

文章编号: 1001-4322(2007)07-1117-04

阵列光栅压缩器的空域特性*

马雪梅¹, 戴亚平², 朱健强¹

(1. 中国科学院 上海光学精密机械研究所, 上海 201800; 2. 中国工程物理研究院 激光等离子体研究所, 上海 201800)

摘 要: 引入角度偏差、位移偏差作为拼接光栅系统的物理参数, 定义了拼接光栅的孔径函数, 利用傅里叶角谱理论研究了高斯脉冲入射拼接光栅压缩器后的远场分布特性。研究表明: 出射脉冲仍然是高斯型脉冲, 但包络中心发生偏移, 偏移量由角度偏差量和光束口径决定; 位移偏差引入的相位随着拼接光栅压缩器传递, 其对远场焦斑的影响, 取决于每片子光栅的非整数倍光栅常数的横向位移偏差和纵向位移偏差的综合作用。通过数值计算得到了各维偏差对阵列光栅压缩器空域特性的影响, 计算表明: 光栅面外角度偏差(俯仰左右)和条纹平行度偏差都必须控制在 $1 \mu\text{rad}$ 以内, 在此范围内, 应将位移偏差控制在 52 nm 以内。

关键词: 角度偏差; 位移偏差; 角谱; 拼接光栅; 空域特性; 皮秒激光

中图分类号: O436.1 **文献标识码:** A

大能量皮秒激光系统在 ICF 快点火研究、高能量密度物理研究以及天体物理研究均有广泛的应用前景。啁啾脉冲放大技术(CPA), 极大地提高了短脉冲的负载能量, 也加剧了对光学元件的破坏程度。CPA 系统的压缩光栅对承载的脉冲能量最大, 而光栅对的激光破坏阈值为 $1 \sim 2 \text{ J/cm}^2$, 是高功率激光装置中破坏阈值较低的光学元件, 成为限制 CPA 系统输出能量的瓶颈。因此, 较大尺寸(m 量级)的光栅对压缩器需求非常迫切。日本山梨大学提出用商品化光栅制作大尺寸阵列光栅压缩器^[1], Rochester 大学用 CPA 激光系统做了验证实验^[2]。我们的课题组也进行了光栅拼接技术方面的研究^[3], 采用拼接光栅构成压缩器会带来新的问题, 各拼接子光栅的空间位置偏差会对激光脉冲的相位产生影响。从时间角度看, 位置偏差主要透过系统一阶色散和二阶色散作用于压缩脉冲时间宽度。子光栅对的一阶色散会引起聚焦处脉冲宽度的展宽, 而位置偏差的存在影响压缩系统二阶色散, 不能补偿脉冲的初始啁啾, 得不到最窄的压缩脉冲; 从空间角度看, 位置偏差引起的空间相位差异使聚焦后的光斑产生畸变, 例如前后位移引起的相位差半个波长时, 焦斑会分裂成对称的两部分, 角度偏差使得远场焦斑严重变形^[4]。本文利用傅里叶角谱理论分析了高斯光束入射拼接光栅压缩器后的传输场, 并通过数值模拟, 得到了各维偏差对阵列光栅压缩器的空域特性的影响。

1 理论分析

由于拼接光栅是由常规光栅拼接而成, 引入了拼接光栅空间位置偏差(如图 1 所示), 包括 2 维位移偏差 Δz_n , Δx_n (即图 1 中的 piston dz , shift), 3 维角度偏差($\Delta\theta_x$, $\Delta\theta_y$, $\Delta\theta_z$), 分别表示图 1 中的俯仰偏差 $d\theta_x$, 左右偏差 $d\theta_y$, 条纹平行度偏差 $d\theta$, 可以看作拼接光栅的参数。从引起衍射光束的相位差角度来讲, Δz_n , Δx_n 的影响是等效的, Δx_n 包括两个部分, 整数倍(N_n)光栅周期的部分对远场分布没有影响, 非整数倍的部分(Δd_n)可以调节 Δz_n 来补偿^[5-6]。由光栅拼缝间距 Δz_n , Δx_n 引起的边缘点衍射光束光程差可以表示为

$$\Delta L_n = \Delta z_n (\sin\alpha + \sin\beta) - \Delta x_n (\cos\alpha + \cos\beta) \quad (1)$$

