

光谱角色散 OPCPA 中啾啾脉冲频谱整形的理论研究

叶荣¹, 阴明², 吴显云¹, 钟哲强³

¹成都师范学院物理与工程技术学院, 四川 成都 611130;

²成都理工大学信息科学与技术学院, 四川 成都 610059;

³四川大学电子信息学院, 四川 成都 610064

摘要 研究了小角度情况下基于光谱角色散(ASD)方式的非共线光参量啾啾脉冲放大(OPCPA)实现啾啾激光脉冲频谱整形的方法。详细讨论了角色散率对信号光各频率成分相位失配量、转换效率及放大后频谱分布的影响。当信号光中心波长为 800 nm, 带宽为 20 nm, 在 532 nm 抽运作用下, 对耦合波方程组进行了数值模拟。其结果显示: 在最佳角色散率情况下, 采用 ASD 方式的光参量放大后, 得到了约 28 nm 带宽的双峰整形频谱。计算结果也表明: 角色散率对整体的转换效率以及放大后整形的频谱分布有较大影响, 适当调节抽运光与信号光之间的时延可调整放大后信号光频谱的频移。整形后的频谱分布可在一定程度上克服增益窄化、光谱红移等效应。

关键词 非线性光学; 光谱角色散; 光参量啾啾脉冲放大; 频谱整形; 相位匹配

中图分类号 O437.1

文献标识码 A

doi: 10.3788/LOP55.041901

Theoretical Study of Spectrum Shaping of Chirped Pulse in OPCPA with Angular Spectral Dispersion

Ye Rong¹, Yin Ming², Wu Xianyun¹, Zhong Zheqiang³

¹ College of Physics and Engineering, Chengdu Normal University, Chengdu, Sichuan 611130, China;

² School of Information Science and Technology, Chengdu University of Technology, Chengdu, Sichuan 610059, China;

³ College of Electronics and Information Engineering, Sichuan University, Chengdu, Sichuan 610064, China

Abstract The spectrum shaping approach of chirped laser pulse is studied based on the non-collinear optical parametric chirped pulse amplification (OPCPA) with angular spectral dispersion (ASD). The effect of angular dispersion ratio on the phase mismatching of each signal frequency component, the conversion efficiency and the spectral distribution after amplification is discussed in detail. The coupled wave equations are simulated numerically when signal pulse is pumped by 532 nm with the central wavelength of 800 nm and the bandwidth of 20 nm. The results show that the bimodal spectrum with 28 nm bandwidth is obtained by use of the non-collinear OPCPA with ASD, under the optimal angular dispersion ratio. The results also indicate that the angular dispersion ratio has a considerable effect on the overall conversion efficiency and the shaped spectrum of the signal pulse after the amplification. Furthermore, the frequency-shift of signal spectrum after amplification could be modulated by adjustment of the time-delay variation between the pump and the signal pulse properly. The shaped spectrum is available to compensate the gain narrowing and spectroscopic redshift effect to some extent.

Key words nonlinear optics; angular spectral dispersion; optical parametric chirped pulse amplification; spectrum shaping; phase matching

OCIS codes 190.4410; 190.4970; 190.4975; 190.7110

收稿日期: 2017-08-25; 收到修改稿日期: 2017-09-22

基金项目: 国家自然科学基金(11647094)、四川省教育厅重点项目(15ZA0334)、成都师范学院培育项目(CS17ZD03)

