

# 三类构型激光脉冲压缩器光栅拼接误差容限比较\*

胡 摆<sup>1)2)†</sup> 王 逍<sup>3)</sup> 朱启华<sup>3)</sup>

1)(北京理工大学光电学院,北京 100081)

2)(清华大学精密测试技术及仪器国家重点实验室,北京 100084)

3)(中国工程物理研究院激光聚变研究中心,绵阳 621900)

(2011年3月11日收到;2011年6月21日收到修改稿)

建立了包含拼接光栅的三类典型构型(双程Z型、X型及菱型)激光脉冲压缩器的理论模型。利用光线追迹法计算压缩器引入的相位变化,结合傅里叶变换的方法仿真分析并比较了各压缩器相应的光栅拼接误差容限。以远场焦斑峰值能量下降到理想值的0.9倍为限确定了三类压缩器光栅拼接误差容限,明确了不同构型激光脉冲压缩器对拼接误差的敏感程度。这对脉冲压缩器的选型和设计具有指导意义。

**关键词:** 光栅拼接, 脉冲压缩, 误差容限, 光线追迹

**PACS:** 42.40.Eq, 42.25.Fx, 42.15.Dp

## 1. 引 言

高能脉冲激光系统广泛应用于激光核聚变<sup>[1]</sup>等领域,其输出脉冲的最大能量受到啁啾脉冲放大系统末端脉冲压缩光栅的损伤阈值和尺寸影响<sup>[2]</sup>。受大口径基板面形畸变、大口径曝光均匀性难以保证等工艺及技术难题的限制,目前世界上最大的单块高衍射效率多层介质膜光栅的尺寸仍不足以满足脉冲压缩系统的需求<sup>[3]</sup>。人们提出光栅机械拼接的方法来解决这一难题,将相对小口径的子光栅组合、调整相对姿态和位置,使整体性能接近整块大口径光栅。美国、日本、德国等国家均建立起包含拼接光栅的高能激光系统<sup>[4-6]</sup>,并利用干涉、远场光斑分析等手段探测并调节小口径光栅间的相对位置和姿态,拼接精度达到50 nm和1 μrad水平以上;同时,利用位移传感器等方式在一定时间内保持系统的稳定性与拼接精度相当。

光栅拼接之所以需要达到并维持这么高的拼接精度和稳定性,是因为高能激光系统最终输出聚焦光脉冲的能量峰值会随拼接误差的增大而显著降低。文献[7]指出,对于口径为400 mm,脉冲宽度为0.1—10 ps的激光脉冲系统,如要求远场的一倍衍射极限区域的积分能量分布达到理想情况下的

90%,角度误差和位移误差的最大值不应超过0.28 μrad和60 nm,对子光栅栅线密度相对误差要求不大于 $1.75 \times 10^{-6}$ 。以激光快点火打靶为例,由于子光栅间并无刚性机械连接,这一精度需通过检测手段达到,并利用光机系统反馈控制保证数十分钟,无论对子光栅制造技术还是光栅拼接监测技术、机械装置稳定性都提出非常高的要求。为此人们设计了不同构型的压缩器结构,以期通过镜像等方式改变光束在压缩器内的传播路径,增大误差容限,同时有效利用光栅口径,降低成本。其中,双程Z型、X型及菱型压缩器是三类最典型的构型。对这三类构型压缩器特性的理论分析和仿真是压缩器选型和设计的基础。

在拼接光栅压缩器理论分析和仿真方面,国内外有许多相关工作。作为拼接光栅压缩器的首次理论分析,日本山梨大学的Zhang等<sup>[8]</sup>分析了拼接误差对压缩器色散的影响,进而得到了相应的远场时域脉冲的失真。正如文献[7]指出,这种分析方法忽略了子光束之间的干涉,而把脉冲的叠加、展宽视为主要效应,导致在拼接误差引起明显的时域脉冲展宽之前远场焦斑的畸变已经不可忽略。中国工程物理研究院激光聚变研究中心的左言磊等<sup>[7, 9-11]</sup>利用解析与数值分析结合的方法,深入研究了拼接光栅单程压缩器的远场时空特性,其主要思路是将出

\* 国家自然科学基金委员会和中国工程物理研究院联合基金(批准号:10976002)资助的课题。

† E-mail: huy08@bit.edu.cn

射光划分为理想光束和失调光束,推导拼接误差引起失调光束相位变化,并利用准单色光夫琅禾费衍射和傅里叶变换,数值计算得到远场时域脉冲波形及空域光强分布。中国科学院上海光学精密机械研究所的马雪梅等<sup>[12, 13]</sup>基于色散分析给出了拼接误差对远场时域脉冲宽度的影响,并使用孔径函数表征拼接误差,结合傅里叶角谱理论研究了高斯光束的远场分布。上述工作有利于揭示拼接光栅脉冲压缩器的基本工作性能,但并未充分考虑到拼接接缝与拼接误差的综合影响,也未能针对具体构型压缩器做出详细的特性分析和比对。

