

Öffner 展宽器高倍率展宽脉冲的理论实验研究*

田金荣¹⁾ 孙敬华¹⁾ 魏志义^{1)†} 王兆华¹⁾ 令维军¹⁾ 黄小军²⁾ 刘兰亭²⁾ 魏晓峰²⁾ 张 杰¹⁾

¹⁾中国科学院物理研究所光物理开放实验室,北京 100080)

²⁾中国工程物理研究院激光聚变中心,绵阳 621900)

(2004 年 7 月 15 日收到,2004 年 8 月 9 日收到修改稿)

在理论上分析了 Öffner 展宽器的色散特性,给出了展宽脉冲随 Öffner 展宽器系统参数变化的关系.据此在实验上建立了一台 Öffner 飞秒展宽器系统,将 19 fs 的种子脉冲无色差展宽至 605 ps,测量结果与理论计算一致.

关键词:飞秒脉冲,啁啾脉冲放大,Öffner 展宽器

PACC:4260B,4260H

1. 引 言

在高峰值功率台面飞秒激光系统的研究中,对种子脉冲进行有效的展宽是啁啾脉冲放大(CPA)技术^[1,2]的关键问题之一.随着激光装置峰值功率的不断提高,为避免非线性效应和高功率激光对光学组件的破坏,对种子脉冲进行高倍率展宽是实现激光高峰值功率运转的重要条件.人们相继提出多种展宽方案^[2-11],并将种子脉冲展宽至 ns ($1\text{ ns} = 10^{-9}\text{ s}$)量级^[4,5,12,13].然而这些方案由于色差使获得的展宽脉冲光束质量较差.基于 Öffner 望远镜无色差设计^[14]的 Öffner 展宽器^[7]具有无色差和高带通的优点和很高的展宽潜力,可以获得好的光束质量,但由于其对光学元件的尺寸要求较高,展宽能力还停留在将 10 fs ($1\text{ fs} = 10^{-15}\text{ s}$)种子脉冲展宽至 400 ps ($1\text{ ps} = 10^{-12}\text{ s}$)的水平^[15].因此在保持 Öffner 展宽器无色差和高带通优点的同时,获得更高的展宽比是令人感兴趣的问题.针对此问题,本文首先在理论上通过光线追迹方法^[16]对 Öffner 展宽器的色散进行了研究,并获得了展宽脉冲脉宽随展宽器参数的变化关系.在此基础上,建立了一套高倍率 Öffner 展宽器,将 19 fs 的种子脉冲无色差展宽至 605 ps,与理论计算结果符合很好.本文的计算表明,如果采用 10 fs 的种子脉冲,可以获得 ns 量级的展宽脉冲.这对于 100TW 量级激光装置及高效率啁啾脉冲参量放大(OPCPA)^[17]具有重要意义.

2. 超短脉冲经过 Öffner 展宽器后相移的精确解析解

图 1 是 Öffner 展宽器的原理示意图,它包括一个凹面镜,一个凸面镜和一个衍射光栅.凹面镜与凸面镜共心放置,凹面镜的曲率半径为凸面镜曲率半径的两倍.为使飞秒脉冲产生较大的衍射效应,衍射光栅的刻线密度一般应高于 1000 线/mm 量级.由于飞秒脉冲具有较大的光谱宽度,当其入射到光栅后,不同波长分量将沿不同方向衍射.由于在展宽器中的行进路径不同,不同波长分量经历的延时不同,从而在时域上使脉冲得到展宽.波长成分的延时决定于在 Öffner 展宽器中经历的相移,为获得此相移精

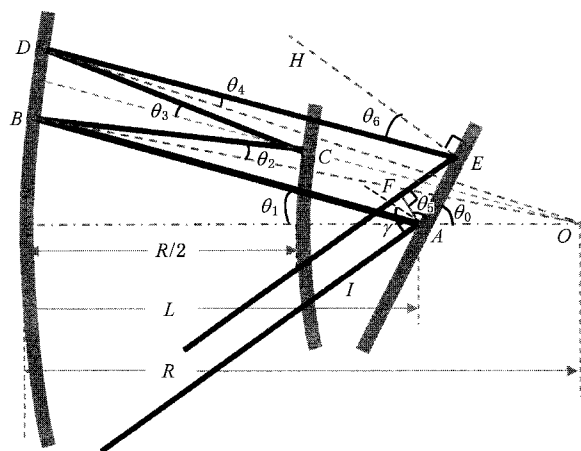


图 1 Öffner 展宽器原理示意图

* 国家重点基础研究发展规划项目(批准号:G1999075262)和国家自然科学基金(批准号:60225005)资助的课题.

† 通讯联系人, E-mail: wzhy@aphy.iphy.ac.cn

确的解析表达式,采用光线追迹方法^[18-20]对 Öffner 展宽器进行了分析.我们取在光栅入射点处垂直于入射光的平面作为参考面,脉冲沿 IA 方向入射至光栅,入射点为 A ,波长为 λ 的几何光线在展宽器中的径迹为 $ABCDE$,最后沿 EF 方向出射.假设波长为 λ 的光线经过展宽器的光程为 $P(\lambda)$,由该光程引入的相移 $\Phi_p(\lambda)$ 为

$$\Phi_p(\lambda) = \frac{2\pi P(\lambda)}{\lambda} = \frac{2\pi(\overline{AB} + \overline{BC} + \overline{CD} + \overline{DE} + \overline{EF})}{\lambda}, \quad (1)$$

