

啁啾脉冲放大系统中光栅展宽器的性能与实验研究^{*}

杨建军¹ 孙艳玲² 阮双琛¹ 王水才¹ 丰 善¹ 侯 洵¹

〔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, 陕西师范大学物理系, 西安 710062〕

摘 要 论述了啁啾脉冲放大技术中运用单光栅展宽器结构将飞秒光脉冲在时域进行啁啾展宽的原理及特性, 导出了该展宽器所提供色散量的具体表达式及其展宽后激光脉冲宽度的计算; 然后通过数值计算分析了其展宽因子及展宽比随各参量的之间的变化关系; 本文在此基础上进一步获得了实验上的测量结果。并进行了实验验证。

关键词 啁啾脉冲放大, 光栅展宽器, 飞秒光脉冲。

1 引 言

近年来, 发展大能量、高峰值功率的超短光脉冲激光器来用于强场相干、原子物理学及超快化学动力学等方面的研究已引起了人们极大的关注。啁啾脉冲放大技术是目前成功、高效地产生高功率脉冲的一个重要手段。其核心就是将超短光脉冲在被放大之前进行时域上的展宽, 其目的在于降低放大过程中激光脉冲的强度。这样一方面可以减弱或克服高强度的激光在放大过程中产生的非线性效应, 另一方面可以从放大介质中有效地抽取能量, 使之接近于饱和通量, 从而获得高效放大。迄今运用该技术在 Ti:Al₂O₃、Cr:LiSAF 等晶体上已成功地获得了 10¹²~10¹³ W 的高功率激光输出^[1]。作为脉冲放大之前(后)的展宽(压缩)装置, 光栅展宽(压缩)器以其多种优点而被广泛采用。对此, Martinez 利用繁杂的基尔霍夫-菲涅耳(Kirchhoff-Fresnel)积分推导出了双光栅展宽器的传播方程及其二阶、三阶色散表达式^[2]。本文采用单光栅展宽器结构^[3], 首先论述了其展宽原理及性能, 再运用光学成像理论将其等效为一具有与传统光栅对压缩器有相反色散符号的光学装置, 给出了其展宽量的具体表达式; 然后再数值计算分析研究了色散量随各参量的变化关系及入射激光经展宽后的脉冲宽度的变化; 最后从实验中获得了进一步的测量结果。

2 单光栅展宽器的结构及其展宽量的计算

单光栅展宽器采用图 1 所示的结构, 由光栅 G、透镜 L 和平面镜 M 等组成, 平面镜 M₁

^{*} 国家攀登计划资助项目。

位于透镜 L 的焦平面上。

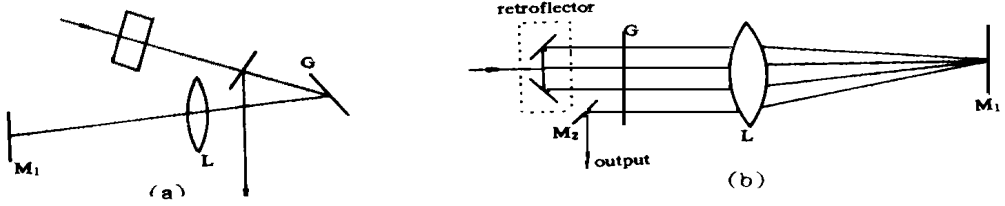


Fig. 1 Schematic of single-grating pulse stretcher. (a) Vertical view, (b) Horizontal view

从飞秒激光振荡源输出的超短激光脉冲以一定的角度入射到光栅 G 上, 于是脉冲的不同频率成份便以稍微不同的角度衍射, 使得光束在空间上色散展开, 经透镜 L 聚焦于平面镜 M₁ 上; 由 M₁ 反射回来的色散光束经光栅 G 后进入垂直回返镜 Retroreflector, 经空间提升后的光束以平行于原入射光束的方向再次入射到光栅 G 上, 经过光栅的第二次衍射后便可得到准直的光束, 经 M₁ 返回后由平面镜 M₂ 将其偏转输出。至此, 完成超短激光脉冲放大之前的啁啾展宽。此时光栅 G 上的光束图案如图 2 所示。

