

## 基于小口径反射镜的大口径拼接光栅压缩器设计

张 森<sup>1,2</sup>, 张军伟<sup>2\*</sup>, 周 忆<sup>1</sup>, 王 逍<sup>2</sup>, 母 杰<sup>2</sup>, 粟敬钦<sup>2</sup>, 胡东霞<sup>2</sup>

(1. 重庆大学 机械工程学院, 重庆 400030;

2. 中国工程物理研究院激光聚变研究中心, 四川 绵阳 621900)

**摘 要:** 为实现大口径拼接光栅拼接误差的高频高精度补偿的工程应用, 提出了一种基于小口径反射镜补偿大口径拼接光栅压缩器拼接误差的方法。基于双程 Z 型压缩器, 分析了小口径反射镜补偿量与拼接误差的关系, 采用光线追迹法和夫琅禾费远场衍射原理定量计算了各拼接误差补偿后对远场能量分布的影响, 证明了该方法原理的正确性, 并得到了直接驱动光栅与反射镜补偿时的各误差容限, 结果表明该方法能极大降低拼接光栅的精度要求。

**关键词:** 衍射光学; 光学设计; 光脉冲压缩; 拼接光栅; 超快光学

**中图分类号:** O436 **文献标志码:** A **DOI:** 10.3788/IRLA201847.1142002

## Compressor design for large-aperture tiled-grating based on a small-size mirror

Zhang Sen<sup>1,2</sup>, Zhang Junwei<sup>2\*</sup>, Zhou Yi<sup>1</sup>, Wang Xiao<sup>2</sup>, Mu Jie<sup>2</sup>, Su Jingqin<sup>2</sup>, Hu Dongxia<sup>2</sup>

(1. College of Mechanical Engineering, Chongqing University, Chongqing 400030, China;

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

**Abstract:** To realize the engineering application of the high frequency and high precision tiling error compensation, a novel method for error compensation of large-aperture tiled-grating compressor was presented by using a small-aperture mirror. The relationship between the amount of mirror compensation and the tiling error was analyzed for two-pass Z-type compressor. The influence of the compensated tiling error on the focus energy was quantitatively compared with the numerical simulations, which was combined with the ray-tracing method and principle of Fraunhofer far field diffraction. The validity was verified and the error tolerances for direct drive and mirror compensation were obtained. The results show that this method can decrease the precision demand significantly for tiled-grating.

**Key words:** diffraction optics; optical design; optical pulse compression; tiled-gratings; ultrafast optics

收稿日期: 2018-06-10; 修订日期: 2018-07-20

基金项目: 国家自然科学基金(61308040)

作者简介: 张森(1990-), 男, 博士生, 主要从事光机电系统设计分析方面的研究。Email: zs2009071621@163.com

导师简介: 周忆(1957-), 女, 教授, 博士生导师, 博士, 主要从事精密机电系统设计与分析方面的研究。Email: cdzy@cqu.edu.cn

## 0 引言

采用拼接光栅是目前解决光栅口径限制的有效技术手段<sup>[1-3]</sup>。拼接光栅的基本要求是经过子光栅之后的光束保持波前一致,即压缩器输出脉冲需要满足相干合成的条件,所以子光栅之间的拼接误差度要求很高(要求错位误差在纳米量级,旋转误差低于  $1 \mu\text{rad}$ ),拼接误差控制不好会造成脉冲展宽或焦斑分裂、远场功率密度下降<sup>[2-6]</sup>。

自拼接光栅引入超短脉冲以来,各国的研究人员做了大量的小口径、少量拼接光栅的理论和实验研究<sup>[3-4, 7]</sup>,并取得了较好的结果,但是随着光栅口径的增大、拼接光栅数量的增多,基于光学的检测方法使系统变得庞大而难以实现,误差源的增多让系统更易受环境振动等因素的影响,另外在相同的激励下,大口径光栅的动态误差较小口径光栅大的多,大口径光栅拼接完成后,时间稳定性较差,在环境载荷长时间的作用下,直接对大口径光栅采用闭环控制对驱动器的要求更高,子光栅调整起来非常不方便,尤其是实现高频的调整,限制了其在实际工程中的应用。为解决大口径拼接误差的控制难题,大阪大学的研究人员<sup>[5]</sup>提出了一种完全对称的菱形拼接光栅压缩器结构,减少了光栅的数量,但是当压缩器不完全对称时不利于压缩器信噪比的提高;李朝阳等<sup>[8]</sup>提出了光栅的自拼接技术,减少了子光栅和拼接误差的数量,为拼接光栅研究提出了一种新的研究思路,但是该方法对子光栅的动态响应提出了更高的要求;LLE 实验室采用 M-Z 干涉仪通过反馈控制拼接误差使精度保持在  $\lambda/50$  (RMS),并在 OMEGA-EP 光栅拼接架上得到了应用<sup>[2]</sup>,但由于 M-Z 干涉仪对使用环境要求极高,在实际工程应用中采用干涉仪对误差实时监测并不合适。