基于上述研究背景和现状,本文提出结合光线追迹相位分析和傅里叶变换的数值方法,用以分析拼接光栅压缩器中拼接误差对远场时空输出指标的影响规律。针对三类典型构型,以远场焦斑峰值能量下降到理想值的0.9倍为指标确定了各类压缩器的拼接误差容限,旨在揭示不同构型压缩器对误差的敏感程度,并为拼接光栅脉冲压缩器选型提供依据。

## 2. 光线追迹相位计算与傅里叶分析方法

为了获得拼接光栅脉冲压缩器的远场时空输出,首先考察压缩器的输入激光脉冲,一般为经时域展宽、能量放大和空间扩束后的啁啾激光脉冲。假设该光束为空间光强分布和时域脉冲波形独立的脉冲光束,则其频谱函数可以写为

$$E_{in}(\omega, r_{in}) = A(r_{in})E(\omega), \quad (1)$$

式中  $r_{in}$  为入射光束截面的横向坐标;  $A(r_{in})$  代表截面光振幅分布,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。

激光脉冲压缩的主要物理原理是对展宽放大后的啁啾激光脉冲引入负群速度色散,使脉冲的时域宽度缩短数千倍至数万倍,从而得到接近种子脉冲宽度但能量极度放大的激光脉冲。上述负群速度色散常通过一对平行放置的光栅实现,即利用光栅对的空间几何关系对不同频率的光引入不同的相位变化。若上述平行光栅对使用拼接光栅,则当拼接误差存在时压缩器内部不同区域引入的色散不一致,或者是同一频率的光束内部会出现相位变化空间不均匀性;即使拼接误差不存在,光栅间不可避免的物理接缝也会引起某些光谱成分丢失。在大

多数需要同时考虑拼接误差和拼接接缝影响的场合下,光束的偏转和分割较复杂、难以用解析式表示,因此借用几何光学的光线追迹方法来确定压缩器引入相位变化分布  $\varphi_c(\omega, r_{in}, M)$  与光频  $\omega$ 、空间坐标  $r_{in}$  及拼接误差  $M$  (包括五类姿态位置误差<sup>[7]</sup>、栅线密度不一致误差及接缝误差)之间的关系。只要空间采样分辨率足够高,光栅接缝导致的光线泄露以及拼接误差导致的光束交叉传播都能得到充分反映。

在压缩器出口经理想透镜聚焦后,可由二维傅里叶变换获得远场的频谱函数

$$E_f(\omega, r_f, M) = \iint E_{in}(\omega, r_{in}) \exp[-i\varphi_c(\omega, r_{in}, M)] \times \exp\left[-i\frac{\omega}{c} \frac{r_o(\omega, r_{in}) r_f}{f}\right] dr_{in}, \quad (2)$$

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,该坐标与光频  $\omega$ 、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远场时域波形(忽略常数项)

$$E'_f(t, r_f, M) = \int E_f(\omega, r_f, M) \exp(i\omega t) d\omega. \quad (3)$$

将所有频率成分的光强分布非相干叠加可得脉冲的远场焦斑空域光强分布

$$I_f(r_f, M) = \int |E_f(\omega, r_f, M)|^2 d\omega. \quad (4)$$

取  $I_f(r_f, M)$  的空域最大值为远场焦斑峰值能量  $I_p(M)$ ,这是激光脉冲压缩器输出的一项重要指标。

由上述分析可知,光线追迹的目的是为了获得光束在存在拼接误差的压缩器内部传播时发生的相位变化,它是一种典型的数值方法,高计算精度必然要求高空间采样分辨率,进而带来大计算量。另一方面,(2)和(3)式结合构成三维傅里叶变换,计算量也很可观。为了解决计算量与计算精度之间的矛盾,本文提出独立子光束算法,采用低空间采样分辨率与线性插值相结合的算法完成上述数值计算。提出该算法的依据如下:深入分析光束在压缩器中的传播过程可知,假设压缩器使用的是理想光栅而忽略光栅面形带来的相位变化,经由单块光栅衍射的光束内相位变化是线性分布的,因而在光束内无需进行高空间频率的光线追迹,只需计算少量点的相位变化即可利用线性插值获取光束内其他点的相位分布。如果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  $\varphi_n(\omega, r_{in}, M)$  拼接起来, 即

$$\varphi_c(\omega, r_{in}, M) = \sum_n \varphi_n(\omega, r_{in}, M). \quad (5)$$

