

# 波前畸变对光栅压缩器输出激光脉冲的时空特性影响

张森<sup>1,2</sup>, 张军伟<sup>2\*</sup>, 周忆<sup>1</sup>, 王逍<sup>2</sup>, 邓波<sup>2</sup>, 粟敬钦<sup>2</sup>, 胡东霞<sup>2</sup>

<sup>1</sup>重庆大学机械工程学院, 重庆 400030;

<sup>2</sup>中国工程物理研究院激光聚变研究中心, 四川 绵阳 621900

**摘要** 波前畸变会影响平行光栅对压缩器输出脉冲的可压缩性和远场焦斑的质量。结合光线追迹法和夫琅禾费远场衍射原理建立了平行光栅对压缩器理论模型。同时分析了输入脉冲的波前误差、光栅衍射面的形变以及光栅波像差对压缩器输出脉冲远场焦平面时空特性的影响, 并采用蒙特卡罗方法数值模拟分析了其误差容许范围。为高功率激光装置中平行光栅对压缩器中进行波前畸变和光栅质量的控制提供了理论参考。

**关键词** 非线性光学; 波前畸变; 光栅对压缩器; 时空特性; 光栅形变; 波像差

中图分类号 O436

文献标识码 A

doi: 10.3788/CJL201845.0401011

## Influence of Wavefront Distortion on Spatial-Temporal Property of Laser Pulse Output by Grating Compressor

Zhang Sen<sup>1,2</sup>, Zhang Junwei<sup>2</sup>, Zhou Yi<sup>1</sup>, Wang Xiao<sup>2</sup>, Deng Bo<sup>2</sup>, Su Jingqin<sup>2</sup>, Hu Dongxia<sup>2</sup>

<sup>1</sup>College of Mechanical Engineering, Chongqing University, Chongqing 400030, China;

<sup>2</sup>Research Center of Laser Fusion, China Academy of Engineering Physics, Mianyang, Sichuan 621900, China

**Abstract** Wavefront distortion affects the compressibility and the far-field focal spot quality of the output laser pulse of parallel grating pair compressor. We establish a theoretical model of parallel grating pair compressor based on ray-tracing method and principle of Fraunhofer far-field diffraction, and analyze the effects of wavefront error of input pulse, the deformation and wave aberration of grating diffraction surface on the spatial-temporal property of the far-field focal plane of the compressor output pulse. The corresponding error tolerances are presented based on Monte-Carlo simulation. The results provide a theoretical reference of wavefront distortion correction and grating quality control for parallel grating pair compressor in high-power laser facilities.

**Key words** nonlinear optics; wavefront distortion; grating pair compressor; spatial-temporal property; grating deformation; wave aberration

**OCIS codes** 190.7110; 320.5520; 230.1950

## 1 引 言

啁啾脉冲放大(CPA)技术的出现,使获得更高能量、更高峰值功率的超短激光脉冲成为可能<sup>[1-3]</sup>。在 CPA 系统中,更高的远场峰值功率密度对压缩器输出脉冲的波前性能提出了很高的要求<sup>[4-6]</sup>。激光脉冲压缩的主要原理是对展宽放大后的啁啾激光脉

冲引入相反的色散,使激光脉冲在时域的宽度压缩数千至数万倍,以得到接近种子脉冲宽度但能量极大增大的激光脉冲<sup>[7]</sup>。CPA 系统广泛采用平行光栅对压缩器对输入脉冲进行压缩,因此光栅是压缩器中非常关键的部分,其性能往往决定着整个系统的最终输出特性<sup>[8-9]</sup>。多层介质膜的全息光栅具有高损伤阈值和高衍射效率的特性,是压缩器中常用

收稿日期: 2017-09-29; 收到修改稿日期: 2017-11-06

基金项目: 国家自然科学基金(61308040)

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

导师简介: 周忆(1957—),女,博士,教授,博士生导师,主要从事精密机电系统设计与分析方面的研究。

E-mail: cdzy@cqu.edu.cn

\* 通信联系人。E-mail: zhangjunwei@caep.ac.cn

的光学元件,但是由于光栅在使用过程中需要放置  
在高真空的常温环境中,这会使光栅介质膜和基底  
之间的应力发生变化,导致光栅的衍射面发生形变,  
引起衍射输出脉冲的波前发生变化,使输出脉冲在  
时域被展宽,远场焦斑的峰值强度被降低<sup>[5]</sup>。此外,  
全息光栅采用全息曝光法进行加工时,实际上曝光  
系统会有波像差,曝光场形成的光栅刻线会有一定的  
扭曲,这也会对光栅的衍射波前产生影响<sup>[10-12]</sup>。

同时,对大型高功率激光装置而言,光束口径较  
大,整个光路庞大、结构复杂,包含众多光学元件,有  
诸多因素(光学元件面型加工误差、环境振动、放大  
器热畸变等)会引起光束的波前畸变,造成压缩器的  
输入脉冲不是理想的平面波,从而影响压缩器输出  
激光脉冲在远场焦平面的时空特性。

针对理想条件下压缩器输出脉冲的时空特性分  
析的研究较多<sup>[8,13-14]</sup>,但对以上提及的、会产生压缩  
器输出脉冲波前畸变的因素鲜有考虑。为此,本文  
结合光线追迹和夫琅禾费远场衍射原理,建立了平  
行光栅对压缩器的理论模型,利用随机相位屏和随  
机光栅波像差,将形变引入到光栅的衍射面上,详细  
分析了各因素对压缩器输出脉冲远场时空特性的影  
响,并利用蒙特卡罗方法得出了各因素的误差容限,  
所得到的结果更符合压缩器工作的实际情况,可为  
进一步提高压缩器性能提供理论参考。