式中各量可写为

$$\begin{aligned} \overline{AB} &= \frac{R \sin(\theta_1 - \theta_2)}{\sin \theta_1}, \\ \overline{BC} &= \overline{CD} = \frac{R \sin(\theta_3 - \theta_2)}{\sin \theta_3}, \\ \overline{DE} &= \frac{R \sin(\theta_1 + 2\theta_3 - 3\theta_2)}{\sin(\theta_1 + 2\theta_3 - 4\theta_2)} \\ &\quad - \frac{[(R-L) \sin(\theta_1 + 2\theta_3 - 4\theta_2) + R \sin \theta_2] \sin \theta_0}{\sin(\theta_0 + \theta_1 + 2\theta_3 - 4\theta_2) \sin(\theta_1 + 2\theta_3 - 4\theta_2)}, \\ \overline{EF} &= \frac{[(R-L) \sin(\theta_1 + 2\theta_3 - 4\theta_2) + R \sin \theta_2] \sin \theta_5}{\sin(\theta_0 + \theta_1 + 2\theta_3 - 4\theta_2)}, \end{aligned} \quad (2)$$

式中 R 为凹面镜的曲率半径, L 为光栅上入射点与凹面镜中心的距离, θ_0 为中心对称轴与光栅平面的夹角,各个角度满足下列关系:

$$\begin{aligned} \theta_1 &= \frac{\pi}{2} - \theta_0 - \arcsin\left(\frac{\lambda}{d} - \sin \gamma\right), \\ \theta_2 &= \theta_4 = \arcsin\left(\frac{R-L}{R} \sin \theta_1\right), \\ \theta_3 &= \arcsin(2 \sin \theta_2), \\ \theta_5 &= \arcsin\left[\frac{\lambda}{d} - \cos(\theta_0 + \theta_1 + 2\theta_3 - 4\theta_2)\right] \end{aligned} \quad (3)$$

式中 γ 为光脉冲在光栅上的入射角, d 为光栅常数.由于入射光与反射光入射于光栅的不同点,需引入一个附加相位修正因子^[21]:

$$\begin{aligned} \Phi_c(\lambda) &= \frac{2\pi EA}{d} \\ &= \frac{2\pi(R-L) \sin(\theta_1 + 2\theta_3 - 4\theta_2) + R \sin \theta_2}{d \sin(\theta_0 + \theta_1 + 2\theta_3 - 4\theta_2)}. \end{aligned} \quad (4)$$

总的相移可表示为

$$\Phi(\lambda) = \Phi_p(\lambda) - \Phi_c(\lambda). \quad (5)$$

将(1)~(4)式代入(5)式,可得任意波长成分经过展宽器获得的相移,此相移是以 R, L, d, γ 为变量的精确解析函数.将 $\Phi(\lambda)$ 写成 ω 的函数,并求其对 ω

的各阶导数,可得 Öffner 展宽器产生的色散.但是由于 $\Phi(\lambda)$ 较复杂,不可能求出各阶色散的解析表达式,因此我们采用了数值方法求解各阶色散随系统参数的关系,其结果将在下节给出.

3. Öffner 展宽器的色散及其与“等效”光栅对的近似关系

由于求解 Öffner 展宽器色散精确解的复杂性,人们一般将 Öffner 展宽器近似为与其“等效”的平行光栅对.图 2 给出近似的原理,在这种情况下,Öffner 展宽器被认为完全没有像散和色差.根据成像理论,容易求得 $\overline{AA'} = \chi(R-L)$,即超短脉冲在 Öffner 展宽器中(光栅与凹面镜距离 L ,凹面镜曲率半径 R)经历的色散与以相同角度入射斜距 $L_g = \overline{AA'} = \chi(R-L)$ 的平行光栅对产生的色散大小相等.

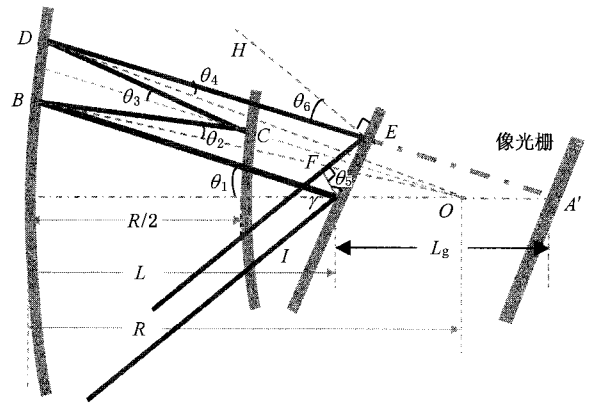


图 2 Öffner 展宽器的光栅对近似原理

然而上述近似是建立在近轴近似的基础上的.在严格解中,展宽器与其“等效”光栅对并不完全共轭.这是因为 Öffner 展宽器的衍射光束偏离了轴心,使近轴近似失效,表现为回射光与入射光不平行,存在一个小的偏角 $\theta_d = \theta_5 - \gamma$.由(3)式得

$$\begin{aligned} \theta_d &= \arcsin\left[\frac{\lambda}{d} - \sin(4\theta_2 - 2\theta_3) \right. \\ &\quad \left. + \arcsin\left(\frac{\lambda}{d} - \sin \gamma\right)\right] - \gamma, \end{aligned} \quad (6)$$

