

# 超高亮度激光系统中光栅对脉冲整形器失调对输出脉冲时间特性的影响

徐世祥 张 华 高艳霞 范滇元

(中国科学院上海光学精密机械研究所, 上海 201800)

**摘 要** 在较全面地给出光栅对脉冲整形器失调产生附加相位项表达式的同时, 详细地讨论了展宽器失调的附加相位项在放大系统传输过程中的变化, 并与压缩器失调特性作了比较, 分析了这些失调对超高亮度激光系统输出脉冲及其聚焦场时间特性的影响, 得到了确定光栅对脉冲整形器失调容限的基本原则。

**关键词** 光栅对脉冲整形器, 失调, 脉冲宽度, 光脉冲对比度。

## 1 引 言

近年来, 由于宽带固体激光介质(例如 Ti:sapphire, Cr<sup>3+</sup>:LiSAF 等)的出现<sup>[1, 2]</sup>, 固体超短脉冲激光技术成为人们研究的热课题之一。目前, 用 Ti:sapphire 作为激活介质, 利用克尔(Kerr)效应锁模技术已获得亚 10 fs 的超短脉冲输出<sup>[3]</sup>。要进一步放大超短脉冲, 一般都采用啁啾脉冲放大技术<sup>[4]</sup>。利用这种技术, 1.25 PW、聚焦光强超过 10<sup>21</sup> W/cm<sup>2</sup> 激光脉冲已见报道<sup>[5]</sup>。这种超高亮度的激光脉冲比较关键的两个参数是脉冲宽度和光脉冲对比度。

在啁啾脉冲放大系统中, 目前普遍选用光栅对进行脉冲展宽和压缩<sup>[6]</sup>, 这主要基于以下三点原因: 1) 光栅的色散能力强, 所以用光栅对进行脉冲整形可得到较大的脉冲展宽和压缩比, 其脉冲展宽/压缩比一般可高达 10<sup>4</sup> 倍<sup>[6, 7]</sup>; 2) 用同样规格的光栅对作脉冲展宽器和压缩器理论上完全匹配, 这意味着激光系统最后可得到展宽以前的脉宽和光脉冲对比度; 3) 先进的光栅制造技术使得制造大面积、高密度和高抗激光破坏阈值的光栅已成为现实。但事实上, 效果并不象理论上所说的那样理想。Zhang<sup>[9]</sup>从理论上讨论了当入射光偏离光栅入射面时引起的光栅对展宽器和压缩器输出光束光谱的垂向啁啾。Fiorini<sup>[10]</sup>则从展宽器与压缩器间入射角失配、两光栅表面距离失调、两光栅表面不平行性、两光栅刻槽间的不平行性和展宽器中共焦透镜对的两透镜焦距比偏离 1:1 等五个方面讨论了输出脉冲的时间特性。然而, 无论是 Zhang 还是 Fiorini 的讨论都忽略了光脉冲空间参数的影响。笔者<sup>[12]</sup>曾从压缩器失调的角度出发讨论了这些参数的影响, 其中包括光束的横向形状(通常是圆的)、线度和光场分布。本文则在较全面地给出光栅对脉冲整形器失调产生附加相位项表达式的同时, 详细地讨论了展宽器失调的附加相位项在放大系统传输过程中的变化, 并与压缩器失调作了比较, 得到了确

定它们失调容限的基本原则。

## 2 光栅对失调时输出脉冲附加相位项的表达

对于一中心频率为  $\omega_0$  (对应的中心波长为  $\lambda_0$ ) 的光脉冲, 经光栅对脉冲整形器后, 在准单色波近似下, 频率相关的附加相位  $\Phi$  表示为

$$\Phi = T_1 \Omega + T_2 \Omega^2 / 2 + T_3 \Omega^3 / 6 + \dots \quad (1)$$

式中  $\Omega = \omega - \omega_0$ , 则在失调场合,  $\Phi$  的变化量可用  $T_1$ 、 $T_2$ 、 $T_3$ ……的变化量表示

$$\Delta \Phi = \Delta T_1 \Omega + \Delta T_2 \Omega^2 / 2 + \Delta T_3 \Omega^3 / 6 + \dots \quad (2)$$

其中参数  $T_1$ 、 $T_2$ 、 $T_3$ ……的意义和表达式参见文献[10]的(A2-3)~(A2-5)式, 是与光栅对结构参数  $\omega_0$  和入射角有关的量。 $\Delta T_1$ 、 $\Delta T_2$ 、 $\Delta T_3$ ……是本文重点研究对象。

根据一维平面波理论, 中心频率为  $\omega_0$  的光脉冲沿  $z$  向传输, 经色散介质后, 其色散角  $\theta(\omega)$  (如图1所示) 可表示为<sup>[11]</sup>

$$\theta(\omega) = \theta(\omega_0) + \left(\frac{d\theta}{d\omega}\right)_0 \Omega + \frac{1}{2!} \left(\frac{d^2\theta}{d\omega^2}\right)_0 \Omega^2 + \frac{1}{3!} \left(\frac{d^3\theta}{d\omega^3}\right)_0 \Omega^3 + \dots \quad (3)$$

式中下标“0”表示括号中的量在  $\omega = \omega_0$  处取值。假定传输距离为  $z$ , 则相移  $\Delta \Phi$  可表示成

$$\Delta \Phi(\omega) = \frac{\omega}{c} (z \cos \theta + x \sin \theta) \quad (4)$$

