

压缩聚焦过程中的波前畸变对远场时空分布影响

胡必龙^{1,2,3}, 王逍^{1,2*}, 李伟^{1,2,3}, 曾小明^{1,2}, 母杰^{1,2}, 左言磊^{1,2}, 王晓东^{1,2},
吴朝辉^{1,2}, 栗敬钦^{1,2}

¹中国工程物理研究院激光聚变研究中心, 四川 绵阳 621900;

²等离子体物理重点实验室, 四川 绵阳 621900;

³中国工程物理研究院研究生院, 北京 100088

摘要 针对超高峰值功率激光系统中脉冲的压缩及聚焦过程进行建模, 基于光线追迹法和夫琅禾费衍射方法对平行光栅对压缩器的色散过程和抛物面镜的聚焦过程进行了模拟分析, 同时采用 Square-Radial 多项式对方形口径的波前畸变进行描述, 分析了近场存在 4 种不同波前畸变情况时对远场时空分布的影响, 定量给出了不同情况下波前畸变误差的允许范围。

关键词 超快光学; 脉冲压缩; 超快激光; 衍射光栅; 波前畸变; 时空特性

中图分类号 O436

文献标志码 A

doi: 10.3788/AOS202040.1132001

Wavefront Distortion Effect on Far-Field Spatio-Temporal Distribution in Compression and Focusing Process

Hu Bilong^{1,2,3}, Wang Xiao^{1,2*}, Li Wei^{1,2,3}, Zeng Xiaoming^{1,2}, Mu Jie^{1,2}, Zuo Yanlei^{1,2},
Wang Xiaodong^{1,2}, Wu Zhaohui^{1,2}, Su Jingqin^{1,2}

¹Research Center of Laser Fusion, China Academy of Engineering Physics, Mianyang, Sichuan 621900, China;

²Science and Technology on Plasma Physics Laboratory, Mianyang, Sichuan 621900, China;

³Graduate School, China Academy of Engineering Physics, Beijing 100088, China

Abstract In this study, we establish a theoretical model of pulse compression and focusing process in an ultrahigh peak power laser system and simulate the dispersion process of parallel grating pair compressor and the focusing process of parabolic mirror based on ray-tracing method and Fraunhofer far-field diffraction. The wavefront distortion for a square diameter is described using the Square-Radial polynomial. The effect of four different wavefront distortions in near-field on the far-field spatio-temporal distribution is analyzed, and the error tolerance is provided under different conditions.

Key words ultrafast optical; pulse compression; ultrafast lasers; diffraction gratings; wavefront distortion; spatio-temporal property

OCIS codes 320.5520; 320.7090; 050.1950

1 引 言

随着啁啾脉冲放大(CPA)技术的出现, 高功率激光得到飞速发展。CPA 的原理是先将超短脉冲激光在时域上进行展宽(如将飞秒激光脉冲展宽至纳秒), 然后将展宽后的脉冲进行能量放大, 最后再将其压缩回短脉冲后输出^[1]。压缩器作为终端大口径色散元件, 其性能往往直接影响输出脉冲的特

性^[2]。在一个大型光学系统中, 准直精度误差和元件加工带来的误差等, 都会导致脉冲发生波前畸变^[3]。对于超短激光而言, 这些微小因素在传播过程以及经过压缩器的过程中, 均可能对最终的输出脉冲特性产生很大的影响。

在文献[3-6]中, 已经分析了不同种类的畸变的产生原因以及对光束质量产生的影响; 文献[7-10]中分析了压缩器的输出激光脉冲时间稳定性, 但分

收稿日期: 2020-01-06; 修回日期: 2020-02-20; 录用日期: 2020-03-10

基金项目: 国家自然科学基金(11875240)、等离子体物理重点实验室基金(ZY2018-09)

