

文章编号: 1001-3806(2005)03-0261-05

有限束宽下超高斯光束经光栅对压缩的研究

刘文兵^{1,2}, 冯国英^{2*}, 朱启华¹

(1 中国工程物理研究院 激光聚变研究中心, 绵阳 621900; 2 四川大学 电子信息学院, 成都 610064)

摘要: 利用有限束宽下入射脉冲通过光栅对压缩的理论模型, 从脉冲光束的傅里叶角谱入手, 分析了脉冲超高斯光束单次及两次通过光栅对时的变换特性, 以及高阶色散对脉冲压缩的影响。结果表明, 脉冲超高斯光束单次通过光栅对压缩器时, 横向谱移动使得出射光束产生时间相关的空间移动而两次通过压缩器时则会消除此种影响。高阶色散不仅影响输出脉冲的时间特性同时还影响其空间特性, 导致输出脉冲波形扭曲, 产生时空畸变。

关键词: 超高斯光束; 光栅对; 脉冲压缩; 高阶色散

中图分类号: O436 文献标识码: A

Study of super-Gaussian beam through grating pair compression in the case of finite beam size

LIU Wen-bing^{1,2}, FENG Guo-ying², ZHU Qi-hua¹

(1. Research Center of Laser Fusion, CAEP, Mianyang 621900, China; 2. College of Electronic Information, Sichuan University, Chengdu 610064, China)

Abstract Using the theoretical model of pulsed beam through grating pair in the case of finite beam size and starting from the Fourier angle spectrum of the pulsed beam, the spatial and temporal properties of the pulsed super-Gaussian beam single and double passing compressor and the effects of high-order dispersion are studied. It is found that when the pulsed super-Gaussian beam once passes through the grating pair, the time-dependent spatial shift will be introduced in the output pulse by the transverse spectrum shift, but the effect will be eliminated when twice passes, and that high-order dispersion affects the spatial and temporal properties of the output pulse, causes the pulse front distortion and induces space-time aberration in the output pulse.

Key words super-Gaussian beam; grating pair; pulse compression; high-order dispersion

引 言

自从 TRECAY 首先采用光栅对补偿超短脉冲输出激光的啁啾^[1]以来, 光栅对已成为脉冲展宽压缩与成形技术中的主要元件, 并成为啁啾脉冲放大系统的核心元件之一。对光栅对特性的了解是发展这些短脉冲技术的关键。TRECAY 最早分析了平面波脉冲通过光栅对的变换, 得出了群延迟公式^[2]。MCMULLEN 分析了光栅对高阶色散对脉冲压缩的影响^[3]。MARTINEZ 利用繁杂的基尔霍夫-菲涅耳 (Kirchhoff-Fresnel) 积分推导出了双光栅展宽器的传播方程及其二阶、三阶色散表达式, 建立了脉冲光束光栅对变换的理论模型^[4], 并被广泛应用于脉冲展宽压缩^[5]与成形^[6-8]的理论研究中。作者从脉冲光束的傅里叶角谱

入手, 分析了脉冲超高斯光束单次及两次通过光栅对时的变换特性, 以及高阶色散对脉冲压缩的影响。

1 物理模型

有限束宽光场可用一系列角谱的叠加来表示。对于一频率为 ω 单色光场 $U(x, y, z)$ 的传播可表示为:

$$U(x, y, z) = \iint A_0(\zeta, \eta) \exp\{ik(\sqrt{1-\zeta^2-\eta^2}z + \zeta x + \eta y)\} d\frac{\zeta}{\lambda} d\frac{\eta}{\lambda} \quad (1)$$

式中, $A_0(\zeta, \eta)$ 为初始角谱:

$$A_0(\zeta, \eta) = \iint U(x, y, 0) \exp\{ik(\zeta x + \eta y)\} dx dy \quad (2)$$

k 为波数, λ 为波长, ζ, η 为角谱方向余弦。

通过压缩光栅对后的脉冲时空形式由三重傅里叶变换给出^[9]:

$$U(x, y, t) = \iiint A_0(\zeta, \eta, \omega) \exp\{i[\sqrt{1-\eta^2}\phi(\zeta, \omega) + k\eta y] - i\omega t\} d\frac{\zeta}{\lambda} d\frac{\eta}{\lambda} d\omega \quad (3)$$