式中  $c$  为空气中的光速。假定  $\theta(\omega_0) = 0$ , 比较(2)、(3)式, 利用(4)式可得

$$\begin{aligned} \Delta T_1 &= \frac{z}{c} + \frac{x \omega_0}{c} \left(\frac{d\theta}{d\omega}\right)_0 \\ \Delta T_2 &= -\frac{\omega_0 z}{c} \left(\frac{d\theta}{d\omega}\right)_0^2 + \frac{x}{c} \left[ z \left(\frac{d\theta}{d\omega}\right)_0 + \omega_0 \left(\frac{d^2\theta}{d\omega^2}\right)_0 \right] \\ \Delta T_3 &= -\frac{3z}{c} \left(\frac{d\theta}{d\omega}\right)_0 \left[ \left(\frac{d\theta}{d\omega}\right)_0 + \omega_0 \left(\frac{d^2\theta}{d\omega^2}\right)_0 \right] + \\ &\quad \frac{x}{c} \left[ -\omega_0 \left(\frac{d\theta}{d\omega}\right)_0^3 + 3 \left(\frac{d^2\theta}{d\omega^2}\right)_0 + \omega_0 \left(\frac{d^3\theta}{d\omega^3}\right)_0 \right] \end{aligned} \quad (5)$$

这里, 只给出  $\Delta T_1$ 、 $\Delta T_2$ 、 $\Delta T_3$  的表达式。对于超高亮度激光系统, 最后输出脉宽一般为百飞秒量级, 这种近似已足够。不难看出, (4)、(5)式中假设色散方向是  $x$  向。对于光栅对, 在  $x$ 、 $z$  相垂直的  $y$  方向是不存在色散的。对于光栅对失调存在角色散场合, 在光栅对结构参数、脉冲参数一定的情况下, 利用(5)式即可得具体失调场合的表达式。对于不存在剩余角色散的失调场合的式子, 可以直接根据光栅对精确调整时的  $T_1$ 、 $T_2$ 、 $T_3$  表达式直接得到。如果光栅槽密度为  $N$ , 入射角为  $i$ , 衍射角为  $\alpha$ , 入射光波长为  $\lambda$ , 衍射方程为

$$\sin i + \sin \alpha = N \lambda \quad (6)$$

假定两光栅中心有效距离为  $G$ , 于是据(5)式、(6)式推导出平行光栅对各种失调场合  $\Delta T_1$ 、 $\Delta T_2$ 、 $\Delta T_3$ ……的表达式。

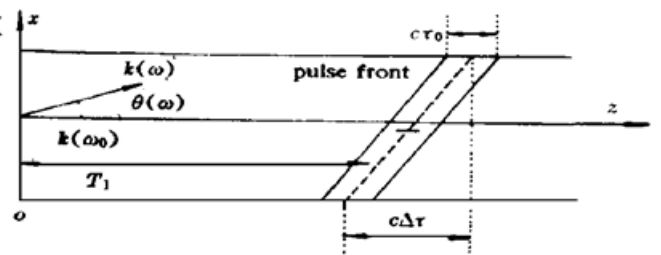


Fig. 1 Inhomogeneous wave at the output of an angular dispersive media.  $\omega$ : angular frequency,  $\omega_0$ : central frequency,  $\theta(\omega)$ : angular dispersion,  $k(\theta)$ : wave vector,  $\tau_0$ : pulse duration,  $\Delta \tau$ : temporal lengthening due to the transverse dispersion,  $T_1$ : group delay

### 2.1 两光栅表面沿 $x$ 方向的不平行性

令两光栅表面在沿  $x$  方向成一夹角  $\epsilon_x$ , 则对于整形器的准直光栅, 入射角变为  $\alpha + \epsilon_x$ , 如果衍射角变为  $i + \theta$ , 有  $\sin(\alpha + \epsilon_x) + \sin(i + \theta) = N\lambda$ 。结合(6)式可得

$$\theta \approx -\epsilon_x(\cos \alpha / \cos i) \quad (7)$$

结合(5)、(6)和(7)式可得

$$\begin{aligned} \Delta T_1 &= \frac{z}{c} - \frac{N\lambda_0\epsilon_x}{c} \frac{\operatorname{tg} \alpha_0}{\cos i} x \\ \Delta T_2 &= - \left( \frac{N\lambda_0\epsilon_x}{\cos i} \operatorname{tg} \alpha_0 \right)^2 \frac{z}{c\omega_0} - \frac{(N\lambda_0)^2 \epsilon_x}{\cos i \cos^3 \alpha_0} \frac{x}{c\omega_0} \\ \Delta T_3 &= 3 \left( \frac{\epsilon_x N\lambda_0}{\omega_0 \cos i} \operatorname{tg} \alpha_0 \right)^2 \left[ 1 + \frac{N\lambda_0}{\sin \alpha_0 \cos^2 \alpha_0} \right] \frac{z}{c} + \frac{N\lambda_0\epsilon_x}{\omega_0 c \cos i} \times \\ &\quad \left[ \left( \frac{N\lambda_0\epsilon_x}{\cos i} \right)^2 \operatorname{tg}^3 \alpha_0 - \frac{3N\lambda_0}{\cos \alpha_0} + \frac{3(N\lambda_0)^2}{\cos^5 \alpha_0} \sin \alpha_0 \right] x \end{aligned} \quad (8)$$

其中  $\alpha_0$  为中心波长处的衍射角。这里需指出的是, 所谓两光栅表面沿  $x$  方向的不平行对于展宽器来说只不过是物理光学上的等价, 其实际的物理意义是两反平行放置的光栅相对于光轴交角不一致。

