

单程拼接光栅压缩池系统中光栅缝隙的衍射效应*

左言磊^{1)†} 魏晓峰¹⁾ 朱启华¹⁾ 王道¹⁾ 刘红婕¹⁾ 黄征¹⁾ 郭仪¹⁾ 应纯同²⁾

1) 中国工程物理研究院激光聚变研究中心, 绵阳 621900)

2) 清华大学工程物理系, 北京 100084)

(2006 年 11 月 9 日收到, 2006 年 12 月 14 日收到修改稿)

利用傅里叶光学方法, 建立了一个基于远场的高斯光束数学模型. 该模型能够分析单程拼接光栅压缩池系统中拼接光栅的缝隙对远场时空特性的影响. 数值模拟得到了不同系统参数时远场时空特性关于缝隙宽度的变化曲线. 揭示了光栅缝隙对远场的影响规律: 对于双光栅拼接的压缩池系统, 若只是压缩池中第二块光栅为拼接光栅, 则光栅缝隙导致远场时域略微变窄, 若压缩池中的两块光栅都是拼接光栅, 则缝隙导致远场时域展宽或者变窄, 依赖于入射脉冲的傅里叶变换极限型脉宽大小; 光栅缝隙对于远场强度分布的影响是导致中央主峰能量下降, 并且出现两个子峰, 子峰的峰值随缝宽的增大而增大.

关键词: 光栅拼接, 远场, 光栅对压缩池, 展宽

PACC: 4225B, 4225F

1. 引言

目前, 世界范围内几乎所有超短脉冲激光装置都是采用啁啾脉冲放大技术^[1,2](简称 CPA). 普通的 CPA 系统中, 产生的超短激光脉冲的能量受限于压缩池中光栅的损伤阈值和口径. 目前性能最好的光栅是多层电介质(MLD)全息光栅^[3-5], 但是该光栅的制造非常困难, 很难加工到($< 1\text{m}$)的大尺寸. Zhang 等人^[6]提出了一种阵列式压缩池的设计, 通过光栅拼接的方法增大压缩池内的通光口径, 增加输出脉冲的能量.

在拼接光栅的研究领域内, 各种拼接误差对于脉冲远场的时空特性的影响已经做了详细的分析^[7-9]. 对于光栅缝隙误差却只是限于要求缝隙宽度为光栅刻线宽度的整数倍^[7,9]. 实际上在拼接光栅压缩池系统中, 脉冲通过拼接光栅时是带有空间啁啾特性的, 因此光栅缝隙对脉冲的频谱进行了调制, 这必然会影响到输出脉冲的时域特性. Kessler 等^[10]认为光栅缝隙对脉冲远场时域特性的影响是展宽, 本文提出了相对全面的结论并通过定性分析与数值模

拟的方法进行了验证.

2. 理论模型

本文研究对象为有限口径的高斯光束通过单程拼接光栅压缩池. 由于光栅缝隙对脉冲相位延迟的影响在前面的文献中已经讨论^[8,9], 为简化模型起见, 本文只考虑缝隙为光栅刻线宽度整数倍的情况, 即 $l = nd$ (n 为正整数, d 为光栅刻线宽度). 图 1 为单程拼接光栅压缩池的结构图, 拼接光栅 G_1 和 G_2 分别由两块小光栅 G_{1A} 、 G_{1B} 和 G_{2A} 、 G_{2B} 拼接而成, 其缝隙宽度分别为 l_1 和 l_2 . 啁啾脉冲高斯光束通过该单程拼接光栅压缩池等效为脉冲先通过一宽度为 l'_1 的窄屏, 再通过非拼接的光栅压缩池, 最后再通过一宽度为 l'_2 的窄屏衍射, 如图 1 所示.

其等效缝隙宽度为 $l'_1 = l_1 \cos \theta$, $l'_2 = l_2 \cos \theta$, θ 为光栅 G_2 衍射角. 通过图 1 中的等效图可以看出, 光栅缝隙 l_2 对输出光束近场某点的时域是没有影响的, 但它对光束口径范围内的积分频谱是有影响的, 因此必然对远场的时空特性产生影响.

* 高温高密度等离子体物理国防科技重点实验室项目(批准号 9140C680302060C6801)资助的课题.