式中, ζ, η 为角谱方向角, $\phi(\zeta, \omega)$ 为角谱经光栅对压

基金项目: 国家自然科学基金与中国工程物理研究院联合基金资助项目 (10176019)

作者简介: 刘文兵 (1979-), 男, 硕士研究生, 研究方向为激光与光通信。

* 通讯联系人。E-mail: fgyz@sohu.com

收稿日期: 2004-05-24; 收到修改稿日期: 2004-07-12

缩后的群延迟。以下应用此物理模型来研究脉冲超
 高斯光束一次及两次通过平行光栅对的变换特性和高
 阶色散对脉冲压缩的影响。

2 脉冲超高斯光束通过平行光栅对的传播

考虑一脉冲超高斯光束入射:

$$U(x, y; Q, \omega) = A(\omega) \exp \left\{ -\frac{k}{k_0} \left[\left(\frac{x}{\sigma_0} \right)^\nu + \left(\frac{y}{\sigma_0} \right)^\nu \right] \right\} \quad (4)$$

式中, $A(\omega)$ 为入射脉冲的谱振幅, k_0 和 σ_0 分别为中心
 频率处的波数和束腰尺寸, ν 为超高斯光束的阶数。
 在上式中, 已考虑了激光腔实际输出光束光腰尺寸的
 频率依赖性。

为便于计算, 将其转换为有限厄米-高斯光束^[10]:

$$U(x, y; Q, \omega) = A(\omega) \exp \left[-\frac{k(N+1)x^2}{k_0 \sigma_0^2} \right] \sum_{n=0}^N \frac{1}{(2n)!} \times$$

$$H_{2n} \left[\frac{\sqrt{2(N+1)}}{\sigma_0} \sqrt{\frac{k}{k_0}} x \right] \sum_{m=n}^N \frac{1}{2^{2m}} \frac{(2m)!}{m!(m-n)!} \times$$

$$\exp \left[-\frac{k(N+1)y^2}{k_0 \sigma_0^2} \right] \sum_{n=0}^N \frac{1}{(2n)!} \times$$

$$H_{2n} \left[\frac{\sqrt{2(N+1)}}{\sigma_0} \sqrt{\frac{k}{k_0}} y \right] \sum_{m=n}^N \frac{1}{2^{2m}} \frac{(2m)!}{m!(m-n)!} \quad (5)$$

式中, $N = \text{int}(0.18\nu^2)$, 即取括号内乘积的整数部分。

将上式代入(2)式, 便得到脉冲超高斯光束的初
 始角谱, 再代入(3)式经过简单的运算可得:

$$U(x, y, t) = \iiint A(\omega) \frac{k_0 k \sigma_0^2}{4(N+1)\pi} \times$$

$$\exp \left[-\frac{k_0 k \zeta^2 \sigma_0^2}{4(N+1)} \right] \sum_{n=0}^N \frac{(-1)^n}{n!} \left[\frac{k_0 k \zeta^2 \sigma_0^2}{4(N+1)} \right]^n \times$$

$$\exp \left[-\frac{k_0 k \eta^2 \sigma_0^2}{4(N+1)} \right] \sum_{n=0}^N \frac{(-1)^n}{n!} \left[\frac{k_0 k \eta^2 \sigma_0^2}{4(N+1)} \right]^n \times$$

$$\exp \left\{ i \left[\sqrt{1 - \eta^2} \phi(\zeta, \omega) + k\eta y \right] - i\omega t \right\} d\zeta d\eta d\omega \quad (6)$$

在以下的讨论中, 考虑光束在利特罗角入射, 这样在傍
 轴近似下有^[9]:

$$\sqrt{1 - \eta^2} \phi(\zeta, \omega) = \sqrt{1 - \zeta^2 - \eta^2} \phi(Q, \omega) +$$

$$k\zeta x \approx \left[1 - \zeta^2/2 - \eta^2/2 \right] \phi(Q, \omega) + k\zeta x \quad (7)$$