式中: $\Delta x_n = N_n d + \Delta d$; α, β 表示阵列光栅入射角和衍射角。

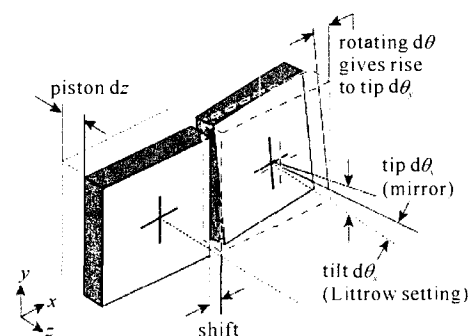


Fig. 1 Five-D degree of freedom between each adjacent pair of gratings within a tiled grating system

图 1 拼接光栅系统中相邻子光栅间的 5 维自由度

* 收稿日期: 2007-01-18; 修订日期: 2007-06-05

基金项目: 国家 863 计划项目资助课题

作者简介: 马雪梅(1980—), 女, 博士研究生, 主要从事光栅拼接技术的研究; maxuemei@mail.siom.ac.cn.

引入拼接光栅的孔径函数(N 块拼接)

$$A_{g_n}(x_n, y_n; \Delta\theta_{nx}, \Delta\theta_{ny}, \Delta\theta_{nz}, \Delta L_n) = \begin{cases} \exp\{jk[x_n \sin\Delta\theta_{ny} + y_n(\sin\Delta\theta_{nx} + \sin\Delta\theta_{nz}) + \Delta L_n]\}, & n = 2, 3, \dots, N \\ -1, & n = 1(\text{standard-grating}) \end{cases} \quad (2)$$

式中: $\Delta\theta_{nx}, \Delta\theta_{ny}, \Delta\theta_{nz}$ 分别表示第 n 块光栅绕 x, y, z 正交方向的 3 维旋转角度偏差(如图 1 所示坐标系), 它们引起的相位差异与光束口径有关, 绕 x 轴的角度偏差和刻线不平行度引起的相位差均与光束的纵向长度(y 方向)有关, 而绕 y 轴的角度偏差与光束横向(x 方向)长度有关, 这些涵义都在(2)式有所表现。参数 $\Delta\theta_n (\Delta\theta_{nx}, \Delta\theta_{ny}, \Delta\theta_{nz}), \Delta L_n (\Delta x_n, \Delta z_n)$ 表征了第 n 块光栅的空间位置信息。

一束准单色高斯光束入射于此偏差拼接光栅对, 得到一个附加相位, 第 n 块子光栅的入射光场可以表示为

$$u_{1n}(x_n, y_n, 0; \Delta\theta_n, \Delta L_n) = A_0 \exp\left[-\frac{x_n^2 + y_n^2}{\sigma_0^2}\right] A_{g_n}(x_n, y_n; \Delta\theta_n, \Delta L_n) \quad (3)$$

对应的角谱^[7]为

$$A_{1n}(\zeta, \eta; \Delta\theta_n, \Delta L_n) = A_0 \pi \sigma_0^2 \exp\left\{-\frac{kz_0}{2}[(\zeta_n - \sin\Delta\theta_{ny})^2 + (\eta_n - \sin\Delta\theta_{nx} - \sin\Delta\theta_{nz})^2] + jk\Delta L_n\right\} \quad (4)$$

式中: ζ_n, η_n 表示角谱分量的方向; σ_0, k 是指高斯光束的束腰尺寸和波数; A_0 为常数。根据王中阳等的分析^[8-9], 通过第 n 个拼接光栅对的出射场为

$$u_{2n}(x, y, z_c; \Delta\theta, \Delta L) = A_0 \pi \sigma_0^2 \iint_{\Sigma} \exp\left\{-\frac{kz_0}{2}[(\zeta_n - \sin\Delta\theta_{ny})^2 + (\eta_n - \sin\Delta\theta_{nx} - \sin\Delta\theta_{nz})^2] + jk\Delta L_n\right\} \times \exp\{j[\sqrt{1-\eta_n^2}\phi(\xi_n, \omega_0) + k\eta_n y_n + k\Delta L_n]\} d\frac{\zeta_n}{\lambda} d\frac{\eta_n}{\lambda} \quad (5)$$