作者简介: 叶荣(1987—), 男, 博士, 讲师, 主要从事超短激光脉冲时域特性方面的研究。

E-mail: yj1987211@163.com

1 引言

激光脉冲自出现以来,一直朝着脉宽越来越短、强度越来越高的方向发展。超短、超强的激光脉冲具有强电场、强磁场和高压强等极端的物理条件,已成为人们在强场物理^[1]、快点火^[2]、材料科学^[3-4]、飞秒加工^[5-7]等领域开展研究的强有力工具。自1985年 Strickland 等^[8]将微波波段的啁啾雷达技术引入激光脉冲的放大领域,进而形成啁啾脉冲放大技术(CPA)后,高功率超短激光脉冲的发展便开始了一个新的征程。迄今为止,世界上多个实验室和研究机构均采用 CPA 技术作为主放,并先后获得了峰值功率在皮瓦及以上量级的超短脉冲输出。尽管利用 CPA 技术已经较易获得超高强度超短激光脉冲,但它仍然存在一些缺点,如在放大过程中伴随着较强的放大自发辐射(ASE),影响压缩后脉冲的对比度;其次,CPA 放大系统所用的增益介质长、能量提取有限所导致的热效应严重,易产生自聚焦以及放大过程中单通增益低等缺陷;此外,不可忽视的是,放大过程中的光谱增益窄化、增益饱和效应比较明显,致使再压缩后的脉冲达不到原来的宽度。因此,在啁啾激光脉冲进入钕玻璃或钛宝石主放大系统之前对激光脉冲的频谱进行整形变得很有必要。通过整形使脉冲的频谱宽度变大或呈中间凹陷分布,以补偿钕玻璃或钛宝石等增益介质放大过程中的增益窄化效应,有利于支持压缩后更短的脉宽。常用的脉冲频谱整形方法主要有:F-P 标准具^[9]、双折射滤光片^[10]、可编程声光色散滤波器(AOPDF)^[11-12]、光强度调制器^[13-14]等。从本质上说,这些方法都是利用滤波器使脉冲中心频率附近透射率低于两侧频率成分的透射率,以此使脉冲频谱形状趋于平顶或中间凹陷的分布,从而扩展频谱宽度以补偿放大过程中的增益窄化。利用这类线性滤波技术,虽然可以使频谱宽度增大一至两倍,达到上百纳米的带宽,且使频谱得到整形,但通常情况下从再生腔出来的脉冲对比度或信噪比较低;此外,几乎所有这些方法都是以限幅或削波的形式输出,以损失能量为代价,信号光能量的利用率并不高;最后,F-P 标准具、双折射滤光片这类滤波元件一般只能用于一种信号光频谱的整形,想得到任意形状的频谱分布,则需要重新设计器件,显得灵活性较低。

本文从光谱角色散(ASD)的原理出发^[15-16],研究了基于 ASD 方式的非共线光参量啁啾脉冲放大(OPCPA)对啁啾激光脉冲频谱进行整形的方法,分

析了参量作用过程中相位匹配、非共线角以及信号波长之间的关系。详细讨论了光谱角色散率、抽运光与信号光的相对时延对相位失配、转换效率及放大后频谱分布的影响,得到了带宽较大的双峰整形频谱。

2 理论分析

光参量啁啾脉冲放大过程可以分为共线和非共线两种^[17-18]。共线参量过程中,信号光、抽运光、闲频光各光束的波矢方向处于同一条直线上;而非共线作用中,各光束之间存在一定的夹角,参量作用后不需要分光元件即可自动分离,且可以在较大波长范围内实现群速度匹配,具有较好的实用性^[19-20]。共线与非共线方式在三波耦合的参量作用过程中均应满足能量守恒和动量守恒,其动量守恒可表示为

$$\mathbf{k}_p = \mathbf{k}_s + \mathbf{k}_i, \quad (1)$$

式中: \mathbf{k}_p 、 \mathbf{k}_s 和 \mathbf{k}_i 分别为抽运光、信号光和闲频光的波矢,下角标 p、s、i 分别为抽运光、信号光和闲频光。参量转换的效率依赖于参量过程的相位匹配,三波波矢完全满足(1)式时,则称为完全相位匹配,可以得到最大的转换效率。当存在相位失配时,参量过程还能发生,但参量转换效率将会降低。通常,在三波非共线角度不大的情况下,其相位失配量为

$$\Delta k = k_p - k_s \cos \alpha - k_i \cos \beta, \quad (2)$$

式中: α 为信号光与抽运光的夹角,称为非共线角; β 为闲频光与抽运光的夹角,当忽略垂直方向上的相位失配,其与非共线角的关系为

$$\beta = \arcsin\left(\frac{n_s \omega_s \sin \alpha}{n_i \omega_i}\right), \quad (3)$$