代入(6)式并分别对 ζ 和 η 积分可得:

$$U(x, y, t) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{A(\omega) \exp[i\phi(Q, \omega)]}{1 + \dot{\epsilon}_\omega / z_0} \exp(-i\omega t) \times$$

$$\exp \left[-\frac{i(N+1)kz_\omega x^2}{2(z_0 + \dot{\epsilon}_\omega)^2} \right] \exp \left\{ -\left[\frac{\sqrt{kz_\omega} x}{\sqrt{2}(z_0 + \dot{\epsilon}_\omega)} \right]^\nu \right\} \times$$

$$\exp \left[-\frac{i(N+1)kz_\omega y^2}{2(z_0 + \dot{\epsilon}_\omega)^2} \right] \exp \left\{ -\left[\frac{\sqrt{kz_\omega} y}{\sqrt{2}(z_0 + \dot{\epsilon}_\omega)} \right]^\nu \right\} d\omega \quad (8)$$

式中, $z_0 = k_0 \sigma_0^2 / 2$, $z_\omega = (N+1)\phi(Q, \omega) / k_0$ 。从(8)式可
 看出, 脉冲超高斯光束的每一频率成分通过压缩光栅
 对后仍以超高斯光束传播。由于不同频率成分通过光
 栅对的距离不同, 这样在相位项 $\exp[i\phi(Q, \omega)]$ 中引
 入一啁啾成分。 $\phi(Q, \omega)$ 可沿中心频率 ω_0 附近作泰勒
 级数展开为:

$$\phi(Q, \omega) = \phi_0 + \phi'(\omega - \omega_0) + \phi^{(2)}(\omega - \omega_0)^2 / 2 +$$

$$\phi^{(3)}(\omega - \omega_0)^3 / 6 + \phi^{(4)}(\omega - \omega_0)^4 / 24 + \dots \quad (9)$$

式中, ϕ' 代表脉冲的群速度, $\phi^{(2)}$, $\phi^{(3)}$ 和 $\phi^{(4)}$ 分别为二
 阶、三阶和四阶色散。

在(8)式中并未包含光栅对的横向谱移动。光栅
 对的横向谱移动是指不同频率成分的光沿同一入射方
 向通过光栅对后, 出射光线在横向上展开(如图1所

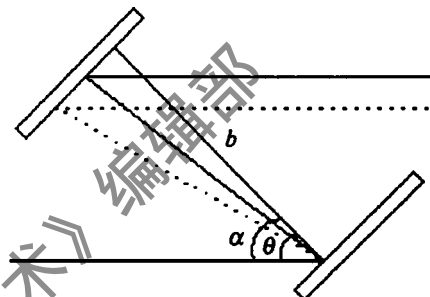


Fig. 1 Schematic illusion of the lateral spectral shift of the single-pass compressor

示)。由图1可知横向谱移动可表示为:

$$x_\omega = b \tan(\alpha - \theta) \cos \alpha \quad (10)$$

式中, 各参数的意义见图1, 将 x_ω 沿中心频率 ω_0 附近
 作泰勒级数展开并取一级近似可得到相对于中心频率
 的横向谱移动为:

$$\Delta x = -\frac{2\pi c}{\omega_0^2 d \cos^3(\alpha - \theta_0)} \Delta \omega = -\beta_1 \Delta \omega \quad (11)$$

式中, c , d 分别为真空中光速、光栅常数。上式表明,
 对于脉冲光束的每一频率成分通过光栅对后, 出射光
 线相对于中心频率光线在 x 方向上平移了 Δx 。因此,
 以 $x - \Delta x$ 代替(8)式中的 x , 可将横向谱移动包含在内:

$$U(x, y, t) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{A(\omega) \exp[i\phi(Q, \omega)]}{1 + \dot{\epsilon}_\omega / z_0} \exp(-i\omega t) \times$$

$$\exp \left[-\frac{i(N+1)kz_\omega (x + \beta_1 \Delta \omega)^2}{2(z_0 + \dot{\epsilon}_\omega)^2} \right] \times$$

$$\exp \left\{ -\left[\frac{\sqrt{kz_\omega} (x + \beta_1 \Delta \omega)}{\sqrt{2}(z_0 + \dot{\epsilon}_\omega)} \right]^\nu \right\} \exp \left[-\frac{i(N+1)kz_\omega y^2}{2(z_0 + \dot{\epsilon}_\omega)^2} \right] \times$$

$$\exp \left\{ -\left[\frac{\sqrt{kz_\omega} y}{\sqrt{2}(z_0 + \dot{\epsilon}_\omega)} \right]^\nu \right\} d\omega \quad (12)$$