为简便起见, 省略(5)式中的下标 n (其物理意义相同), 其中 $\phi(\xi, \omega_0) = k[\sqrt{1-\xi^2}z_c + \xi x]$, 表示光栅对系统产生的相位; $\xi = \zeta/\sqrt{1-\eta^2}$, 表示光栅对色散面内的角谱方向; $z_c = \phi(0, \omega_0)/k_0$, 表示标准光栅对的间距。利用傍轴近似 $\sqrt{1-\xi^2} \approx 1 - \xi^2/2$, 由(5)式积分得到

$$u_{2n}(x, y, z_c; \Delta\theta_n, \Delta L_n) = \frac{\pi^2 \sigma^2}{a} \exp\left\{-\frac{k^2}{4a}[(x - jz_0 \sin\Delta\theta_{ny})^2 + (y - jz_0 \sin\Delta\theta_{nx} - jz_0 \sin\Delta\theta_{nz})^2]\right\} \times \exp\left\{-\frac{kz_0}{2}(\sin^2 \Delta\theta_{nx} + \sin^2 \Delta\theta_{ny} + \sin^2 \Delta\theta_{nz} + 2\sin\Delta\theta_{nx} \sin\Delta\theta_{nz}) + jkz_c + jk\Delta L_n\right\} \quad (6)$$

式中: $z_0 = k\sigma_0^2/2$; $a = (k/2)(z_0 + jz_c)$, 设 $z_c \ll z_0$ 。为了数值计算方便, 我们用光束口径对坐标及空间频率量纲化^[10-11], $X_n = x_n/\sigma_0, Y_n = y_n/\sigma_0, F = \sigma_0^2/\lambda f, F_x = Fx_0/\sigma_0, F_y = Fy_0/\sigma_0$, 对式(6)进行傅里叶变换后, 得到 N 块拼接光栅压缩器的远场叠加分布为

$$U(F_x, F_y; \Delta\theta_n, \Delta L_n) = C \sum_{n=1}^N \exp\left\{-\frac{2a}{kz_0}[(\pi F_x - \frac{k^2 z_0 \sigma_0}{4a} \sin\Delta\theta_{ny})^2 + (\pi F_y - \frac{k^2 z_0 \sigma_0}{4a} \sin\Delta\theta_{nx} - \frac{k^2 z_0 \sigma_0}{4a} \sin\Delta\theta_{nz})^2]\right\} \times \exp\left[-\frac{j\pi}{F}(F_x^2 + F_y^2)\right] \times \exp\left\{\left(\frac{k^2 z_0^2}{4a} - \frac{kz_0}{2}\right)[\sin^2 \Delta\theta_{ny} + (\sin\Delta\theta_{nx} + \sin\Delta\theta_{nz})^2] + jkz_c + jk_0 \Delta L_n\right\} \quad (7)$$

式中: $C = 4\pi^3 \sigma^2/k^2$ 。(7)式表明, 拼接光栅对出射脉冲仍然是高斯型脉冲, 只是包络中心发生偏移, 偏移量由角度偏差量和光束口径决定, 绕 y 轴的角度选转偏差影响 x 方向的偏移量, 绕 x 轴的角度旋转和条纹平行度偏差影响光斑在 y 方向的偏移量; 可见子光栅的俯仰偏差(绕 x 轴的角度旋转)和条纹平行度偏差对远场的作用是一致的, 这一点在时域特性的分析中也得到验证^[12], 对拼接光栅系统的检测有重要意义。

从(7)式可以看出由角度偏差和位移偏差引入的远场附加相位为

$$\Delta\Phi_n = a_1[(\sin\Delta\theta_{nx} + \sin\Delta\theta_{nz})^2 + \sin^2 \Delta\theta_{ny}] + b_1[F_x(\sin\Delta\theta_{nx} + \sin\Delta\theta_{nz}) + F_y \sin\Delta\theta_{ny}] + c_1(F_x^2 + F_y^2) + k\Delta L_n + kz_c \quad (8)$$