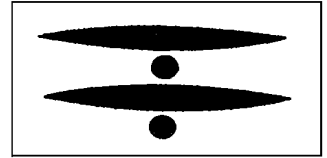


Fig. 2 Radiation pattern on the grating

为求单光栅展宽器的展宽量, 可将其作以下等效^[1]: 首先, 光栅 G 和透镜 L 经平面镜 M₁ 成像有 L' 和 G'。如图 3 所示。这样 L 和 L' 就可视为放大倍数为 1 的望远镜, G 和 G' 可视为一光栅对, 即为 Martinez 等人所讨论的情况^[2]。其次, 第一个光栅 G 经望远镜成像得 G'', 期

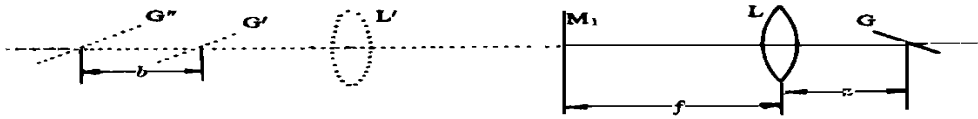


Fig. 3 Unfolded layout of single-grating stretcher

间的距离 b 应选取为负值, 则由简单的物像公式推得:

$$b = -2(f - z) \quad (1)$$

式中 f 为透镜焦距, z 为光栅 G 到透镜 L 的距离, 且 $z < f$ 。

至此, 单光栅展宽器已等效于一个间距为负值的类似于传统光栅对压缩器的结构。则该展宽器对入射的超短激光脉冲中各频谱分量 ω 所提供的相位延迟量为^[5]:

$$\Phi(\omega) \approx -\frac{2\pi cb}{\omega^3 d^2 \cos^2 \theta} (\omega - \omega_0)^2 + \frac{2\pi cb}{\omega^4 d^2 \cos^2 \theta} \left\{ 1 + \frac{2\pi \sin \theta}{d \omega \cos^2 \theta} \right\} (\omega - \omega_0)^3 + \dots \quad (2a)$$

$$\text{或者 } \Phi(\lambda) \approx -\frac{\pi b}{\lambda d^2 \cos^2 \theta} (\lambda - \lambda_0)^2 + \frac{\pi b}{\lambda^2 d^2 \cos^2 \theta} \left\{ 1 + \frac{\lambda \sin \theta}{d \cos^2 \theta} \right\} (\lambda - \lambda_0)^3 + \dots \quad (2b)$$

式中 ω 为脉冲的中心频率, d 为光栅的刻线间隔, θ 为脉冲中心频率 ω 在光栅上的一级衍射角, λ 为脉冲的中心波长, c 为光速。则展宽器提供的二阶色散 (GVD) 和三阶色散 (TOD) 量分别为:

$$GVD = -\frac{4\pi cb}{\omega^3 d^2 \cos^2 \theta}, \quad TOD = \frac{12\pi cb}{\omega^4 d^2 \cos^2 \theta} \left\{ 1 + \frac{2\pi \sin \theta}{d \omega \cos^2 \theta} \right\} \quad (3a)$$

$$\text{或者 } GVD = -\frac{\lambda b}{2\pi c^3 d^2 \cos^2 \theta}, \quad TOD = \frac{3\lambda b}{4\pi c^3 d^2 \cos^2 \theta} \left\{ 1 + \frac{\lambda \sin \theta}{d \cos^2 \theta} \right\} \quad (3b)$$

显然，由于 b 取负值使得展宽器的二阶色散量为正值，三阶色散量为负值，也即展宽器对入射的超短光脉冲提供了一个正的二阶啁啾量。若定义展宽因子 F 为脉冲单位频谱带宽上所获得的展宽量，由此时 F 即为二阶色散量 GVD 。