式中: n_s 和 n_i 为信号光和闲频光波折射率, ω_s 和 ω_i 为信号光和闲频光波频率。

以 β -BaB₂O₄ (简称 BBO) 晶体中的 I 类($e_p = o_s + o_i$)光参量放大为例,根据 BBO 晶体的 Sellmeier 方程及负单轴晶体 e 光折射率计算公式^[21],可以计算出当抽运光波长为 532 nm,信号光波长为 800 nm,非共线角 α 分别为 1° 和 5° 时,满足相位匹配($\Delta k = 0$)条件的相位匹配角 $\theta_m = 22.38^\circ$ 和 $\theta_m = 29.34^\circ$ 。

通常,参量过程不可能总是发生在单一频率的完全相位匹配条件下。比如信号光的带宽较大,包含的频率成分较多时,如果仍然以一定角入射时,只能使某一特定频率成分(通常是中心频率)满足完全相位匹配条件,而其他频率成分则可能出现相位失配,从而导致转换效率降低。值得注意的是,虽然当非共线角 $\alpha = 2.38^\circ$ 时也能保证较大的接收带宽,但

不利于提高脉冲对比度,尤其是不能很好地抑制背景噪声^[22]。因此,以 800 nm 信号中心波长的非共线角 $\alpha_0 = 1^\circ$ 和 $\alpha_0 = 5^\circ$ 为例,当相位匹配角分别固定为 22.38° 和 29.34° 时,由(2)式可以得到 Δk 、 λ_s 、 $\Delta\alpha$ 三者的等高线,如图 1 所示。

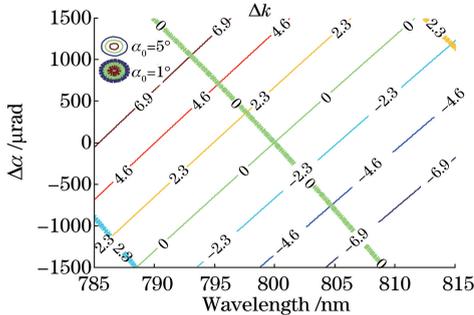


图 1 相位失配量随信号光波长和非共线角变化的等高线图
Fig. 1 Contour plot of phase-mismatching varies with signal wavelength and non-collinear angle variation

由图 1 可以看出,对于不同的波长,如果相对于中心波长的非共线角 α_0 取适当的非共线角偏移量 $\Delta\alpha$,则可在较大带宽范围内满足每个频率成分的相位匹配($\Delta k = 0$ 线)。并且,对于 BBO 晶体的 I 类($e_p = o_s + o_i$)光参量放大,在数十纳米的带宽范围内,非共线角偏移量随信号光波长接近线性变化,只是对于 $\alpha_0 = 1^\circ$ 时,满足 $\Delta k = 0$ 线的斜率约为 $-150 \mu\text{rad}/\text{nm}$,而对于 $\alpha_0 = 5^\circ$ 时,满足 $\Delta k = 0$ 线的斜率约为 $130 \mu\text{rad}/\text{nm}$ 。这表明,首先对于不同的入射信号光波长成分,可以以不同的非共线角入射,从而满足各波长成分的相位匹配;其次,对于不同的中心波长的非共线角 α_0 ,则需要不同的正/负色散介质和相应的角色散率。

因此,为了使脉冲带宽范围内更多的波长成分满足相位匹配,以及脉冲放大后频谱较宽,可以采用 ASD 的方式,让各频率成分的光波以不同的非共线角入射至参量晶体,使每一个信号波矢 k_s 和抽运光波矢 k_p 以及相应的闲频光波矢 k_i 共同构成矢量三角形,如图 2 所示。

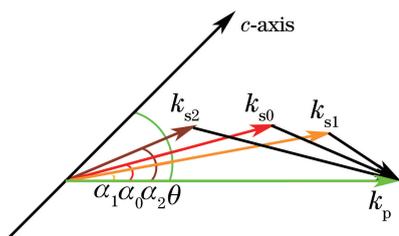


图 2 ASD 方式的非共线 OPCPA 相位匹配示意图

Fig. 2 Schematic drawing of non-collinear OPCPA with ASD

ASD 方式的非共线 OPCPA,即利用棱镜或光栅等色散元件将不同波长成分的光波在空间上色散开来,以使激光束的不同频率成分以不同的入射角入射到参量转换晶体,从而最大限度地保证各频率成分的相位匹配,进而提高参量转换效率和输出光谱带宽。