## 2 理论模型

### 2.1 夫琅禾费远场衍射法和光线追迹法建立光栅 压缩器输出模型

典型的平行光栅对压缩器能够提供负色散,一  
种常见的双程双光栅压缩器如图 1 所示,光束需要  
来回两次通过压缩器(4 次被光栅衍射)。假设输入  
脉冲为空间光强分布和频域脉冲波形相互独立的方  
形口径高斯光束,频域光场分布和光束的截面光振  
幅分布可以表示为

$$E_{in}(x, y, \omega) = A(x, y)E(\omega)\exp[-i\varphi_{in}(x, y)], \quad (1)$$

$$A(x, y) = \exp[-(2x/D)^{2n}]\exp[-(2y/D)^{2n}], \quad (2)$$

式中,  $(x, y)$  为输入光束的截面坐标,  $E_{in}(x, y, \omega)$  为  
输入脉冲的频域光场分布函数,  $A(x, y)$  为截面光振  
幅分布,  $E(\omega)$  为啁啾脉冲的频域分布函数,  $\varphi_{in}(x, y)$   
为相位分布,  $D$  为光束口径,  $n$  为超高斯光束的阶数。

由傅里叶频谱变化可得,输入脉冲也可以表  
示为

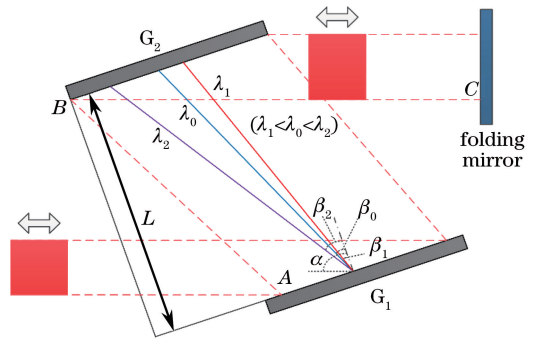


图 1 双程双光栅压缩器结构示意图

Fig. 1 Schematic diagram of two-pass two-grating compressor

$$E_{in}(x, y, \omega) = \mathcal{F}[E_{in}(x, y, t)] = \int_{-\infty}^{\infty} E_{in}(x, y, t) \exp(i\omega t) dt, \quad (3)$$

式中,  $E_{in}(x, y, t)$  为输入脉冲的时域光场分布函  
数,与输入脉冲的频域光场分布函数互为傅里叶变  
换关系,即

$$E_{in}(x, y, t) = \mathcal{F}^{-1}[E_{in}(x, y, \omega)] = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} E_{in}(x, y, \omega) \exp(-i\omega t) d\omega, \quad (4)$$

式中  $\mathcal{F}^{-1}$  表示傅里叶逆变换。(3)式、(4)式表明输入  
脉冲为不同频率光谱成分的叠加。脉冲在压缩器中  
的传输实际上就是不同的频率成分独自通过压缩器  
的传输(图 1),最后在观测面(透镜焦平面)上线性叠  
加。在仿真计算中,采用光线追迹法计算光通过压缩  
器所获得的相位,得到光瞳函数,这样就可以综合考  
虑输入脉冲波前畸变、光栅形变及光栅尺寸有限等  
对光线泄露的影响。事实上光栅压缩器就是利用不  
同光谱成分的光通过压缩器的时间不同(即光程不  
同)来实现脉冲压缩,因此使用光瞳函数考虑相位  
的方式来考虑脉冲的时间特性是可行的。光栅方程为

$$\sin \alpha + \sin \beta(\omega) = m\lambda/d, \quad (5)$$

式中,  $\alpha$  为输入角,  $\beta(\omega)$  为频率成分为  $\omega$  的光的衍  
射角,  $\lambda$  为对应的波长,  $m$  为衍射级次,通常取  $m = 1$ ,  
 $d$  为光栅常数。如图 1 所示,由 A 点进入压缩器  
频率为  $\omega$  的光,通过压缩器的光程为  $\Delta = 2(|AB| + |BC|)$ ,  
则光线通过压缩器所获得的相位为<sup>[14]</sup>

$$\varphi(x, y, \omega) = \frac{\omega}{c} \Delta - 4\pi \frac{L \tan \beta(\omega)}{d}, \quad (6)$$

式中,  $c$  为光速,  $L$  为光栅  $G_1$ 、 $G_2$  之间的垂直距离。

平行光栅对压缩器对输入脉冲的影响可以用等  
效的入瞳和出瞳函数来表示。入瞳处的分布即输入  
脉冲的光谱分布,出瞳处的分布可以通过抽样的光  
线追迹的方法准确得到,出瞳面上的脉冲的时空分

布可以表示为

$$E_{\text{out}}(x, y, t) = \mathcal{F}^{-1}[E_{\text{out}}(x, y, \omega)] = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} E_{\text{in}}(x, y, \omega) Q(x, y, \omega) \times \exp[-i\varphi(x, y, \omega)] \exp(-i\omega t) d\omega, \quad (7)$$

式中,  $Q(x, y, \omega)$  为在透镜平面的孔径函数,  $Q(x, y, \omega) \exp[-i\varphi(x, y, \omega)]$  为光瞳函数, 均由光线追迹确定。仿真结果的准确性极大程度地依赖于光谱和空间点的抽样点数, 只要抽样点数足够高, 以上各种因素的影响都可以得到充分反映。各个频率成分的光从出瞳面到透镜焦平面可以采用夫琅禾费远场衍射积分计算, 这样观察平面上输出脉冲时空和频谱的光场分布分别为

$$E_f(x_f, y_f, t) = \mathcal{F}^{-1}[E_f(x_f, y_f, \omega)] = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} E_f(x_f, y_f, \omega) \exp(-i\omega t) d\omega, \quad (8)$$

$$E_f(x_f, y_f, \omega) = \eta \iint E_{\text{out}}(x, y, \omega) \times \exp\left[-i\frac{\omega}{cf}(x_f x + y_f y)\right] dx dy, \quad (9)$$

式中,  $\eta = \frac{1}{i\lambda f} \exp\left(\frac{i\omega}{cf}\right) \exp\left[\frac{i\omega}{2cf}(x_f^2 + y_f^2)\right]$  为系数因