独立子光束之间在压缩器出口虽可能发生干涉等相互作用, 但之后会继续独立通过理想透镜聚焦达到焦面后发生相干叠加. 因此, (2)式远场频谱函数可改写为

$$E_f(\omega, r_f, M) = \sum_n \iint E_{in}(\omega, r_{in}) \exp[-i\varphi_n(\omega, r_{in}, M)] \times \exp\left[-i\frac{\omega}{c} \frac{r_o(\omega, r_{in}) r_f}{f}\right] dr_{in}. \quad (6)$$

上述算法对不同构型压缩器都适用, 当压缩器构型改变时, 只需修改压缩器的结构参数, 包括元件的设计位置、姿态和尺寸以及由于光栅拼接误差和接缝引入的调整量, 即可利用光线追迹获取压缩器引入的相位变化, 结合快速傅里叶变换等数值手段分析拼接误差和接缝对远场输出脉冲的影响. 当然, 这一独立子光束算法在需要考虑光栅面形误差的情况下可能无法降低计算量. 如果面形误差不具备解析形式则大量光线追迹数值计算在所难免, 这

一情况不在本文探讨范围之内.

### 3. 不同构型压缩器结构

本文考察的三类压缩器结构均为当前国际国内重要研究机构所采用. 改进的双程 Z 型压缩器光路如图 1 所示, 该构型在脉冲压缩光栅对基本结构光栅 G1, G2 的基础上, 利用高反射镜 M1 将光栅对的出射光束原路返回, 形成双程压缩的 Z 型结构. 这一结构既节省了光栅数量、成倍增大了引入的负啁啾, 也有效解决了单程压缩器光谱走离的问题, 是目前中国工程物理研究院激光聚变研究中心<sup>[9]</sup>、中国科学院上海光学精密机械研究所<sup>[12]</sup>、德国 Jena 大学 IOQ 研究所<sup>[6]</sup>及法国原子能委员会 ESTA 研究中心采用的构型. 为了解决入射光与出射光完全共路导致出射光难以提取的问题, 实际上常对压缩器结构进行改进, 将反射镜 M1 旋转一个小角度, 使得出射光和入射光在垂直纸面的方向上错开一定角度以便于后续光路布置.

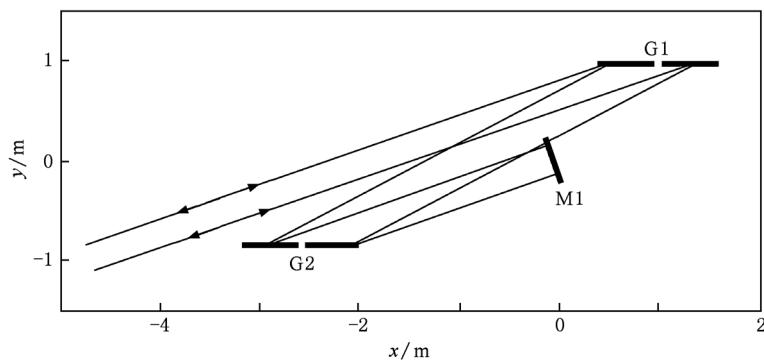


图 1 改进的双程 Z 型压缩器光路图

X 型压缩器光路如图 2 所示, 该构型在脉冲压缩光栅对基本结构光栅 G1, G2 的基础上扩充另一对光栅 G3, G4 实现双程压缩. 这一构型与双程 Z

型在性能上较接近, 但成本大幅度提高, 同时元件数量的增多也导致系统稳定性下降. 目前采用该构型的主要是在美国 Rochester 大学激光力能实验室<sup>[4]</sup>.

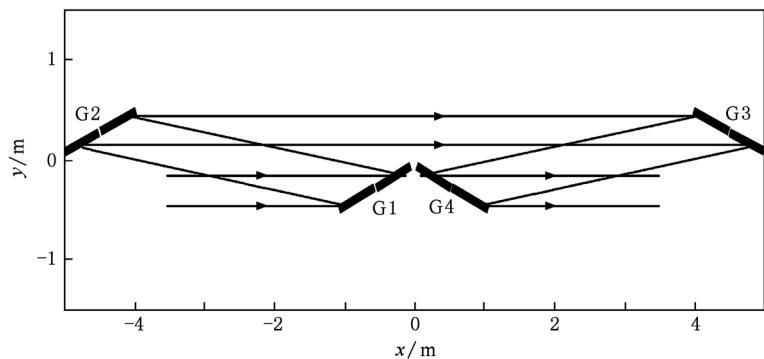


图 2 X 型压缩器光路图

菱形压缩器光路如图 3 所示,这类压缩器结构较为复杂,基本光栅对仍为光栅 G1, G2, 但利用四面高反射镜 M1—M4 折转光路,形成双程压缩的效果,同时利用翻转镜像的效果消除栅线密度误差的影响. 这一构型为美国劳伦斯利弗莫尔国家实验室所设计,目前在日本大阪大学激光研究所进行搭建