### 2.2 两光栅表面沿 $y$ 方向的不平行性

如果两光栅面是在平行于光栅刻槽方向 ( $y$  方向) 成一夹角  $\epsilon_y$ , 此时光栅衍射方程不变, 只不过是此时两光栅的表面距离是坐标  $y$  的函数。于是两光栅面间距离变化量  $\Delta G_0$  与  $y$  的函数关系为  $\Delta G_0 = y\epsilon_y$ 。显然, 光栅对并未给光脉冲留下剩余角色散, 只是此时  $\Delta T_1$ 、 $\Delta T_2$ 、 $\Delta T_3$  值是  $y$  的函数, 于是得到

$$\begin{aligned} \Delta T_1 &= [(1 + \sin i \sin \alpha_0) \epsilon_y / c \cos \alpha_0] y \\ \Delta T_2 &= - (N^2 \lambda_0^3 \epsilon_y / 2\pi c^2 \cos^3 \alpha_0) y \\ \Delta T_3 &= [3N^2 \lambda_0^4 (1 + \sin i \sin \alpha_0) \epsilon_y / 4\pi^2 c^3 \cos^5 \alpha_0] y \end{aligned} \quad (9)$$

### 2.3 两光栅槽不平行

当两光栅槽成一小夹角  $\epsilon_c$  时, 输出光脉冲在  $y$  方向有剩余角色散, 这可以等价成为光栅槽密度失配。假定光束是准确入射的, 第一块光栅(色散光栅)槽密度仍为  $N$ , 对于第二块光栅, 它的槽密度等价于  $N \sin \epsilon_c \approx N \epsilon_c$ , 于是有  $\theta \approx N \lambda \epsilon_c$  则

$$d\theta/d\omega = - (N\lambda/\omega) \epsilon_c \quad (10)$$

若光栅对工作在 Littrow 角时, 有  $2 \sin i = N\lambda$ , 代入(10)式即可得参考文献[10]中的(24)式。在一般场合, 将(10)式代入(5)式可得

$$\begin{aligned} \Delta T_1 &= z/c - (N\lambda_0\epsilon_c/c) y \\ \Delta T_2 &= - [(N\lambda_0)^2 \epsilon_c^2 / \omega_0] (z/c) \\ \Delta T_3 &= 3(N\lambda_0\epsilon_c/\omega_0)^2 (z/c) + (\omega_0/c) (N\lambda_0\epsilon_c/\omega_0)^3 y \end{aligned} \quad (11)$$

在  $x$  方向, 则第二块光栅的槽密度等价于  $N \cos \epsilon_c$ , 于是衍射方程变为  $\sin \alpha + \sin(i + \theta) = N\lambda \cos \epsilon_c$ , 显然有

$$\theta \approx - N\lambda \epsilon_c^2 / 2 \cos i \quad (12)$$

同样类似于(11)式推导可得

$$\begin{aligned} \Delta T_1 &= z/c + N\lambda_0\epsilon_c^2 x / 2c \cos i, & \Delta T_2 &= - [(N\lambda_0)^2 \epsilon_c^4 / 4\omega_0 \cos^2 i] (z/c) \\ \Delta T_3 &= (3/4) (N\lambda_0\epsilon_c^2 / \omega_0 \cos i)^2 (z/c) - (\omega_0/8c) (N\lambda_0\epsilon_c^2 / \omega_0 \cos i)^3 x \end{aligned} \quad (13)$$

(13)式与(11)式一样有一个特点,即 $\Delta T_2$ 与 $x$ 或 $y$ 有关的部分为0。

#### 2.4 光栅对入射角失调

这种失调有两种场合:1)展宽器和压缩器入射角失配;2)调整时相应于设计值有偏差。此时 $\Delta T_1$ 、 $\Delta T_2$ 、 $\Delta T_3$ ……是很易得到的,只是推导时要注意, $\alpha$ 随 $i$ 和光频 $\omega$ 变化而变化。

$$\begin{aligned}\Delta T_1 &= \frac{G_0(\sin^3 \alpha_0 - \sin i)}{c \cos^3 \alpha_0} \cos i \Delta i \\ \Delta T_2 &= \frac{3G_0 N^2 \lambda_0^3 \sin \alpha_0}{2\pi c^2 \cos^5 \alpha_0} \cos i \Delta i \\ \Delta T_3 &= \frac{3G_0 N^2 \lambda_0^4}{4\pi^2 c^3} \frac{N \lambda_0 (1 + \sin^2 \alpha_0) + 3 \sin \alpha_0 (1 + \sin i \sin \alpha_0)}{\cos^7 \alpha_0} \cos i \Delta i\end{aligned}\quad (14)$$

#### 2.5 两光栅对表面距离失调

对于平行光栅对压缩器,两光栅表面间距离 $G_0$ 是实际存在的;但就反平行放置的光栅对展宽器来说,实际上并不存在。为此可将展宽器的 $G_0$ 等价地定义为两光栅中心的有效光程 $G$ (一般为负值)与 $\cos \alpha_0$ 之积,即 $G_0 = G \cos \alpha_0$ ,于是有

$$\begin{aligned}\Delta T_1 &= (\Delta G_0/c)(1 + \sin i \sin \alpha_0)/\cos \alpha_0 \\ \Delta T_1 &= \Delta G_0 N^2 \lambda_0^3 / 2\pi c^2 \cos^3 \alpha_0 \\ \Delta T_3 &= (3\Delta G_0 N^2 \lambda_0^4 / 4\pi^2 c^3)(1 + \sin i \sin \alpha_0)/\cos^5 \alpha_0\end{aligned}\quad (15)$$