子,  $(x_f, y_f)$  为远场焦平面上的坐标,  $f$  为透镜的焦距。将所有光谱成分的能量分布非相干叠加就可得远场焦平面的能量分布(忽略系数项)

$$I_f(x_f, y_f) = \int |E_f(x_f, y_f, \omega)|^2 d\omega. \quad (10)$$

从计算过程中可以看出, 该方法适用于任意形式的脉冲, 只要已知输入脉冲的光谱分布和相位分布, 通过光线追迹法获得光束通过压缩器后的附加相位, 就能得到焦平面上脉冲的时空分布。

### 2.2 孔径函数

在(7)式中, 需要计算频率为  $\omega$  的光通过压缩器后在透镜平面的孔径函数。光束在透镜平面的孔径函数示意图如图 2 所示。图 2(a) 为频率小于中心频率  $\omega_0$  的光的孔径函数, 图 2(b) 为频率大于中心频率  $\omega_0$  的光的孔径函数。尺寸为  $W \times H$  的虚线矩形框表示光栅在透镜平面上的投影, 尺寸为  $D \times D$  实线灰色区域表示输入光束在透镜平面上的投影, 频率小于  $\omega_0$  的光在图 2(a) 中的点划线右侧区域的光线能通过压缩器, 频率大于  $\omega_0$  的光在图 2(b) 中的点划线左侧区域的光线能通过压缩器, 通过光线追迹得到的孔径函数分别为

$$\begin{cases} Q(x, y, \omega < \omega_0) = \begin{cases} 1 & \max\left\{-\frac{D}{2}, \left\{G[\tan \beta(\omega) - \tan \beta_0] - \frac{H}{2}\right\} \sin \alpha\right\} < x < \frac{D}{2}, -\frac{D}{2} < y < \frac{D}{2}, \\ 0 & \text{elsewhere} \end{cases} \\ Q(x, y, \omega > \omega_0) = \begin{cases} 1 & -\frac{D}{2} < x < \min\left\{\frac{D}{2}, \left\{G[\tan \beta(\omega) - \tan \beta_0] + \frac{H}{2}\right\} \sin \alpha\right\}, -\frac{D}{2} < y < \frac{D}{2}, \\ 0 & \text{elsewhere} \end{cases} \end{cases} \quad (11)$$

式中  $\beta_0$  为中心光谱频率  $\omega_0$  的衍射角,  $G = L / \cos \beta_0$  为衍射距离。

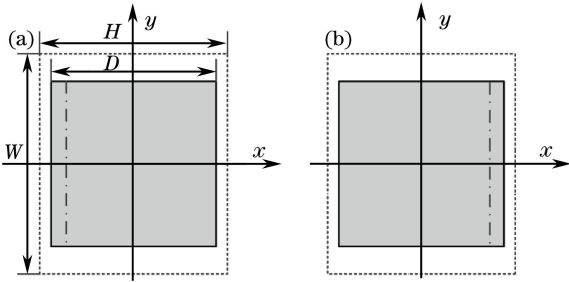


图 2 不同频率的光在透镜平面的孔径函数。

(a)  $\omega < \omega_0$ ; (b)  $\omega > \omega_0$

Fig. 2 Schematic of aperture function of different frequencies light on the plane of lens.

(a)  $\omega < \omega_0$ ; (b)  $\omega > \omega_0$

### 2.3 光束波前畸变

光束的波前畸变分析通常采用 Zernike 多项式法, 但在高功率激光装置中光束常采用方形口径, 不满足 Zernike 多项式正交条件。高功率激光装置中, 光束的波前畸变主要由光束传输过程引入的相位畸变决定, 通常按频率对其进行分段, 可分为低频、中频和高频。在这里主要考虑低频波前畸变对光栅压缩器的影响。低频波前畸变服从高斯分布, 可以表示为<sup>[15]</sup>

$$\varphi_{\text{in}}(x, y) = k \times \text{random}(-1, 1) \otimes \exp\left\{-\left[\left(\frac{x}{s_x}\right)^2 + \left(\frac{y}{s_y}\right)^2\right]\right\}, \quad (12)$$

式中  $k$  为比例系数,  $\text{random}(-1, 1)$  表示从  $-1$  到  $1$  之间均匀分布的随机数,  $\otimes$  表示卷积,  $s_x$  和  $s_y$  分别表示波前在  $x$  方向和  $y$  方向上的空间尺度,  $s_x$  和  $s_y$

的变化范围为 2~12 cm。取不同的比例系数和空间尺度可以产生一系列的随机低频波前畸变。

### 2.4 光栅波像差

光栅的主要制作方法分为机械刻划法和全息离子束刻蚀法。在 CPA 系统中,一般采用全息离子束刻蚀法加工的光栅。实际上在拍摄全息光栅时曝光系统有像差,产生的光栅波像差将会对远场光强分布产生影响。设全息曝光系统像差为<sup>[10]</sup>

$$\phi(x, y) = \phi_{PV} \frac{\phi_0(x, y)}{\max[\phi_0(x, y)] - \min[\phi_0(x, y)]}, \quad (13)$$

式中  $\phi_0(x, y) = A_1(x^2 + y^2)^2 + A_2y(x^2 + y^2) + A_3x(x^2 + y^2) + A_4y^2 + A_5x^2 + A_6xy$ ,  $A_1$  为球差系数,  $A_2$  和  $A_3$  为慧差系数,  $A_4$ 、 $A_5$  和  $A_6$  为像散系数,  $\phi_{PV}$  为像差的峰谷(PV)值。当光栅存在像差时将(6)式修正为

$$\phi(x, y, \omega) = \frac{\omega}{c}\Delta - 4\pi \frac{L \tan[\beta(\omega)]}{d} + 2[\phi(A) + \phi(B)], \quad (14)$$

表 1 压缩器仿真参数

Table 1 Simulation parameters of compressor

| Parameter of parallel grating pair compressor |         | Parameter of input pulse   |         |
|---|---------|--|---------|
| Grating period / (groove·mm <sup>-1</sup> )   | 1740    | Central frequency / nm   | 1053    |
| Incident angle $\alpha$ / (°)                 | 70      | Spectral bandwidth / nm  | 3       |
| Perpendicularity distance $L$ / m             | 1.86    | Chirp ratio $\frac{\Delta t}{\Delta \lambda}$ / (ps·nm <sup>-1</sup> ) | 400     |
| Grating aperture / (mm×mm)                    | 400×200 | Beam aperture / (mm×mm)  | 120×120 |
| Focal distance $f$ / m                        | 0.8     | —  | —       |