因此,为了实现大口径拼接光栅的工程应用,选择合理的方法对拼接误差实时监测和补偿仍是急需解决的问题。文中针对误差补偿难题,基于拼接误差配对补偿原理,设计了一种基于小口径反射镜补偿大口径拼接光栅误差的压缩器,将对大口径拼接光栅的调整转换为小口径反射镜的调整。文中结合光线追迹法相位分析和夫琅禾费远场衍射原理的数值方法,分析该方法在不同拼接误差条件下对压缩器

输出脉冲远场焦斑能量的影响规律,证明该方法原理的正确性,以远场焦斑峰值能量下降到理想值的 0.9 为标准,确定不同误差的补偿范围。

## 1 压缩器设计

图 1 为基于双程 Z 型压缩器设计的新的拼接光栅压缩器的俯视图,图中 M1~M4 为反射镜,Lens1~Lens5 为透镜,G11、G12、G21、G22 为拼接子光栅。小口径光束经过反射镜 M1、M2 后经过 Lens3、Lens4 进行扩束,以入射角  $\alpha$  打在光栅 G11、G12 上,衍射后到达 G21、G22,在 G21、G22 衍射后到达折返镜 M3,M3 将光束以小角度向下倾斜反射回 G21、G22,再经 G11、G12 衍射到达反射镜 M4,由 M4 导出后由 Lens5 聚焦在 CCD 上成像。

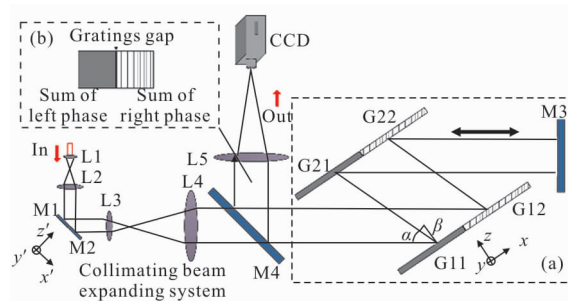


图 1 基于小口径反射镜的拼接光栅压缩器设计

Fig.1 Tiled-grating compressor design based on a small-aperture mirror

传统的拼接光栅调整方法是使用精密纳米驱动器调整 G11 和 G12、G21 和 G22 之间的拼接误差实现光栅的相干拼接<sup>[3-4]</sup>。这种调整方法对纳米级驱动器和光栅拼接架的要求太高,不仅要求达到纳米级的调节精度,还要实现大口径光栅的高频高速运动以补偿误差,因此这种调整方法在实际的工程应用中实现起来非常困难,拼接误差稳定性难以得到保证。

该压缩器的设计方案是 G11 和 G12、G21 和 G22 的实现相干拼接后,锁定各子光栅不再进行调整,而后光栅的拼接状态完全由 M1 进行补偿。由矩阵光学可知,如果大口径光栅为反射镜时,小口径反射镜可以补偿大口径反射镜之间的拼接误差,在 M1 口径远小于子大口径反射镜的情况下,M1 需要的调整精度远低于大口径反射镜的调整精度,即可满足补偿拼接误差的要求,另外小质量反射镜更易实现

高频控制,可以更好地对动态误差进行补偿。但是大口径反射镜换为衍射光栅时,光束不是经过简单的反射,小口径反射镜能否补偿拼接光栅之间的拼接误差仍待检验。

另外由于光栅的色散作用,如图 2 所示,光束在经过 G11、G12 衍射后不同波长成分的光会在空间上产生一定的分离,第二块拼接光栅的口径有限,只有一定波长范围内的光会被第二块拼接光栅完全衍射,另外图 2 中所示 3~4 点  $\lambda < \lambda_0$ 、5~6 点  $\lambda > \lambda_0$  的衍射光会产生交叉传播,2~3 点  $\lambda < \lambda_0$ 、6~7 点  $\lambda > \lambda_0$  的衍射光将通过 G21、G22 之间的拼接缝隙产生泄露,都会造成压缩器输出能力的损失,总损失的大小将决定补偿理论的应用效果,必须对其进行正确的分析,以确定该方法对拼接误差的补偿范围。

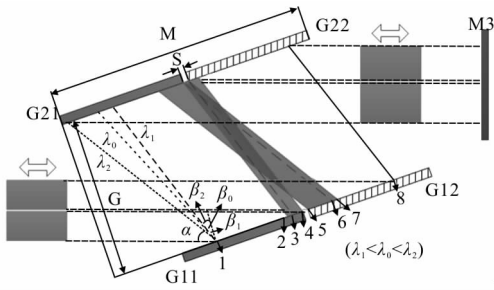


图 2 光束在压缩器中的传播  
Fig.2 Beam propagation within the compressor

## 2 理论模型

### 2.1 拼接光栅压缩器误差分析

G11 相对于 G12 存在的五项拼接误差分别为接缝误差  $\Delta x$ 、前后错位  $\Delta z$ 、俯仰角  $\Delta\theta_x$ 、横滚角  $\Delta\theta_z$  以及方向角  $\Delta\theta_y$ ,如图 3 所示。另外,两块子光栅间的刻线密度误差  $\Delta N/N$  也会影响拼接光栅的性能。