3 ASD 方式非共线 OPCPA 频谱整形的数值计算与分析

为了克服 CPA 等主放过程中的增益窄化,对激光脉冲的频谱进行一定的整形或补偿,将有利于产生频谱更宽、持续时间更短的超短脉冲。光参量放大通常以 Armstrong 的理论为基础,在平面波近似和慢变振幅近似下,采用运动坐标系,可将描述非线性晶体中光参量放大的耦合波方程组表示为^[23]

$$\begin{cases} \frac{\partial E_s}{\partial r} = -i \frac{\omega_s d_{\text{eff}}}{n_s c} E_p E_i^* \exp(-i\Delta kr) \\ \frac{\partial E_i}{\partial r} = -i \frac{\omega_i d_{\text{eff}}}{n_i c} E_p E_s^* \exp(-i\Delta kr) \\ \frac{\partial E_p}{\partial r} = -i \frac{\omega_p d_{\text{eff}}}{n_p c} E_s E_i \exp(i\Delta kr) \end{cases} \quad (4)$$

式中: E_j ($j = p, s, i$) 表示相互作用的三波的电场; n_j ($j = p, s, i$) 为各光波的折射率; d_{eff} 是二阶有效非线性系数。

高斯分布型脉冲的电场时域表达式为

$$E_j(t) = E_{0j} \exp\left[-2\sqrt{\ln 2}(1 + iC_j) \left(\frac{t}{\tau_{\text{FWHM}_j}}\right)^{2m}\right] \times \exp(i\omega_j t), \quad (5)$$

式中: m 为高斯阶数; E_0 为峰值振幅; τ_{FWHM} 为脉宽(FWHM 半峰全宽); C_j 为线性啁啾系数。因此,脉冲的强度可按 $I = 1/2n_c\epsilon_0 |\mathbf{E}|^2$ 计算,其中 ϵ_0 为真空电容率。

选取常用的 BBO 晶体作为参量放大介质,采用分布傅里叶和四阶龙格-库塔算法对(4)式进行数值求解。计算中,以信号光中心波长 $\lambda_{s0} = 800 \text{ nm}$ 的非共线角 $\alpha_0 = 5^\circ$ 为例,晶体长度 $L_{\text{BBO}} = 1.22 \text{ mm}$,角色散率 $D_{\text{in}} = 130 \mu\text{rad}/\text{nm}$ 。其他主要计算参数有:信号光时域为一阶高斯型,其脉宽 $\tau_{\text{FWHM}_s} = 0.1 \text{ ns}$,线性啁啾系数 $C_s = 2123$ (对应带宽约为 20 nm),峰值强度 $I_{0s} = 0.5 \text{ MW}/\text{cm}^2$;抽运光波长 $\lambda_{p0} = 532 \text{ nm}$,时域也为一阶高斯型,脉宽 $\tau_{\text{FWHM}_p} = 0.2 \text{ ns}$,啁啾系数 $C_p = 0$,峰值强度 $I_{0p} = 1 \text{ GW}/\text{cm}^2$ 。对于闲频光,其波长与信号光和抽运光的关系为 $\lambda_i = \lambda_s \lambda_p / (\lambda_s - \lambda_p)$,式中 λ_j ($j = p, s, i$) 分别为抽运

光、信号光和闲频光的波长。在初始时,因为只有信号光和抽运光入射,没有闲频光,所以初始条件设为闲频光的电场为0。

图3为采用和不采用光谱角色散方式的情况下光参量作用后信号光频谱分布对比。可以看出,由于放大前啁啾信号光时域上为规则一阶高斯分布,其傅里叶频谱也为高斯分布,带宽为20 nm。采用ASD方式参量放大后,信号光频谱有所展宽,其带宽约为28 nm,且其分布已经不是高斯型,而是具有中间凹陷的双峰型形状。出现这种中间凹陷的双峰型频谱分布,其主要原因为带宽范围内各频率成分的选择性相位匹配。但这种整形后的频谱分布波形,有利于后续的再放大等过程,因为其可以补偿增益窄化带来的频谱变窄,从而支持更短脉冲的输出。相对来看,当不采用ASD时,参量放大后信号光的频谱分布虽然也具有双峰形状,但其整体的频谱分布较之放大前已窄化不少,其带宽不足5 nm,不利于克服增益窄化。另外,从转换效率来看,采用ASD的非共线OPCPA比不采用时的效率高30%左右,可以大大提高信号光的能量和实现能量的转移。