现在考虑输入的激光场通过该展宽器后引起的输出光场的变化。

由于光栅展宽器只是引入了一个与频率有关的相移量，改变了脉冲内每个频谱分量的相位，相应地调整了各个频率成份在时域内的位置，也即对脉冲产生一个线性的频率啁啾。尽管这种变化不会影响其频谱包络，但却改变了光信号的时间包络，从而导致了脉冲宽度的变化。令输入激光脉冲的电场为

$$E_{in}(t) = A(t) \exp \{ i[\Psi(t) + \omega t] \} \tag{4}$$

式中 $A(t)$ 和 $\Psi(t)$ 分别为输入激光场的振幅和相位。将上述进行傅里叶变换，便可得到展宽后输出光场的表达式：

$$\begin{aligned} E_{out}(t') &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} E_{out}(\omega - \omega_0) \exp(i\omega t') d\omega = \\ &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} E_{in}(t) \int_{-\infty}^{\infty} \exp \{ i[\Phi(\omega + \omega_0 t' - t)] \} d\omega dt \end{aligned} \tag{5}$$

3 展宽因子及脉冲宽度变化的数值分析

假设入射光场为高斯脉冲，且仅考虑展宽器提供二阶色散量时的情形。因为对于高斯型脉冲有：

$$E_{in}(t) = \exp \left[-2 \ln 2 (1 + \beta^2 t^2 / \tau_0^2) \right] \exp(i\omega t) \tag{6}$$

式中 τ_0 为入射光场的脉冲宽度(FWHM)， β 为脉冲的初始啁啾参量。当 $\beta = 0$ 时表示入射的光脉冲无初始啁啾，则展宽后的输出光场由(5)式可得：

$$E_{out}(t) = \frac{\tau_0}{\tau_0 - i(4 \ln 2) \Phi_s(1 + i\beta)} \exp \left[- \frac{2 \ln 2 (1 + i\beta t^2)}{\tau_0 - i(4 \ln 2) \Phi_s(1 + i\beta)} \right] \exp(i\omega t) \tag{7}$$

从而可以得出展宽后的脉冲宽度 τ_{out} 与初始脉宽 τ_0 的关系^[6]，即脉冲展宽比为：

$$\frac{\tau_{out}}{\tau_0} = \left[\left(1 + \frac{4 \ln 2 \beta \Phi_s}{\tau_0^2} \right)^2 + \left(\frac{4 \ln 2 \Phi_s}{\tau_0^2} \right)^2 \right]^{1/2} \tag{8}$$

令初始入射的激光脉冲的参数为 $\lambda = 800 \text{ nm}$ ， $\tau_0 = 100 \text{ fs}$ 。光栅刻线 1800 l/mm ，在图 4(a) 所示中曲线 1 表示展宽因子 F 随入射角 θ 的变化关系；曲线 2 表示与衍射角 θ_s 的关系。图 4(b) 所示为展宽因子 F 与距离 z 和的变化关系。

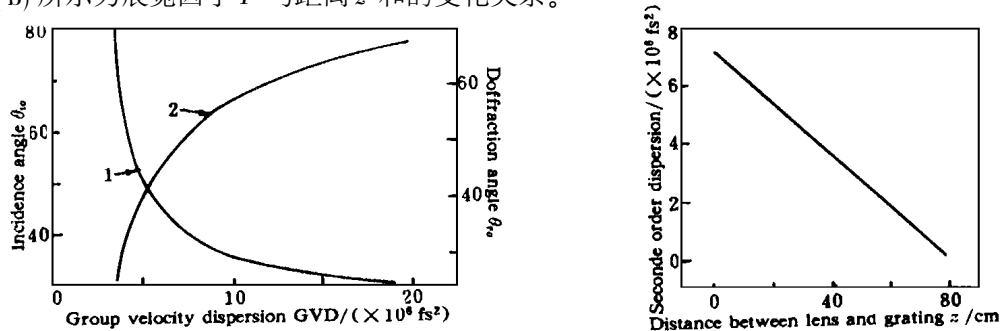


Fig. 4 (a) Stretcher factor vs angle θ and θ_s for $z = 30 \text{ cm}$, (b) Stretcher factor vs distance z for $\theta = 36.8^\circ$