† E-mail: zuoyanlei@tsinghua.org.cn

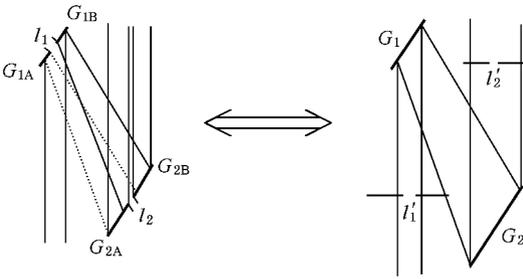


图1 光栅缝隙衍射效应研究原理图

图2为单程拼接光栅压缩池的俯视图， x 方向为系统的色散方向， z 向为光束传输方向， y 方向（图中未标出）为光栅母线方向，垂直于纸面； x_1, x_2, x_3, x_4 为脉冲通过压缩池过程中不同阶段的横坐标； γ, θ 分别为入射角和衍射角。由于脉冲在平行于光栅母线方向即 y 方向上未受任何限制，因此 y 方向上的脉冲分布将不影响远场的时空分布，为简化模型起见，推导过程中只研究一维时空分布。

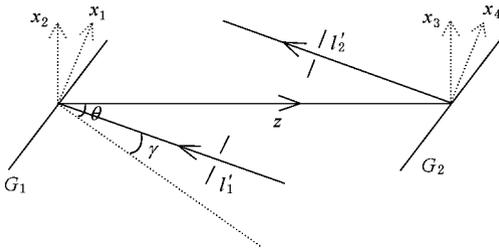


图2 单程拼接光栅压缩池的俯视图

假设输入的啁啾脉冲高斯光束的频率域表达式为

$$E(x, \Delta\omega) \propto \exp(-x^2/\sigma^2) \times \exp\left(-\frac{\Delta\omega^2 \tau_0^2}{4} - i\frac{\Delta\omega^2 \tau_0^2 \delta}{4}\right), \quad (1)$$

式中， τ_0 为压缩脉冲的傅里叶变换极限脉宽参数， x 为光栅色散方向坐标， $\Delta\omega = \omega - \omega_0$ 表征偏离中心频率的大小， σ 为高斯光束的 $1/e$ 半径， δ 为脉冲啁啾参数。光束通过图2中的窄屏 L_1 （屏的位置足够靠近光栅）后，其表达式满足

$$E_1 \propto \exp(-x_1^2/\sigma^2)F(\Delta\omega), \quad |x_1| \geq L_1/2 = l_1 \cos\theta/2, \quad (2)$$

其中， $F(\Delta\omega) = \exp(-\Delta\omega^2 \tau_0^2/4 - i\Delta\omega^2 \tau_0^2 \delta/4)$ 。可见光束被分为两束子光束 a, b 。根据文献[11]，子光束 a_1 经光栅 G_1 衍射后的光束 a_2 表达式为

$$E_{a2}(x_2, \Delta\omega) \propto \exp(-x_2^2 \alpha^2/\sigma^2)$$

$$\times \exp(ik\beta\Delta\omega x_2)F(\Delta\omega), \quad x_2 \geq l_1 \cos\theta(2\alpha), \quad (3)$$

式中， $\alpha = -\cos\gamma_0/\cos\theta$ ， $\beta = \frac{2\pi c}{d \cos\theta} \cdot \frac{1}{\omega_0^2}$ 为Martinez光栅参数，其中 c 为真空中的光速。子光束 a_2 将经过一段距离为 z 的菲涅耳衍射到光栅 G_2 ，到达 G_2 时的脉冲表达式为

$$E_a(x_3, \Delta\omega) \propto \int_{l_1 \cos\theta(2\alpha)}^{\infty} E_{a2}(x_2, \Delta\omega) \times \exp\left[-\frac{i\pi}{\lambda z}(x_3 - x_2)^2\right] dx_2, \quad (4)$$

经光栅 G_2 衍射后的脉冲表达式为

$$E_a(x_4, \Delta\omega) \propto \exp(-ik\beta\Delta\omega x_4/\alpha) \times \int_{l_1 \cos\theta(2\alpha)}^{\infty} E_a(x_2, \Delta\omega) \times \exp\left[-\frac{i\pi}{\lambda z}(x_4/\alpha - x_2)^2\right] dx_2 \quad (5)$$

因此，子光束 a 和 b 在光栅 G_2 上的叠加场可以写为

$$E_4(x_4, \Delta\omega) = E_a + E_b = F(\Delta\omega) \times \left[\int_{l_1 \cos\theta(2\alpha)}^{\infty} X(x_2, x_4) dx_2 - \int_{-l_1 \cos\theta(2\alpha)}^{\infty} X(x_2, x_4) dx_2 \right], \quad (6)$$