上式即为脉冲超高斯光束单次通过光栅对后出射光场
 的表达式。

考虑一包含线性啁啾 S 的入射脉冲信号:

$$A(t) = (A_0 T) \exp[-(t/T)^\nu / 2] \times$$

$$\exp\left\{-i\left[\omega_0 t + (S/2)t^2\right]\right\} \quad (13)$$

式中, T 为 $1/e$ 脉宽, 相应的谱分布为:

$$A(\omega) = \frac{\sqrt{2\pi}A_0}{\sqrt{(N+1)(1+i\phi_2\delta_0^2)}} \times \exp\left\{-\left[\frac{1}{2\delta_0^2} - i\frac{\phi_2}{2} - \frac{i\phi_2\delta_0^2 - 1}{2\delta_0^2(1+i\phi_2\delta_0^2)}\right]\Delta\omega^2\right\} \times \exp\left\{-\left[\frac{\Delta\omega\sqrt{i\phi_2\delta_0^2 - 1}}{\delta_0\sqrt{2(N+1)(1+i\phi_2\delta_0^2)}}\right]y\right\} \quad (14)$$

式中, $\delta_0^2 = (N+1)T^2 + S^2T^2/(N+1)$, $\phi_2 = ST^4/[(N+1)^2 + S^2T^4]$.

若忽略光栅对的高阶色散, 并假设入射脉冲的线性啁啾刚好被光栅对的二阶色散所补偿, 即 $\phi_2 + \phi^{(2)} = 0$ 这样输出光场为:

$$U(x, y, t) = \frac{\sqrt{2\pi}A_0}{\sqrt{(N+1)(1+i\phi_2\delta_0^2)}} \times \exp[-i(\omega_0 t - \phi_0)] \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\exp[-i\Delta\omega(t - \phi')]}{1 + i\dot{\epsilon}_\omega/z_0} \times \exp\left\{-\left[\frac{1}{2\delta_0^2} - \frac{i\phi_2\delta_0^2 - 1}{2\delta_0^2(1+i\phi_2\delta_0^2)}\right]\Delta\omega^2\right\} \times \exp\left\{-\left[\frac{\Delta\omega\sqrt{i\phi_2\delta_0^2 - 1}}{\delta_0\sqrt{2(N+1)(1+i\phi_2\delta_0^2)}}\right]y\right\} \times \exp\left[-\frac{i(N+1)kz_0(x + \beta_1\Delta\omega)^2}{2(z_0 + i\dot{\epsilon}_\omega)^2}\right] \times \exp\left\{-\left[\frac{\sqrt{kz_0}(x + \beta_1\Delta\omega)}{\sqrt{2(z_0 + i\dot{\epsilon}_\omega)}}\right]y\right\} \exp\left[-\frac{i(N+1)kz_0y^2}{2(z_0 + i\dot{\epsilon}_\omega)^2}\right] \times \exp\left\{-\left[\frac{\sqrt{kz_0}y}{\sqrt{2(z_0 + i\dot{\epsilon}_\omega)}}\right]d\Delta\omega\right\} \quad (15)$$

由于 (15) 式的积分不能得到具体的解析结果, 故直接进行数值计算。结果发现横向谱移动使得出射光束空间分布加入了调制, 且存在时间相关的空间移动 (见图 2)。图中 z_g 为光束在光栅对之间通过的距离。计算还发现, 入射光束光腰与光栅对之间的距离 z_1 , 将对时间相关的空间移动产生影响 (见图 2b, 图 2d), 而且 z_1 增大将使输出脉冲时间波形发生变化 (见图 3)。

由此可见, 光栅对的横向谱移动不仅使出射光束空间分布加入调制, 而且使压缩后脉冲时间波形发生变化, 并且产生时间相关的空间移动。这将对脉冲压缩产生严重的影响, 必须予以消除。一般在光栅对后加一块反射镜, 让压缩脉冲二次通过光栅对。通过调整光栅对之间的距离以使二次通过光栅对的相位群延迟刚好补偿脉冲啁啾。这样, 脉冲光束再次通过光栅