式中: 前两项是由角度偏差引入的附加相位, a_1, b_1 与光束口径和光栅对标准间距有关; 第三项和末项表示焦平面上的本底, 与光栅的空间位置无关; 第二项与空间频率有关, 角度偏差对不同空间位置的相位影响不同, 则焦斑位置处于干涉细节不同, 破坏了光束的均匀性; 拼接光栅调节偏差趋于零时, 第一项的作用可以忽略; 第四项是

位移偏差引入的附加相位,根据表达式(1)可以看出,该附加相位随着拼接光栅压缩器传递,其对远场焦斑的影响仍然取决于每片子光栅的非整数倍光栅常数的横向位移偏差 Δd_n 和纵向位移偏差 Δz_n 的综合作用。

2 计算结果与分析

以拼接光栅压缩器的一对子光栅对作为基准调节压缩器。对于两片光栅的拼接光栅对,假设第二片拼接光栅的第二个子光栅具有位置偏差 $\Delta\theta(\Delta\theta_{2x}, \Delta\theta_{2y}, \Delta\theta_{2z}), \Delta L(\Delta x, \Delta z)$ 。根据公式(7),编制了相应的程序,计算了不同偏差情况下,焦平面上的场分布变化情况。子光栅俯仰偏差和条纹平行度偏差对于远场的影响程度是相同的,精度要求也相同,故只取其中 1 维进行模拟计算。入射高斯型光束中心波长是 1 053 nm,子光束口径为 350 mm,理想拼接光栅的光束口径为 700 mm,透镜焦距为 2.5 m。

2.1 定量分析角度偏差精度范围的理论判据

为了使得拼接光栅和单片大口径光栅的工作性能相当,实际期望基准焦斑和偏移焦斑完全重合,为了便于分析,本文根据瑞利判据的思想,以基准焦斑的峰值和偏移焦斑的峰值间距为判据,两个焦斑中心偏移在一定范围内(文中计算参考量为 $1 \mu\text{m}$),即认为两焦斑重合,偏差符合精度要求。拼接光栅位移偏差为 0,随着 1 维方向的角度偏差增大,压缩器的远场焦斑变化如图 2 所示,逐渐分裂为横向的两个焦斑。由上述判据计算得到偏差达到 $1.5 \mu\text{rad}$ 时,两焦斑恰重合,即认为偏差在允许精度范围内。若存在 2 维的角度偏差,根据数值计算得到两个方向的偏差精度为 $1.0 \mu\text{rad}$ 和 $0.8 \mu\text{rad}$;如图 3 所示,图 3(a)表明大光束口径的衍射焦斑比子光栅的衍射焦斑尺寸小,是符合物理事实的。

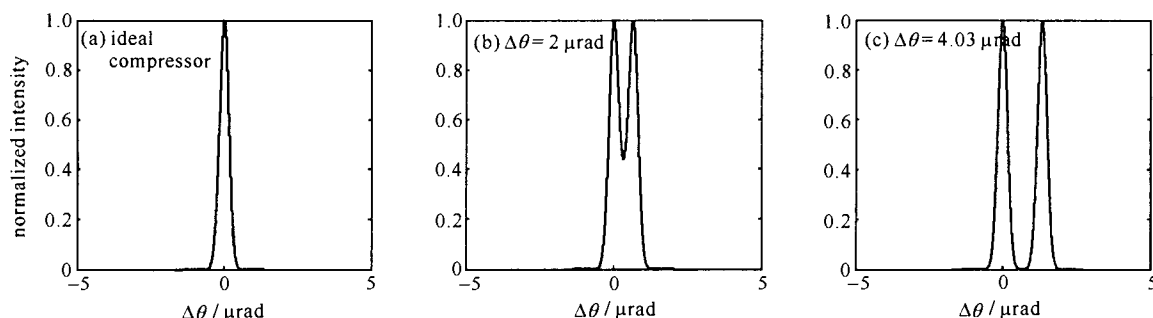


Fig.2 One dimensional focal spot of tiled grating compressor with different tip error