和验证<sup>[5]</sup>. 如果采用完全对称的结构,则会导致入射光在 G1 上的初次反射光直接沿压缩器出射光方向射出,形成前置脉冲影响高能激光脉冲的信噪比. 因此,将反射镜 M3 旋转一个小角度,使得出射光与初次反射光错开. 关于这一构型的性能,目前国际上尚无详细分析.

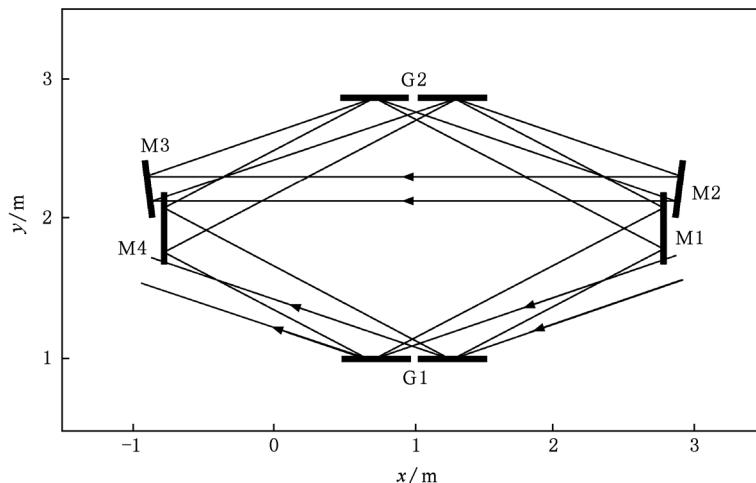


图 3 非对称菱型压缩器光路图

#### 4. 数值模拟结果及分析

对上述三类截然不同的压缩器构型,取相同的系统参数如下:光栅线密度  $N = 1740 \text{ mm}^{-1}$ , 对应的光栅周期  $d = 574.7 \text{ nm}$ , 光栅 G1 入射角  $\alpha = 71^\circ$ , 光栅 G1, G2 的中心距  $L = 4.02 \text{ m}$ , 光栅尺寸为  $455 \text{ mm} \times 420 \text{ mm}$ , 子光栅拼接缝隙  $\Delta = 4 \text{ mm}$ , 理想聚焦系统抛物面镜焦距  $f = 800 \text{ mm}$ . 另外,设置改进的双程 Z 型压缩器中 M1 倾角  $\beta = 0.45^\circ$ , 非对称菱型压缩器中 M3 倾角  $\gamma = 0.11^\circ$ . 输入压缩器的脉冲光束为经展宽器后的啁啾脉冲,中心波长  $\lambda_0 = 1053 \text{ nm}$ , 光谱带宽  $\Delta\lambda = 5 \text{ nm}$ , 喳啾率  $\Delta t/\Delta\lambda = 400 \text{ ps/nm}$ , 其截面光强满足超高斯分布

$$I_{\text{in}}(x, y) = \exp[-(2x/D)^{2m}] \exp[-(2y/D)^{2m}], \quad (7)$$

其中口径  $D = 285 \text{ mm}$ , 阶数  $m = 5$ .

定义两块相邻子光栅 G1 与 GII 间存在的五项拼接误差分别为横向缝隙  $\Delta x$ 、纵向间距  $\Delta z$ 、俯仰角  $\Delta\theta_x$ 、横滚角  $\Delta\theta_z$  及方向角  $\Delta\theta_y$ ,如图 4 所示. 另外,两块子光栅的栅线密度误差  $\Delta N/N$  同样会影响拼接光栅的性能. 上述六项误差依据对衍射波面引入的畸变不同可分为三类,同类两项误差称为可配对补偿的拼接误差<sup>[10]</sup>,即可配对补偿的  $\Delta x$  与  $\Delta z$  会引入平移相位差 (piston phase error), 可配对补偿的  $\Delta\theta_x$  与  $\Delta\theta_z$  会引入  $y$  方向波面倾斜, 可配对补偿的  $\Delta\theta_y$  与  $\Delta N/N$  会引入  $x$  方向波面倾斜. 本文着重分析上述六项误差对拼接光栅激光脉冲压缩器远场时空输出的影响.