这个角度不为零.这说明严格意义上 Öffner 展宽器与其“等效”平行光栅对并不完全共轭,只有在近轴情况下, $\theta_3 \approx 2\theta_2$, 由(6)式得 $\theta_d = 0$, 此时 Öffner 展宽器与其“等效”光栅对才可以看成是完全共轭的.在某些实际情况中,超短脉冲的边缘波长成分的衍射光可能偏离轴心约 10° , 对于这些波长,近轴近似

不再适用。

尽管如此,“等效”光栅对近似仍具有重要用途,因为其色散具有简洁的表达式,可以给计算提供很大方便.在通常 CPA 系统中也这样近似^[9].Öffner 展宽器的“等效”光栅对的色散(一程通过)为

$$\text{GD} = \frac{\partial \Phi}{\partial \omega} = \frac{L_g \sin \theta_0}{c \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{d} - \sin \gamma\right)^2}} \times \left[1 + \cos \left(\gamma - \arcsin \left(\frac{\lambda}{d} - \sin \gamma \right) \right) \right], \quad (7a)$$

$$\text{GDD} = \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \omega^2} = \frac{-L_g \sin \theta_0 \lambda^3}{2\pi c^2 d^2} \times \frac{1}{\left[1 - \left(\frac{\lambda}{d} - \sin \gamma\right)^2 \right]^{3/2}}, \quad (7b)$$

$$\text{TOD} = \frac{\partial^3 \Phi}{\partial \omega^3} = \frac{3L_g \sin \theta_0 \lambda^4}{4\pi^2 c^3 d^2} \times \frac{\left(1 + \frac{\lambda}{d} \sin \gamma - \sin^2 \gamma \right)}{\left[1 - \left(\frac{\lambda}{d} - \sin \gamma\right)^2 \right]^{5/2}}, \quad (7c)$$

$$\text{FOD} = \frac{\partial^4 \Phi}{\partial \omega^4} = -\frac{\lambda}{\pi c} \frac{\partial^3 \Phi}{\partial \omega^3} + \frac{3\lambda^2}{2\pi^2 c^2} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \omega^2} \times \left[1 + \frac{7\lambda^2}{2d^2} - 3\frac{\lambda}{d} \sin \gamma \right] + \frac{5}{2} \frac{\lambda^2}{d^2} \left(\frac{\lambda}{d} - \sin \gamma \right)^2 \left[1 - \left(\frac{\lambda}{d} - \sin \gamma\right)^2 \right]^2, \quad (7d)$$

式中 γ 为入射角, $L_g = 2(R - L)$, c 为真空中光速, λ 为波长, ω 为角频率, d 为光栅常数. θ_0 为对称轴与光栅平面的夹角, GD, GDD, TOD, FOD 分别为群速延迟、群速色散、三阶色散、四阶色散。

为了解 Öffner 展宽器的色散与系统参数的关系,同时与其“等效”平行光栅对进行比较,我们采用数值方法对 Öffner 展宽器及其“等效”光栅对求取了两者的色散.在计算中所取的系统参数分别为:对于展宽器,凹面镜曲率半径为 1 m,凸面镜曲率半径为 0.5 m,光栅刻线密度为 1200 线/mm,光栅至凹面镜间距为 0.75 m.对于其“等效”光栅对,光栅斜距为 0.5 m.为方便计算,我们采用中心波长 λ_0 (取为 800 nm)的衍射光作为对称轴线,即光栅与轴线的夹角 $\theta_0 = \pi/2 - \arcsin[\lambda_0/d - \sin \lambda]$.图 3 给出本文的计

算结果,其中虚线和实线分别代表 Öffner 展宽器与其等效光栅对产生的色散.可以看出,Öffner 展宽器与等效光栅对的 GDD, TOD, FOD 大小都是波长的增函数.图 3(a)显示,展宽器与光栅对的群速色散的差距较小,在光谱中央的 800 nm 几乎为零,两翼逐渐增大.这是因为我们假定中心波长(800 nm)的衍射光与光轴重合,其衍射光满足近轴条件.在中心波长两翼,衍射光逐渐偏离近轴条件,导致其误差逐渐增大.由图 3(b)和(c)看出,三、四阶色散的差距逐渐增大,在 700 nm 附近为负值,在 900 nm 处达到最大.三阶色散误差的大小在中心波长 800 nm 处接近零,而四阶色散即使在中心波长处也不为零,误差约为 2%,这对展宽过程而言影响不大.但是由于展宽器引入的色散一般非常大,在考虑 CPA 色散系统补偿时,这种误差必须予以考虑.如图 3 的结果,其三阶色散最大误差为 10^4 fs^3 量级,四阶色散为 10^5 fs^4 的量级,而对于一个 CPA 系统,材料引入的三阶色散为 10^4 fs^3 量级,四阶色散为 10^4 fs^4 量级,甚至还小于展宽器的计算误差.为描述这一误差对脉冲压缩的影响,我们对 CPA 系统的色散补偿进行了数值模拟.该系统展宽器参数取为: $R = 1 \text{ m}$, $L = 0.7 \text{ m}$, 入射角为 28° , 光栅刻线密度为 1200 线/mm.脉冲在放大系统的材料中总的传播长度为:熔石英为 2 cm,钛蓝宝石为 53 cm,方解石为 4 cm, $\text{KD}^* \text{P}$ 晶体为 62 cm.在光栅对近似下其压缩器参数为 53.95° , 光栅对距离为 0.4042 m.在精确考虑展宽器色散情况下,其参数应分别取 53.67° 和 0.4026 m.种子脉冲为 20 fs 高斯脉冲,压缩脉冲的时间波形及其对比度如图 4 所示.由图 4 可以看出,在光栅对近似下,种子脉冲仅可以被压缩至 27 fs,而对展宽器的色散进行精确计算后,其脉冲可以获得 21 fs 的压缩脉宽,脉冲的对比度提高了三个数量级.因此对 Öffner 展宽器色散的精确计算有助于缩短压缩脉冲的脉宽,而且能够大幅提高压缩脉冲的对比度,这对 CPA 系统非常重要。

