

八通式单光栅展宽器的特性研究

杨建军 阮双琛 侯 洵

(中国科学院西安光学精密机械研究所, 西安 710068)

摘 要 本文通过对八通式单光栅展宽器的分析, 理论上计算了在啁啾脉冲放大过程中, 初始入射的无啁啾超短脉冲相继两次通过展宽器时每次所能获得的展宽倍数, 最终得出它第二次的展宽倍数仅约为 2, 总的展宽倍数是第一次展宽倍数的 2 倍。

关键词 啁啾脉冲放大; 展宽器

0 引言

近年来, 啁啾脉冲放大(Chirped Pulse Amplification-CPA)已逐渐成为超快光学领域内的一重要技术, 为发展“平台系统”的 TW(10^{12} W)级固体飞秒激光器提供了重要手段。目前, TW 级的系统已发展到可以提供 10^{20} W/cm² 的功率密度, 为开展强场物理创造了条件¹。采用该技术, 美国的 C. P. J. Barty 等人在钛宝石激光晶体上已成功地获得了 15fs, 峰值功率达 100TW, 重复频率为 10Hz 的高能量激光脉冲²; 美国利弗莫尔国家实验室(LLNL)已研制出可产生 1.25Petawatt(10^{15} W)的激光器, 创造了激光脉冲功率的新记录³。另外, 在国家“攀登计划”的资助下, 我们也已成功地研制出了此类放大器⁴。

啁啾脉冲放大技术的基本思想在于: 为了有效地从固体放大介质中抽取能量, 同时又避免非线性效应(例如自聚焦)和对光学元件的损伤, 在脉冲被放大之前, 就将其在时域内展宽, 放大之后, 高能量的啁啾脉冲再被压缩至其傅里叶变换极限, 从而获得短时间、大能量的脉冲。显然, 脉冲的展宽/压缩变换操作是 CPA 技术得到成功的关键。在一级近似时, 放大后脉冲峰值的增加量就等于脉冲展宽之后的时间宽度与初始宽度之比, 也即脉冲的展宽倍数。目前, 这一比值通常为 $10^3 \sim 10^4$ 量级, 将来可望推进至 10^5 。另外, 大的展宽倍数也可减弱放大过程中激光在晶体内的增益窄化及自相位调制效应, 提高压缩脉冲的信噪比⁵。

原理上, 激光放大所能获得的抽取效率可到 $\sim 55\%$, 然而大多数的 CPA 激光器却只能得到 $5\% \sim 20\%$ 的效率。运用 Frantz-Nodvic 理论, 我们计算了重复频率为 10Hz、532nm 泵浦 Ti:sapphire 激光放大器的效率, 它随波长为 800nm 的种子激光脉冲通量的变化关系如图 1 所示。

从中我们可以看到, 为了利用 CPA 技术获取最大的抽取效率, 须将系统运转于放大介质的饱和通量(~ 1 J/cm²)之上, 也即两倍于饱和通量处(~ 2 J/cm²), 方能接近效率的理想值。然而, 同时我们也必须考虑到放大介质的破坏阈值(~ 5 GW/cm²), 这样, 运转于这一高通量值的激光脉冲在放大介质中就须保持有低的光强度, 也即其时间宽度至少应为 40ps。即使系统运转于饱和通量 1J/cm² 附近, 其相应的脉冲宽度也须大于 200ps。对于初始脉宽为 10fs 的种子脉冲来说, 在放大之前, 须将其展宽 20000 倍。而在实际中, 对于大多数的 CPA 激光器来说, 由于使用传统的光栅展宽器结构, 无法

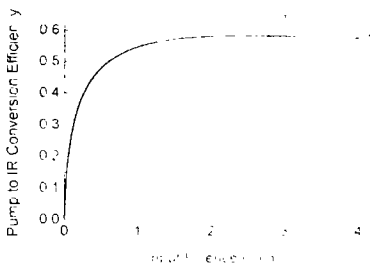


图 1 钛宝石激光放大器的能量抽取效率
与入射激光通量之间的关系

Fig. 1 The efficiency of a Ti:sapphire
amplifier as a function of input fluence

收稿日期: 1997-07-09

提供足够的展宽倍数,从而使得系统不能以有效放大的高通量值运转.最近 W.E. White 和 M. D. Perry 等人分别使用八通式展宽器将 100fs 的种子脉冲展宽至 400ps 和 3ns⁶⁻⁷;而 C. P. J. Barty 等人则采用四通式双光栅展宽器,使得 20fs 的光脉冲获得的展宽倍数达⁸15000. 总之,他们都是采用区别于传统的展宽方法,而是将入射的超短光脉冲相继两次展宽,获得 CPA 激光的高效运转.