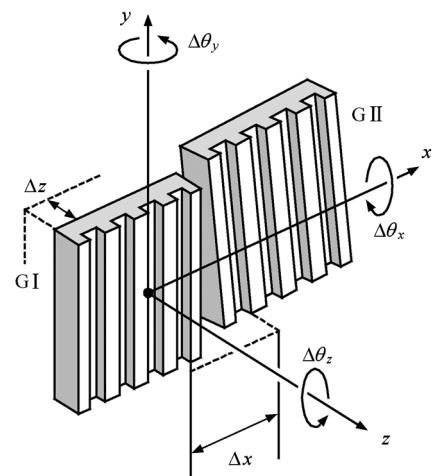


图 4 光栅拼接误差定义

经初步计算比较并结合文献[7]的分析可知, 拼接误差对远场时域脉冲展宽的影响远小于对远

场焦斑能量的影响。因此,本文以 Strehl 比  $\eta$  ( $\eta$  为拼接误差  $M$  存在时远场焦斑峰值能量  $I_p(M)$  与理想情况时的远场焦斑峰值能量  $I_p(0)$  之比) 为指标研究拼接误差  $M$  对不同构型压缩器远场输出的影响程度。由文献[7,13]可知,六项拼接误差均会引起一对平行光栅组成的基本脉冲压缩器远场焦斑形状不规则、能量降低。因此,本文首先以可配对补偿的拼接误差  $\Delta\theta_y$  和  $\Delta N/N$  为例,计算了上述两类误差单独存在于不同压缩器光栅 G1 时输出光  $\eta$  的变化,所得结果分别如图 5 和图 6 所示。

从图 5 可以看出,对于三类激光脉冲压缩器而言,  $\Delta\theta_y$  对  $\eta$  的影响规律是类似的,即随着误差的增大,  $\eta$  单调下降。当取  $\eta$  下降到 0.9 时, Z 型、X 型和菱型压缩器的误差值分别为 0.55, 1.11 和 0.60  $\mu\text{rad}$ , 由此可知 X 型压缩器对误差的敏感程度比另外两类压缩器低。进一步的计算表明,除  $\Delta\theta_y$  外,  $\Delta\theta_x$  和  $\Delta x$  对  $\eta$  也有类似的影响规律,并且 Z 型压缩器与菱型压缩器所对应的关系曲线相近,当  $\eta = 0.9$  时 X 型压缩器的误差值约为另外两类压缩器误差值的 2 倍,说明 X 型压缩器对单光栅单项误差  $\Delta\theta_y$ ,  $\Delta\theta_x$  或  $\Delta x$  较不敏感,误差容限要求较低。

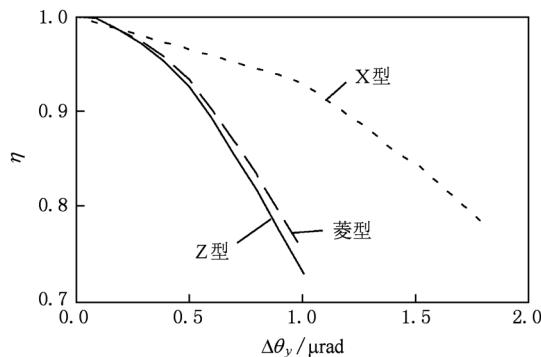


图 5 三类压缩器方向角误差  $\Delta\theta_y$  与 Strehl 比  $\eta$  的关系

图 6 反映的栅线密度误差  $\Delta N/N$  是在菱型压缩器设计时所针对的误差,因此理论上该误差的存在不会引起理想菱型压缩器(即完全对称结构)输出光  $\eta$  的下降。但图 6(a)给出的计算结果表明,对于非对称菱型压缩器而言,当  $\Delta N/N$  增大到  $10 \times 10^{-6}$  时,  $\eta$  会首先降至 0.56 左右,随后升高,最大值达到 0.95,后续曲线出现类似振荡的准周期形式。进一步观察此时的远场焦斑光强分布图可以发现,本应引入光线偏转并导致光斑分离<sup>[7]</sup>的  $\Delta N/N$  并没有引起菱型压缩器远场焦斑分离,只是引入与位置误差(如  $\Delta x$  或  $\Delta z$ )相似的效果,即平移相位差使光斑