计算了中心波长色散随系统参数的变化,因为中心波长色散不仅对展宽脉冲的脉宽有重要影响,也是 CPA 系统色散补偿的主要部分.选定了光学元件后,Öffner 展宽器的可调参数为:光栅与凹面镜的距离 L ,超短脉冲入射到光栅的入射角 γ .假定中心波长为 800 nm,其色散和 L, γ 的关系如图 5 和图 6 所示.图 5 表明,展宽器的各阶色散都是随光栅与凹面镜距离的增大而减小.当光栅位于凹面镜曲率中

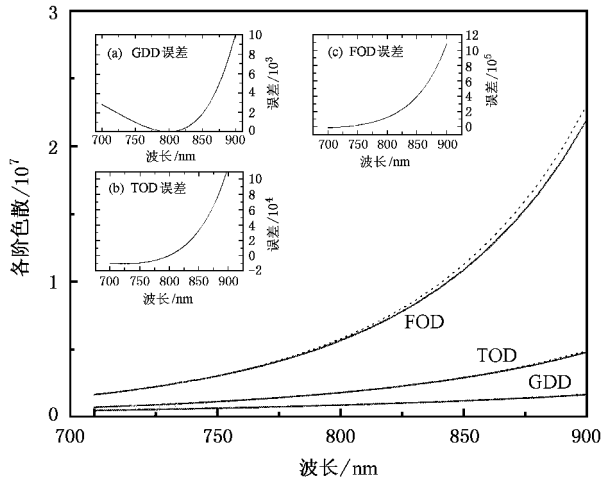


图3 Öffner 展宽器的色散随波长的变化

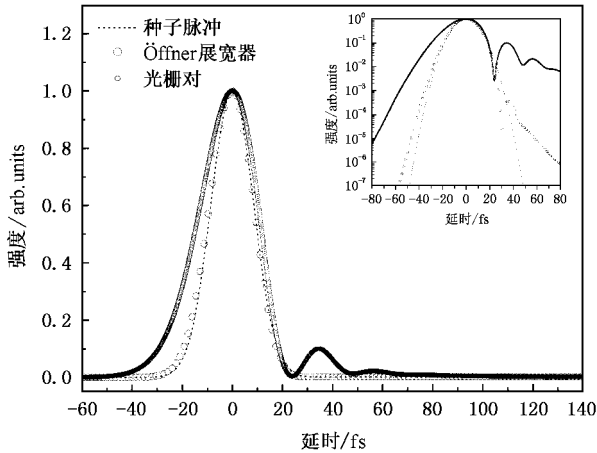


图4 光栅对以及精确计算的 CPA 系统压缩脉冲

心时,其各阶色散均为零,此时没有展宽效果.在相同的间距下,光栅刻线密度大的展宽器产生的色散大.群速色散和三阶色散与 L 近似成线性关系,这是因为中心波长满足近轴条件,其群速色散和三阶色散与其等效光栅的色散相当接近,由(7)式可以看出这种线性关系.图6给出在 L 固定下,展宽器的色散随入射角增大而减小,呈现很强的非线性特征.在小入射角时,色散下降迅速,角度增大,其变化趋缓,最后趋近于不为零的稳定值.这是由于光栅的衍射特性引起的.在小入射角时,光栅的衍射作用较强,其色散较大,大入射角时,光栅衍射作用较弱,其色散较小,但即使在很大入射角情况下,仍然具有衍射作用,这正是在大入射角时展宽器色散不为零的原因.

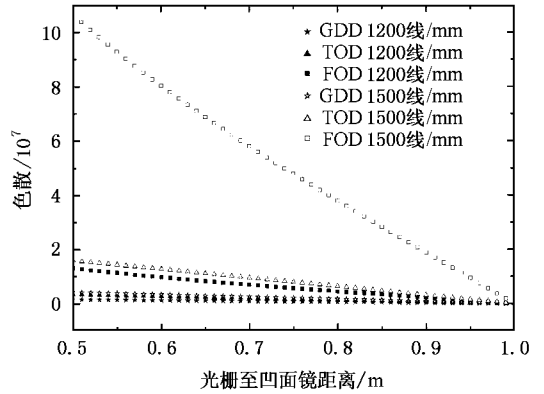


图5 Öffner 展宽器在中心波长产生色散随距离的变化

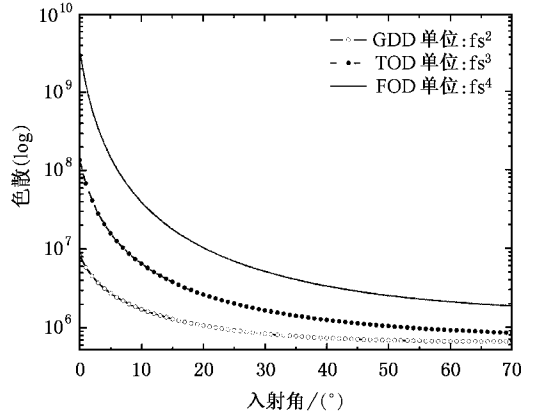


图6 Öffner 展宽器在中心波长产生色散随入射角的变化

4. 展宽脉冲的脉宽

研究展宽器色散可以用来推断展宽脉冲的脉宽.展宽脉冲的信息可以采用快速傅里叶变换^[22](FFT)的数值方法获得,这种方法结果准确,但是无法简便直观地给出展宽脉冲对展宽器可调参数的依赖关系.在一定近似下,可以将展宽脉冲的脉宽写成解析形式,给展宽器的设计与调节带来方便.假定入射种子脉冲是理想的高斯脉冲,其含时振幅表达式为