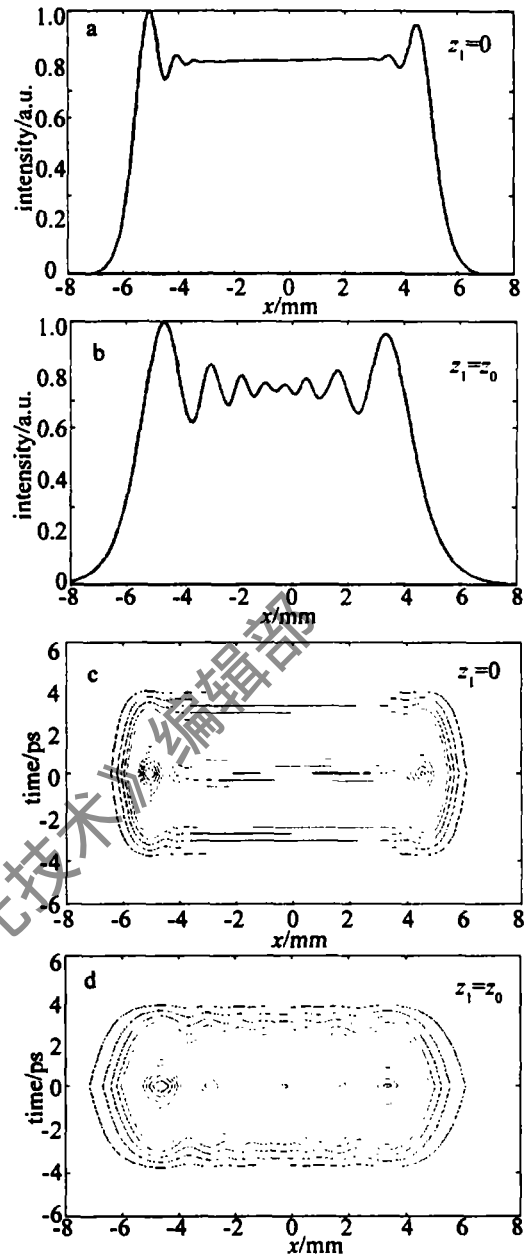


Fig 2 The space shape (up) and space-time profiles (down) of the pulse compressed by a single-pass grating pair; other calculation parameters are given as $d = (1/600)$ mm, $z_g = 942.5$ mm, $\sigma_0 = 1$ mm, $\delta_0 = 5 \times 10^3$ rad/s, $\lambda_0 = 800$ nm

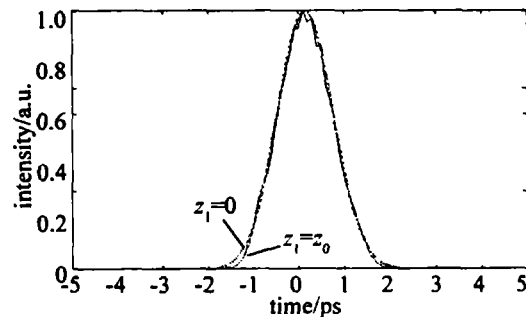


Fig 3 The time shape of the pulse compressed by a single-pass compressor. 对后, 将消除横向逃逸效应。此时出射光场为:

$$U(x, y, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{A(\omega) \exp\{2i[\phi(Q, \omega) + kz_2]\}}{1 + 2i(z_0 + z_2)/z_0} \times$$

$$\exp(-i\omega t) \exp\left\{-\frac{i(N+1)k(z_0+z_2)x^2}{[z_0+2i(z_0+z_2)]^2}\right\} \times \exp\left\{-\frac{\sqrt{kz_0}x}{\sqrt{2[z_0+2i(z_0+z_2)]}}\right\} \times \exp\left\{-\frac{i(N+1)k(z_0+z_2)y^2}{[z_0+2i(z_0+z_2)]^2}\right\} \times \exp\left\{-\frac{\sqrt{kz_0}y}{\sqrt{2[z_0+2i(z_0+z_2)]}}\right\} \quad (16)$$