出现相干分裂。由此可以推断,  $\Delta N/N$  引入波面倾斜的固有效果由于菱型压缩器的特殊结构几乎被完全消除了,这与理论设计一致。但由于实用菱型压缩器具有不对称性,产生了额外的平移相位差,导致远场焦斑相干分裂、 $\eta$  呈周期变化,这一变化是理论分析不曾预测到的。

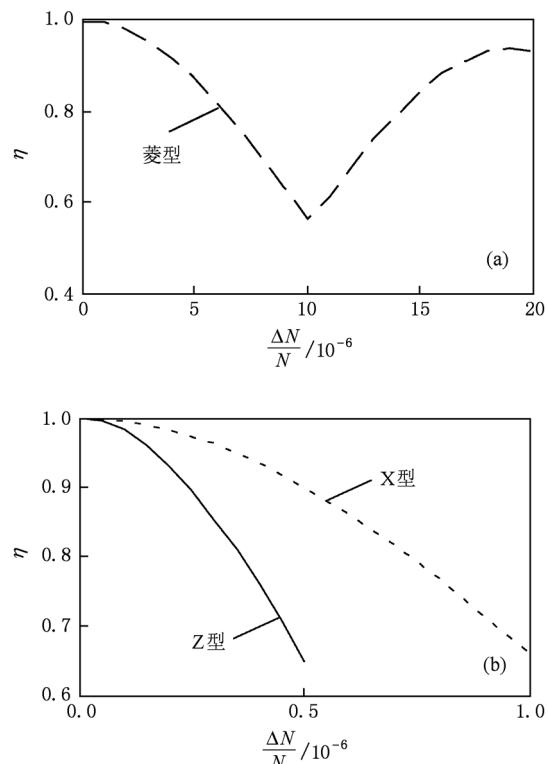


图 6 三类压缩器栅线密度误差  $\Delta N/N$  与 Strehl 比  $\eta$  的关系  
(a) 非对称菱型压缩器,(b) 改进的双程 Z 型压缩器与 X 型压缩器

下面针对上述现象作进一步的深入分析。实际上,非对称菱型压缩器也并不能完全消除  $\Delta N/N$  引起的波面倾斜。例如,当  $\Delta N/N = 40 \times 10^{-6}$  时,由光线追迹计算可知非对称菱型压缩器两束主要的独立子光束之间在色散方向上的夹角为  $1.74 \mu\text{rad}$ 。虽然这个角度已经远小于其他两种类型压缩器的夹角(如 Z 型的夹角为  $225 \mu\text{rad}$ ),不会直接引起远场焦斑分离、能量大幅下降,但夹角的存在表明独立子光束在激光器内部传播时路径并非完全对称。进一步光线追迹分析表明,独立子光束中心在同一光栅上的衍射点会有差别,且该差别是沿垂直栅线方向的。由光栅衍射的位移定理可知,这种差别会引入额外的平移相位差,引起远场焦斑相干分裂。上述现象令非对称菱型压缩器对误差敏感程度有

所提高,但非对称菱型压缩器对  $\Delta N/N$  的要求总体上较另外两类压缩器已有大幅下降,当  $\eta = 0.9$  时对应的误差容限是  $4.5 \times 10^{-6}$ . 而由图 6(b) 可知,在改进的双程 Z 型压缩器和 X 型压缩器中,  $\Delta N/N$  的增大仍会引起  $\eta$  单调下降,当  $\eta = 0.9$  时对应的误差容限分别为  $2.50 \times 10^{-7}$  和  $5.00 \times 10^{-7}$ . 相对而言,X 型压缩器对  $\Delta N/N$  误差较不敏感.

进一步计算表明,对于 Z 型和 X 型压缩器而言,  $\Delta\theta_z$  和  $\Delta z$  的增大也会引起  $\eta$  单调下降,且 X 型压缩器对单光栅  $\Delta\theta_z$  或  $\Delta z$  的容限要求约是 Z 型的一半;而对于菱型压缩器而言,  $\Delta\theta_z$  或  $\Delta z$  对衍射波面引入的固有畸变因压缩器特殊结构几乎被消除,且没有额外的平移相位差,因此  $\eta$  随  $\Delta\theta_z$  或  $\Delta z$  的增大而单调缓慢下降,这与  $\eta$  随  $\Delta N/N$  增大而发生准周期变化的规律也不尽相同.