本文对八通式单光栅展宽器(或四通式双光栅展宽器)进行了理论分析,计算了对于初始入射的无啁啾超短脉冲相继经过两次展宽时它每次所能获得的展宽倍数,得出其第二次的展宽倍数不可能大于 2,而总的展宽倍数约为第一次展宽倍数的 2 倍.

1 光栅展宽器的展宽原理及结构

对于超短激光脉冲的展宽,可运用光栅对获得.其展宽机理如图 2 所示.入射的激光束首先被光栅衍射,造成不同频率的光谱呈现色散,光栅对的放置使得脉冲中高频成份所走的光程比低频部分的长,结果其中的低频成份要先离开展宽器,这样初始脉冲就得到时间展宽.

图 2 只是给出了光栅展宽器的工作原理.当然在实际的应用中,还应包括其他一些光学元件.图 3 是一种典型的光栅展宽器结构,其中透镜 L1,L2 构成一望远镜装置,用于改变 Treacy 光栅对⁹的色散符号.从而使得整个系统能够提供一个正的群速弥散量,从振荡器输出的超短光脉冲通过该系统后,在时域内便得到了展宽.

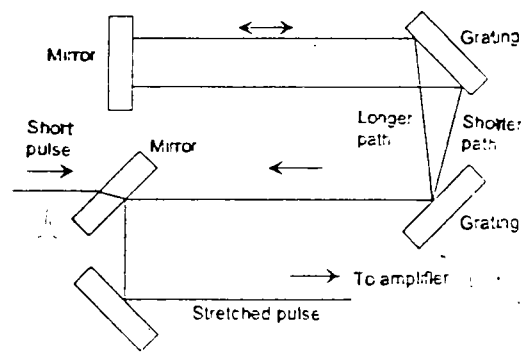


图 2 脉冲展宽器的原理图

Fig. 2 Principle of pulse stretcher

如果望远镜的放大倍数为 1,则该系统可简化为图 4 所示结构.这里使用了单个光栅,使得系统结构简单、紧凑.一般采用四通方式完成对入射光脉冲的一次时间展宽,并且保持光束的空间特性不发生畸变.其展宽特性可参见文献 10.

2 展宽倍数的计算

2.1 四通情况

对于初始入射的无啁啾高斯脉冲,可表示为

$$E_0 \sim \exp(-\tau_0^{-2} t^2 / 2 \ln(2)) \quad (1)$$

其中 τ_0 为初始入射的激光脉冲宽度.

当它经过光栅展宽器完成第一次时间展宽时,由于展宽器提供的色散量只依赖于展宽器结构参数,而与展宽的脉冲参数无关¹⁰.故我们可令该展宽系统所提供的色散量为 Φ ,则从展宽器输出光强可表示为

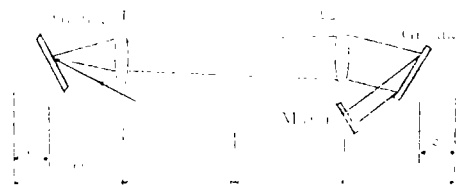


图 3 一种典型的双光栅展宽器结构

Fig. 3 A typical double-grating stretcher

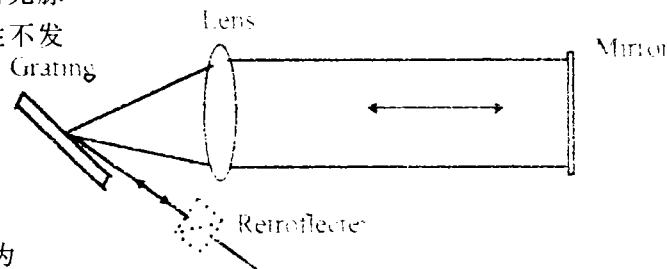


图 4 四通式单光栅展宽器结构

Fig. 4 A four-pass single-grating stretcher

$$E_1(t) \sim \exp\left(-\frac{2\ln(2)\tau_0^2}{\tau_0^4 + 16(\ln(2))^2\Phi_s^2}t^2\right) \cdot \exp\left(-i\frac{8(\ln(2))^2\Phi_s}{\tau_0^4 + 16(\ln(2))^2\Phi_s^2}t^2\right) \tag{2}$$