* E-mail: wangxiaocn@263.com

析的误差来源主要是光栅对不平行、刻线密度不匹配、光栅失调以及光栅面型畸变等压缩器内部因素,都未考虑入射脉冲的畸变对输出产生的影响;文献[11]中分析了入射光波前存在的畸变以及光栅可能带来的误差,而文中对波前畸变的假设较为理想化。在实际情况中脉冲的光谱、相位与时间空间的关系密不可分,因此波前畸变所带来的影响更为复杂。因此,本文采用 Square-Radial 多项式对方形口径的波前畸变进行描述,结合对平行光栅对压缩器构型的理论分析,数值计算了入射脉冲的各类不同波前畸变对远场时空分布的影响,可以为高功率激光装置中远场性能的提升及控制提供理论依据。

2 理论模型

2.1 近场到远场传播物理过程

在大型强激光系统中光束口径往往很大(传输过程中经常还会进行像传递设计以减小有效传输距离),通常情况下未聚焦前的光场称为近场,聚焦以后焦平面处的光场称为远场。本文中近场、远场均

采用此含义。在以钼玻璃为放大介质的高功率激光装置中,通常采用方形口径的光束^[11],其时间波形为一个高斯分布的脉冲。假设入射光场处的脉冲形式为^[12]

$$E_{in}(x, y, t) = A(x, y)U_{in}(t)\exp[-i\varphi(x, y)], \quad (1)$$

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

$$U_{in}(t) = \exp\left[-2\ln 2 \times (1 + iC) \frac{t^2}{\tau_{in}^2}\right]\exp(i\omega t), \quad (3)$$

式中: (x, y) 表示该截面上的空间坐标; φ 表示空间的相位分布; $A(x, y)$ 表示光场面分布为超高斯分布; D 表示光束口径; n 为超高斯光束阶数; $U_{in}(t)$ 表示时域为一个高斯形式的脉冲; C 为初始啁啾; τ_{in} 为输入脉冲强度的半峰全宽(FWHM)。(1)式表示某截面处脉冲的空间时间分布,对(1)式作傅里叶变换可以得到其频域形式^[7],为

$$U_{in}(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} U_{in}(t)\exp(i\omega t)dt = \left[\frac{\pi\tau_{in}^2}{2\ln 2(1+iC)}\right]^{1/2}\exp\left[-\frac{\omega^2\tau_{in}^2}{8\ln 2(1+iC)}\right], \quad (4)$$

此时可得到入射面频域的光场分布为

$$E_{in}(x, y, \omega) = A(x, y)U_{in}(\omega)\exp[-i\varphi(x, y)]. \quad (5)$$

光栅的作用是将不同的光谱在空间上分开,通过光栅后不同的光谱经过的光程和产生的相位不同,达到脉冲展宽或者压缩的作用,其中,光栅方程为

$$\sin \alpha + \sin \beta = m\lambda/d, \quad (6)$$

式中: α 为入射角; β 为衍射角; m 为衍射级次(通常只考虑一级衍射,即 $m=1$); λ 为波长; d 为光栅常数。若采用平行光栅对压缩器,光栅中心距为 G ,则脉冲经过光栅双程产生的相位为^[7,9]

$$\phi(\omega) = \frac{2\omega}{c} \cdot \frac{G[1 + \cos(\beta - \alpha)]}{\cos \beta} - 4\pi \frac{G \tan \beta}{d}, \quad (7)$$

出射面光场分布表示为

$$E_{out}(x, y, \omega) = E_{in}(x, y, \omega)\exp[i\phi(x, y, \omega)]. \quad (8)$$

在理想情况下无波前畸变,针对某一频率,平面波各个位置处经过的光程、相位均相同,且刚好与展宽器产生的相位匹配,故可以得到一个理想的压缩后的脉冲。但当入射光存在波前畸变时,不同位置处的光的传播方向不一致,进而在光栅上的入射角不同,

导致产生的相位也不同,如图1所示,为了便于区分,图中采用不同线型的光线表示同一频率光线在不同空间位置的传播情况,通过在入射面上取样,利用光线追迹法可计算不同频率、不同位置处的脉冲经过光栅后产生的相位,当采样点数足够多的时候,该方法就能够表征出整个出射面的光场分布情况。