综上所述,比较  $\Delta\theta_y$  及  $\Delta N/N$  对三类激光脉冲压缩器输出指标的影响可以看出,改进的双程 Z 型压缩器和 X 型压缩器的输出光  $\eta$  均随误差增大而单调下降,改进的 Z 型压缩器因为同一光栅衍射两次,单光栅拼接误差会对衍射光产生两次影响,因此对单光栅误差的敏感程度大于 X 型压缩器. 具体而言,若考虑单光栅单项误差,则改进的 Z 型压缩器的敏感程度是 X 型压缩器的两倍;若考虑不同光栅的单项误差随机合成效果,则改进的 Z 型压缩器的敏感程度是 X 型压缩器的  $2/\sqrt{2} = \sqrt{2}$  倍. 可配对补偿的拼接误差对波面的最终影响仍然相同,补偿拼接适用. 不过,非对称菱型压缩器的情况较复杂,  $\Delta\theta_y$  增大会引起  $\eta$  单调下降,容限与改进的双程 Z 型压缩器接近,而  $\Delta N/N$  增大会引起  $\eta$  准周期性变

化,容限远大于另两类压缩器. 因此,对于非对称菱型压缩器而言,本应产生可补偿效果的两项误差的效果截然不同. 由此可以推断补偿拼接对于菱型压缩器并不适用.

通过大量的仿真计算,以  $\eta$  下降到 0.9 为限得到不同构型下各类拼接误差的单光栅单项误差容限如表 1 所列. 由表 1 可知,三类激光脉冲压缩器具有如下特点:从对单子光栅拼接误差容限的要求上看,改进的双程 Z 型压缩器每块光栅均衍射两次,在入射光波带宽较小的情况下能使用补偿拼接,各误差的容限较严格. X 型压缩器中每块光栅均只衍射一次,在入射光波带宽较小的情况下同样能使用补偿拼接,各误差的容限较宽松,数值上约为改进的 Z 型压缩器的两倍. 非对称菱型压缩器每块光栅均异侧入射并衍射两次,无法使用补偿拼接,但对俯仰角  $\Delta\theta_x$ 、栅线密度  $\Delta N/N$  及纵向间距  $\Delta z$  三类拼接误差容限要求大大下降,同时横滚角  $\Delta\theta_z$ 、方向角  $\Delta\theta_y$  和横向缝隙  $\Delta x$  三类拼接误差的容限与改进的 Z 型压缩器接近,这与文献[5]报道的实验结果相符. 从光学元器件数量及压缩器体积上看(参见图 1—图 3),改进的 Z 型压缩器使用子光栅 4 块,反射镜 1 块,占用面积约为  $2 \text{ m} \times 5 \text{ m}$ ; X 型压缩器使用子光栅 8 块,无反射镜,占用面积约为  $1 \text{ m} \times 10 \text{ m}$ ; 菱型压缩器使用子光栅 4 块,反射镜 4 块,占用面积约为  $2 \text{ m} \times 4 \text{ m}$ . 从稳定性及监控难度上看,改进的 Z 型压缩器及菱型压缩器均使用 2 对拼接光栅,监控自由度较少,且菱型压缩器最多只需监控容限要求严格的 3 个自由度; X 型压缩器使用 4 个光栅对,监控自由度多,稳定性较差.

表 1 三类构型激光脉冲压缩器光栅拼接误差容限比较

压缩器类型	$\Delta\theta_x/\mu\text{rad}$	$\Delta\theta_z/\mu\text{rad}$	$\Delta\theta_y/\mu\text{rad}$	$\frac{\Delta N}{N} \times 10^{-7}$	$\Delta x/d$	$\Delta z/\mu\text{m}$
Z 型	0.90	0.37	0.55	2.50	0.10	0.14
X 型	7.00	0.67	1.11	5.00	0.22	0.28
菱型	75.00	0.36	0.60	45.00	0.11	280.00

## 5. 结 论

为了辅助压缩器系统设计及选型,本文以改进的双程 Z 型、X 型和非对称菱型等三类构型的激光脉冲压缩器为研究对象,提出光线追迹相位计算与傅里叶分析相结合的方法,分析了上述构型压缩器对不同拼接误差的敏感程度. 以远场焦斑 Strehl 比  $\eta$  下降到 0.9

为指标确定了单光栅单项误差的容限,除菱型压缩器对三项误差要求较低以外,各压缩器对角度误差的要求均达到或高于  $1 \mu\text{rad}$ ,对栅线密度相对误差的要求均小于  $5 \times 10^{-7}$ ,对位置误差的要求均不大于  $0.3 \mu\text{m}$ . 经比较表明,改进的双程 Z 型压缩器结构简单但误差容限要求最高,菱型压缩器结构复杂但稳定性最好、系统较紧凑,X 型压缩器系统庞大且稳定性最差. 上述结论可为激光脉冲压缩器的设计提供一定的理论依据.