$$E_{in}(t) = \exp\left[-\frac{t^2 2\ln 2}{\tau^2} - iC \frac{t^2 2\ln 2}{\tau^2} + i\omega_0 t\right] \quad (8)$$

式中 τ 为高斯脉冲的半高全宽(FWHM), ω_0 为其中中心角频率, C 为初始啁啾参数,FFT 函数是角频率 ω 的高斯函数:

$$E_{in}(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} E_{in}(t) e^{-i\omega t} dt = \sqrt{\frac{\pi \tau^2}{2\ln 2 (1 + iC)}}$$

$$\times \exp\left[-\frac{\tau^2(\omega - \omega_0)^2}{8\ln 2(1 + iC)}\right]. \quad (9)$$

假设各个波长在衍射过程中的效率相同,则可以只考虑展宽器引起的相移 $\Phi(\omega)$ 。经过展宽器后,频域内的振幅函数可写为

$$E(\omega) = \sqrt{\frac{\pi\tau^2}{2\ln 2(1 + iC)}} \times \exp\left[-\frac{\tau^2(\omega - \omega_0)^2}{8\ln 2(1 + iC)} + i\Phi(\omega)\right], \quad (10)$$

式中 $\Phi(\omega)$ 可以写成其中心频率 ω_0 处对泰勒展开式:

$$\begin{aligned} \Phi(\omega) = & \Phi(\omega_0) + \Phi^{(1)}(\omega_0)(\omega - \omega_0) \\ & + \frac{1}{2}\Phi^{(2)}(\omega_0)(\omega - \omega_0)^2 \\ & + \frac{1}{6}\Phi^{(3)}(\omega_0)(\omega - \omega_0)^3 + \dots, \quad (11) \end{aligned}$$

式中 $\Phi^{(1)}(\omega_0), \Phi^{(2)}(\omega_0), \Phi^{(3)}(\omega_0)$ 分别为中心频率处的群延时(GD)、群速度色散(GDD)、三阶色散(TOD)。为获得解析的脉宽表达式, $\Phi(\omega)$ 只考虑至二阶色散。将 $E(\omega)$ 进行反 FFT, 即可获得

$$\begin{aligned} E(T) = & \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} E(\omega) \exp(i\Phi(\omega)) \exp(i\omega T) d\omega \\ = & \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} E(\omega) \exp\left\{i\left[\Phi(\omega_0) + \Phi^{(1)}(\omega_0)(\omega - \omega_0) \right. \right. \\ & \left. \left. + \frac{1}{2}\Phi^{(2)}(\omega_0)(\omega - \omega_0)^2 + \omega T\right]\right\} d\omega \\ = & \sqrt{\frac{\tau^2}{\tau^2 - i4\ln 2(1 + iC)}} \Phi^{(2)}(\omega_0) \\ & \times \exp\left[\frac{-2\ln 2(1 + iC)\left[T + \Phi^{(1)}(\omega_0)\right]}{\tau^2 - i4\ln 2(1 + iC)} \Phi^{(2)}(\omega_0) \right. \\ & \left. + i\omega_0 T + i\Phi(\omega_0)\right], \quad (12) \end{aligned}$$

可得展宽脉冲的半高全宽为

$$\begin{aligned} T_{FWHM} = & \tau \sqrt{\left[1 + \frac{4\ln 2 C \Phi^{(2)}(\omega_0)}{\tau^2}\right]^2 + \left[\frac{4\ln 2 \Phi^{(2)}(\omega_0)}{\tau^2}\right]^2}. \quad (13) \end{aligned}$$

可以看到, 脉冲通过初始的啁啾和展宽器的色散进行展宽。当啁啾为正($C > 0$)时, 展宽程度更大。当啁啾为负($C < 0$)时, 由于其与展宽器产生的色散相反, 总色散比正啁啾情况下的小, 因此获得的展宽也小。

若 C 足够大(13)式等号右边的 1 可以忽略, 变为

$$\begin{aligned} T_{FWHM} = & \frac{4(1 + C^2)^{1/2} \ln^2}{\tau} \Phi^{(2)}(\omega_0) \\ = & \Delta\omega_c \Phi^{(2)}(\omega_0), \quad (14) \end{aligned}$$

式中 $\Delta\omega_c$ 为啁啾脉冲半谱宽度。(14)式说明, 展宽脉冲的脉冲宽度正比于种子脉冲的谱宽。对于相同的种子脉冲宽度 τ , 无啁啾脉冲的谱宽($\Delta\omega = (4\ln 2)\tau$)比啁啾脉冲的谱宽($\Delta\omega_c = 4(1 + C^2)^{1/2} \ln 2/\tau$)小。若两脉冲的中心频率相同, 存在啁啾的脉冲将获得更大的展宽。