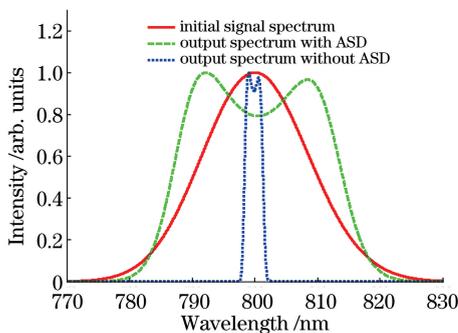


图3 信号光放大前后频谱分布对比

Fig. 3 Comparison of the signal spectra before and after amplification

当角色散量 D_{in} 不是最佳值时,则各频率成分的非共线角偏移量会有所改变,从而产生一定的相位失配,如图4和图5所示。结合图4和图5来看,不论是增大还是减小 $\alpha_0 = 5^\circ$ 时对应的最佳角色散率 $D_{in} = 130 \mu\text{rad}/\text{nm}$,各频率成分都会存在一定的最佳非共线角偏移量的偏差和相应的相位失配。而在最佳角色散率时,不同频率成分光波的非共线角都能满足相位匹配,从而实现最大程度的频谱展宽或整形。

角色散率 D_{in} 的变化同样会影响抽运光到信号光的能量提取效率或能量转换效率,并最终影响信号光放大后的时域波形与频谱分布,分别如图6和图7所示。由图6可知,在最佳角色散率 $D_{in} = 130 \mu\text{rad}/\text{nm}$

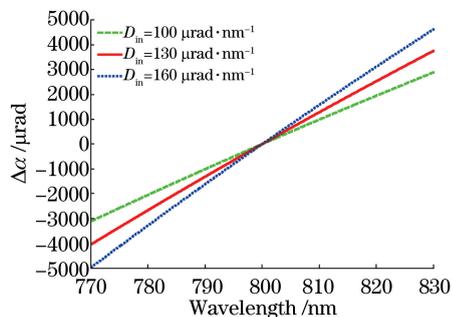


图4 不同角色散率时非共线角偏移量随波长的变化

Fig. 4 Variation of the deviation of non-collinear angle with signal wavelength under different angular dispersion ratios

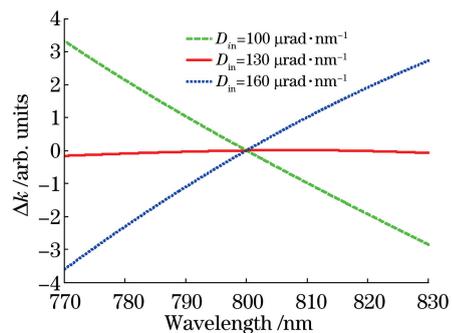


图5 不同角色散率时相位失配量随信号波长的变化

Fig. 5 Variation of the phase-mismatching with signal wavelength under different angular dispersion ratios

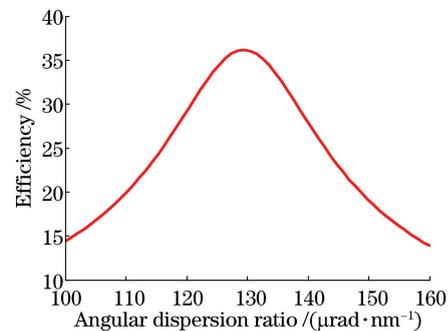


图6 转换效率随角色散率的变化

Fig. 6 Variation of the conversion efficiency with angular dispersion ratio

的两侧,信号光的能量转换效率会随着角色散率偏离幅度的增大而迅速减小,表明各频率成分光波的相位匹配严重得不到满足。由图7可以看出,在某一角色散率下,时域波形与频谱分布接近一致,这是由于初始入射的信号光一阶高斯型脉冲,其强度包络与频谱分布曲线一致。同时,信号光脉冲为线性啁啾脉冲,频率与时间一一对应,且频率大小随时间从前沿到后沿单调递增,经过参量作用后各频率成分依次被放大,其时域波形与频谱分布,即