#### 2.6 展宽器中共焦透镜对的焦距比偏离1·1

在光栅对脉冲展宽器中,为产生正的群速度色散值,同时又必须让第二块光栅仍能严格地准直由第一块光栅产生的色散,原则上就得借助于1·1的共焦透镜对(两透镜均为凸透镜),此时光栅必须反平行分别对称地置于第一块透镜和它的物方焦面之间以及第二块透镜和它的像方焦面间。如果由于加工、调整等原因使两透镜的焦距比偏离1·1时,就会产生不良的影响。这种影响首先表现为第一块光栅产生的角色散不能被第二块光栅严格准直。从图2

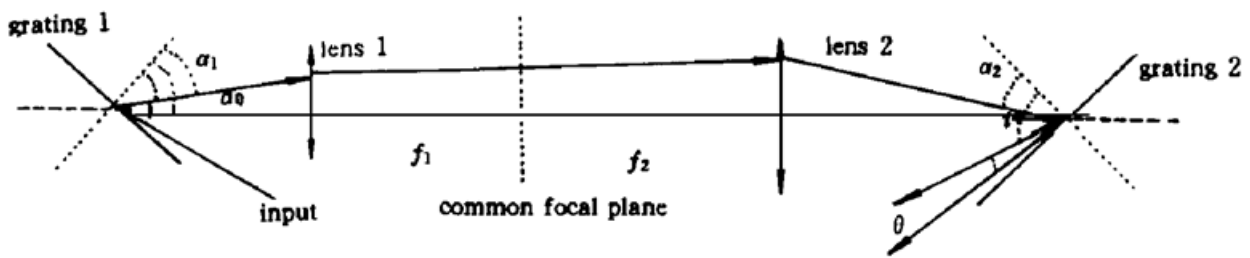


Fig. 2 Sketch of grating pair stretcher

可知对于第一块光栅有

$$\sin i + \sin \alpha_1 = N \lambda \quad (16)$$

同样对于第二块光栅为

$$\sin \alpha_2 + \sin (i + \theta) = N \lambda \quad (17)$$

其中 $\alpha_1$ 、 $\alpha_2$ 间的关系为

$$\text{tg} (\alpha_2 - \alpha_0) = (f_1/f_2) \text{tg} (\alpha_1 - \alpha_0) = M \text{tg} (\alpha_1 - \alpha_0) \quad (18)$$

式中 $\alpha_1$ 、 $\alpha_2$ 分别为频率 $\omega$ 的光经共焦透镜对前、后与第一、二块光栅法线的夹角, $\alpha_0$ 为中心频率 $\omega_0$ 光的衍射角。 $f_1$ 、 $f_2$ 分别为两透镜的焦距,理想场合 $M = 1$ 。显然,当 $\alpha_1 = \alpha_0$ 时, $\theta = 0$ 。一般情况下满足 $|M - 1| \ll 1$ ,从(16)~(18)式可得

$$\theta \approx \frac{M-1}{M+1} \frac{\cos \alpha_1}{\cos i} \sin(2\alpha_1 - 2\alpha_0) \quad (19)$$

在准单色波近似下, 上式可简化为

$$\theta \approx \frac{M-1}{M+1} \frac{\cos \alpha_1}{\cos i} \left[ (2\alpha_1 - 2\alpha_0) - \frac{(2\alpha_1 - 2\alpha_0)^3}{6} \right] \quad (20)$$

从而可得到

$$\begin{aligned} \Delta T_1 &= \frac{z}{c} - 2N\lambda_0 \frac{M-1}{M+1} \frac{x}{c} \\ \Delta T_2 &= -4 \left( \frac{M-1}{M+1} \right)^2 \frac{(N\lambda_0)^2}{\omega_0} \frac{z}{c} - 2 \frac{M-1}{M+1} \frac{N\lambda_0}{\omega_0} \left( 1 + \frac{N\lambda_0}{\cos \alpha_0} \operatorname{tg} \alpha_0 \right) \frac{x}{c} \\ \Delta T_3 &= 12 \left( \frac{M-1}{M+1} \right)^2 \frac{(N\lambda_0)^3 \operatorname{tg} \alpha_0}{\omega_0^2 \cos \alpha_0} \frac{z}{c} + \frac{M-1}{M+1} \left[ -6N\lambda_0 + 10 \frac{(N\lambda_0)^2}{\cos \alpha_0} \operatorname{tg} \alpha_0 + \right. \\ &\quad \left. 2 \frac{(N\lambda_0)^3}{\cos^4 \alpha_0} (2 + \sin^2 \alpha_0) \right] \frac{x}{c\omega_0^2} \end{aligned} \quad (21)$$

上述推导  $\Delta T_3$  时忽略了  $[(M-1)/(M+1)]^3$  项。

其次  $M$  值偏离 1 的影响还表现在两光栅对中心间有效光程发生改变, 即  $G$  发生变化, 即等价于  $G_0$  的变化。于是  $\Delta T_1$ 、 $\Delta T_2$ 、 $\Delta T_3$  的变化可由(15)式给出。至此, 本文已在 Firorini 讨论的基础上较为全面地推导出光栅对失调时超短脉冲附加相位项的表达式。