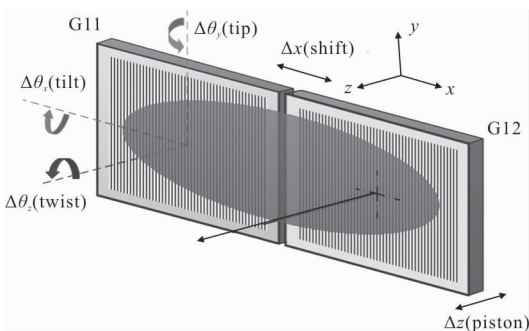


图 3 拼接子光栅之间的五维拼接误差  
Fig.3 Five tiling errors between the individual gratings

当 G11 和 G12 之间存在拼接误差时,光束在压缩器内所获得的相位为:

$$\varphi(\omega_0) = 2 \left\{ \left( \frac{\omega}{c} \right) D(\omega_0) - \frac{2\pi G}{N} \tan[\beta(\omega_0)] \right\} + k\varepsilon_x X + k\varepsilon_y Y \quad (1)$$

$$D(\omega_0) = \frac{G\{1 + \cos[\alpha - \beta(\omega_0)]\}}{\cos[\beta(\omega_0)]} \quad (2)$$

式中:  $\omega_0$  为入射光束中心圆频率;  $c$  为光速;  $D(\omega_0)$  为频率成分为  $\omega_0$  的单色光在光栅对中经历的光程;  $G$  为光栅对之间的垂直距离;  $N$  为光栅常数;  $\alpha$  为光栅入射角;  $\beta(\omega_0)$  为光栅衍射角;  $k$  为波矢;  $\varepsilon_x$  和  $\varepsilon_y$  分别为失调子光束相对理想子光束在  $x$  方向和  $y$  方向的波面倾斜;  $X$  和  $Y$  分别为光束在  $x$  和  $y$  方向的半光束尺寸(光束口径为  $2X \times 2Y$ )。

结合光栅方程:

$$\sin\alpha + \sin\beta(\omega_0) = m\lambda/N \quad (3)$$

式中:  $m$  为衍射级次(通常用一级衍射,即  $m=1$ )。公式(1)可化为:

$$\varphi(\omega) = 2kG[\cos\alpha + \cos\beta(\omega_0)] + k\varepsilon_x X + k\varepsilon_y Y \quad (4)$$

由拼接误差配对补偿理论可知,  $\Delta z$  和  $\Delta x$  主要引起失调子光束相对理想子光束的绝对相位延迟,即公式(4)中右边的第一项,  $\Delta\theta_x$  和  $\Delta\theta_z$  产生  $y$  方向的波面倾斜,  $\Delta\theta_y$  和  $\Delta N/N$  造成  $x$  方向的波面倾斜,同类两项误差进行配对就可以相互补偿,以降低拼接光栅的调整难度,通常为了便于调整,只需要调节  $\Delta z$ 、 $\Delta\theta_x$  和  $\Delta\theta_y$  三个误差即可实现光栅的相干拼接。因此,文中将重点分析反射镜对这三种误差的补偿范围。

当存在  $\Delta z$  时主要引起  $G$  的变化,失调子光束相对理想子光束的绝对相位延迟为:

$$\Delta\phi_{\Delta z} = -2kG(\cos\alpha + \cos\beta(\omega_0))\Delta z \quad (5)$$

当 G11 相对于 G12 存在  $\Delta\theta_y$  时,由光线追迹得到的压缩器输出脉冲的变化如图 4 所示。从图中可以看到,光栅未偏离理想值时光束在压缩器中的路径为  $ABCDCBA$ ,偏离理想值时光路为  $AB'C'D'EFG$ 。在小误差条件下,忽略方向角产生的光程变化,  $\Delta\theta_y$  变化引起的  $\varepsilon_x$  可近似表示为:

$$\varepsilon_x = 2[1 + \cos\beta(\omega_0)/\cos\alpha]\Delta\theta_y \quad (6)$$