式中, z_2 为反射镜到主参考面的距离。

3 高阶色散对脉冲压缩的影响

对于平行光栅对, 二阶和四阶色散为负色散, 而三阶色散为正色散。当用来补偿光学介质符号一致的正

色散时, 介质的二阶和四阶色散能够同时被补偿, 但遗留下光栅对的三阶色散对脉冲输出波形产生严重影响。故通常引入棱镜对与光栅对的组合来同时补偿二阶和三阶色散。然而此时虽然二阶和三阶色散同时得到了补偿, 却遗留下了不匹配的四阶色散。以下数值计算 (12) 式和 (16) 式来研究超高斯脉冲单次及两次通过压缩光栅对时三阶和四阶色散对脉冲压缩的影响。在以下计算中入射脉冲同样取 (14) 式形式, 且假设入射脉冲的线性啁啾被光栅对完全补偿。

3.1 三阶色散的影响

对 600 条 /mm 的光栅对, 当一脉冲光束光腰尺寸为 $\sigma_0 = 0.5\text{mm}$, 带宽为 $\delta_0 = 5 \times 10^{13}\text{rad/s}$, 中心波长为 $\lambda_0 = 800\text{nm}$, 单次通过光栅对时, 时空轮廓如图 4a 图 4b 图 4d 图 4e 所示。从图中可以看到三阶色散与横

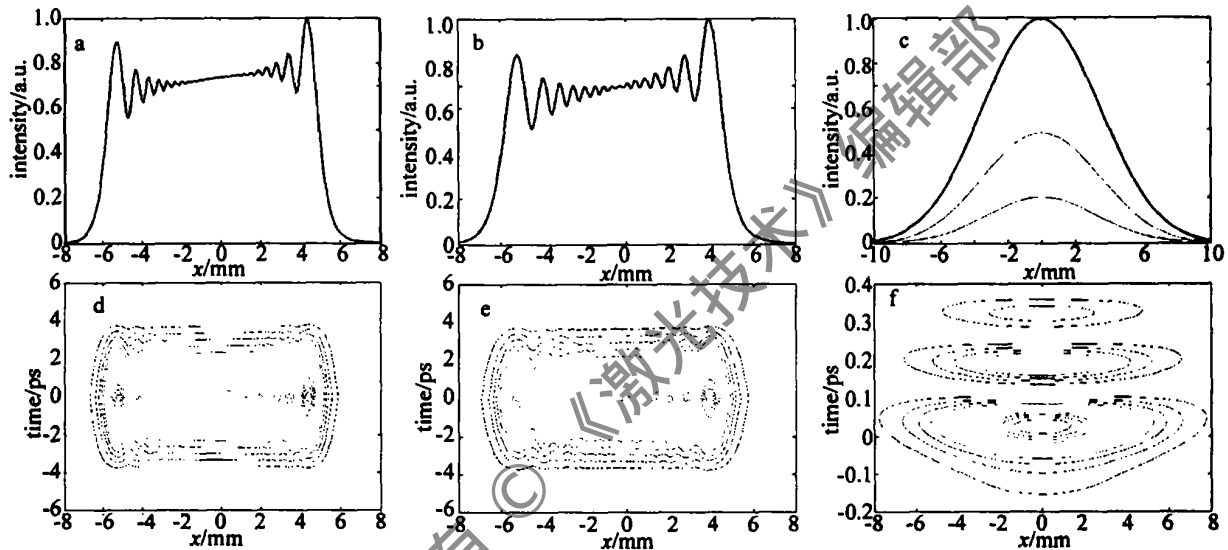


Fig 4 The space shape (up) and space-time profiles (down) for the pulsed super-Gaussian beam passing compressor with the third-order dispersion a) d) $z_1 = 0, z_g = 942.5\text{mm}$ b) e) $z_1 = z_g, z_g = 942.5\text{mm}$ c) f) $z_1 = 0, z_g = 1144\text{mm}$ (other calculation parameters are given in text)

向谱移动共同作用的结果使得输出脉冲加入了空间调制, 且产生时间相关的空间移动, 从而输出脉冲波形有些非对称。入射光束光腰与光栅对之间的距离也会影响输出脉冲的波形, 距离越大, 空间调制越大, 脉冲波形的非对称也越大。图 4c 和图 4f 为两次通过光栅

对时输出脉冲的时空轮廓图。可以看出两次通过光栅对不仅消除了横向谱移动引起的时间上的展宽, 同时也消除了其与三阶色散共同作用引入的脉冲波形的空间调制。然而三阶色散引起的脉冲波形的非对称和旁瓣却更加明显。图 5 为单次及两次通过光栅对时输出脉冲时间波形的比较。可看出两次通过光栅对时输出脉冲宽明显变窄但旁瓣更加明显。