根据上述对各种失调场合的  $\Delta T_i$  的推导可知, 当失调产生剩余角色散时,  $\Delta T_i$  均可表达为  $x$  (或  $y$ ) 和  $z$  的线性组合; 而当两光栅表面沿  $y$  方向不平行时, 虽然输出光束不带剩余角色散, 但  $\Delta T_i$  仍与  $y$  成正比。至于两光栅表面距离失调、光栅对展宽/压缩器入射角失调两种场合,  $\Delta T_i$  与  $x$ 、 $y$  和  $z$  无关。所以在各种失调场合并存时, 总的  $\Delta T_i$  可表示为下列形式

$$\Delta T_i = \eta_i x + \epsilon_i y + \xi_i z + \zeta \quad (22)$$

式中  $\eta_i$ 、 $\epsilon_i$ 、 $\xi_i$ 、 $\zeta$  是与光栅槽密度、两光栅表面间距离、入射角、光脉冲中心频率和失调程度有关的参数。

如果假设  $(d\theta/d\omega)^3 \ll (d^3\theta/d\omega^3)_0$  和  $(d^2\theta/d\omega^2)_0$ , 这在一般失调情况下是满足的, 则  $\eta_i$ 、 $\epsilon_i$  与失调角 (如  $\epsilon_x$ 、 $\epsilon_y$ 、 $\epsilon_c$  等) 成正比, 而  $\xi_i$  则与失调角平方成正比, 这点很重要。在啁啾脉冲放大器系统中, 光栅对展宽器后面跟着一系列放大器、光束隔离器、空间滤波器等元件。经放大器和隔离器时, 光束口径不变, 只是增加(22)式  $\Delta T_i$  各项中  $z$  的值, 增加量即为它们的几何长度与折射率乘积。但当光束经空间滤波器的物像面时, 由于中继成像作用,  $z$  值不增长, 但光束口径被扩大了 (扩大的倍数等于出射透镜与入射透镜的焦距比), 同时光束由于展宽器失调引起的色散角也被压缩了同样倍数, 于是等价成  $\eta_{ix}$  或  $\eta_{iy}$  保持不变。然而, 光束每被扩束一次,  $\xi_i$  都近似地被缩小扩束比的平方倍。故若将  $\xi_i$  看成始终不变量, 则光束比展宽器输出光束口径大  $A$  倍的口径传输  $z$  距离时, 这个距离应折算为  $z/A^2$ 。由于  $\xi_i$  与坐标  $x$ 、 $y$  和  $z$  无关, 所以在光束传输过程中, 它是始终不变的。若将展宽器、压缩器之间光束口径同样部分作为一个光学单元, 并假设展宽器输出的  $\Delta T_i$  以(22)式表示, 那么经放大系统到压缩器时的  $\Delta T_i$  可表示成

$$\Delta T_i = \eta_{ix} + \epsilon_i y + \xi_i \left( \sum_{k=1}^{N_s} \frac{z_k}{A_k^2} \right) + \zeta = \eta_{ix} + \epsilon_i y + \xi_i z_0 + \zeta \quad (23)$$

式中  $N_s$  为光学单元总数,  $z_k$ 、 $A_k$  分别为第  $k$  单元的有效光程及其光束口径相对于展宽器输出

光束口径的倍数。

### 3 光栅对脉冲展宽/压缩器失调时啁啾脉冲放大系统的输出场时间特性

假定振荡器输出的变换极限的脉冲场为  $E_{in}(x, y, t)$ , 它对应的傅里叶变换式为  $\Psi_{in}(x, y, \Omega)$ , 经脉冲展宽器后附加相位为  $\exp\{j[\Phi_s + \Delta\Phi_s]\}$ 。经放大系统后,  $\Delta\Phi_s$  变为  $\Delta\Phi_s'$ , 则经压缩后, 输出场可表示为

$$E_{out}(x, y, z, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \Psi_{in}\left(\frac{x}{A}, \frac{y}{A}, \Omega\right) \exp[j(\Phi_s + \Delta\Phi_s' + \Phi_a + \Phi_c + \Delta\Phi_c)] \times \exp(j\Omega t) d\Omega \quad (24)$$

上式中  $\Phi_a$ 、 $\Phi_c$  分别表示放大器和压缩器附加给光脉冲的频率相关的相移, 且一般情况下有  $\Phi_s + \Phi_a + \Phi_c \approx 0$ 。A 为啁啾脉冲放大器系统对光束的扩束倍数。 $\Delta\Phi_c$  为压缩器失调引起的相移, 与  $\Delta\Phi_s$  一样, 它也可表示成(22)式形式。此时, 忽略了放大过程中的增益调制。利用(22)、(23)式, 将(24)式化为

$$E_{out}(x, y, z, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \Psi_{in}\left(\frac{x}{A}, \frac{y}{A}, \Omega\right) \exp[j(\Delta\Phi_s' + \Delta\Phi_c)] \exp(j\Omega t) d\Omega = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \Psi_{inc}(x, y, \Omega) \exp\left[j\sum_{i=1}^3 \frac{\eta_i x + \epsilon_i y + \xi_i(z + z_0) + \zeta_i}{i!} \Omega^i\right] \times \exp(j\Omega t) d\Omega \quad (25)$$