若 $C = 0$, 即种子脉冲是满足 FFT 极限的, 则(13)式变为文献 [23] 中的形式:

$$T_{FWHM} = \tau \left[1 + \left(\frac{4\ln 2 \Phi^{(2)}(\omega_0)}{\tau^2}\right)^2\right]^{1/2}. \quad (15)$$

考虑到通常展宽器产生的群速度色散($\sim 10^6 \text{ fs}^2$)远大于种子脉冲脉宽的平方($\sim 10^2 \text{ fs}^2$), 可将(15)式等号右边的 1 省去, 之前的计算已经表明, 展宽器在中心波长处的群速度色散与其“等效”光栅对非常接近, 因此将 Öffner 展宽器的“等效”光栅对的群速度色散大小(展宽一次)代入(15)式, 可得

$$\begin{aligned} T_{FWHM} = & \frac{8\ln 2(R - L)\sin\theta_0\lambda^3}{\tau \pi c^2 d^2} \\ & \times \frac{1}{\left[1 - \left(\frac{\lambda}{d} - \sin\gamma\right)^2\right]^{3/2}}, \quad (16) \end{aligned}$$

式中 R, γ, L, θ_0 的定义如前所述。由(16)式可以看出, 在种子脉冲无啁啾时, 展宽脉冲的脉宽反比于种子脉冲的脉宽, 与凹面镜曲率中心至光栅的距离 $(R - L)$ 成正比, 并且随入射角的增大而减小。(16)式清楚表明 Öffner 展宽器参数对展宽脉冲脉宽的影响, 利用其可以根据展宽目标设计合适的系统参数。

当脉冲存在啁啾时($C \neq 0$), 展宽脉冲脉宽需要由下式计算:

$$\begin{aligned} T_{FWHM} = & \tau \left[\left(1 + \frac{8\ln 2 C (R - L)\sin\theta_0\lambda^3}{\pi c^2 d^2 \tau^2 \left[1 - \left(\frac{\lambda}{d} - \sin\gamma\right)^2\right]^{3/2}}\right)^2 \right. \\ & \left. + \left(\frac{8\ln 2 (R - L)\sin\theta_0\lambda^3}{\pi c^2 d^2 \tau^2 \left[1 - \left(\frac{\lambda}{d} - \sin\gamma\right)^2\right]^{3/2}}\right)^2 \right]^{1/2}. \quad (17) \end{aligned}$$

将近似公式与 FFT 计算的结果进行了比较(图 7), 图 7 显示近似公式的结果比 FFT 的结果大, 这是因为近似公式没有考虑三阶色散的影响, 因为对于展宽器而言, 其三阶色散与群速度色散异号。两者计算的差距约为 2%。这说明近似公式具有很高的近似精度。

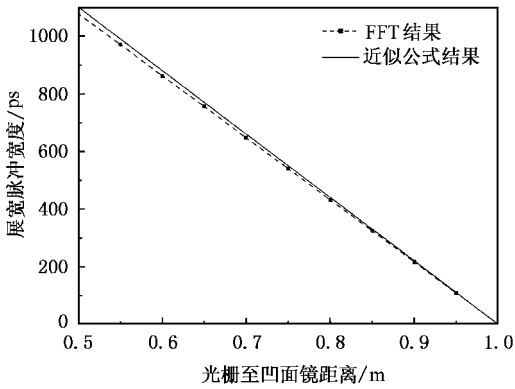


图7 采用FFT与近似公式计算的展宽脉冲的脉宽

5. 高倍率展宽脉冲实验

5.1. 展宽器结构

为提高展宽器的展宽能力,在理论上一般考虑三种途径(16式):1)增加光栅的刻线密度;2)减小光栅与凹面镜距离;3)减小光栅的入射角.但是这些变化同时对光学元件提出了更严格的要求,主要是光学元件的尺寸.若尺寸低于脉冲的带宽,则会产生光谱切割效应^[24],对脉冲的压缩产生不利影响.为了解决高倍率展宽与展宽器带通的矛盾,我们采用了增加展宽次数的方法,利用常规 Öffner 展宽器实现了对脉冲连续进行两次展宽,使展宽脉冲的脉宽加倍,而不必增加光学元件的尺寸.在种子脉冲 19 fs 时,首先计算了在两次展宽情况下展宽脉冲与光学元件尺寸的关系,其结果如图 8 所示,说明多次展宽方案在较低的光学元件要求下,可以获得非常大的展宽比,并且支持获得 ns 量级的展宽脉冲.在此计算基础上,组建了两次展宽的 Öffner 展宽器(图 9),其中衍射光栅、镀金凸面镜,以及镀金凹面镜组成传统的 Öffner 展宽器,其参数分别为:光栅刻线密度为 1200 线/mm,口径为 140 mm × 120 mm;凹面镜曲率半径为 1000 mm,口径为 250 mm × 50 mm;凸面镜曲率半径为 500 mm,口径为 150 mm × 10 mm.在此基础上,追加一个爬高镜.爬高镜由两个垂直放置的宽带平面高反射镜组成.为了支持两次展宽,选择了较宽的平面镜,并且两平面镜之间留有一狭缝,使入射光脉冲通过.入射至爬高镜的光束在上下经历一定的位移后沿原路返回.在我们的设计中,光线在折返过程中始终保持水平入射到光栅,避免了倾斜入

射引起的纵向色散.图 10 给出光栅和凹面镜上的光斑图样,该图显示展宽器的带通已被充分利用,并且光脉冲在展宽器中往返了 4 次,获得两次展宽.在整个展宽过程中,由于 Öffner 展宽器的无色差特性,展宽过程不会产生附加的色差,使光束质量得到良好维持.