功率谱分布接近一致,都呈双峰型结构。但随着角色散率的改变,时域波形与频谱分布都发生了变化,角色散率偏离最佳值越大,放大后信号光的带宽则

越小。因此,为了得到带宽较大的整形频谱,则需要选择合适的色散介质、入射角度等,以获得最佳角色散率。

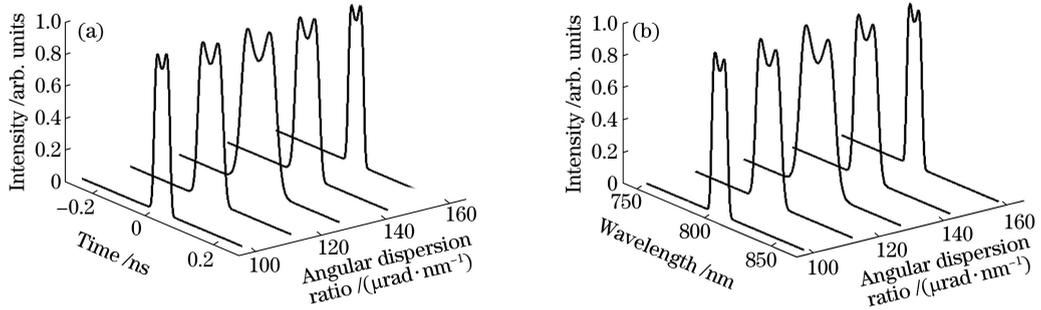


图 7 不同角色散率时的时域波形与频谱分布。(a)时域波形;(b)频谱分布

Fig. 7 Pulse shape and spectra under different angular dispersion ratios. (a) Pulse shape in time domain; (b) spectrum

图 8 显示了当抽运光相对于信号光有一定的时延时,放大后信号光的频谱分布具有较大的差别,出现一定的频移。通常情况下,光参量啁啾脉冲放大要求抽运光与信号光之间在时间上精确同步,但图 8 表明,可以通过适当调节抽运光与信号光之间的时延来控制放大后信号光的频谱形状,以达到灵活整形的目的。较大的带宽和适当的频移在后续的主放大链中还可以一起克服钛宝石饱和放大引起的增益窄化和光谱红移等效应。而对于时间同步控制问题,目前的技术也能够保证抽运光与信号光的同步精度小于 1 ps ^[24],说明该方案在理论上具有科学性和技术上具有可行性。

率。这表明,要使各频率成分在空间上色散开来,采用常规材料即可获得最佳角色散。同时,在参量作用后,输出的脉冲光束也会具有一定的空间色散,根据光路的可逆性,则同样可以采用棱镜或棱镜对、以及光栅等色散介质对出射光束的空间色散进行补偿^[26-27],以避免形成空间啁啾。

4 结 论

提出一种在小角度情况下采用光谱角色散方式的非共线光参量啁啾脉冲放大来实现啁啾脉冲频谱整形的方法。该方法主要有以下优点:首先,利用光参量啁啾脉冲放大这种非线性脉冲放大方式,有利于提高脉冲的对比度;其次,对啁啾激光脉冲进行参量作用后,信号光从抽运光获得了能量的增益,相比于线性滤波等方式的频谱整形技术,信号光得到了放大,不会以损失能量为代价,能量利用率较高;最后,适当调节抽运光与信号光之间的时延可灵活调整放大后信号光频谱的频移,以克服增益窄化、光谱红移等效应。

理论分析表明,光参量放大中,在小角度情况下当非共线角与信号光波长满足一定的线性关系时,可以使各频率成分光波达到相位匹配条件。针对 800 nm 中心波长, 20 nm 带宽的信号光,在 532 nm 波长的抽运下,得到了约 28 nm 带宽的放大后的双峰频谱分布。进一步数值模拟表明,光谱角色散率不仅是影响转换效率大小的关键因素,还对放大后的整形频谱分布影响较大。此外,通过适当调节抽运光与信号光之间的时延可以调整放大后信号光的频谱分布。因此,为了得到精确的整形频谱,需要采用优化的角色散率以及合适的时延,以克服钛宝石饱