- [1] Clery D 2010 *Science* **328** 808
- [2] Tanaka K A 2009 *Nucl. Fusion* **49** 104004
- [3] Jitsuno T, Motokoshi S, Okamoto T, Mikami T, Smith D, Schattenburg M, Kitamura H, Matsuo H, Kawasaki T, Kondo K, Shiraga H, Nakata Y, Habara H, Tsubakimoto K, Kodama R, Tanaka K, Miyanaga N, Mima K 2008 *J. Phys. Conf. Ser.* **112** 032002
- [4] Qiao J, Kalb A, Nguyen T, Bunkenburg J, Canning D, Kelly J H 2008 *Opt. Lett.* **33** 1684
- [5] Habara H, Xu G, Jitsuno T, Kodama R, Suzuki K, Sawai K, Kondo K, Miyanaga N, Tanaka K A, Mima K, Rushford M, Britten J A, Barty C P J 2010 *Opt. Lett.* **35** 1783
- [6] Hornung M, Bödefeld R, Kessler A, Hein J, Kaluza M C 2010 *Opt. Lett.* **35** 2073
- [7] Zuo Y L, Wei X F, Zhu Q H, Wang X, Guo Y, Huang Z, Liu H J, Ying C T 2006 *High Power Laser and Particle Beams* **18** 1619 (in Chinese) [左言磊、魏晓峰、朱启华、王道、郭仪、黄征、刘红婕、应纯同 2006 强激光与粒子束 **18** 1619]
- [8] Zhang T, Yonemura M, Kato Y 1998 *Opt. Commun.* **145** 367
- [9] Zuo Y L, Wei X F, Zhu Q H, Liu H J, Wang X, Huang Z, Guo Y, Ying C T 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 5233 (in Chinese) [左言磊、魏晓峰、朱启华、刘红婕、王道、黄征、郭仪、应纯同 2007 物理学报 **56** 5233]
- [10] Zuo Y L, Wei X F, Zhu Q H, Liu H J, Wang X, Huang Z, Guo Y, Ying C T 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 5227 (in Chinese) [左言磊、魏晓峰、朱启华、刘红婕、王道、黄征、郭仪、应纯同 2007 物理学报 **56** 5227]
- [11] Zuo Y L, Wei X F, Zhu Q H, Wang X, Liu H J, Huang Z, Guo Y, Ying C T 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 5784 (in Chinese) [左言磊、魏晓峰、朱启华、王道、刘红婕、黄征、郭仪、应纯同 2007 物理学报 **56** 5784]
- [12] Ma X M, Dai Y P, Zhu J Q 2007 *Acta Opt. Sin.* **27** 701 (in Chinese) [马雪梅、戴亚平、朱健强 2007 光学学报 **27** 701]
- [13] Ma X M, Dai Y P, Zhu J Q 2007 *High Power Laser and Particle Beams* **19** 1117 (in Chinese) [马雪梅、戴亚平、朱健强 2007 强激光与粒子束 **19** 1117]

## Comparison of grating mosaic error tolerance among three types of laser pulse compressor configurations<sup>\*</sup>

Hu Yao<sup>1)2)†</sup> Wang Xiao<sup>3)</sup> Zhu Qi-Hua<sup>3)</sup>

1) (School of Optoelectronics, Beijing Institute of Technology, Beijing 100081, China)

2) (State Key Laboratory of Precision Measurement Technology and Instruments, Tsinghua University, Beijing 100084, China)

3) (Research Center of Laser Fusion, Chinese Academy of Engineering Physics, Mianyang 621900, China)

(Received 11 March 2011; revised manuscript received 21 June 2011)

### Abstract

Theoretical models of three types (two-pass Z-type, X-type and diamond-type) of laser pulse compressors containing grating mosaics are developed. The corresponding grating mosaic error tolerances are calculated and analyzed with a simulation method adopting ray-tracing phase analysis and Fourier transform. The mosaic error tolerances corresponding to 0.9 of ideal far-field intensity maximum (Strehl ratio equivalent to 0.9) in the case of three types of compressor are determined. The simulation shows different sensitivities of respective compressor configurations to grating mosaic errors, which can help to select the configuration and the design parameters of laser pulse compressor.

**Keywords:** grating tiling, pulse compression, error tolerance, ray-trace

**PACS:** 42.40. Eq, 42.25. Fx, 42.15. Dp

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China and the Scientific Research Foundation of China Academy of Engineering Physics (Grant No. 10976002).

† E-mail: huy08@bit.edu.cn