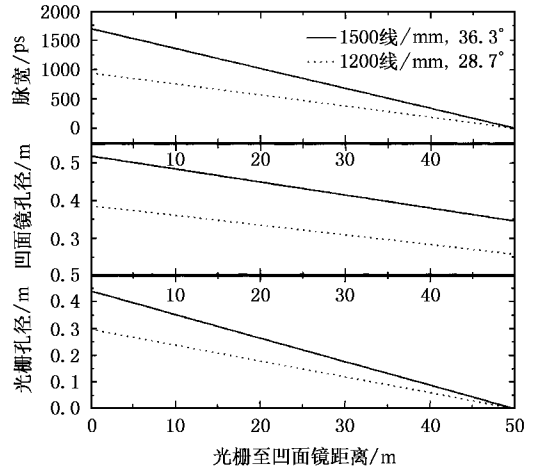


图8 展宽脉冲的脉宽与所需元件的尺寸关系

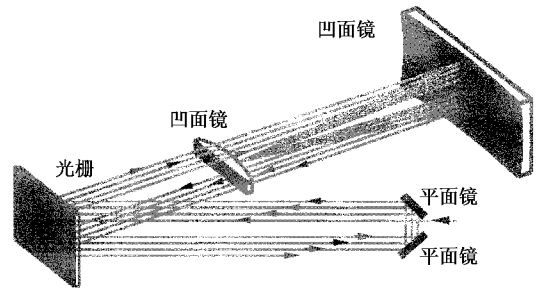


图9 Öffner展宽器装置示意图

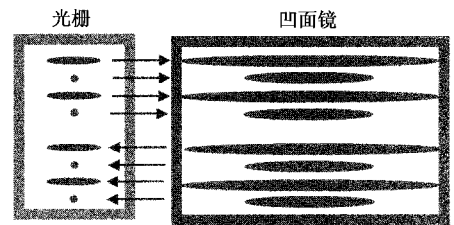


图10 脉冲在光栅和凹面镜上的光斑形状

5.2. 展宽过程及结果

实验采用的种子光源为我们自建的标准飞秒振荡器,脉冲的脉宽为 19 fs,光谱的半高全宽为 53

nm, 中心波长为 800 nm, 平均锁模功率为 600 mW. 展宽器调节的参数为: 光栅距离凹面镜为 66.7 cm, 凹面镜与凸面镜距离为 50 cm, 光脉冲以 38° 入射于光栅, 光脉冲在光栅上的衍射角约为 20° . 没有使用 1200 线光栅的利特罗角 28.7° , 而是使入射光与衍射光错开一定距离, 便于实验调节. 同时调节中心波长 800 nm 的成分, 使其处于对称轴位置, 最大限度地提高了光脉冲的通过带宽.

首先观测了出射光斑的形状. 虽然 4 次经过展宽器, 但光斑形状几乎没有变化, 这是由于 Öffner 展宽器采用全反射光学元件, 消除了 Martinez 展宽器^[3]由于折射引起的色差, 同时其凹面镜与凸面镜的共心设计在很大程度上可以消除反射过程中的相差, 对光斑模式的良好维持非常有利于后续的放大过程. 我们也注意到, 尽管采用的光栅在 800 nm 波长附近其一级衍射效率为 94%, 但是由于光脉冲在其上多次衍射, 同时加上在镀金凹面镜和凸面镜及爬高镜的反射损失, 使最终出射光斑的能量约为入射能量的 40%. 对种子脉冲造成较大的能量损失, 是本设计的不利因素. 好在这个问题并不严重, 因为目前常规的振荡器一般可以提供到 600 mW 左右的平均锁模功率, 更主要的是, 光脉冲能量主要决定于后续放大系统, 展宽过程损失的能量容易由放大过程补充.

为考察组建的展宽器的展宽能力, 我们将展宽后的光脉冲首先入射于对 800 nm 波长敏感的高速光电二极管, 感生的信号接入 Tektronix TDS8000B 高速宽带取样示波器进行分析, 测量到的脉冲波形如图 11 所示. 经过分析, 展宽后的脉宽约为 605 ps. 用上述理论计算的结果为 575 ps, 两者误差为 5%. 我们认为误差的来源是种子脉冲的啁啾. 我们测量的种子脉冲的时间带宽积约为 0.472, 显示了种子脉冲具有部分啁啾. 将啁啾计入后, 理论上的展宽脉冲宽度为 624 ps, 误差为 3%, 这一部分误差归因于测量过程中的误差, 这样的误差在放大过程的估算中已经足够. 若采用的种子脉冲的脉宽为 10 fs, 得到

在相同情况下其展宽脉冲宽度可达 1.2 ns, 这对于高功率的激光系统相当有利. 因为 ns 量级的脉宽可以使光脉冲在放大过程吸取更多的能量, 从而在压缩后得到更高功率, 同时大幅度降低了放大器中光学元件被损坏的可能性, 因此这种高倍率的展宽结果对于 100TW 量级的 CPA 与高效率 OPCPA 装置的发展都有相当重要的意义. 但注意到如果采用同样的装置, 在入射光脉冲宽度为 10 fs 时, 会导致严重的光谱切割效应. 因此需要采用更大尺寸的光学元件来进行展宽. 另一个可行的途径是将 19 fs 的种子脉冲进行三次展宽. 因为在调节的过程中我们发现, 如果使光脉冲在光栅和凹面镜的分布更加密集, 则可实现光脉冲的三次展宽.