### 3.1 输入脉冲波前畸变对压缩器输出脉冲时空特性的影响

令  $s_x = s_y = 4$  cm,波前均方根  $\varphi_{in,RMS} = 0.08\lambda$ 、波前峰谷值  $\varphi_{in,PV} = 0.318\lambda$  时产生的随机输入脉冲相位分布和对应的远场时空分布如图 3(c)、图 3(d)所示。当输入脉冲具有图 3(c)所示的相位分布时,  $S_R = 0.93$ ,  $\tau_{FWHM} = 546$  fs,即当输入脉冲存在波前畸变时,焦斑的形态发生了退化,峰值光强降低,压缩器输出脉冲的时间波形发生了少量变化,脉冲被展宽,但展宽量可以忽略。这是由于压缩器引入的高阶色散量并没有变化,与理想状态相比,输入脉冲的波前畸变主要影响焦斑的空间分布,对时间波形影响较小,所以只需考虑输入脉冲波前畸变对能量分布的影响。

为了得到输入脉冲波前畸变的误差容限,采用蒙特卡罗方法计算:令  $s_x = s_y$ ,且在 2~12 cm 之间以 2 cm 的间隔变化,调整比例系数  $k$ ,使光束的相位畸

式中  $\phi(A)$ 和  $\phi(B)$ 分别为光栅  $G_1$  在  $A$  点的像差和光栅  $G_2$  在  $B$  点的像差。取不同的像差系数和  $\phi_{PV}$ 值可以产生一系列不同的像差。

## 3 计算分析与结果讨论

为了评价压缩器的输出性能,选择斯特列尔比( $SR, S_R$ )作为评价指标来反映远场焦斑能量的变化,选择半峰全宽(FWHM,  $\tau_{FWHM}$ )作为评价指标衡量输出脉冲时域的变化。文中计算使用的压缩器的参数如表 1 所示,输入脉冲为 10 阶超高斯光束,啁啾率  $\Delta t / \Delta \lambda = 400$  ps/nm。假设系统初始状态时全系统的色散已经得到全部的补偿,输入光束和光栅都为理想状态,此时的波前和远场时空分布如图 3(a)、图 3(b)所示,图 3(b)中的横坐标为空间一维分布,纵坐标为时间分布,右边的灰度条表示脉冲的相对强度,此时  $S_R = 1$ ,输出脉宽为衍射极限脉宽,  $\tau_{FWHM} = 543$  fs。当压缩器系统存在误差时,将会改变输出脉冲远场的时空特性,接下来对各因素进行详细讨论。

变产生如图 4 所示的结果,并对得到的结果进行统计平均,每个点的统计次数为 500 次。得到的  $S_R$  随波前畸变的变化如图 4 所示。统计得到的  $S_R$  的平均值如图 4 中的点所示,并用实线相连,标准偏差由误差棒表示。误差棒越大表明在该波前畸变条件下,  $S_R$  值的波动越大。从图中可以看出,随着输入光束畸变的变大,远场光斑峰值强度逐渐降低,波动也逐渐变大。当系统输出的  $S_R = 0.9$  时,输入光束的波前畸变的容许范围分别为:  $\varphi_{in,RMS} = 0.062\lambda$ 、 $\varphi_{in,PV} = 0.26\lambda$ 。

### 3.2 光栅衍射波前畸变对压缩器输出脉冲时空特性的影响

#### 3.2.1 光栅衍射面形变引起的衍射波前畸变

光栅面的形变主要是由基底的重力、夹持力和镀膜应力等造成的。半米量级的光栅,厚度一般在 40~50 mm<sup>[16-17]</sup>,由 ANSYS 软件初步分析发现,不同夹持方式夹持力和重力产生的光栅衍射面形变都