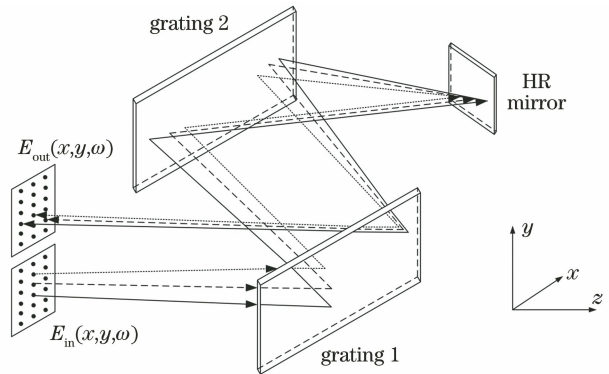


图1 光栅对压缩器

Fig. 1 Grating pair compressor

脉冲从光栅出射后通常会采用离轴抛物面镜进行聚焦,离轴抛物面镜可看作为一个理想透镜成像,因此此时(8)式可用于表征入射面经过透镜成像。

采用夫琅禾费远场衍射积分计算可得到焦平面处的光场分布,即

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

$$\eta = \frac{1}{i\lambda f} \exp\left(\frac{i\omega}{cf}\right) \exp\left[\frac{i\omega}{2cf}(x_f^2 + y_f^2)\right], \quad (10)$$

式中: (x_f, y_f) 为远场焦平面的坐标; f 为透镜的焦距。对(9)式进行傅里叶逆变换即可得到远场焦平面处的时空分布,即

$$E_f(x_f, y_f, t) = \frac{1}{2\pi} \int E_f(x_f, y_f, \omega) \exp(-i\omega t) d\omega. \quad (11)$$

2.2 波前畸变

通常采用 Zernike 多项式来描述波前畸变,但

表 1 前 9 项 Zernike 多项式和 Square-Radial 多项式的函数表达式

Table 1 Function expressions of the first nine Zernike polynomials and Square-Radial polynomials

Order N	n_z, m_z	Zernike coefficient	Circular (Zernike)	Aberration coefficient	Square (Square-Radial)
0	0,0	Z_0	1	S_0	1
1	1,1	Z_1	$r \cos \theta$	S_1	$r \cos \theta$
1	1,-1	Z_2	$r \sin \theta$	S_2	$r \sin \theta$
2	2,0	Z_3	$2r^2 - 1$	S_3	$2r^2 - 2/3$
2	2,2	Z_4	$r^2 \cos 2\theta$	S_4	$r^2 \cos 2\theta$
2	2,-2	Z_5	$r^2 \sin 2\theta$	S_5	$r^2 \sin 2\theta$
3	3,1	Z_6	$(3r^2 - 2)r \cos \theta$	S_6	$(15r^2 - 7)r \cos(\theta/5)$
3	3,-1	Z_7	$(3r^2 - 2)r \sin \theta$	S_7	$(15r^2 - 7)r \sin(\theta/5)$
4	4,0	Z_8	$6r^4 - 6r^2 - 1$	S_8	$2(315r^4 - 240r^2 + 31)$

Zernike 多项式在方形口径下不满足正交条件,因此需采用另一种方式来描述方形口径的波前畸变,目前可用 Legendre 多项式或者 Square-Radial 多项式来描述方形口径,但前者缺少旋转对称性,不具有 Zernike 基中所表述的某些像差项^[13-14]。为了考虑更为复杂的情形,本文采取 Square-Radial 多项式作分析,表 1 中给出了前 9 项 Zernike 多项式和 Square-Radial 多项式的函数表达式,表中: N 表示像差阶数; n_z 和 m_z 分别表示 Zernike 多项式的级数和方位角; Z_i 表示 Zernike 系数; S_0 表示平移, S_1 、 S_2 分别表示 x 方向和 y 方向相位倾斜, S_3 表示离焦, S_4 、 S_5 分别表示 x 方向和 y 方向的像散, S_8 表示球差。在极坐标下, r 表示极径, θ 是极角,将极坐标系转换为直角坐标系,即可得到不同波前畸变在方形口径下的函数表达式。