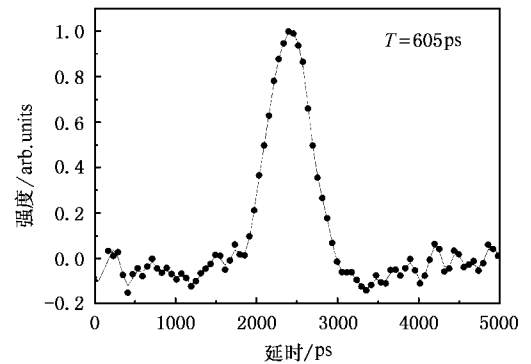


图 11 采用高速示波器获得的展宽脉冲时间波形

6. 结 论

本文对 Öffner 展宽器的色散进行了详细的理论分析, 得到了展宽脉冲脉宽的解析表达式, 并在实验上建立了高倍率展宽的 Öffner 展宽器, 使展宽脉冲的脉宽增加一倍或更多. 采用此展宽器将 19 fs 种子脉冲无色差展宽至 605 ps, 与理论计算的结果符合很好.

感谢与郑加安博士的有益讨论.

[1] Strickland D and Mourou G 1985 *Opt. Commun.* **56** 219

[2] Maine P *et al* 1988 *IEEE J. Quantum Electron.* **24** 398

[3] Martinez O E *et al* 1987 *IEEE J. Quantum Electron.* **23** 59

[4] Rouyer C, Mazataud M, Allais I, Pierre A, Seznec S and Sauteret C 1993 *Opt. Lett.* **18** 214

[5] Lemoff B E *et al* 1993 *Opt. Lett.* **18** 1651

[6] Zhou J P, Huang C P, Shi C Y, Murnane M M and Kapteyn H C 1994 *Opt. Lett.* **19** 126

[7] Cheriaux G *et al* 1996 *Opt. Lett.* **21** 414

[8] Mart'ínez O E *et al* 1997 *Opt. Lett.* **22** 811

[9] Kane S and Squier J 1997 *J. Opt. Soc. Am. B* **14** 1237

[10] Ross I N, Langley A J and Taday P 1999/2000 *Central Laser*

- Facility Annual Report* (Rutherford Appleton Laboratory)
- [11] Chériaux G , Albert O , Wänman V and Chambaret J P 2001 *Opt. Lett.* **26** 169
- [12] Barty C P J , Guo T , Le Blanc C , Raksi F , Rose-Petruck C , Squier J , Wilson K R , Yakovlev V V and Yamakawa K 1996 *Opt. Lett.* **21** 668
- [13] Yamakawa K , Aoyama M , Matsuoka S , Kase T , Akahane Y and Takuma H 1998 *Opt. Lett.* **23** 1468
- [14] Öffner A 1971 U.S. patent 3748015
- [15] Nabekawa Y , Shimizu Y and Midorikawa K 2002 *Opt. Lett.* **27** 1265
- [16] Zhang Z G , Yagi T and Arisawa T 1997 *Appl. Opt.* **36** 3393
- [17] Ross I N , Matousek P , Towrie M , Langley A J and Collier J L 1997 *Opt. Commun.* **144** 125
- [18] Zhang Z G and Sun H 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 1080 (in Chinese) [张志刚、孙 虹 2001 物理学报 **50** 1080]
- [19] Jiang J , Zhang Z G and Hasama T 2002 *J. Opt. Soc. Am. B* **19** 678
- [20] Liu Y J , Chai L , Wang Q Y and Zhang Z G 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 1291 (in Chinese) [刘永军、柴 路、王清月、张志刚 2002 物理学报 **51** 1291]
- [21] Treacy E B 1969 *IEEE J. Quantum Electron.* **5** 454
- [22] Backus S , Durfee C G III , Murnane M M and Kapte H C 1998 *Rev. Sci. Instr.* **69** 1207
- [23] De Silvestri S , Laporta P and Svelto O 1984 *Ultrafast Phenomena IV* (Berlin Springer) p23
- [24] Rundquist A *et al* 1997 *Appl. Phys. B* **65** 161
Bagnoud V and Salin F 1999 *J. Opt. Soc. Am. B* **16** 188

Theoretical and experimental studies on large-ratio stretching of femtosecond pulse with Öffner triplet stretcher^{*}

Tian Jin-Rong¹⁾ Sun Jing-Hua¹⁾ Wei Zhi-Yi¹⁾ Wang Zhao-Hua¹⁾ Ling Wei-Jun¹⁾ Huang Xiao-Jun²⁾
Liu Lan-Ting²⁾ Wei Xiao-Feng²⁾ Zhang Jie¹⁾

¹⁾ *Laboratory of Optical Physics , Institute of Physics , Chinese Academy of Sciences , Beijing 100080 , China)*

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

(Received 15 July 2004 ; revised manuscript received 9 August 2004)

Abstract

The dispersive character of Öffner stretcher was studied , and a concise expression of output pulse duration was presented. An Öffner stretcher was setup experimentally , which could stretch a 19fs seed pulse to 605 ps after 4 passes in it free of aberration.

Keywords : femtosecond pulse , chirped pulse amplification , Öffner stretcher

PACC : 4260B , 4260H

^{*} Project supported by the State Key Development Program for Basic Research of China (Grant No. G1999075262) , and the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 60225005) .