图 2 1 维角度偏差不同时的拼接压缩器焦斑分布

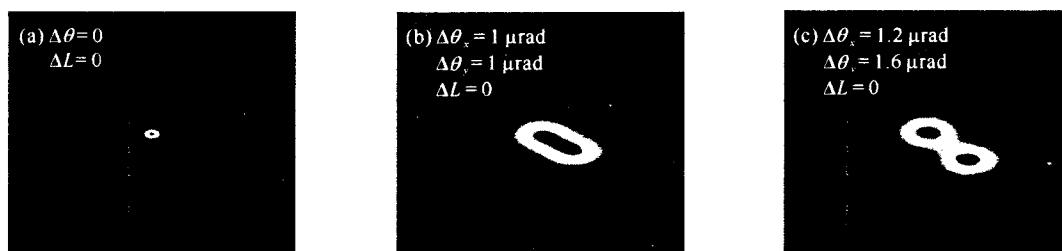


Fig.3 Focal spot distribution with different tip-tilt error

图 3 2 维角度偏差不同时的拼接压缩器焦斑分布

2.2 角度偏差和位移偏差都未调节至理想状态时的焦斑分布

假设角度偏差已经调节至精度范围内,逐步增大拼接光栅的位移偏差,发现同时有焦斑偏移和焦斑分裂现象

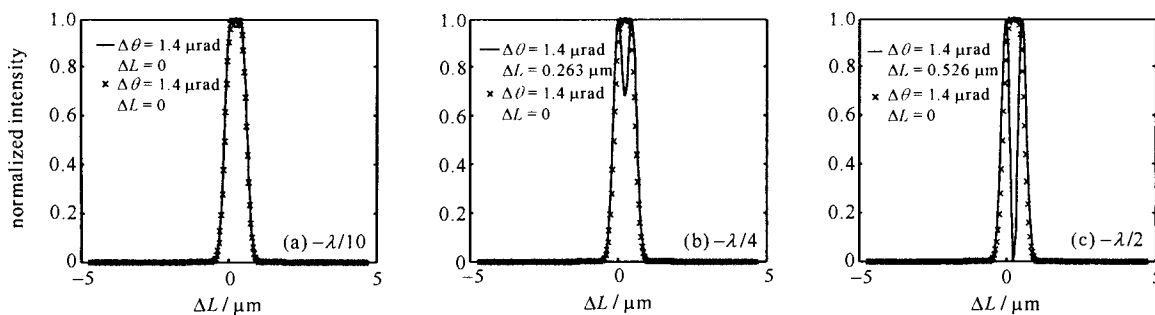


Fig.4 Far-field distribution with different piston error

图 4 不同位移偏差的远场分布情况

象,如图 4 所示。角度偏差控制在小范围内时,位移偏差引起的焦斑分裂现象比较明显。数值计算表明,若 $\lambda = 1\ 053\ \text{nm}$,位移偏差在 $\lambda/20$ 附近,出现焦斑分裂迹象。

焦斑出现分离的原因是偏差光栅对的压缩光束焦斑中心相对标准光栅对的压缩光束焦斑中心出现偏移,偏移的方向和角度偏差有关,若 x 方向的角度偏差量大,焦斑中心就朝 x 方向偏移;若 y 方向的角度偏差量大,焦斑中心就朝 y 方向偏移;偏移量和角度偏差量以及光束口径有关。假设子光栅角度偏差控制在精度范围以内,位移偏差仍会引起焦斑分裂现象;但是角度偏差大于 $1\ \mu\text{rad}$ 后,会掩盖位移偏差引入的分裂现象。

3 结 论

以 N 片子光栅拼接为例,建立模型研究了拼接光栅压缩器的传输特性,得到了与角度偏差和位移偏差有关的相位解析式,可以进一步分析远场焦斑的形状和多光束干涉模式。同时,以两片光栅拼接为例进行数值计算,拼接的角度偏差造成拼接光栅压缩器的子光束焦斑不能完全重合,相对基准光束中心有所偏离,对偏差光束偏移的方向和大小做了定量计算,得到以下结论:光栅面外角度偏差(俯仰左右)和条纹平行度偏差都必须控制在 $1\ \mu\text{rad}$ 以内,在此范围内,应将位移偏差控制在 $52\ \text{nm}$ 以内。

