wang Z H, Li C W, Liu F, Wei Z Y 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 7036 (in Chinese) [刘成 m, 王兆华, 李伟昌, 刘峰, 魏志义 2010 物理学报 **59** 7036]
- [17] Wang Y H, Pan X, Wang J F, Wang L, Li X C, Lin Z Q 2009 *Acta Optics Sin.* **29** 980 (in Chinese) [王艳海, 潘雪, 王江峰, 王利, 李学春, 林尊琪 2009 光学学报 **29** 980]
- [18] Zhang F L, Ouyang X P, Xie X L, Yang Q W, Guo A L, Sun M Z, Lin Z Q 2009 *Chinese J. Lasers* **36** 1171 (in Chinese) [张福领, 欧阳小平, 谢兴龙, 杨庆伟, 郭爱林, 孙美智, 林尊琪 2009 中国激光 **36** 1171]

- [19] Ross I N, Matousek P, Towrie M, Langley A J, Collier J L 1997 *Opt. Commun.* **144** 125
- [20] Nakamura K, Miyazu J, Sasaura M, Fujiura K 2006 *Appl. Phys. Lett.* **89** 131115
- [21] Wang X P 2008 *Ph. D. Dissertation* (Jinan: Shandong University) (in Chinese) [王旭平 2008 博士学位论文 (济南: 山东大学)]
- [22] Yuan J Q, Xie W P, Zhou L J, Chen L, Wang X X 2008 *High Power Laser and Particle Beams* **20** 171 (in Chinese) [袁建强, 谢卫平, 周良骥, 陈林, 王新新 2008 强激光与粒子束 **20** 171]
- [23] Zhu Y X 2009 *Ph. D. Dissertation* (Changsha: National University of Defense Technology) (in Chinese) [朱永祥 2009 博士学位论文 (长沙: 国防科学技术大学)]

A scanning filtering method for enhancing the signal-to-noise ratio of chirped laser pulse*

Zeng Bing¹⁾ Zeng Shu-Guang¹⁾ Zhang Bin^{1)†} Sun Nian-Chun¹⁾ Sui Zhan²⁾

1) (College of Electronics and Information Engineering, Sichuan University, Chengdu 610064, China)

2) (Research Center of Laser Fusion, China Academy of Engineering Physics, Mianyang 621900, China)

(Received 29 September 2011; revised manuscript received 22 December 2011)

Abstract

Based on the principle of scanning filtering, a new optical scanning filtering method for improving signal-to-noise ratio(SNR) of the chirped pulse is proposed. For the scanning filtering scheme of Fabry-Perot (F-P) etalon including an electro-optic crystal, the spectral characteristics of the scanning filter are analyzed quantitatively. Furthermore, the effects of the reflectivity of the parallel-plates of F-P etalon and the types of the electro-optic crystals on the output SNR are discussed in detail, and the influence of the variation of the controlling voltage applied to the electro-optic crystal on the filtering effect is also studied. The results show that the narrower the bandwidth of scanning filter transmission window is, the better the improved SNR will be. In order to ensure the filtering effect, the reflectivity of the parallel-plates of F-P etalon should be more than 0.9. Compared with the scheme of scanning filter built-in ordinary linear electro-optic crystal, the scheme of F-P etalon including an secondary standard electro-optic crystal, i.e., $\text{KTa}_{1-x}\text{Nb}_x\text{O}_3$ crystal, requires a low voltage, and it is easy to control. The differences of $\text{KTa}_{1-x}\text{Nb}_x\text{O}_3$ crystal components have little influence on the filtering effect, whereas the variations of controlling voltage and chirp rate of the signal exhibit a greater influence on the filtering effect.

Keywords: chirped pulse laser, SNR, scan filtering, F-P etalons

PACS: 42.79.ci, 42.60.-v, 42.65.Re

* Project supported by the National High Technology Research and Development Program 863.

† E-mail: zhangbinff@sohu.com