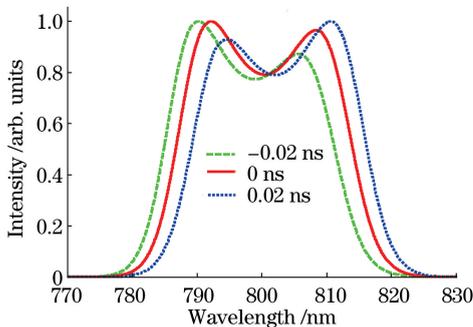


图 8 抽运光相对信号光不同时延下信号光频谱分布

Fig. 8 Spectra under different time-delay variations of pump with respect to signal

此外,采用光谱角色散方式的非共线 OPCPA 频谱整形,是使啁啾信号光各频率成分在空间上色散开来,并以不同的角度入射至参量晶体,改善相位匹配,达到频谱分布整形。以文中的最佳角色散率 $130\text{ }\mu\text{rad}/\text{nm}$ 为例,如采用 SF10 重火石玻璃棱镜^[25],经过计算,当入射角为 18° ,棱镜顶角为 2.5° ,即可对 800 nm 中心波长信号光产生所需的角色散

和放大引起的增益窄化和光谱红移等效应。相关结果可以为相关实验工作的开展提供理论参考和依据。

参 考 文 献

- [1] Balzer K, Bauch S, Bonitz M. Time-dependent second-order Born calculations for model atoms and molecules in strong laser fields[J]. *Physical Review A*, 2010, 82(3): 033427.
- [2] Tabak M, Clark D S, Hatchett S P, *et al.* Review of progress in fast ignition [J]. *Physics of Plasmas*, 2005, 12(5): 057305.
- [3] Ditmire T, Bless S, Dyer G, *et al.* Overview of future directions in high energy density and high field science using ultra-intense laser [J]. *Radiation Physics and Chemistry*, 2004, 70(4/5): 535-552.
- [4] Yu L L, Xu H, Wang W, *et al.* Generation of tens of GeV quasi-monoenergetic proton beams from a moving double layer formed by ultraintense lasers at intensity 10^{21} - 10^{23} W · cm⁻² [J]. *New Journal of Physics*, 2010, 12(4): 045021.
- [5] Cao X W, Zhang L, Yu Y S, *et al.* Application of micro-optical components fabricated with femtosecond laser [J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2017, 44(1): 0102004.
曹小文, 张雷, 于永森, 等. 飞秒激光制备微光学元件及其应用[J]. *中国激光*, 2017, 44(1): 0102004.
- [6] Rao S L, Wu P C, Zhang C C, *et al.* Energy-controllable femtosecond laser fabrication based on spatial light modulator [J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2017, 44(1): 0102008.
饶生龙, 吴培超, 张晨初, 等. 基于空间光调制器的能量可控飞秒激光加工[J]. *中国激光*, 2017, 44(1): 0102008.
- [7] Hu M N, Ge L C, Zhang J P, *et al.* Hole-drilling with high depth-diameter ratio using multi-pulse femtosecond laser [J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2016, 43(4): 0403006.
胡梦宁, 葛励成, 张晋平, 等. 多脉冲飞秒激光深小孔的加工[J]. 2016, 43(4): 0403006.
- [8] Strickland D, Mourou G. Compression of amplified chirped optical pulses [J]. *Optics Communications*, 1985, 55(6): 447-449.
- [9] Barty C P, Korn G, Paksi F, *et al.* Regenerative pulse shaping and amplification of ultrabroadband optical pulses [J]. *Optics Letters*, 1996, 21(3): 219-221.
- [10] Leng Y X, Lin L H, Xu Z Z. Spectrum shaping in a Ti:sapphire regenerative amplifier [J]. *Acta Optica Sinica*, 2002, 22(2): 170-173.
冷雨欣, 林礼煌, 徐至展. 掺钛蓝宝石再生放大器的光谱整形 [J]. *光学学报*, 2002, 22(2): 170-173.
- [11] Spielmann C, Verluise F, Tournois, P, *et al.* Amplitude and phase control of ultrashort pulses by use of an acousto-optic programmable dispersive filter: pulse compression and shaping [J]. *Optics Letters*, 2000, 25(8): 575-578.
- [12] Sung J H, Lee H W, Chang H N, *et al.* 100-kHz 22-fs Ti:sapphire regenerative amplification laser with programmable spectral control [J]. *Applied Physics B*, 2016, 122: 125.
- [13] Guo A L, Yang Q W, Zhang F L, *et al.* Spectrum shaping of chirped pulse [J]. *Acta Optica Sinica*, 2009, 29(6): 1582-1585.
郭爱林, 杨庆伟, 张福领, 等. 啁啾脉冲的光谱整形 [J]. *光学学报*, 2009, 29(6): 1582-1585.
- [14] Wang S, Zheng W, Zhao L, *et al.* All-fiber arbitrary and precise pulse spectral shaping [J]. *Laser Physics Letters*, 2015, 12(4): 045107.
- [15] Karpenko S G. Method for compensating the phase-matching dispersion in nonlinear optics [J]. *Soviet Journal of Quantum Electronics*, 1975, 4(9): 1090-1098.
- [16] Trophème B, Boulanger B, Mennerat G. Phase-matching loci and angular acceptance of non-collinear optical parametric amplification [J]. *Optics Express*, 2012, 20(24): 26176-26183.
- [17] Bhar G C, Datta P K, Rudra A M, *et al.* Tangentially phase-matched efficient difference frequency generation in beta barium borate crystal [J]. *Optics Communications*, 1994, 105(1): 95-98.
- [18] Ross I N. Optical parametric amplification techniques [M]// Brabec T, Kapteyn H. *Strong Field Laser Physics*. New York: Springer, 2008.
- [19] Rotemund F, Petrov V, Noack F. Femtosecond noncollinear parametric amplification in the mid-infrared [J]. *Optics Communications*, 1999, 169(1): 183-188.
- [20] Ross I N, Matousek P, Towrie M, *et al.* The prospects for ultrashort pulse duration and ultrahigh intensity using optical parametric chirped pulse amplifiers [J]. *Optics Communications*, 1997, 144(1): 125-133.
- [21] Kato K. Second-harmonic generation to 2048 Å in beta-BaB₂O₄ [J]. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 1986, 22: 1013.
- [22] Ye R, Zhang B, Sun N C. SNR improvement based on non-collinear OPCPA with angular spectral