可得此时的脉冲宽度为

$$\tau_1 = \tau_0 \left(1 + \frac{16(\ln(2))^2\Phi_s^2}{\tau_0^4}\right)^{1/2} \tag{3}$$

则在此过程中脉冲获得的展宽倍数为

$$M_1 = \frac{\tau_1}{\tau_0} = \left(1 + \frac{16(\ln(2))^2\Phi_s^2}{\tau_0^4}\right)^{1/2} \tag{4}$$

2.2 八通情况

当光束经过上述展宽后,已具有一定的啁啾量,此时若将脉宽为 τ_1 的光脉冲再次注入该展宽器以完成第二次展宽,则其所能获得的展宽倍数 M_2 由下面可推得.

将式(3)代入式(2)得

$$\begin{aligned} E_1(t) &\sim \exp\left(-\frac{2\ln(2)t^2}{\tau_1^2}\right) \cdot \exp\left(-i\frac{8(\ln(2))^2\Phi_s}{\tau_0^2\tau_1^2}t^2\right) \\ &= \exp\left(-\frac{1}{2}t^2/(\tau_1^2/4\ln(2))\right) \cdot \exp\left(-i\frac{t^2}{2} \cdot \frac{16(\ln(2))^2\Phi_s}{\tau_1^2\tau_0^2}\right) \\ &= \exp\left(-\frac{1}{2}\frac{t^2}{\tau_1^2/4\ln(2)}\right) \cdot \exp\left(-i\frac{t^2}{2} \cdot \frac{4(\ln(2))^2\Phi_s}{\tau_0^2 \cdot \tau_1^2/4\ln(2)}\right) \\ &= \exp\left(-\frac{1}{2}\left(1+i\frac{4\ln(2)\Phi_s}{\tau_0^2}\right)\frac{t^2}{\tau_1^2/4\ln(2)}\right) \end{aligned} \tag{5}$$

此时我们定义 $C=4\tau_0^{-2}\ln(2)\Phi_s$ 为光脉冲的啁啾参量,令 $T=\tau_1/2 \sqrt{\ln(2)}$,则式(5)变为

$$E_1(t) \sim \exp(-(1/2)(1+iC) \cdot t^2/T^2) \tag{6}$$

对于具有啁啾量的光脉冲,经光栅再次展宽后,获得的输出光场为

$$E_2(t) \sim \exp\left(-\frac{(1+iC)t^2}{2[T^2-i\Phi_s(1+iC)]}\right) \tag{7}$$

则脉冲展宽倍数为

$$\begin{aligned} M_2 = \frac{\tau_2}{\tau_1} &= \left(\left(1+\frac{C\Phi_s}{T^2}\right)^2 + \left(\frac{\Phi_s}{T^2}\right)^2\right)^{1/2} \\ &= \left(\left(1+\frac{16(\ln(2))^2\Phi_s^2}{\tau_0^2 \cdot \tau_1^2}\right)^2 + \left(\frac{4\ln(2)\Phi_s}{\tau_1^2}\right)^2\right)^{1/2} \end{aligned} \tag{8}$$

再将式(4)代入式(8)得

$$\begin{aligned} \frac{\tau_2}{\tau_1} &= \left(\left(1+\frac{\tau_0^2(\tau_1^2-\tau_0^2)}{\tau_0^2 \cdot \tau_1^2}\right)^2 + \frac{\tau_0^2(\tau_1^2-\tau_0^2)}{\tau_1^4}\right)^{1/2} = \left(\left(1+\frac{\tau_1^2-\tau_0^2}{\tau_1^2}\right)^2 + \frac{\tau_0^2}{\tau_1^2} - \frac{\tau_0^4}{\tau_1^4}\right)^{1/2} \\ &= \left(4-3\frac{\tau_0^2}{\tau_1^2}\right)^{1/2} = (4-3M_1^{-2})^{1/2} \end{aligned} \tag{9}$$

由于 $M_1 \gg 1$, 则

$$M_2 = \tau_2/\tau_1 \approx 2 \tag{10}$$

也即第二次展宽倍数约为 2. 显然若 M_1 越大, M_2 就越趋近于 2.