上式中  $\Psi_{inc}(x, y, \Omega)$  实际上就是压缩器入射光场振幅项。注意, 此时式中  $\eta_i$ 、 $\epsilon_i$ 、 $\xi_i$ 、 $\zeta_i$  是展宽器和压缩器失调参数的合并。 $z_0$  的意义见(23)式,  $z$  为光脉冲离开压缩器到测量点间的轴向距离。忽略  $z_0$ , (25)式就可等价地看成压缩器失调的问题。在文献[12]中, 笔者曾对输入场为如下形式时压缩器的失调特性进行了详细的分析,

$$E_{inc}(x, y, t) = \exp\{-3.45[(x^2 + y^2)/r^2]^{M_0}\} \exp[-2 \ln 2(t/\tau_0)^2] \quad (26)$$

$$\Psi_{inc}(x, y, \Omega) = \exp\{-3.45[(x^2 + y^2)/r^2]^{M_0}\} \exp[-2 \ln 2(\Omega^2/\Delta\omega_0)^2]$$

式中  $M_0$  为正整数,  $r$  为峰值光强 1% 处光束半径。一般情况下, 它被认为是光束被光学元件口径截取的半径。 $\tau_0$  为光强峰值 1/2 处脉冲宽度(FWHM),  $\Delta\omega_0$  是它所对应的变换极限光束谱宽。结果表明: 在仅仅考虑  $\xi_i$  的影响时, 压缩器输出场的时间特性与其被聚焦后聚焦场的时间特性相同。 $\xi_1$  与光场的时间特性无关,  $\xi_2$  引起脉冲展宽,  $\xi_3$  影响脉冲光强对比度。当加宽后脉宽  $\tau_1 \leq \sqrt{2} \tau_0$  时, 有

$$|\zeta| \leq 0.3607\tau_0^2 \quad (27)$$

在仅考虑  $\zeta$  影响时, 当脉冲对比度为  $10^2$  时, 有

$$|\zeta_3| \leq 0.235\tau_0^3 \quad (28)$$

若要求脉冲对比度达  $10^8$  时, 则须

$$|\zeta| \leq 0.0735\tau_0^3 \quad (29)$$

$\xi_{iz}$  的影响与  $\zeta$  一样的类似, 若将  $\zeta$  变成  $\xi_{iz}$ , (27) ~ (29) 式仍然成立, 只是此时, 输出场时间特性随  $z$  变化。可见,  $z$  越大, 对  $\xi_i$  要求越苛刻。

$\eta_1$  和  $\epsilon_1$  对输出场的时间特性无任何影响, 却是影响其聚焦场脉冲宽度的主要因素。脉冲

展宽量  $\Delta\tau$  随着  $\eta_1$  的增加而增加但却随  $\tau_0$  的增加而减少。

类似于空间域瑞利距离定义, 当脉冲宽度增加到原来的  $\sqrt{2}$  倍时有

$$|2\eta_1 r| \text{ or } |2\epsilon_1 r| \leq \mu \tau_0 \quad (30)$$

式中  $\mu$  是一个与  $r$  无关但与  $M_0$  有关的系数, 它随着  $M_0$  的增加而单调下降, 但当  $M_0$  足够大时,  $\mu$  趋于一常数。

$\eta_2$  和  $\epsilon_2$  是影响聚焦场对比度的主要因素。随着  $|2\eta_2 r|$  值增大, 光脉冲的前后沿会明显对称地出现子脉冲。在文献[12]的图6, 当  $|2\eta_2 r| = 16000 \text{ fs}^2 (0.4\tau_0^2)$  时, 聚焦脉冲光强对比度值降至 24.3·1。

至此, 本文的讨论忽略了  $z_0$  的影响。如果计及  $z_0$ , 由前面的讨论可知, 它的影响可折算到  $\tau_0$  中去, 折算式见文献[12]的(11)式。而  $z_0$  的影响正是展宽器失调所特有的。

## 4 展宽/压缩器失调相互补偿的可能性分析

从(25)式可知, 当  $\Delta\Phi_1 + \Delta\Phi_2 = 0$  时, 即可获得变换极限光束。事实上, 这几乎是不可能的。下面以有剩余角色散和无剩余角色散两类失调场合进行讨论。

### 4.1 在有剩余角色散的失调场合

它们的  $\Delta T_i$  是由(5)式推出的。从该式可看出, 要消除与  $x$  或  $y$  有关的部分, 唯一的方法就是让展宽器和压缩器的失调角互为相反数, 但此时与  $z$  有关的部分被加倍, 于是啁啾脉冲放大系统的输出光时间特性虽与  $x$ 、 $y$  无关, 但与  $z$  相关, 即展宽器和压缩器的  $\xi_{iz}$  不能相互抵消。因此, 带有剩余角色散的失调是不能利用展宽器和压缩器相互补偿的, 只能加以控制。

### 4.2 对于无剩余角色散的失调

一类是  $\Delta T_i$  与横向空间坐标  $y$  成线性关系, 即两光栅表面沿  $y$  向不平行性, 此时, 只要展宽器和压缩器中的失调角  $\epsilon_y$  互为相反, 就可完全补偿。另一类是  $\Delta T_i$  与  $x$ 、 $y$ 、 $z$  均无关, 即(14)、(15)式所指的情形。从(14)式可知, 只要展宽器和压缩器的  $\Delta i$  互为相反, 即可达到相互抵消的目的。而对于(15)式所对应的失调, 也只要展宽、压缩器的  $\Delta G$  互为相反即可互补。

综上所述, 有剩余角色散的失调是不可补偿的。对于这些失调, 展宽器和压缩器要分别控制, 其根本手段就是控制失调角。对于无剩余角色散失调则是可以相互补偿的, 所以控制起来就比较容易。