- dispersion in BBO crystal [J]. Optics Communications, 2014, 322: 27-31.
- [23] Grace E J, Tsangarts C L, New G H C. Competing processes in optical parametric chirped pulse amplification [J]. Optics Communications, 2006, 261(2): 225-230.
- [24] Wang P, Zhao H, Wang Z H, *et al.* Active synchronization of two independent femtosecond and picosecond lasers and sum frequency generation of two laser pulses [J]. Acta Physica Sinica, 2006, 55(8): 4161-4165.
- 王鹏, 赵环, 王兆华, 等. 皮秒与飞秒激光脉冲的主动同步及和频产生宽带超短激光的研究 [J]. 物理学报, 2006, 55(8): 4161-4165.
- [25] Li D R, Lü X H, Wu P, *et al.* Compensation of temporal dispersion for acousto-optical deflector scanning femtosecond laser [J]. Acta Physica Sinica, 2006, 55(9): 4729-4733.
- 李德荣, 吕晓华, 吴萍, 等. 声光偏转器扫描飞秒激光的时间色散补偿 [J]. 物理学报, 2006, 55(9): 4729-4733.
- [26] Cao S Y, Wang Q Y, Wang Z, *et al.* Compensation of spatial dispersion in self-starting mode-locked Ti:AlO₂O₃ [J]. Journal of Optoelectronics•Laser, 2004, 15(3): 312-314.
- 曹士英, 王清月, 王专, 等. 自启动飞秒钛宝石激光器空间色散的补偿 [J]. 光电子•激光, 2004, 15(3): 312-314.
- [27] Su J, Feng G Y, Zou Q H, *et al.* Dispersion analysis of reflection grism-pair applied to dispersion compensation [J]. Acta Physica Sinica, 2013, 62(1): 014201.
- 苏娟, 冯国英, 邹其徽, 等. 用于色散补偿的反射型棱镜的色散分析 [J]. 物理学报, 2013, 62(1): 014201.