式中， $X(x_2, x_4) = \exp(-ik\beta\Delta\omega x_4/\alpha) \exp\left(-\frac{\alpha^2}{\sigma^2} x_2^2 + ik\beta\Delta\omega x_2\right) \exp\left[-\frac{i\pi}{\lambda z}(x_4/\alpha - x_2)^2\right]$ ，叠加光束通过窄屏后将再次分为两子光束 c 和 d ，根据夫琅和费衍射公式，子光束 c 的远场时域表达式为

$$E_c(p, t) = \int_{l_2 \cos\theta/2}^{\infty} dx_4 \left[\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} A(x_2, x_4, \Delta\omega) dx_2 d\Delta\omega - \int_{-l_1 \cos\theta(2\alpha)}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} A(x_2, x_4, \Delta\omega) dx_2 d\Delta\omega \right], \quad (7)$$

式中， $A(x_2, x_4, \Delta\omega) = F(\Delta\omega) X(x_2, x_4) \exp(-ikpx_4) \exp(-i\Delta\omega t)$ ， p 为表征远场坐标的参数。对频率积分，上式可化为

$$E_c(p, t) = \int_{l_2 \cos\theta/2}^{\infty} dx_4 \left[\int_{-\infty}^{\infty} B(x_2, x_4, t) dx_2 - \int_{-l_1 \cos\theta(2\alpha)}^{\infty} B(x_2, x_4, t) dx_2 \right], \quad (8)$$

式中, $B(x_2, x_4, t) = \exp\left[-\frac{i\pi}{\lambda z}\left(\frac{x_4}{\alpha} - x_2\right)^2 - \frac{\alpha^2}{\sigma^2}x_2^2 - ik_0px_4\right] \exp\left[-\frac{\left(t + \frac{k_0\beta x_4}{\alpha} - k_0\beta x_2\right)^2}{\tau_0^2 + i2k_0\beta^2 z}\right]$ 因此, 子光束 c 和 d 在远场的叠加场可以写为

$$E_{\text{total}}(p, t) = \int_{-\infty}^{\infty} dx_4 \left[\int_{-\infty}^{\infty} B dx_2 - \int_{-l_1 \cos\theta(2\alpha)}^{l_1 \cos\theta(2\alpha)} B dx_2 \right] - \int_{-l_2 \cos\theta/2}^{l_2 \cos\theta/2} dx_4 \left[\int_{-\infty}^{\infty} B dx_2 - \int_{-l_1 \cos\theta(2\alpha)}^{l_1 \cos\theta(2\alpha)} B dx_2 \right], \quad (9)$$

上式中第一项描述缝 l_1 调制后的脉冲在远场的时空特性, 第二项描述缝 l_2 透出的光在远场的时空形式, 函数 $B(x_2, x_4, t)$ 为整个系统的响应函数, 其中项 $\exp\left[-\frac{i\pi}{\lambda z}\left(\frac{x_4}{\alpha} - x_2\right)^2\right]$ 描述脉冲在压缩池中的菲涅耳衍射, 项 $\exp(-\alpha^2/\sigma^2 x_2^2)$ 描述入射脉冲空间特性, 项 $\exp(-ik_0px_4)$ 描述透镜聚焦作用, 时间项 $\exp\left[-\frac{\left(t + \frac{k_0\beta x_4}{\alpha} - k_0\beta x_2\right)^2}{\tau_0^2 + i2k_0\beta^2 z}\right]$ 则是描述了输入脉冲时域以及光栅的两次衍射作用。

3. 数值模拟

模拟采用数据为一典型的拼接光栅压缩池演示系统参数, 见表 1。

表 1 数值模拟所用参数表

刻线密度	衍射角	光腰 σ	极限脉宽 τ_0	光栅中心距	中心波长
1740/mm	62°	3—10 cm	0.1—1 ps	2.5 m	1053 nm

考虑到目前的商业用光栅边缘部分的面形和衍

射效率都明显低于中心部分, 如 Jobin-Yvon 公司生产的 $420 \times 210 \text{ mm}^2$ 的介质膜光栅边缘有大于 1 cm 的区域不能保证其面形精度和衍射效率, 因此, 取缝隙宽度范围为 $l < 1.5 \text{ cm}$ 是符合实际情况的, 下面将分别对脉冲的时域波形和远场强度分布进行分析。