在啁啾脉冲放大系统中, 放大介质的色散效应、光谱压窄效应、增益饱和效应、原子响应引起的相移和非线性自相位调制等都会影响最后输出脉冲和对比度<sup>[8]</sup>。其中光谱压窄效应和增益饱和效应相当于振幅调制器, 其余的则相当于相位调制。利用光栅对进行脉冲展宽和压缩本质上也是对光脉冲进行相位调制。

在准确调整时, 压缩器正好能补偿展宽器引起的相移, 故要补偿放大过程中引起的相位畸变只有借助于压缩器失调。前面讲过大多数失调会使输出光脉冲留有剩余的角色散, 是难以利用的。光栅对两表面沿  $y$  方向不平行虽然不会产生剩余角色散, 但它造成输出场的聚焦光脉宽比输出脉冲明显加宽。所以, 只有压缩器入射角失调和两光栅表面距离失调提供了补偿机会。二个自由度, 可以校正二、三次频率相关相位项, 而对脉冲宽度和强度对比度起主要作用正是二、三次频率相关项, 在此以  $\Delta T_{2a}$ 、 $\Delta T_{3a}$  表示。

由(14)式可知使  $\Delta T_{2a}$ 、 $\Delta T_{3a}$  得到补偿, 应有

$$\Delta T_{2a} = \frac{3G_0 N^2 \lambda_0^3}{2\pi c^2} \frac{\cos i \sin \alpha_0}{\cos^5 \alpha_0} \Delta i - \frac{N^2 \lambda_0^3}{2\pi c^2 \cos^3 \alpha_0} \Delta G_0 \quad (31)$$

$$\Delta T_{3a} = \frac{3G_0 N^2 \lambda_0^4}{4\pi c^3} \frac{N \lambda_0 (1 + \sin^2 \alpha_0) + 3 \sin \alpha_0 (1 + \sin i \sin \alpha_0)}{\cos^7 \alpha_0} \Delta i + \frac{3N^2 \lambda_0^4 (1 + \sin i \sin \alpha_0)}{4\pi^2 c^3 \cos^5 \alpha_0} \Delta G_0 \quad (32)$$

于是啁啾脉冲放大系统输出剩余  $\Delta T_4$  可以下式估算(此处忽略  $\Delta T_{4a}$ )

$$\Delta T_4 = - \frac{3G_0 N^2 \lambda_0^5}{8\pi^3 c^4} \frac{\sin 2i \cos^2 \alpha_0 + 4 \cos^3 i \sin \alpha_0}{\cos^7 \alpha_0} \Delta i + \frac{15G_0 N^2 \lambda_0^5 (1 + \sin i \sin \alpha_0)}{8\pi^3 c^4} \times \\ [ \frac{2N \lambda_0 (1 + \sin^2 \alpha_0) + 3 \sin \alpha_0 (1 + \sin i \sin \alpha_0)}{\cos^9 \alpha_0} ] \cos i \Delta i + \\ \frac{3N^2 \lambda_0^4 [ \cos^2 i \cos^2 \alpha_0 - 5(1 + \sin i \sin \alpha_0)^2 ]}{8\pi^3 c^4 \cos^7 \alpha_0} \Delta G_0 \quad (33)$$

当  $N = 1700 / \text{mm}$ ,  $\lambda_0 = 1.056 \mu\text{m}$ ,  $i \approx 70.5^\circ$ ,  $G_0 = 289.76 \text{ mm}$  时, (31) ~ (33) 变为

$$\Delta T_{2a} = 3.82 \times 10^{-23} \Delta i - 4.2 \times 10^{-26} \Delta G_0 \quad (34)$$

$$\Delta T_{3a} = - 2.12 \times 10^{-36} \Delta i + 4.67 \times 10^{-40} \Delta G_0 \quad (35)$$

$$\Delta T_4 = 1.83 \times 10^{-50} \Delta i - 8.63 \times 10^{-54} \Delta G_0 \quad (36)$$

若在放大系统中  $\Delta T_{2a} = - 7.7 \times 10^{-26} \text{ s}^2$ ,  $\Delta T_{3a} = 5 \times 10^{-40} \text{ s}^3$ , 则  $\Delta i = - 1.67 \text{ mrad}$ ,  $\Delta G_0 = 0.3 \text{ mm}$ ,  $\Delta T_4 = 3.3 \times 10^{-53} \text{ s}^4$ 。此时  $\Delta T_4$  是影响输出脉冲对比度的主要因素。

在啁啾脉冲放大过程中, 由群速度色散引起的介质色散效应、小信号区不同原子响应引起的相移等, 它们都可用(31)、(32)式来补偿。而对自相位调制引起的相移, 是不能用这种手段来补偿的, 只能在系统设计时通过控制总  $B$  积分来减轻。

## 5 光栅对脉冲展宽/压缩器失调容限确定的基本原则

对于展宽器, 不管系统最后光束口径被扩至多大,  $\eta_{ix}$  和  $\epsilon_{iy}$  始终保持不变, 它们只取决于展宽器的入射光束口径。而对于压缩器,  $\eta_{ix}$  和  $\epsilon_{iy}$  却取决于它的入射光束口径。所以, 在失调程度相同的情况下, 压缩器的  $\eta_{ix}$  和  $\epsilon_{iy}$  危害要大得多。在压缩器的  $\eta_{ix}$  和  $\epsilon_{iy}$  参数中, 最主要的是  $\eta_{1x}$ 、 $\epsilon_{1y}$  和  $\eta_{2x}$ 、 $\epsilon_{2y}$ 。在超高亮度激光系统中,  $z_0$  值往往特别大, 所以在考虑  $\xi_{iz}$  的影响时, 展宽器的  $\xi_{iz0}$ , 尤其  $\xi_{2z0}$ 、 $\xi_{3z0}$  是主要的。