对于无初始啁啾和有初始啁啾的光脉冲经过展宽器的情形,图 5 给出了两者比较的结果。可见,以一定脉冲宽度入射的超短激光,正的初始啁啾量会增强其展宽效果。

图 6(a) 给出了初始脉冲宽度为 100 fs 的光脉冲经过单光栅展宽器后,其展宽比随参量 z 及 θ 的变化关系;图 6(b) 给出了脉冲的展宽比依赖于其初始脉宽 τ_{in} 的情况。显然,若入射的激光脉冲宽度越窄,其所能获得的展宽比就越大。

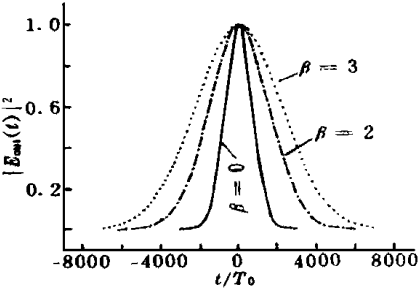


Fig.5 Laser pulse was stretched dependent on the chirped parameter β

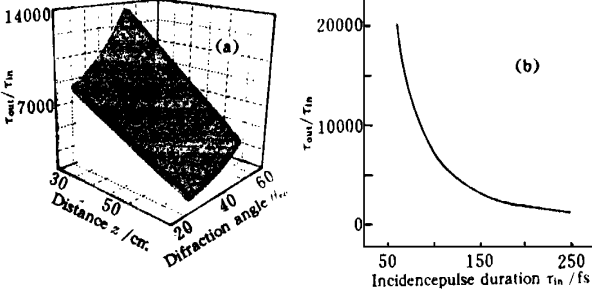


Fig.6 (a) τ_{out}/τ_{in} vs distance z , diffraction angle θ ,
(b) τ_{out}/τ_{in} vs pulse duration τ_{in}

4 实验及测量结果

实验采用输出功率为 10 W 的 Ar^+ 激光器 (Spectra-Physics) 来泵浦 Ti:Sapphire 飞秒激光振荡器 Tsunami (Spectra-Physics), 产生并输出 600 mW 的飞秒激光脉冲 (双曲正割型)。用光谱分析仪和二次谐波自相关仪分别测得脉冲的光谱分布曲线及其时间宽度如图 7 所示。其中心波长为 764 nm, 带宽为 6.8 nm, 脉宽约 140 fs。

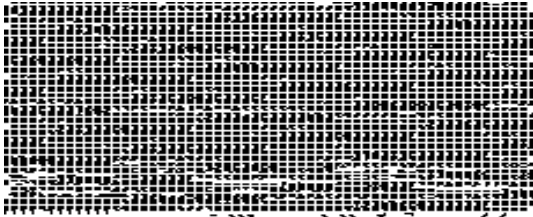
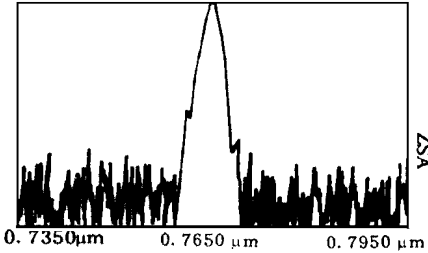


Fig.7 Spectral and corresponding temporal measurements of femtosecond laser pulses