3 数值计算与分析

3.1 理想聚焦

假设入射脉冲超高斯阶数为 4,波前为平面波,中心波长 800 nm,带宽为 35.44 nm(半峰全宽),反射镜距光栅 G_2 的距离为 1.1 m,提供的啁啾量约为 44 ps/nm,在从光栅出射后约 4 m 位置处用一个焦

距为 0.8 m 的离轴抛物面镜进行聚焦,输入到输出的自由空间约为 10 m,在理想情况下,压缩器与展宽器啁啾量匹配的具体参数见表 2。

经计算,在理想情况下,经过压缩器的脉宽被压缩至 30 fs,再经过聚焦,其远场时空分布如图 2 所示,后续计算均以此为基准进行归一化,计算其脉宽展宽和斯特列尔比。

表 2 压缩器参数

Table 2 Parameters of compressor

Pulse width $\tau_{in}/$ ps	Beam aperture $D_x \times D_y/$ (m × m)	Grating constant d / mm	Incident angle $\alpha / (^\circ)$	Separation of the grating pair G / m
780	100 × 100	1/1740	53	0.85

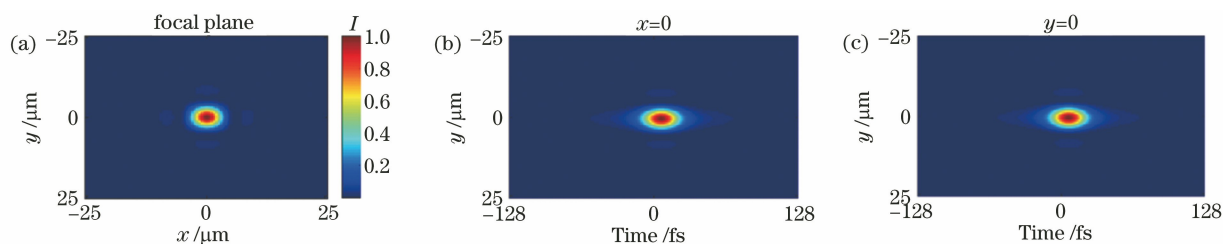


图 2 理想条件下远场时空分布。(a)空间分布;(b)时空分布($x=0$);(c)时空分布($y=0$)

Fig. 2 Far-field spatio-temporal distributions under ideal circumstance. (a) Spatial distribution; (b) spatio-temporal distribution ($x=0$); (c) spatio-temporal distribution ($y=0$)

3.2 波前畸变对远场空时分布影响分析

近场处脉冲经过光栅和抛物面镜时,脉冲波前存在的畸变会导致其远场处的时空分布发生耦合,进而导致焦斑形态发生退化。根据表 1,不同相位表达式即代表不同情况下的波前畸变,系数 S 不同,则代表畸变程度不同。当系数 $S = 5 \times 10^{-5} \text{ mm}^{-1}$ 时,计算结果如图 3 所示,图中 I_0 表示理想状态下的峰值强度, x_0 和 y_0 对应峰值中心处横、

纵坐标。由图 3 可以发现,入射脉冲的像差会使远场峰值强度降低,脉宽增大,不同类型的畸变(在具有同样系数的条件下)对远场时空分布产生的影响效果是不一样的,其中倾斜的影响较小,而球差的影响较大,通常 x 方向的时空畸变会大于 y 方向的时空畸变,这是由于 x 方向垂直于光栅刻线方向, x 方向的变化会直接导致角色散的变化。另外,值得一提的是,时间分布除了反映脉宽,也反映了在焦平