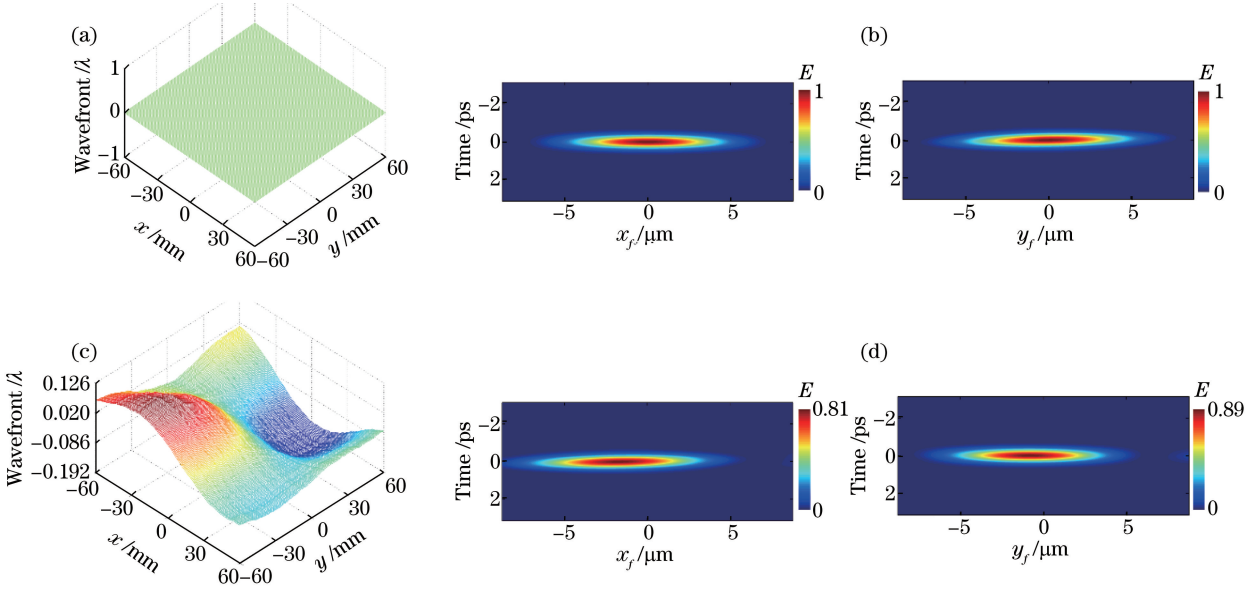


图 3 输入光束相位分布和输出脉冲远场时空分布。(a)理想平面波前;(b)理想远场时空分布;  
(c)随机波前畸变;(d)引入(c)中波前畸变后的远场时空分布

Fig. 3 Optical phase distribution of input pulse and far-field spatial-temporal distribution of output pulse.  
(a) Ideal plane wavefront; (b) ideal far-field spatial-temporal distribution; (c) random wavefront distortion;  
(d) far-field spatial-temporal distribution of wavefront distortion as shown in Fig. 3(c)

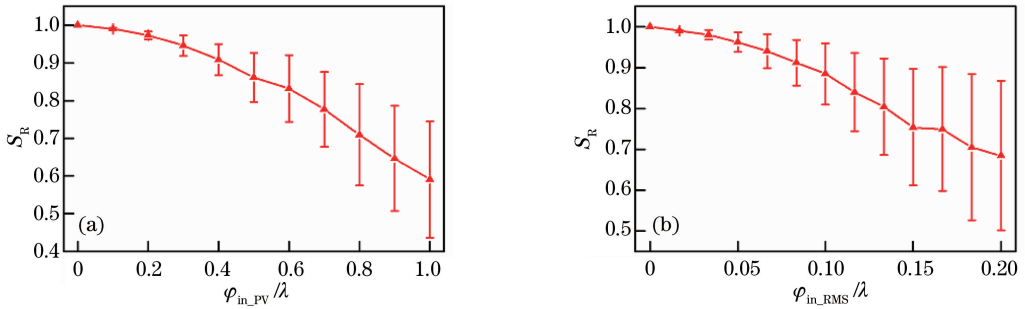


图 4 压缩器输出  $S_R$  与输入光束波前畸变的关系

Fig. 4 Relationship between the wavefront distortion of input laser pulse and  $S_R$  of compressor

只有几个纳米,与脉冲波长相比其对压缩器性能的影响是可以忽略的。所以本文主要考虑的是镀膜应力对压缩器性能的影响。在高真空的常温环境中,镀膜应力将会发生变化,应力产生的光栅衍射面形变类似于抛物面,中心的形变小于边缘的形变,形变的PV值  $D_{PV}$  在  $\lambda/5$  和  $\lambda/3$  之间<sup>[17-18]</sup>。

不失一般性,为了讨论光栅形变对压缩器输出脉冲时空特性的影响,假设两块光栅衍射面的形变相同。在模型中引入了一个抛物面形状的光栅形变,  $D_{PV} = 0.3\lambda$ ,如图 5(a)所示,输入脉冲为理想平面波,计算得到的远场时空分布如图 5(b)所示,图中  $\varphi_{out}$  为输出光束波前畸变。光栅形变引起了焦斑形状的退化,聚焦后边缘部分点的时间波形产生了分裂,如图 5(c)所示,此时  $S_R = 0.84$ ,  $\tau_{FWHM} =$

613.59 fs,输出脉冲的脉宽展宽率  $R$  (输出脉宽与理想脉宽的差值与理想脉宽的百分比值)为 13%。这是因为不同光谱成分通过压缩器后所获得的附加相位不同,图 6(a)所示为沿垂直于光栅刻线方向、不同位置、不同频率的光通过压缩器获得的附加相位,从图中可以看出,形变引起的附加相位近似对称,在  $x > 0$  和  $x < 0$  的范围内脉冲波前的倾斜方向是相反的,导致经聚焦后光束不能完全重合,造成了焦斑形状的退化。边缘点时间波形的分裂主要是形变引起的不同空间位置的群延迟  $d\varphi_{out}/d\omega$  不一样造成的,如图 6(b)所示,  $x > 0$  时群延迟为负,  $x < 0$  时群延迟为正,使不同频率成分的光到达焦平面的时间不同,且越靠近边缘部分群延迟的绝对值就越大,时间波形分裂越严重。另外,形变也引起了高阶色散

的变化,图 6(b)也列出了不同位置引入的二阶色散 (GVD),这也对脉冲的时间波形产生了影响。同样

沿光栅刻线方向相位形变也是如此,只是群延迟和高阶色散相对于  $x$  方向较小,在这里不再赘述。

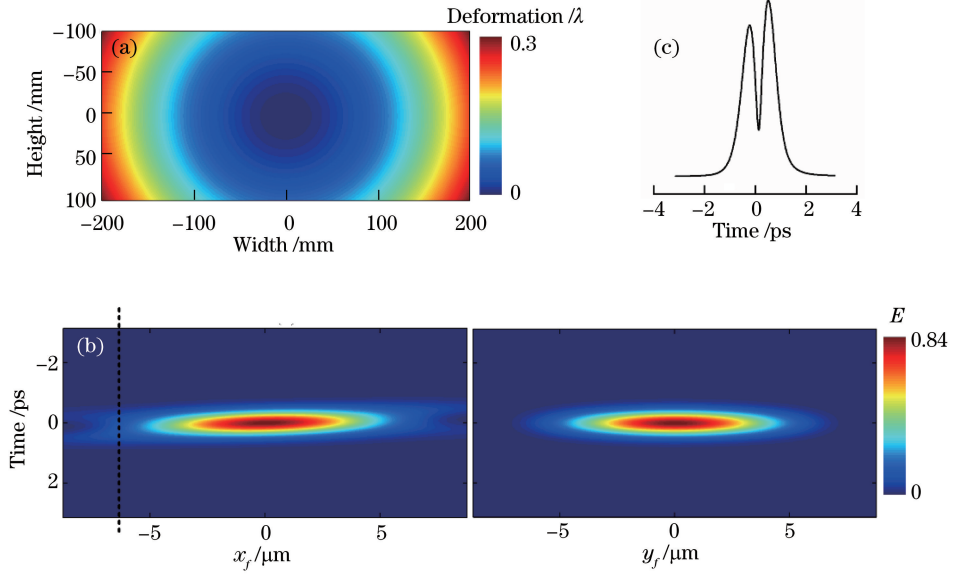


图 5 光栅衍射面形变对输出脉冲的影响。(a)光栅衍射面形变;(b)远场时空分布;(c)(b)中虚线对应点的时间分布  
Fig. 5 Influences of grating diffraction plane deformation on output pulse. (a) Deformation of grating diffraction plane; (b) far-field spatial-temporal distribution; (c) time distribution of the dotted line of Fig.5(b)