同理,通过光线追迹得到  $\Delta\theta_x$  引起的  $\varepsilon_y$  可以近似表示为:

$$\varepsilon_y = -2(\cos\alpha + \cos\beta(\omega_0))\Delta\theta_x \quad (7)$$

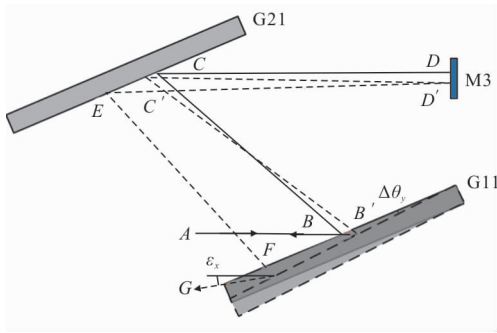


图 4 方向角对压缩器输出脉冲的影响

Fig.4 Influence of the tip error on the output pulse of compressor

### 2.2 反射镜误差补偿分析

M1 与 M2 之间存在三种相对误差,分别为前后错位  $\Delta z'$ 、方向角  $\Delta\theta'_y$  和俯仰角  $\Delta\theta'_x$ ,误差对光束的影响如图 5 所示。图 5(a)为反射镜间存在  $\Delta z'$  时光路的变化,产生的输出左右脉冲绝对相位延迟:

$$\Delta\phi_{\Delta z'} = 2k\Delta z' \cos\theta \quad (8)$$

式中: $\theta$  为入射角。

图 5(b)为反射镜间存在  $\Delta\theta'_y$  时对光束的影响,  $\Delta\theta'_y$  只会引起压缩器输出脉冲  $x$  方向波面倾斜:

$$\varepsilon'_x = -2\Delta\theta'_y / M \quad (9)$$

式中: $M=f_2/f_1$  为准直扩束系统的放大倍率,  $f_1$ 、 $f_2$  分别为透镜 L3、L4 的焦距。同理  $\Delta\theta'_x$  引起的  $y$  方向波面倾斜为:

$$\varepsilon'_y = -2\Delta\theta'_x / M \quad (10)$$

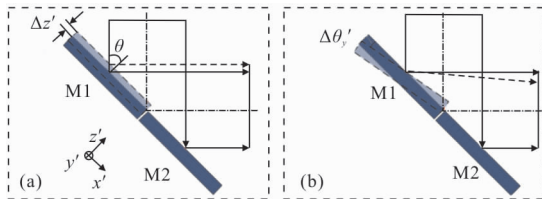


图 5 反射镜引起的光路变化

Fig.5 Changes of beam path caused by the mirror

虽然以上是基于单因素对光束影响的分析,但仍可近似认为反射镜对拼接误差的补偿与拼接误差存在一一对应的关系,补偿量与拼接误差满足以下

关系式:

$$\begin{cases} \Delta z' = [\cos\alpha + \cos\beta(\omega_0)]\Delta z / \cos\theta \\ \Delta\theta'_y \approx M(1 + \cos\beta(\omega_0)) / \cos\alpha \Delta\theta_y \\ \Delta\theta'_x \approx -M[\cos\alpha + \cos\beta(\omega_0)]\Delta\theta_x \end{cases} \quad (11)$$

负号表示反射镜和光栅面的偏转方向相反。由公式(11)可以看出,在相同相位误差条件下,减小  $\theta$  和增大  $M$  的值时, M1 用较低的运动精度就可以达到补偿拼接误差的目的,降低了高精度要求带来的控制难度。

### 2.3 光线追迹法相位计算和夫琅禾费远场衍射原理

采用光线追迹法相位计算和夫琅禾费远场衍射原理相结合的方法进行该设计方案适用范围的分析,该方法能充分反映光栅接缝导致的光线泄露和光束的交叉传播对压缩器输出的影响。假设系统输入脉冲为空间光强分布和时域脉冲波形独立的脉冲光束,脉冲形式为:

$$E_{in}(\omega, r_{in}) = A(r_{in})E(\omega) \quad (12)$$

式中: $r_{in}$  为入射光束截面的横向坐标; $A(r_{in})$  为截面光振幅分布,一般被整形为高斯光束或者平顶光束; $E(\omega)$  为啁啾脉冲的频谱函数。

使用光线追迹的方法确定压缩器引入的相位变化,由于单块光栅衍射的光束内相位变化是线性分布的,采用低采样频率和线性差值相结合的算法可降低光线追迹法计算光束相位变化的计算量。定义经同一光栅序列衍射并传播的光束为独立子光束,则压缩器引入的相位变化分布可由  $n$  个独立子光束内的相位变化分布  $\varphi_n(\omega, r_{in}, \Delta)$  拼接起来,即:

$$\varphi(\omega, r_{in}, M) = \sum_n E_{in}(\omega, r_{in}, \Delta) \quad (13)$$

式中: $\Delta$  为上述六类拼接误差。

独立子光束通过理想透镜后在远场上的分布可以采用夫琅禾费积分计算,这样远场上的频谱分布为:

$$E_f(\omega, r_f, M) = C \sum_n \iint E_{in}(\omega, r_{in}) \exp[-i\varphi_n(\omega, r_{in}, M)] \cdot \exp\left[-i\frac{\omega}{c} \frac{r_o(\omega, r_{in})r_f}{f}\right] dr_{in} \quad (14)$$