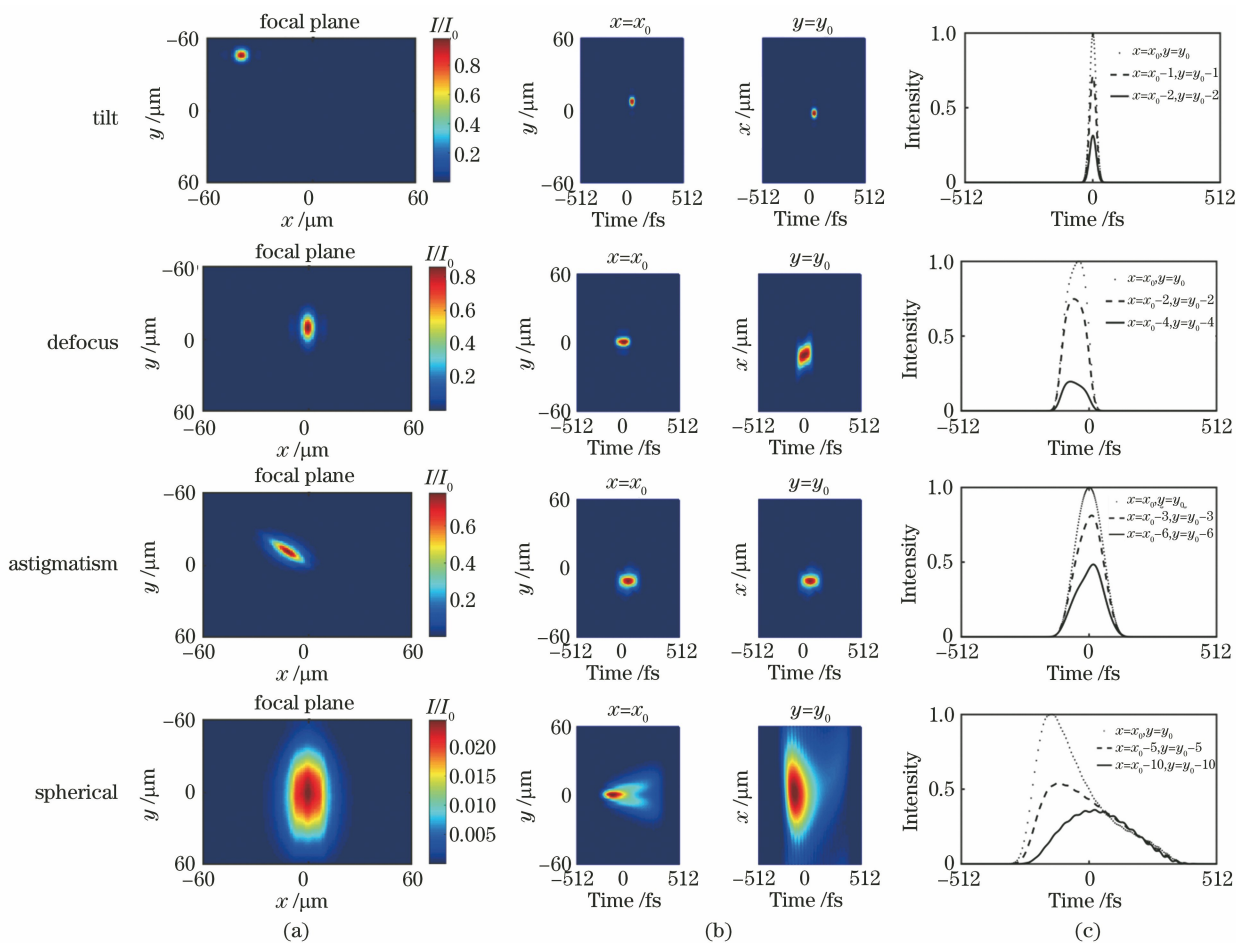


图 3 不同畸变情况下的远场时空分布。(a)空间分布;(b)时空分布;(c)时间分布

Fig. 3 Far-field spatio-temporal distributions with different aberrations. (a) Spatial distribution; (b) spatio-temporal distribution; (c) temporal distribution

面不同位置处峰值到达的时间,如:波前有离焦的情况下,在焦平面上离中心强度位置越远处,脉冲峰值到达的时间越短;波前有像散情况下,在焦平面上离中心强度位置越远处,脉冲峰值到达的时间越长;波前有球差情况下,在焦平面上中心强度位置处,脉冲到达时间提前,随着偏离中心位置,脉冲到达时间会逐渐滞后,并且后续出现震荡现象。