我们可进一步推得,脉冲经两此展宽后总的展宽倍数为

$$M = \tau_2/\tau_0 = (\tau_2/\tau_1) \cdot (\tau_1/\tau_0) \approx 2 \cdot M_1 \tag{11}$$

3 结论

本文通过对八通式单光栅展宽器(或四通式双光栅展宽器)的分析,计算了初始入射的超短光脉冲经光栅展宽器两次展宽时每次它所能获得的展宽倍数,得出其第二次的展宽倍数约为 2,几乎与第一次的展宽倍数无关,而总的展宽倍数约为第一次展宽倍数的 2 倍. 事实上,随着脉冲展宽倍数的增加,其高阶色散量也就越明显,导致脉冲放大后压缩也就越困难. 对于如何减小光栅展宽器的高阶色散量,我们将另文介绍.

参考文献

- 1 侯洵·瞬态光学技术及其应用·光子学报,1997,(26)(Z1):1~6
- 2 Barty C P J, Gordon M C L, et al. Methods for generation of 10Hz, 100TW optical pulses. Proc SPIE, 1995, 2377: 311~322
- 3 Livermore Petawatt laser sets new pulsed power record. Laser Focus World, 1996, 32(7): 13
- 4 侯洵, 阮双琛, 杨建军等·低重复频率的 Ti: Al₂O₃ 飞秒激光放大器的研究·光子学报, 1997, 26(3): 193~196
- 5 沈宇震, 王清月等·啁啾脉冲结构放大过程中的自相位调制效应·物理学报, 1996, 45(2): 214~221
- 6 Bonlie J D, White W E, et al. Chirped-pulse Amplification with Flashlamp-pumped Ti: sapphire Amplifiers. Proc SPIE, 1994, 2116: 312~322
- 7 Stuart B C, Perry M D, et al. 125TW Ti: sapphire Nd: glass laser system. Opt Lett, 1997, 22(4): 242~244
- 8 Barty C P J, Lemoff B E, et al. Multiterawatt Amplification of Ultrabroadband Optical Pulse; Breaking the 100fs Limit. Proc SPIE, 1994, 2116: 184~194
- 9 Treacy E B, Optical pulse compression with diffraction grating. IEEE J Q E, 1996, QE-5(3): 454~458
- 10 杨建军, 孙艳玲, 阮双琛等·啁啾脉冲放大系统中光栅展宽器的性能及实验研究·光学学报, 1998, 18(4)待发表

THE STRETCHING PROPERTIES OF A EIGHT-PASS SINGLE-GRATING PULSE STRETCHER

Yang Jianjun, Ruan Shuangchen, Hou Xun

Xi'an Institute of Optics & Precision Mechanics, Academia Sinica, Xi'an 710068

Received date: 1998-01-09

Abstract Based on the analysis of a grating pulse stretcher, two stretching factors have been investigated, when a ultrashort-pulse was stretched successively for two times in a eight-pass single grating stretcher. We found that the stretching factor of the last time is about 2. And the whole stretching factor for this system were just 2 times of the first one.

Keywords Chirped-Pulse-Amplification; Pulse stretcher



Yang Jianjun was born in Dec. 1970, in Henan province, China. He earned B. S. degree in Henan University and M. S. degree in Xi'an Institute of Optics & Precision Mechanics, Academia Sinica, in 1993 and 1996 respectively. Now he is a Ph. D. candidate in Xi'an Institute of Optics & Precision Mechanics, Academia Sinica. His research interests include the generation of ultrashort pulses from solid state lasers, the amplification of laser pulses and transient phenomenon.