经过法拉第磁光隔离器后,进入作者设计的单光栅展宽器。光栅采用 1800 l/mm 镀金全息光栅,对于 P 偏振光的一级衍射效率高于 80%,透镜焦距为 80 cm。当光栅与透镜之间的距离调节为 40 cm、光束的一级衍射角为 32.4 时测得展宽后的脉冲宽度为 720 ps,如图 8 所示,则相应的入射飞秒光脉冲被展宽约 5000 倍。与数值分析的结果相比,主要是由于实验中入射的双曲正割光脉冲不同于高斯脉冲,所以使得两者有一定的差异。另外,通过改变光栅到透镜的距离 z 及光栅的衍射角,测得输出脉冲宽度以下几组不同的数值,如表 1 所列。

Fig.8 Temporal duration of streched pulses

将此展宽后的脉冲作为种子源注入作者设计的再生放大器中，获得了高效的放大^[7]。

Table 1. Results of measurement for different distance z and diffraction angle θ

distance between grating and lens z /cm	diffraction angle θ /deg	stretched-pulses duration τ_{st} /ps
17.5	31.2	560
22	31.2	520
32.5	31.2	440
32.5	33.7	880
40	33.7	760

结 论 本文针对啁啾脉冲放大技术中的单光栅展宽器结构，阐述了其通过提供一个正的群速弥散量使得入射的超短光脉冲在时间上得到了展宽；数值计算分析了其色散量及展宽比与各个参量之间的变化关系，并在实验上进行了实际的测试；对于啁啾脉冲放大技术，一般来说为了有效地降低激光脉冲在放大过程中的峰值功率，需要将超短脉冲在放大之前进行充分地展宽，目前，这一数值通常为 $10^3 \sim 10^4$ ，将来可望推进至 10^5 量级^[8]。因此，对于给定的超短激光脉冲，应选择合适的展宽量使得啁啾脉冲放大最终能获得更好的效果。

参 考 文 献

[1] J. P. Zhou, C. P. Huang, M. M. Murnane *et al.*, Amplification of 25-fs, 2-TW pulse near the gain-narrowing limit in Ti:sapphire. *Opt. Lett.*, 1995, **20**(1) : 64~66

[2] O. E. Martinez, 3000 times grating compressor with positive group velocity dispersion application to fiber compensation in 1.3~1.6 μ m region. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1987, **QE-23**(10) : 59~64

[3] Ming Lai, Shui T. Lai *et al.*, Single-grating laser pulses strecher and compressor. *Appl. Opt.*, 1993, **33**(30) : 6985~6987

[4] C. Fiorini, C. Sautteret *et al.*, Temporal aberrations due to misalignments of a strecher-compressor system and compensation. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1994, **QE-30**(7) : 1662~1670

[5] E. B. Treacy, Optical pulse compression with diffraction grating. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1969, **QE-5**(9) : 454~458

[6] G. P. Agal 著，胡国绛等人译，非线性光纤光学，天津，天津大学出版社，1992：62~66

[7] 侯洵，阮双琛，杨建军等，低重复率的 Ti:蓝宝石飞秒激光放大器的研究. *光子学报*, 1997, **26**(3) : 193~196

[8] C. P. J. Barty, B. E. Lemoff *et al.*, Multiterawatt amplification of ultrabroadband optical pulse: Breaking the 100 fs limit. *Proc. SPIE*, 1994, **2116** : 184~194

Study on Single-Grating Strecher in Chirped-Pulse Amplification

Yang Jianjun¹ Sun Yanling² Ruan Shuangchen¹

Wang Shuicai¹ Feng Shan¹ Hou Xun¹

1, State Key Laboratory of Transient Optics Technology, Xi'an Institute of Optics and Precision Mechanics, The Chinese Academy of Sciences, Xi'an 710068

2, Physics Department of Shanaxi Normal University, Xi'an 710062

(Received 19 January 1997; revised 17 May 1997)

Abstract A single-grating pulse strecher in chired-pulse amplification is demonstrated. To explain its priciple of stretching, we get a formula of dispersion and stretching factor. Through the numerical analysis, the relationship between the stretching factor and its related parameters, and the change of temporal duration of laser pulses stretched by pulse-strecher are discussed.

Key words chirped-pulse amplification, pulse-strecher, femtosecond laser pulse.