为了更为直观地说明此情况,采用峰谷值(PV值, X_{PV})对波前畸变大小进行描述[由于此处波前畸变表达式已经固定,故 X_{PV} 和均方根值(RMS, R_{MS})有相同趋势,此处仅单独用 X_{PV} 值描述波前畸变大小],对不同情况下的脉冲展宽情况和斯特列尔比进行计算,图 4 表示不同畸变情况下斯特列尔比随 X_{PV} 值变化情况,图 5 表示不同畸变情况下脉宽随 X_{PV} 值变化情况。

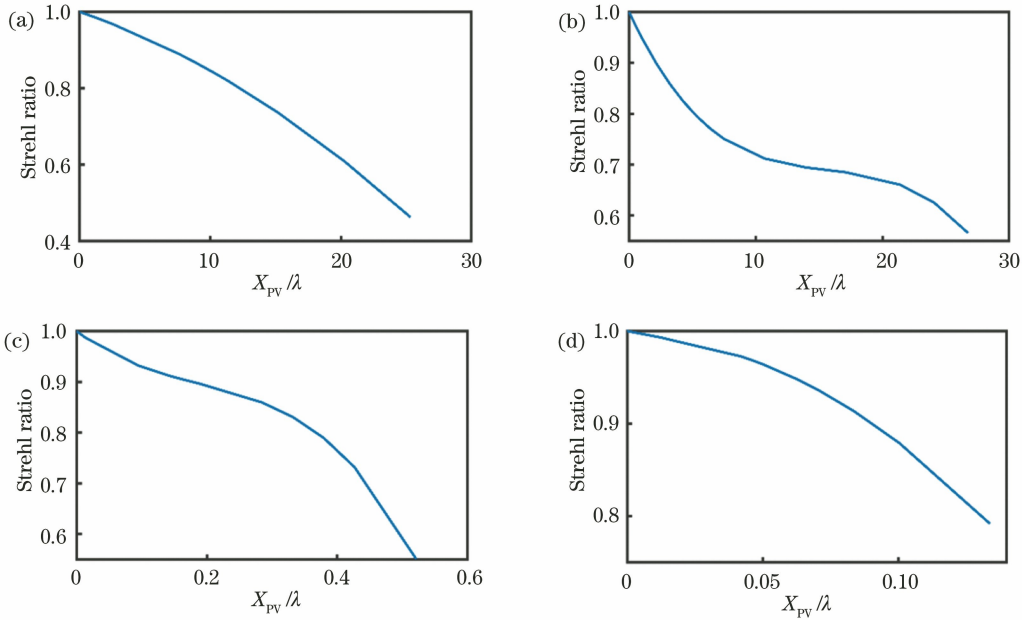


图 4 斯特列尔比随 X_{PV} 的变化。(a)倾斜;(b)离焦;(c)像散;(d)球差

Fig. 4 Strehl ratio varying with X_{PV} . (a) Tilt; (b) defocus; (c) astigmatism; (d) spherical aberration