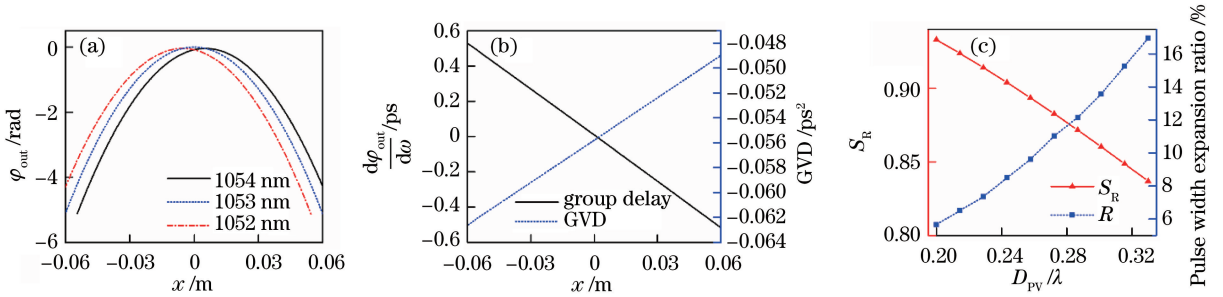


图 6 (a)沿垂直于刻线方向,形变引起的不同频率的光通过压缩器相位的变化量;(b)沿垂直于刻线方向的群延迟;  
(c)压缩器输出性能随形变 PV 值的变化  
Fig. 6 (a) Spectral phase changes versus spatial position across the grating groove direction for different frequencies light caused by grating deformation; (b) group delay across the grating groove direction; (c) relationship between the PV of grating deformation and the output performance of compressor

当光栅的形变发生变化时,得到的  $S_R$  和  $R$  与  $D_{PV}$  的关系如图 6(c) 所示,从图中可以看出,压缩器输出性能与  $D_{PV}$  呈线性关系,随着形变的加剧,远场光斑的峰值强度逐渐降低,输出脉冲逐渐加宽,因此在平行光栅对压缩器系统搭建过程中,元件选择时应对应光栅形变进行严格的控制。当以  $S_R = 0.9$  或  $R = 10\%$  为标准时,对应的  $D_{PV}$  分别为  $0.248\lambda$  和  $0.262\lambda$ 。

### 3.2.2 光栅波像差引起的衍射波前畸变

波像差在全息光栅加工时,系统误差难以避免。假设两块光栅是来自于同一批次生产的光栅,认为两块光栅的像差相同。由 2.4 节中的分析可知,像差可

以分为球差、慧差及像散,不同的像差对输出脉冲时空的影响是不一样的,为了直观的说明这个问题,在模型中分别引入  $\phi_{PV} = 0.4\lambda$  的球差、随机慧差及像散,如图 7(a)、图 7(c)和图 7(e)所示,得到对应的时空分布如图 7(b)、图 7(d)和图 7(f)所示。从图中可以看出,3 种像差都会降低远场光斑的峰值强度,影响远场焦斑的时空分布,输出脉冲在时域展宽。与光栅形变影响类似,分析了具有不同像差、沿垂直于光栅刻线方向不同位置、不同频率的光束通过压缩器获得的附加相位,如图 8(a)、图 8(b)和图 8(c)所示,从图中可以看出,不同位置光束的波前不一致,聚焦后的光束不能完全重合,降低了峰值强度。3 种像差在