式中: $C = \frac{1}{i\lambda f} \exp\left(\frac{i\omega}{cf}\right) \exp\left[\frac{i\omega}{2cf}(x_f^2 + y_f^2)\right]$  为系数因子,其中  $r_f$  为远场横向坐标; $r_o$  为压缩器出口或理想



透镜作用面上的横向坐标,该坐标与圆频率  $\omega$ 、空间坐标  $r_{in}$  有关,通过光线追迹确定。对远场坐标为  $r_f$  的特定点的频谱进行逆傅里叶变换可以得到该点的时域波形:

$$E_f'(t, r_f, M) = \int E_f(t, r_f, M) \exp(i\omega t) d\omega \quad (15)$$

将所有频率成分的光强分布叠加可以得到脉冲的空域光强分布:

$$I_f(r_f) = \int |E_f(\omega, r_f, M)|^2 d\omega \quad (16)$$

### 3 数值模拟结果与分析

模拟使用的参数如表 1 所示,输入脉冲光强满足高斯分布,可以表示为:

$$I_{in}(x, y) = \exp[-(2x/D)^{2m} - (2y/D)^{2m}] \quad (17)$$

式中:光束口径  $D=285\text{mm}$ ;阶数  $m=5$ 。

参考文献[9]中指出,拼接误差对远场焦斑能量的影响远远大于对时域展宽的影响。所以文中以斯特列尔比(Strehl Ratio, SR):有拼接误差时远场峰值光强  $I_{max}$  与无拼接误差时的远场峰值光强  $I'_{max}$  之比)为指标,以 0.9 为可以接受的依据,只研究拼接误差对远场焦斑能量的影响,以确定该设计方法的适用范围。无拼接误差时取  $SR=1$ 。

从 2.1 节中的分析可知,只需要调节  $\Delta z, \Delta\theta_x$  和

表 1 拼接光栅压缩器仿真参数

Tab.1 Simulation parameters of tiled-grating compressor

Parameters of TG compressor		Parameters of input pulse	
Grating period/gr·mm <sup>-1</sup>	1 740	Central frequency /nm	1 053
Incident angle $\alpha/(\circ)$	72.5	Spectral bandwidth /nm	3
Slant distance/m	4.017	Chirp ratio $\Delta t/\Delta\lambda/\text{ps}\cdot\text{nm}^{-1}$	400
Grating aperture /mm×mm	455×420	Beam aperture/mm×mm	285×285
Grating gap/mm	4	-	-
Tilt of M3/ $(\circ)$	0.45	-	-
Focal distance of L5/m	0.8	-	-
Incident angle of M1 $\theta/(\circ)$	45	-	-
Magnification $M$	10	-	-

$\Delta\theta_y$  三个误差就可实现光栅的相干拼接,因此,文中计算了 G11 存在这三种误差时直接驱动光栅与调整 M1 补偿时远场能量的变化。

#### 3.1 $\Delta z$ 的补偿效果分析

由于干涉的固有特性,  $\Delta z$  是导致远场焦斑能量下降的最主要因素,是  $\Delta\theta_x$  和  $\Delta\theta_y$  两个因素影响程度的三倍,所以对  $\Delta z$  的大范围补偿具有重要意义。从图 6(a)中可以看出理想情况下远场光斑为整焦斑。

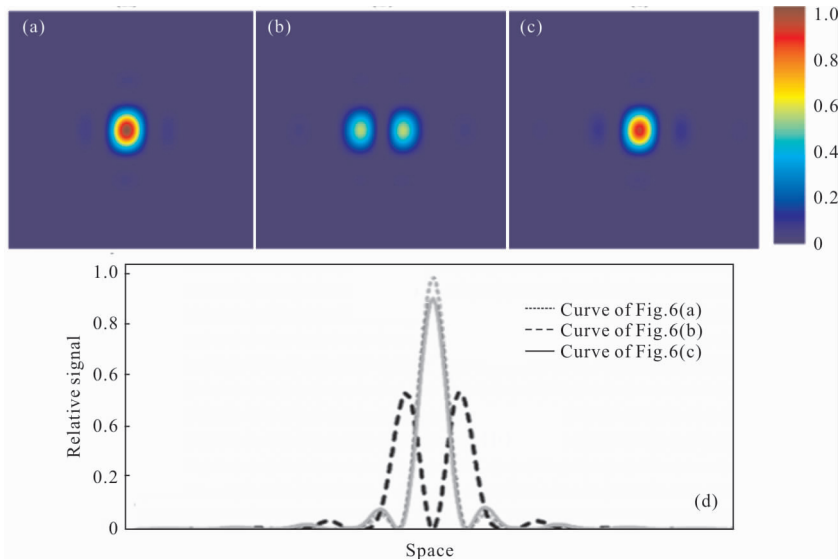


图 6 远场光强分布((a) 理想状态;(b)  $\Delta z=1\ \mu\text{m}$ ;(c)  $\Delta z=1\ \mu\text{m}$  使用 M1 补偿;(d) (a)~(c) 中光斑对应的一维光强分布)  
Fig.6 Optical intensity distribution of far field((a) Ideal; (b)  $\Delta z=1\ \mu\text{m}$ ; (c)  $\Delta z=1\ \mu\text{m}$  after compensation with M1; (d) one-dimensional optical intensity distribution of (a)~(c))