3.1. 拼接光栅缝隙对脉冲时域的影响

3.1.1. 只有 G_2 为双光栅拼接的情况

当系统中只有压缩池 G_2 为拼接光栅时 (9) 式可以简化为

$$E_{\text{total}}(p, t) \propto \exp\left(-\frac{(t)^2}{\tau_0^2(1+u)}\right) \times \int_{-\infty}^{-l_2 \cos\theta/2} [X(x) + X(-x)] dx \quad (10)$$

其中, $X(x) = \exp\left[-\frac{x^2}{\sigma^2(1+u)} + \frac{iuxt}{(1+u)\beta z} - ik_0px\right]$, $u = \frac{4\beta^2 z^2}{\tau_0^2 \sigma^2}$ 为表征光斑变椭程度的参数, 图

3(a) 3(b) 分别是光栅缝隙 l 为 0 和 0.5 cm 时远场 x 轴上的一维时空分布的等高线图, 两图中脉冲倾斜是由于单程光栅压缩池输出脉冲的空间啁啾特性决定的, 比较二者可以看出, 光栅缝隙确实导致远场的时空特性发生了微小的畸变, 这是可以理解的: 单程压缩池输出脉冲具有空间啁啾特性, 因此缝隙的存在改变了输出脉冲的频谱, 导致其时域畸变; 为了定量研究远场脉冲宽度受光栅缝隙的影响, 针对不同的光束变椭参数 u (通过改变脉宽或者光腰尺寸) 计算了远场几何焦点处 $1/e$ 脉冲宽度随光栅缝隙的变化关系, 如图 4 所示, 其中横坐标为缝宽与光束口径的比值, 纵坐标为时域展宽倍数, 时域展宽倍数的定义为

$$\text{展宽倍数} = \frac{\text{缝隙存在时脉冲远场的脉宽} - \text{无缝隙情况下的脉宽}}{\text{无缝隙情况下的脉宽}}$$

可以看出, 光栅缝隙对远场脉宽的作用是压缩, 并且与缝宽与光束口径的比值 l/σ 大小成正比, 这是因为单程压缩池输出脉冲存在谱空间走离效应, 各谱成分的中心位置 $x = -\beta\Delta\omega z$ 在空间错开, 因此在缝隙 l_2 宽度范围内, 缝隙对中心频率成分 $\Delta\omega = 0$ 的调制最大, 这相当于将积分频谱展宽, 在远场时域中的体现就是脉宽变窄, 如图 4 所示, 当缝隙宽度约

为 1.5 cm 时, 远场几何焦点处的脉宽相对于理想情况下变窄了 3.5%。图 4 中, 随着 τ_0 减小 u 增加, 近场各频谱成分的空间走离效应变大, 因此光栅缝隙对各频谱成分的影响差异增大, 导致脉冲窄化程度增大, 见曲线 4 → 曲线 3 → 曲线 2; 若脉宽进一步减小, 根据 (10) 式, 脉冲在光栅 G_2 上空间展开区域 (对应 $(1+u)\sigma$) 增大, 因此光栅缝隙的调制作用减

小,脉冲窄化程度减小,见曲线 2→曲线 1.