不同位置的群延迟如图 8(d) 所示, 引入的群延迟使输出脉冲的时间波形发生了变化。同样由于波像差

而引起的高阶色散变化也会加剧时域波形的变形, 篇幅有限, 不再分析。

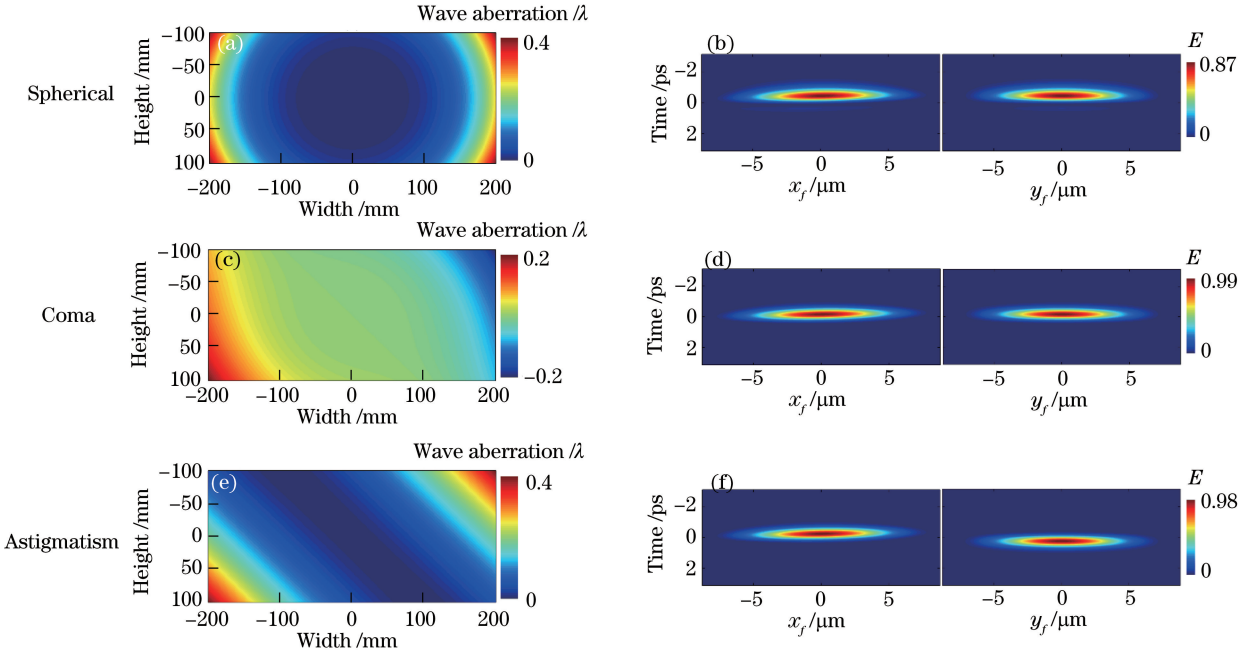


图 7 波像差和脉冲远场时空分布。(a)球差;(b)球差对应的远场时空分布;(c)慧差;(d)慧差对应的远场时空分布;(e)像散;(f)像散对应的远场时空分布

Fig. 7 Wave aberrations and far-field spatial-temporal distributions of pulse. (a) Spherical; (b) far-field spatial-temporal distribution of spherical; (c) coma; (d) far-field spatial-temporal distribution of coma; (e) astigmatism; (f) far-field spatial-temporal distribution of astigmatism

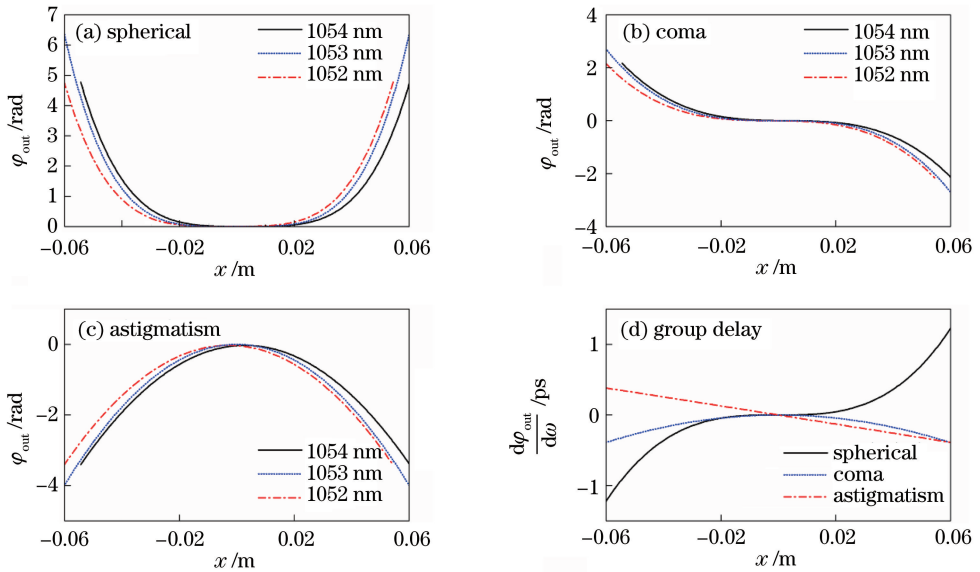


图 8 沿垂直于光栅刻线方向, 波像差引起的不同频率的光通过压缩器相位的变化量。

(a)球差;(b)慧差;(c)像散;(d)沿垂直于刻线方向波像差引起的群延迟

Fig. 8 Spectral phase changes versus spatial position across the grating groove direction for different frequencies light caused by wave aberrations. (a) Spherical; (b) coma; (c) astigmatism; (d) group delay across the grating groove direction caused by wave aberrations

为了得到不同像差的误差容限,仍采用蒙特卡罗法进行了多次模拟;对于慧差和像散,在-1到1之间随机产生像差系数值,调整比例系数,产生如图9所示的像差PV值,仍对每个点的500次计算结果进行统计;对于球差,改变像差PV值即可。得到的远场输出特性与各像差之间的关系如图9所示。图9中曲线的物理意义与图4中曲线的物理意义相

同。从图9中可以看出,球差、慧差及像散对压缩器输出性能的影响较为明显,误差越大,光斑退化越严重,脉宽展宽越大;慧差的影响最小,像散的影响最大;球差的影响近似于二次非线性函数。

综上所述,在 $S_R=0.9$ 和 $R=10\%$ 两种标准下,以上各种误差的容限如表2所示。

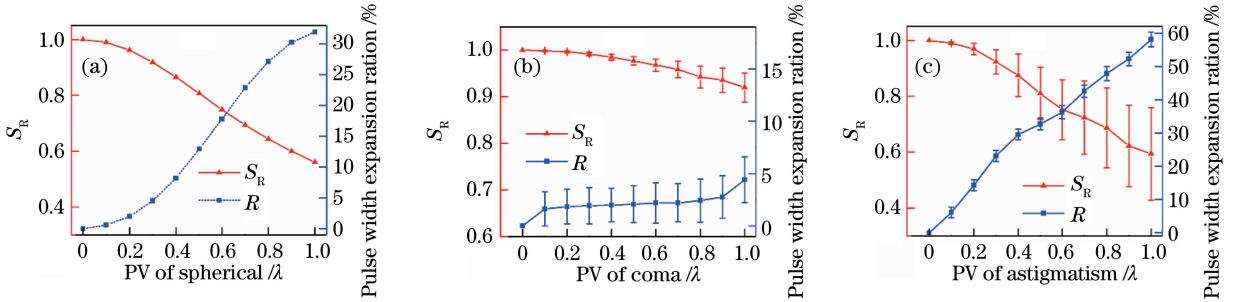


图9 压缩器输出特性与光栅波像差的关系。(a)球差;(b)慧差;(c)像散

Fig. 9 Relationships between the wave aberrations of grating and the property of compressor output.