如图 6(b)所示,当 G11 和 G12 之间存在  $1 \mu\text{m}$  的错位相差时,远场焦斑分裂成两个近似对称的焦斑。使用反射镜补偿后,如图 6(c)所示,分裂的焦斑又恢复成整的焦斑, $\Delta z$  引起的相位变化得到补偿。对应的一维光强的变化如图 6(d)中所示。直接驱动光栅时,当远场斯特列尔比随  $\Delta z$  的增大而周期性地变化,如图 7 中曲线 a 所示,为了得到较好的拼接效果,

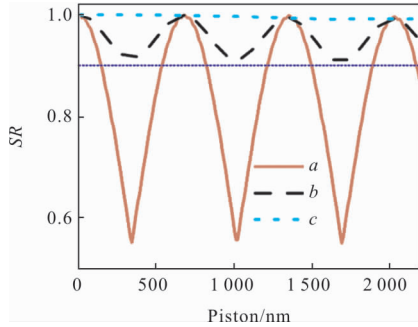


图 7 远场焦斑斯特列尔比随  $\Delta z$  的变化(a-直接驱动; b-小口径反射镜补偿时 G21 与 G22 之间存在  $\Delta z$ ; c-小口径反射镜补偿时 G11 与 G12 之间存在  $\Delta z$ )

Fig.7 Evolution curves for SR of far field focal spot in different  $\Delta z$  (a-Direct drive; b- $\Delta z$  between G21 and G22 with M1 compensation; c- $\Delta z$  between G11 and G12 with M1 compensation)

当  $SR=0.9$  时,两对光栅之间同时存在误差时对应的错位误差为  $75 \text{ nm}$ ,受环境因素的影响,对于大口径的拼接光栅而言,如此高精度的误差要求在工程实际中很难实现。而当使用反射镜补偿后,SR 几乎不受 G11 和 G12 之间的误差的影响,随着误差的增大,误差补偿效果略微下降,但是 G11 和 G12 之间的误差并不能得到完全补偿,远场斯特列尔比仍随着  $\Delta z$  的增大而周期性的变化,这是因为受光束交叉传播的影响,部分频率成分的光束相位并没有得到完全补偿,后续两对光栅之间补偿  $\Delta\theta_x$  和  $\Delta\theta_y$  出现的差异也是这个原因造成的。

### 3.2 $\Delta\theta_x$ 的补偿效果分析

图 8(a)所示为  $\Delta\theta_x=2 \mu\text{rad}$  时的远场光强分布, $\Delta\theta_x$  主要引起光斑在垂直方向的分裂,直接驱动时,从图 9 中可以看出斯特列尔比随  $\Delta\theta_x$  的增大逐渐减小。当使用反射镜补偿后,如图 8(b)所示分裂的焦斑几乎又恢复为整焦斑,但  $\Delta\theta_x$  带来的影响并没有被

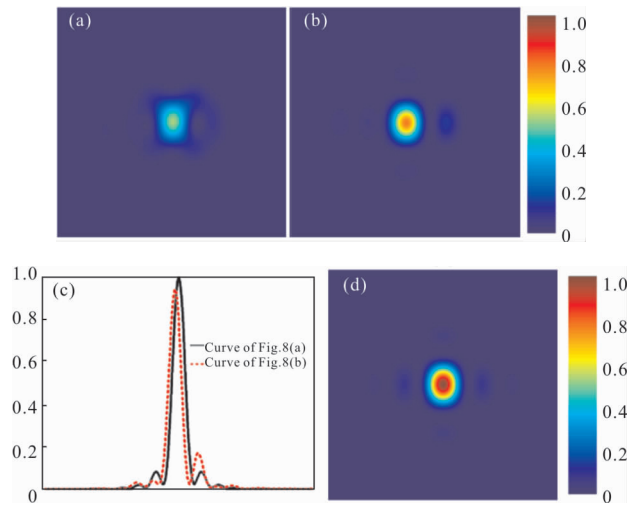


图 8 远场光强分布((a)  $\Delta\theta_x=2 \mu\text{rad}$ ; (b)  $\Delta\theta_x=2 \mu\text{rad}$  使用 M1 补偿;(c) 一维光强分布;(d) 使用公式(18)修正补偿关系后的远场分布)