参考文献:

- [1] Zhang T J, Yonemura M, Kato Y. An array-grating compressor for high-power chirped-pulse amplification lasers[J]. *Opt Commun*, 1998, **145**:367-376.
- [2] Laboratory for laser energetics. The coherent addition of gratings for pulse compression in high-energy laser system[R]//LLE Review, 2003, **96**:207-211.
- [3] 马雪梅,戴亚平,朱健强. 拼接光栅的偏差对光束空间特性的影响[J]. 光学学报, 2006, **26**(2):161-165. (Ma X M, Dai Y P, Zhu J Q. Effect of tiling gratings errors on laser beam spatial distribution. *Acta Optica Sinica*, 2006, **26**(2):161-165)
- [4] Harimoto T. Far-field pattern analysis for an array grating compressor[J]. *Jpn Journal of Appl Phys*, 2004, **43**(4A):1362-1365.
- [5] Kessler T J, Bunkenburg J, Huang H. Grating array systems for alignment and control addition of the spatial and temporal characteristics of light; US 2004/0227956 A1[P]. 2004-11-18.
- [6] Kessler T J, Joachim B, Hu H. Demonstration of coherent addition of multiple gratings for high-energy chirped-pulse-amplified lasers[J]. *Opt Lett*, 2004, **29**(6):635-637.
- [7] 曾学文,陆启生,杜少军,等. 孔栅斜置对远场的影响[J]. 强激光与粒子束, 2004, **16**(1):9-13. (Zeng X W, Lu Q S, Du S J, et al. Effect of hole grating gradient on far-field. *High Power Laser and Particle Beams*, 2004, **16**(1):9-13)
- [8] 王中阳,徐至展. 有限束宽下光栅对压缩的理论研究[J]. 光学学报, 2000, **20**(2):151-159. (Wang Z Y, Xu Z Z. Theory of grating compressor in the case of finite beam size. *Acta Optica Sinica*, 2000, **20**(2):151-159)
- [9] Wang Z Y, Xu Z 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*, 2002, **37**(1):1-11.
- [10] 郭弘,胡巍,刘承宜. 高功率激光系统光束传输的基本算法和程序编码[J]. 中国科学(E辑), 2000, **30**(4):296-304. (Guo H, Hu W, Liu C Y. Arithmetic and program code of beam propagation in high-power laser system. *Science in China (Series E)*, 2000, **30**(4):296-304)
- [11] Martinez O E. Grating and prism compressor in the case of finite beam size[J]. *J Opt Soc Am B*, 1986, **3**(7):929-934.
- [12] 马雪梅,戴亚平,朱健强. 拼接光栅压缩器的时域特性研究[J]. 光学学报, 2007, **27**(4):701-705. (Ma X M, Dai Y P, Zhu J Q. Research of temporal property of tiled grating compressor. *Acta Optica Sinica*, 2007, **27**(4):701-705)

Spatial characteristic of tiled-grating compressor

MA Xue-mei¹, DAI Ya-ping², ZHU Jian-qiang¹

(1. Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences,

P. O. Box 800-211, Shanghai 201800, China;

2. Shanghai Institute of Laser Plasma, CAEP, P. O. Box 800-229, Shanghai 201800, China)

Abstract: Introducing the tip-tilt and piston error as the parameter and defining the aperture function of the tiled-grating, far-field property was analyzed with Gaussian beam incidence using the theory of Fourier angular spectrum. The results showed that the output beam was Gaussian while the center of the envelope shifted, the shift magnitude was determined by angle errors and beam size. The phase difference caused by piston error translated with the tiled-grating compressor, the focal spot was affected by both non-integral number of grating space and out-of-plane piston error. Numerical simulation showed the effect on the spatial characteristic of the tiled-grating compressor due to alignment errors.

Key words: Tip-tilt error; Piston error; Angular spectrum; Tiling-grating; Spatial characteristic; Picosecond laser