(a) Spherical; (b) coma; (c) astigmatism

表2 不同标准下的误差容限

Table 2 Error tolerances for different goals

| Goal        | Error tolerance of wavefront distortion of input laser pulse |                 | Error tolerance of grating deformation | Error tolerance of grating wave aberration |                        |                               |
|-------------|--|-----------------|--|--|------------------------|-------------------------------|
|             | PV / $\lambda$   | RMS / $\lambda$ | PV / $\lambda$                         | PV of spherical / $\lambda$                | PV of coma / $\lambda$ | PV of astigmatism / $\lambda$ |
| $S_R > 0.9$ | 0.26   | 0.062           | 0.248                                  | 0.33                                       | 0.95                   | 0.27                          |
| $R < 10\%$  | -  | -               | 0.262                                  | 0.44                                       | -                      | 0.16                          |

## 4 结 论

对平行光栅对压缩器中引起压缩器输出脉冲波前畸变的因素进行了详细分析。基于光栅压缩器的理论模型,讨论了输入脉冲波前畸变、光栅衍射面的形变和光栅波像差对压缩器输出脉冲时空特性的影响,基于蒙特卡罗法得到了不同标准下不同影响因素的误差容许范围。计算结果表明,输入光束的波前畸变主要影响输出脉冲的空间分布,对时间波形的影响可以忽略,畸变越严重,焦平面的峰值强度就越小;光栅的形变主要引起输出脉冲的波前倾斜方向不一致,影响聚焦效果,同时带来了附加的群延迟和高阶色散,使时域波形发生分裂,且形变越大,影响就越大;3种光栅波像差的影响与光栅形变的影响类似,都会使焦斑的时空分布恶化。因此,在压缩器的搭建过程中,为了提升压缩器的输出性能需要对以上误差进行严格的控制。

## 参 考 文 献

- [1] Dorrer C, Consentino A, Irwin D, *et al.* OPCPA front end and contrast optimization for the OMEGA EP kilojoule, picosecond laser[J]. *Journal of Optics*, 2015, 17(9): 094007.
- [2] Hornung M, Liebrau H, Keppler S, *et al.* 54 J pulses with 18 nm bandwidth from a diode-pumped chirped-pulse amplification laser system[J]. *Optics Letters*, 2016, 41(22): 5413-5416.
- [3] Kalashnikov M, Andreev A, Schönagel H. Limits of the temporal contrast for CPA lasers with beams of high aperture[C]. *SPIE*, 2009, 7501: 750104.
- [4] Oliver J B, Keck J, Rigatti A L, *et al.* Thin-film design for multilayer diffraction gratings[C]. *SPIE*, 2005, 59911: 59911A.
- [5] Smith D J, Mikami T, Jitsuno T. Low stress ion-assisted coatings on fused silica substrates for large aperture laser pulse compression gratings[C]. *SPIE*, 2008, 7132: 71320E.
- [6] Qian L Y, Huang Y S, Zhang D W, *et al.* Wavefront measurement of diffraction grating based



- on laser interferometer [J]. *Opto-Electronic Engineering*, 2013, 40(3): 67-74.
- 钱林勇, 黄元申, 张大伟, 等. 基于激光干涉仪的衍射光栅波前检测[J]. *光电工程*, 2013, 40(3): 67-74.
- [7] Hu Y, Wang X, Zhu Q H. Comparison of grating mosaic error tolerance among three types of laser pulse compressor configurations [J]. *Acta Physica Sinica*, 2011, 60(12): 124205.
- 胡摇, 王道, 朱启华. 三类构型激光脉冲压缩器光栅拼接误差容限比较[J]. *物理学报*, 2011, 60(12): 124205.
- [8] Treacy E. Optical pulse compression with diffraction gratings[J]. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 2003, 5(9): 454-458.
- [9] Yakovlev I V. Stretchers and compressors for ultra-high power laser systems[J]. *Quantum Electronics*, 2014, 44(5): 393.
- [10] Yu M W. *Optical holography and its application*[M]. Beijing: Beijing Institute of Technology Press, 1996.
- 于美文. *光全息学及其应用*[M]. 北京: 北京理工大学出版社, 1996.
- [11] Qian G L, Wu J H, Li C M, *et al.* Compensation method for aberation in mosaic system of holographic grating[J]. *Acta Optica Sinica*, 2017, 37(3): 0305001.
- 钱国林, 吴建宏, 李朝明, 等. 全息光栅拼接系统中的像差补偿法[J]. *光学学报*, 2017, 37(3): 0305001.
- [12] Lu Y X, Qi X D, Yu H L, *et al.* Precision analysis of grating replicated mosaic error based on the principle of fraunhofer [J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2016, 43(5): 0508005.
- 卢禹先, 齐向东, 于海利, 等. 基于夫琅禾费原理的光栅复制拼接误差精度分析[J]. *中国激光*, 2016, 43(5): 0508005.
- [13] Wang Z, Xu Z, Zhang Z Q. A new theory for the treatment of a pulsed beam propagating through a grating pair [J]. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 2001, 37(1): 1-11.
- [14] Zhao D, Wang X, Wang B P, *et al.* Temporal stability analysis of output pulse from parallel grating pair compressor [J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2016, 43(7): 0708001.
- 赵丹, 王道, 王波鹏, 等. 平行光栅对压缩器输出激光脉冲的时间稳定性分析[J]. *中国激光*, 2016, 43(7): 0708001.
- [15] Lawson J K, Auerbach J M, English R E. NIF optical specifications-the importance of the RMS gradient[C]. *SPIE*, 1999, 3492: 336-344.
- [16] Bonod N, Neauport J. Diffraction gratings: from principles to applications in high-intensity lasers[J]. *Advances in Optics and Photonics*, 2016, 8(1): 156-199.
- [17] Reinlein C, Damm C, Lange N, *et al.* Temporally-stable active precision mount for large optics [J]. *Optics Express*, 2016, 24(12): 13527-13541.
- [18] Qiao J, Papa J, Liu X. Spatial-temporal modeling and optimization of a deformable-grating compressor for short high-energy laser pulses [J]. *Optics Express*, 2015, 23(20): 25923-25934.