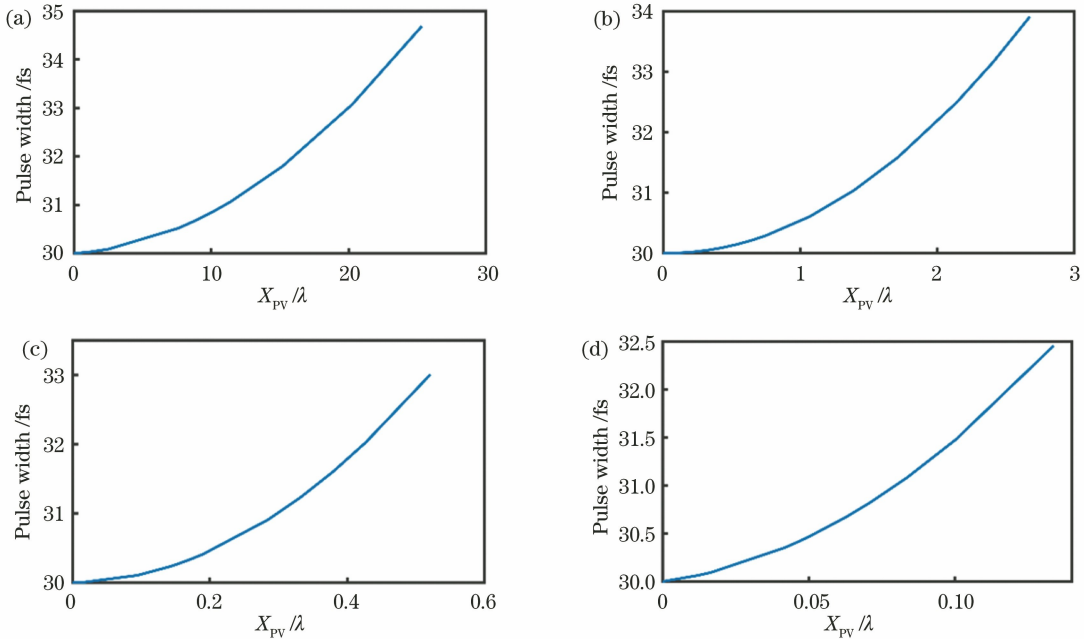


图 5 脉宽随 X_{PV} 的变化。(a)倾斜;(b)离焦;(c)像散;(d)球差

Fig. 5 Pulse width varying with X_{PV} . (a) Tilt; (b) defocus; (c) astigmatism; (d) spherical aberration

由图 4 和图 5 可见,不同的波前畸变(在 X_{PV} 值相同的条件下)对远场峰值光强及脉宽的影响程度是不一样的,若采用斯特列尔比 $\eta_{SR} > 90\%$ 或脉冲

展宽比 $\Delta t < 10\%$ (对应脉宽 $\tau < 33$ fs) 为标准,得到的误差容限如表 3 所示。

表 3 不同情况下的误差容限

Table 3 Error tolerances under different conditions

Goal	Error tolerance			
	Tilt	Defocus	Astigmatism	Spherical aberration
$\eta_{SR} > 90\%$	$X_{PV} < 20.02\lambda$	$X_{PV} < 0.21\lambda$	$X_{PV} < 0.25\lambda$	$X_{PV} < 0.09\lambda$
$\Delta t < 10\%$	$X_{PV} < 14.14\lambda$	$X_{PV} < 2.35\lambda$	$X_{PV} < 0.51\lambda$	$X_{PV} < 0.15\lambda$

4 结 论

利用光线追迹法和夫琅禾费衍射方法对激光脉冲从近场传播至远场的物理过程进行理论建模和数值计算,并基于以上结果详细分析了波前的倾斜、离焦、像散和球差对远场时空分布的影响。计算结果表明:波前畸变会使焦斑偏移,聚焦功率密度降低,脉冲展宽。采用斯特列尔比 $\eta_{SR} > 90\%$ 和脉冲展宽比 $\Delta t < 10\%$ 为标准对不同的波前畸变的 X_{PV} 值误差容限进行评估,发现波前倾斜对远场时空分布的影响较小,其次是离焦和像散,而球差的影响最大,由此可见,越是高阶的波前畸变对远场时空分布的影响越大。因此,在设计压缩器前端系统时,必须考虑高阶像差的控制,这对提升输出激光脉冲的性能具有实际的意义。