Fig.8 Light intensity distribution of far field ((a)  $\Delta\theta_x=2 \mu\text{rad}$ ; (b)  $\Delta\theta_x=2 \mu\text{rad}$  after compensation with M1; (c) one dimension spatial light intensity distribution; (d) light intensity distribution with corrected compensation relationship using Eq.(18))

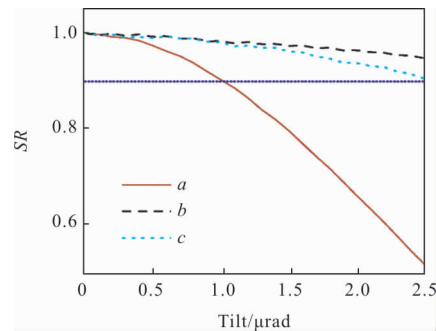


图 9 远场焦斑斯特列尔比随  $\Delta\theta_x$  的变化(a-直接驱动;b-小口径反射镜补偿时 G21 与 G22 之间存在  $\Delta\theta_x$ ; c-小口径反射镜补偿时 G11 与 G12 之间存在  $\Delta\theta_x$ )

Fig.9 Evolution curves for SR of far field focal spot in different  $\Delta\theta_x$  (a-Direct drive; b- $\Delta\theta_x$  between G21 and G22 with M1 compensation; c- $\Delta\theta_x$  between G11 and G12 with M1 compensation)

完全补偿,从图 9 中可以看出斯特里尔比仍随着  $\Delta\theta_x$  的增大而减小,如图 8(c)所示横向补偿后一维光强分布出现了一个小的次峰,这可能是受折返镜倾斜角度的影响,光束第二次通过压缩器的入射角发生了变化, $\Delta\theta_x$  引起的光程的变化不能被忽略,需要

对反射镜和补偿量的对应关系进行修正。通过光线追迹和模拟计算,修正后公式(11)重写为:

$$\begin{cases} \Delta z' = [\cos\alpha + \cos\beta(\omega_0)]\Delta z / \cos\theta + (G+L)\Delta\theta_x \sin\gamma / \cos\theta \\ \Delta\theta_y' \approx M(1 + \cos\beta(\omega_0) / \cos\alpha)\Delta\theta_y \\ \Delta\theta_x' \approx -M[\cos\alpha + \cos\beta(\omega_0)]\Delta\theta_x \end{cases} \quad (18)$$

式中: $L$ 为折返镜 M3 与光栅 G21, G22 的中心距离; $\gamma$ 为 M3 的倾角。由公式(18)的补偿关系对当  $\Delta\theta_x = 2 \mu\text{rad}$  时使用反射镜补偿后远场光强分布如图 8(d) 所示,次峰消失,补偿后的光强分布与理想状态时光强分布接近一致。

### 3.3 $\Delta\theta_y$ 的补偿效果分析

图 10(a)所示为  $\Delta\theta_y = 3.5 \mu\text{rad}$  时的远场光强分布,从图 10 中可以看出  $\Delta\theta_y$  主要引起光斑在水平方向的分裂,直接驱动时,远场焦斑的斯特列尔比随  $\Delta\theta_y$  的增大而减小,如图 11 中曲线  $a$  所示。使用 M1 对其进行补偿后,从图 10(b)可以看出分裂的焦斑又变为整焦斑,反射镜补偿了  $\Delta\theta_y$  带来的输出脉冲之间的相位误差,斯特列尔比随  $\Delta\theta_y$  的增大而逐渐减小的情况得到较好的改善。

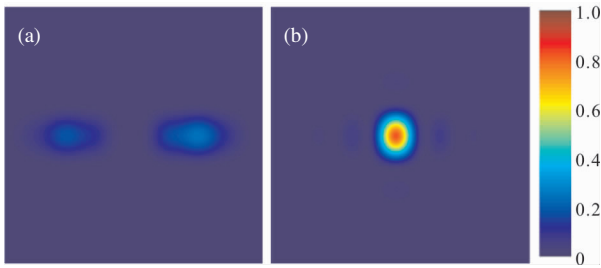


图 10 远场光强分布((a)  $\Delta\theta_y = 3.5 \mu\text{rad}$ ; (b)  $\Delta\theta_y = 3.5 \mu\text{rad}$  使用 M1 补偿)

Fig.10 Optical intensity distribution of far field ((a)  $\Delta\theta_y = 3.5 \mu\text{rad}$ ; (b)  $\Delta\theta_y = 3.5 \mu\text{rad}$  after compensation with M1)

当  $SR=0.9$  时,直接驱动的误差容限与调整 M1 补偿的补偿范围如表 2 所示,直接驱动时,对各误差的精度要求太高。使用反射镜补偿时, $\Delta z$ 、 $\Delta\theta_x$  和  $\Delta\theta_y$  的补偿范围分别为  $2.13 \mu\text{m}$ 、 $1.65 \mu\text{rad}$  和  $2.01 \mu\text{rad}$ ,大幅度降低了光栅拼接系统自身的精度要求,在实际的拼接系统中是较容易实现的。