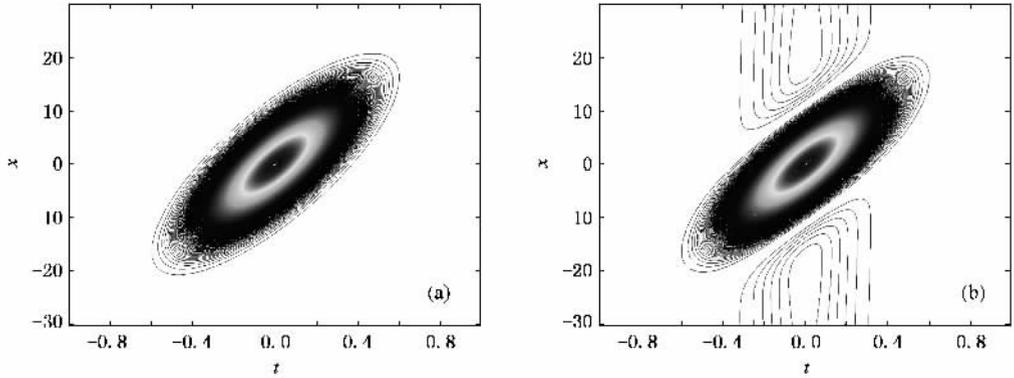


图 3 $l=0$ 时(a)和 $l=0.5$ cm(b)时的远场一维时空分布图

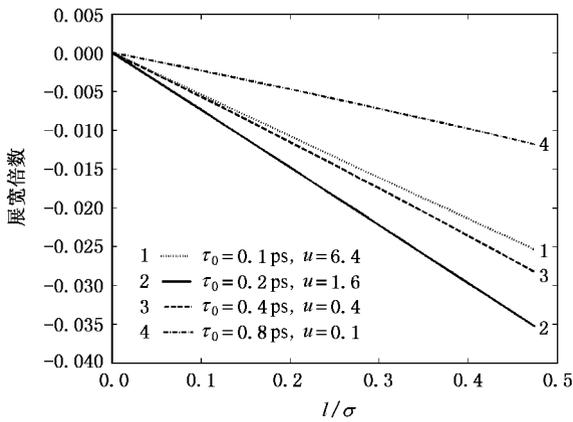


图 4 不同 τ_0 时焦点处脉冲的展宽与缝宽的关系

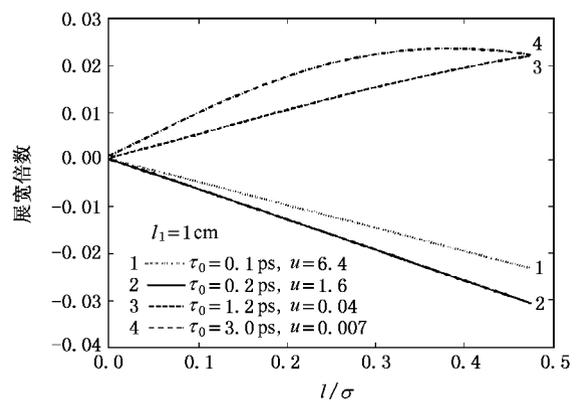


图 5 不同 τ_0 时焦点处脉冲的展宽与缝宽的关系

3.1.2. 两光栅都是双光栅拼接的情况

若单程压缩池的两光栅都是拼接光栅,根据前面的分析,由于光栅 G_1 上缝隙 l_1 的存在,光栅 G_2 上的谱空间分布将会发生改变,因此,缝隙 l_2 对光谱的调制将不同于 3.1.1. 节中的情况.图 5 为 $l_1 = 1$ cm 时,不同输入脉冲参数对应的远场时域展宽与缝隙 l_2 宽度的关系图.

由图 5 可见,当两光栅都是拼接光栅时,光栅缝隙对远场时域的影响特点依赖于脉冲参数 τ_0 :当 τ_0 较大时,由于光栅缝隙 l_1 的存在,在缝隙 l_2 区域内的谱分布远离高斯型,如图 6 所示,因此缝隙 l_2 对中心频率的调制远小于单缝时的情况,这将导致几何焦点处的频谱变窄,脉宽展宽,如图 5 中曲线 3、4 所示;当 τ_0 较小时,缝隙 l_2 区域内的谱分布接近高斯分布,并且谱宽仍小于输入脉冲谱宽,如图 6 所示,因此,缝 l_2 对脉冲的调制仍然是脉宽窄化,如图 5 中曲线 1、2 所示.

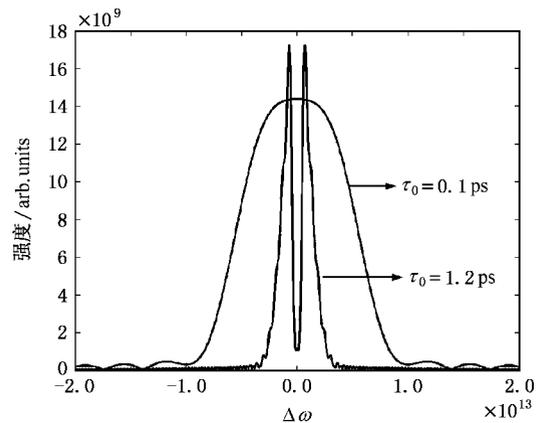


图 6 不同 τ_0 时缝 l_2 中心处的谱分布图

3.2. 远场一维强度分布

脉冲通过拼接光栅的过程中,将受到光栅缝隙边缘的直边衍射,分析 $t = 0$ 时远场一维强度分布.

图7为缝宽 l_1, l_2 取不同宽度值时远场的强度分布图.