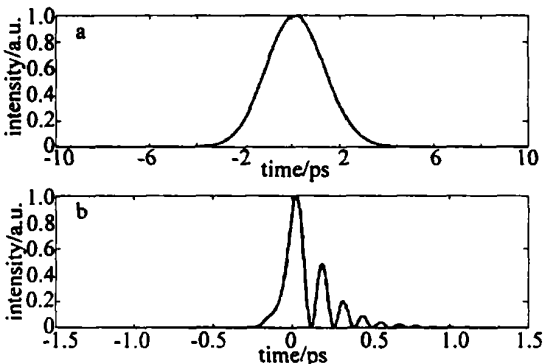


Fig 5 The time shape of the pulse compressed by grating pair with the third-order dispersion a) single-pass $z_g = 942.5\text{mm}$ b) single-pass $z_g = 1144\text{mm}$

3.2 四阶色散的影响

假设光栅对的二阶和三阶色散均被补偿, 仅遗留下四阶色散。以下讨论四阶色散对脉冲输出波形的影响。

考虑每毫米 1200 条的光栅对, 入射光束的光腰尺寸为 $\sigma_0 = 0.2\text{mm}$, 中心波长及带宽同上节。脉冲单次通过光栅对时的时空轮廓如图 6a 图 6b 图 6d 图 6e 所示。可以看到四阶色散对输出脉冲时空特性的影响完全不同于三阶色散。四阶色散与横向谱移动的共同

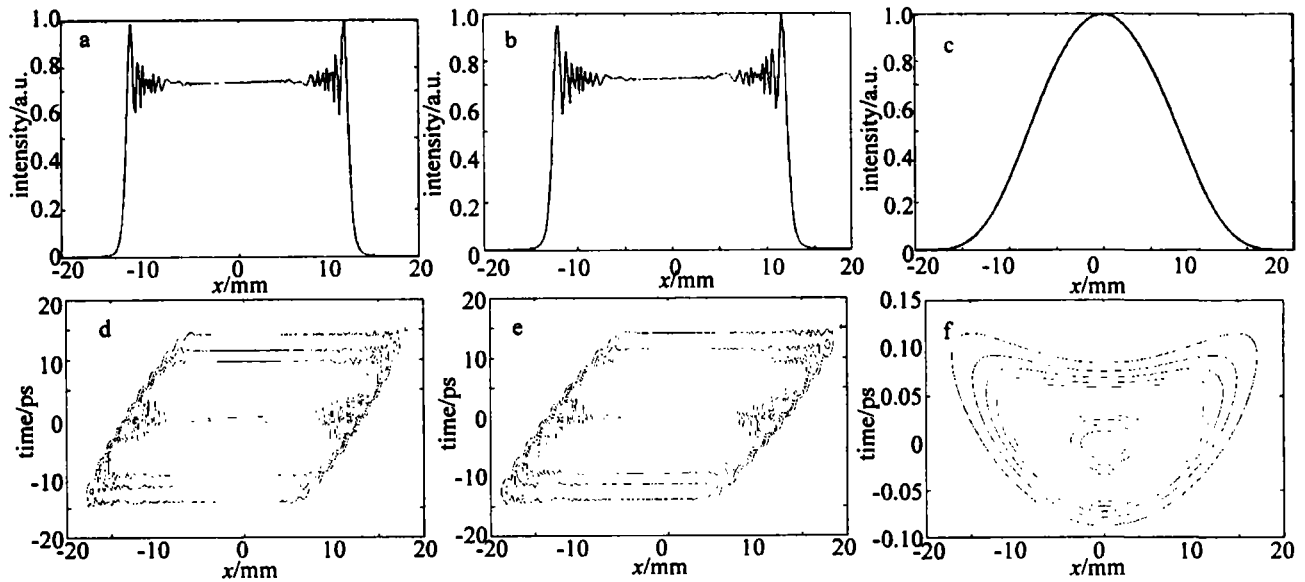


Fig 6 The space shape(up) and space-time profiles(down) for the pulsed super-Gaussian beam passing compressor with the fourth-order dispersion a d— $z_1 = 0, z_g = 942.5\text{mm}$ b e— $z_1 = z_0, z_g = 942.5\text{mm}$ c f— $z_1 = 0, z_g = 1185.6\text{mm}$ (other calculation parameters are given in text)