因此, 在光栅对脉冲整形器设计时, 可从控制  $\eta_{1x}$ 、 $\eta_{2x}$  和  $\epsilon_{2y}$ 、 $\epsilon_{2y}$  入手, 借助(25)来确定压缩器的两光栅表面不平行性、两光栅刻槽间的不平行性的失调容限。而对于展宽器来说, 这些方面的失调以及展宽器中共焦透镜对的两透镜焦距比偏离 1:1 的危害是通过控制它的  $\xi_{2z0}$ 、 $\xi_{3z0}$  来实现的。可利用(27) ~ (29)式来确定展宽器的失调容限。展宽器与压缩器间入射角失配  $\Delta i$ 、两光栅表面距离失调  $\Delta G_0$  值则要根据放大系统色散介质的长度、色散特性, 利用(31) ~ (33)式来确定。

**结 论** 本文运用平面波角色散理论结合光栅衍射方程, 较全面、详细地推导出各种失调场合引起的附加相位表达式及其特点和展宽器失调引起的附加相位在放大系统传输过程中的变化, 并详细地讨论了这些相位项对最后脉冲压缩宽度、对比度及其脉冲聚焦后焦点上脉宽、



对比度的影响。另外还根据脉冲展宽器和压缩器在啁啾脉冲放大系统中的位置不同, 比较了两者失调的特点。本文分析再次表明利用光栅对脉冲展宽/压缩器的入射角和距离失配可补偿放大过程中形成的频率相关的低阶相位。如果能知道放大过程中形成的  $\Delta T_2$ 、 $\Delta T_3$ , 则利用 (31) ~ (33) 式即可得到补偿所需的  $\Delta i$ 、 $\Delta G_0$ , 但会留下剩余的  $\Delta T_4$ , 它由 (36) 式给出, 是影响脉冲对比度的主要因素。最后提出了光栅对脉冲整形器失调容限确定的基本原则。

### 参 考 文 献

- [1] J. Squier, F. Salin, G. Mourou *et al.*, 100 fs pulse generation and amplification in Ti:Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>. *Opt. Lett.*, 1991, **16**(5) : 324~ 326
- [2] S. A. Payne, I. L. Chase, L. K. Smith *et al.*, Laser performance of Cr:LiSAF. *J. Appl. Phys.*, 1989, **66**(3) : 1051~ 1054
- [3] A. Stingl, M. Lenzner, Ch. Spielmann *et al.*, Sub-10-fs mirror-dispersion-controlled Ti:sapphire laser. *Opt. Lett.*, 1995, **20**(6) : 602~ 604
- [4] S. Kane, J. Squier, J. V. Rudd *et al.*, Hybrid grating-prism stretcher-compressor system with cubic phase and wavelength tunability and decreased alignment sensitivity. *Opt. Lett.*, 1994, **19**(22) : 1876~ 1878
- [5] Livermore petawatt laser sets new pulse-power record. *Laser Focus World*, 1996, **7** : 13
- [6] Francois Salin, Jeff Squier, Gerard Mourou, Large temporal stretching of ultrashort pulse. *Appl. Opt.*, 1992, **31**(9) : 1225~ 1228
- [7] C. Rouyer, E. Masatoud, Z. Allais, Generation of 50-TW femtosecond pulses in Ti:sapphire/Nd-glass chain. *Opt. Lett.*, 1993, **18**(3) : 214~ 216
- [8] Y. H. Chuang, L. Zheng, D. D. Meyerhofer, Propagation of light pulses in a chirped-pulse-amplification laser. *IEEE. J. Quant. Electron.*, 1993, **QE-29**(1) : 270~ 280
- [9] Zhigang Zhang, Sayaha Harayama, Takashi Yagi *et al.*, Vertical chirp in grating pair stretcher and compressor. *Appl. Phys. Lett.*, 1995, **67**(2) : 176~ 178
- [10] C. Fiorini, C. Sauteret, Temporal aberrations due to misalignment of a stretcher-compressor system and compensation. *IEEE. J. Quant. Electron.*, 1994, **QE-30**(7) : 1662~ 1670
- [11] M. Born, E. Wolf., *Principle of Optics*, 3rd edition, New York: Pergamon, 3rd edition, 1975 : 16~ 18
- [12] Xu Shixiang, Zhang Hua, Fan Dianyuan *et al.*, Temporal Aberration of the Focused Inhomogeneous Wave from a Misalignment Parallel Grating Pair Compressor, *J. Chinese Lasers (B)*, 1998, (1) : 56~ 62

## Temporal Aberrations of Ultrashort Pulse Due to the Misalignment of Grating Pair Pulse Shaper in Ultrahigh Power Laser System

Xu Shixiang    Zhang Hua    Gao Yanxia    Fan Dianyuan

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, The Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800)

(Received 15 April 1997; revised 12 June 1997)

**Abstract** The expressions of phase distortions resulting from the misalignment of grating pair pulse shaper are presented. Their effects on the temporal aberration of output pulses, especially after focused, in ultrahigh power laser system are discussed. These results are helpful for chirped pulsed amplifier system design.

**Key words** grating pair pulse shaper, misalignment, pulse width, peak-to-background contrast.