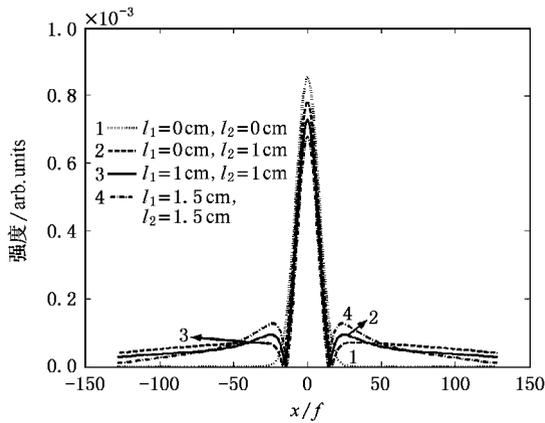


图7 光栅缝宽取不同值时远场一维强度分布图

由图7可见,没有缝宽存在时,远场焦斑为单一主瓣形状,如曲线1;无论压缩池为单一拼接光栅(曲线2)还是双拼接光栅(曲线3),远场会出现两个子峰,并且随着缝宽宽度值的增加,子峰的峰值也呈

增加趋势.

4. 结 论

基于傅里叶光学的方法,研究了光栅缝宽对于单程拼接光栅压缩池系统远场时空特性的影响规律,得到了以下结论:当单程光栅压缩池系统只有 G_2 为拼接光栅时,远场几何焦点处的时域脉宽窄化,若两光栅都是拼接光栅,则几何焦点处脉宽可能变窄或者展宽,这依赖于入射脉冲的傅里叶变换极限型脉宽参数 τ_0 ;光栅缝宽对于远场强度分布的影响是导致中央主峰能量下降,并且出现两个子峰,子峰的峰值随缝宽的增大而增大.

本文计算所取参数是针对小口径拼接光栅演示系统的,对于将要用于脉冲压缩的大口径拼接光栅,由于空间的谱走离效应会明显变小,光栅缝宽对于脉宽的影响将会远小于小口径的情况.但对基于时域监控技术的光栅拼接方案,本文具有较大的指导意义.

[1] Perry M D, Pennington D, Stuart B C, Tietbohl G 1999 *Optics Letters* **24** 160
 [2] Perry M D, Mourou G 1994 *Science* **264** 917
 [3] Li L, Hirsh J 1995 *Optics Letters* **20** 1349
 [4] Shore B W *et al* 1997 *J. Opt. Soc. Am. A* **14** 1124
 [5] Kong W J, Liu S J, Shen J 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 1143 (in Chinese) [孔伟金、刘世杰、沈健 2006 物理学报 **55** 1143]
 [6] Zhang T J 1998 *Opt. Commun.* **145** 367

[7] Bunkenburg J, Kessler T J, Skulski W 2006 *Optics Letters* **31** 1561
 [8] Harimoto T 2004 *Japa. J. Appl. Phys.* **43** 1362
 [9] Zuo Y L, Wei X F, Zhu Q H 2006 *High Power Laser and Particle Beams* **18** 1619 (in Chinese) [左言磊、魏晓峰、朱启华 2006 强激光与粒子束 **18** 1619]
 [10] Kessler T J, Bunkenburg J, Huang H 2004 *Optics Letters* **29** 635
 [11] Martinez O E 1986 *J. Opt. Soc. Am. B* **3** 929



Diffraction effect of the seams between the segmented gratings in a single-pass tiled-grating compressor^{*}

Zuo Yan-Lei^{1,2)†} Wei Xiao-Feng¹⁾ Zhu Qi-Hua¹⁾ Wang Xiao¹⁾ Liu Hong-Jie¹⁾
Huang Zheng¹⁾ Guo Yi¹⁾ Ying Chun-Tong²⁾

¹⁾ *Research Center of Laser Fusion, CAEP, Mianyang 621900, China*

²⁾ *Department of Engineering Physics of Tsinghua University, Beijing 100084, China*

(Received 9 November 2006 ; revised manuscript received 14 December 2006)

Abstract

By using Fourier optics, a model based on the far field about the Gauss pulse is set up, by which the effect of seams on the far field can be studied. Numerical simulation shows that pulse-width narrowing will appear in the case of single seam and the Fourier-translation-limited pulse-width of the input pulse will determine whether the pulse width in the far field becomes narrow or broad. In addition, the irradiance in the focus decreases and two sub-peaks appear beside the central peak, and their intensities increase with the widening of seams.

Keywords : grating tiling, far field, grating-pair compressor, broadening

PACC : 4225B, 4225F

^{*} Project supported by the National Defense Science Technology Foundation of State Key Laboratory of High Temperature and Density Plasma Physics, China (Grant No. 9140C680302060C6801).

[†] E-mail : zuoyanlei@tsinghua.org.cn