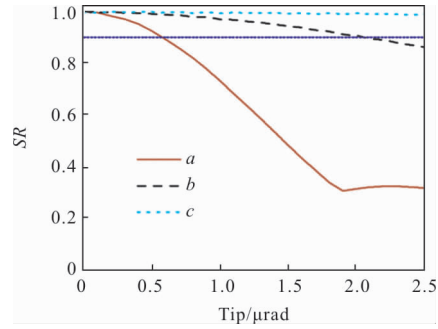


图 11 远场焦斑斯特列尔比随  $\Delta\theta_y$  的变化( $a$ -直接驱动; $b$ -小口径反射镜补偿时 G21 与 G22 之间存在  $\Delta\theta_y$ ; $c$ -小口径反射镜补偿时 G11 与 G12 之间存在  $\Delta\theta_y$ )

Fig.11 Evolution curves for SR of far field focal spot in different  $\Delta\theta_y$  ( $a$ -Direct drive;  $b$ - $\Delta\theta_y$  between G21 and G22 with M1 compensation;  $c$ - $\Delta\theta_y$  between G11 and G12 with M1 compensation)

表 2  $SR=0.9$  时拼接误差容限

Tab.2 Tiling errors tolerances when  $SR=0.9$

	$\Delta z / \mu\text{m}$	$\Delta\theta_x / \mu\text{rad}$	$\Delta\theta_y / \mu\text{rad}$
Without M1	0.075	0.51	0.29
With M1	2.13	1.65	2.01

## 4 结论

针对大口径拼接光栅精度难以保持的问题,文中提出了一种误差补偿的新方法,将拼接误差的补偿转换为对小口径反射镜位姿的调整,降低了拼接难度。文中首先分析了拼接误差和反射镜误差对压缩器输出脉冲的影响,初步建立了拼接误差和反射镜补偿量对应的关系,然后采用光线追迹法相位计算和夫琅禾费远场衍射原理方法,以  $SR$  值为 0.9 为指标,比较了不调整反射镜和调整反射镜时  $\Delta z$ 、 $\Delta\theta_x$  和  $\Delta\theta_y$  三种误差对远场焦斑分布的影响,结果证明了该方法的正确性,并通过模拟结果对拼接误差和反射镜补偿量之间的关系进行了修正。使用 M1 对  $\Delta z$ 、 $\Delta\theta_x$  和  $\Delta\theta_y$  的补偿范围分别为  $2.13 \mu\text{m}$ 、 $1.65 \mu\text{rad}$  和  $2.01 \mu\text{rad}$ ,较直接调整光栅实现拼接对误差的要求大幅度降低。文中提出的新方法使得大口径拼接光栅的工程应用成为可能。

## 参考文献:

- [1] Zhang T, Yonemura M, Kato Y. An array-grating compressor for high-power chirped-pulse amplification lasers [J]. *Optics Communications*, 1998, 145 (1-6): 367-376.
- [2] Kessler T J, Bunkenburg J, Huang H, et al. Demonstration of coherent addition of multiple gratings for high-energy chirped-pulse-amplified lasers [J]. *Optics Letters*, 2004, 29(6): 635-637.
- [3] Qiao J, Kalb A, Guardalben M J, et al. Large-aperture grating tiling by interferometry for petawatt chirped-pulse-amplification systems [J]. *Optics Express*, 2007, 15(15): 9562-9574.
- [4] Zuo Y, Wei X, Wang X, et al. Eliminating the longitudinal piston error between tiled gratings by angle tuning[J]. *Optics Letters*, 2007, 32(3): 280-282.
- [5] Blanchot N, Bar E, Behar G, et al. Experimental demonstration of a synthetic aperture compression scheme for multi-Petawatt high-energy lasers[J]. *Optics Express*, 2010, 18(10): 10088-10097.
- [6] Habara H, Xu G, Jitsuno T, et al. Pulse compression and beam focusing with segmented diffraction gratings in a high-power chirped-pulse amplification glass laser system[J]. *Optics Letters*, 2010, 35(11): 1783-1785.
- [7] Daiya D, Patidar R, Sharma J, et al. Optical design and studies of a tiled single grating pulse compressor for enhanced parametric space and compensation of tiling errors[J]. *Optics Communications*, 2017, 389: 165-169.
- [8] Li Z, Xu G, Wang T, et al. Object-image-grating self-tiling to achieve and maintain stable, near-ideal tiled grating conditions [J]. *Optics Letters*, 2010, 35 (13): 2206-2208.
- [9] Harimoto T. Far-field pattern analysis for an array grating compressor [J]. *Japanese Journal of Applied Physics*, 2004, 43(4A): 1362-1365.