参 考 文 献

- [1] Li X L, Shi S X, Liu H J, et al. Optical parametric chirped pulse amplifier based on femtosecond laser [J]. Acta Photonica Sinica, 2007, 36(12): 2231-2234.
李晓莉, 石顺祥, 刘红军, 等. 基于 Ti:sapphire 振荡源的光参量啁啾脉冲放大器 [J]. 光子学报, 2007, 36(12): 2231-2234.
- [2] Treacy E. Optical pulse compression with diffraction gratings [J]. IEEE Journal of Quantum Electronics, 1969, 5(9): 454-458.
- [3] Ji X L. Study on the propagation properties and beam control of high-power lasers with distortions [D]. Chengdu: Sichuan University, 2004.
季小玲. 高功率畸变激光的传输特性和光束控制研究 [D]. 成都: 四川大学, 2004.
- [4] Ji X L, Lü B D. Effect of the spherically aberrated lens on beam quality [J]. Chinese Journal of Lasers, 2001, 28(4): 347-350.
季小玲, 吕百达. 球差透镜对高斯光束质量的影响 [J]. 中国激光, 2001, 28(4): 347-350.

- [5] Ji X L, Lü B D. Transformation properties of Gaussian beams passing through an astigmatic lens [J]. High Power Laser and Particle Beams, 2000, 12(4): 397-400.
季小玲, 吕百达. 像散透镜对高斯光束的变换特性 [J]. 强激光与粒子束, 2000, 12(4): 397-400.
- [6] Ji X L, Lü B D. Transformation properties of Gaussian beams passing through a tilted lens [J]. Laser Technology, 2001, 25(5): 351-355.
季小玲, 吕百达. 高斯光束通过倾斜光学元件的变换特性 [J]. 激光技术, 2001, 25(5): 351-355.
- [7] 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.
- [8] Yan Y F, Luo B, Pan W, et al. Research of dispersion on grating pairs in the case of unparallel grating grooves [J]. High Power Laser and Particle Beams, 2004, 16(6): 717-720.
严云富, 罗斌, 潘炜, 等. 平行光栅对在刻线不平行时的色散研究 [J]. 强激光与粒子束, 2004, 16(6): 717-720.
- [9] Su J, Feng G Y, Liu W B, et al. Effect of misalignment of grating pair on temporal profile of ultra-short pulse in OPCPA system [J]. High Power Laser and Particle Beams, 2006, 18(12): 1949-1954.
苏娟, 冯国英, 刘文兵, 等. OPCPA 系统中光栅对不平行度对脉冲时间波形的影响 [J]. 强激光与粒子束, 2006, 18(12): 1949-1954.
- [10] Wang Y, Zhang W L, Chai L, et al. Calculation of the dispersion with angular misalignment of grating pair compressor by ray-tracing method [J]. Journal of Optoelectronics·laser, 2000, 11(5): 481-483.
王勇, 张伟力, 柴路, 等. 压缩器光栅不平行度对色散影响的光线追迹法分析 [J]. 光电子·激光, 2000, 11(5): 481-483.
- [11] Zhang S, Zhang J W, Zhou Y, et al. Influence of

- wavefront distortion on spatial-temporal property of laser pulse output by grating compressor[J]. Chinese Journal of Lasers, 2018, 45(4): 0401011.
- 张森, 张军伟, 周忆, 等. 波前畸变对光栅压缩器输出激光脉冲的时空特性影响[J]. 中国激光, 2018, 45(4): 0401011.
- [12] Liu L Q. Studies on beam control in high power ultra-short pulse Ti:sapphire laser system [D]. Beijing: China Academy of Engineering Physics, 2005.
- 刘兰琴. 高功率超短脉冲钛宝石激光光束控制研究[D]. 北京: 中国工程物理研究院, 2005.
- [13] Deng Y, Xu J C, Shi Q K, et al. Fitting analysis of wavefront with different apertures [C] // Improving the scientific quality of the people and building an innovation-oriented country: proceedings of the 2006 annual meeting of China association for science and technology (volume 2), Beijing: [s. n.], 2006: 1565-1570.
- 邓燕, 徐建程, 石琦凯, 等. 不同形状孔径波前拟合分析[C] // 提高全民科学素质、建设创新型国家——2006 中国科协年会论文集(下册), 北京: 出版者不详, 2006: 1565-1570.
- [14] Rayces J L. Least-squares fitting of orthogonal polynomials to the wave-aberration function [J]. Applied Optics, 1992, 31(13): 2223-2228.