作用不仅使输出脉冲产生时间相关的空间移动, 还使其时空波形有一定的扭曲。同样地入射光束光腰与光栅对之间的距离, 也将影响脉冲波形的扭曲程度。图 6c和图 6f为两次通过光栅对时输出脉冲的时空轮廓图。类似于三阶色散的情况, 它消除了横向谱移动引起的时间、空间上的展宽以及四阶色散与横向谱移动共同作用下的时间相关的空间移动, 同时还消除了横向谱移动引入的脉冲空间调制, 但脉冲波形的扭曲变得对称, 傍轴脉冲的传播比轴上脉冲要快。图 7为单次及两次通过光栅对的时间波形。可以看出两次通过光栅对较单次通过光栅对输出脉宽要窄得多, 但却引入了不太明显的旁瓣。

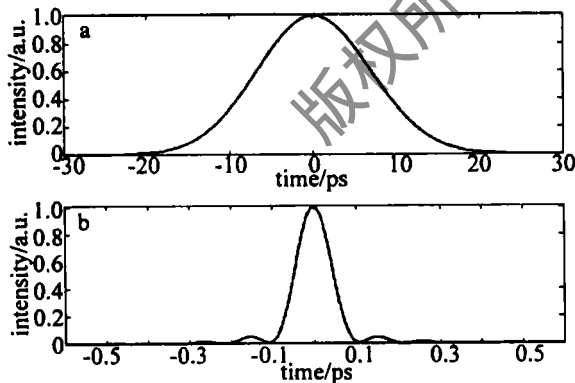


Fig 7 The time shape of the pulse compressed by grating pair with the fourth-order dispersion a—single pass $z_g = 942.5\text{mm}$ b—double pass $z_g = 1185.6\text{mm}$

4 结 论

从傅里叶角谱入手, 利用脉冲光束入射光栅对的理论模型分析了脉冲超高斯光束单次及两次通过光栅对的传播特性、光栅对的横向谱移动以及高阶色散对

脉冲时空波形的影响。结果表明, 入射脉冲超高斯光束单次通过光栅对压缩器时, 横向谱移动使得出射光束产生时间相关的空间移动, 而两次通过光栅对压缩器时则可以消除横向谱移动带来的影响; 此外, 脉冲光束单次通过光栅对时高阶色散不仅影响输出脉冲的时间特性同时还影响其空间特性, 使得输出脉冲产生时空畸变且波形产生扭曲。

参 考 文 献

- [1] TREACY E B. Compression of picosecond light pulses [J]. Phys Lett 1968 A28(1): 34~35
- [2] TREACY E B. Optical pulse compression with diffraction gratings [J]. IEEE J Q E, 1969, QE5(9): 454~458
- [3] MCMULLEN J D. Analysis of compressor of frequency chirped optical pulses by a strongly dispersive grating pair [J]. Appl Opt 1979, 18(5): 737~741
- [4] MARTNEZ O E. 3000 times grating compression with positive group velocity dispersion application to fiber compensation in 1.3~1.6 μm region [J]. IEEE J Q E, 1987, QE23(1): 59~64
- [5] FIORINI C, SAUTERET C, ROUYER C *et al*. Temporal aberrations due to misalignments of a stretcher-compressor system and compensation [J]. IEEE J Q E, 1994, QE30(7): 1662~1670
- [6] DANAILOV M B, CHRISTOV I P. Time-space shaping of light pulses by Fourier optical processing [J]. Journal of Modern Optics 1989, 36(6): 725~731
- [7] PAYE J M IGUS A. Space-time wigner functions and their application to the analysis of a pulse shaper [J]. JO S A, 1995, B12(8): 1480~1488
- [8] WEFERSM M, NELSON K A. Space-time profiles of shaped ultrafast optical waveforms [J]. IEEE J Q E, 1996, QE32(1): 161~169
- [9] 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
- [10] AMARANDE S A. Beam propagation factor and the kurtosis parameter of flattened Gaussian beams [J]. Opt Commun 1996, 129: 311~317