

超短脉冲通过实际光学系统的时空特性分析

刘强生 岑兆丰* 李晓彤 尚红波 胡 炜

(浙江大学现代光学仪器国家重点实验室, 浙江 杭州 310027)

摘要 元件的像差和加工装配误差会影响通过其中的超短脉冲的时空特性。在不考虑介质的非线性作用时, 基于傅里叶频谱理论并结合光线追迹和衍射理论, 发展了一种有效的数值方法仿真超短脉冲通过光学系统的时空传输特性。以一个引入实际误差的 2 片式聚焦透镜组为例, 分析了入射中心波长为 800 nm, 脉冲宽度为 30 fs 的高斯型超短脉冲通过该系统的传输过程, 并通过实验测量了该系统在焦点处的脉冲时间宽度和焦斑大小, 并与仿真结果进行了比对。结果表明, 该方法不仅可以很好地仿真分析实际光学系统中超短脉冲的时空传输效应, 也使得超短脉冲系统的优化设计成为可能, 同时也为提出加工要求和合理的公差分配提供了指导意义。

关键词 超快光学; 几何光线追迹; 傅里叶变换; 面形误差

中图分类号 O436 **文献标识码** A **doi:** 10.3788/AOS201333.0132001

Spatial-Temporal-Property Analysis of Ultrashort Pulse Propagating Through Real Optical System

Liu Qiangsheng Cen Zhaofeng Li Xiaotong Shang Hongbo Hu Wei

(State Key Laboratory of Modern Optical Instrumentation, Zhejiang University, Hangzhou, Zhejiang 310027, China)

Abstract The spatial-temporal property of ultrashort pulse is greatly influenced by optical aberrations, manufacturing surface-profile errors as well as element decenter and tilts when propagating through real optics. Hence it is necessary to develop a powerful analytic tool to simulate these effects. An efficient numerical algorithm based on a combination of wave theories and geometrical ray-tracing to simulate the propagation of ultrashort laser pulse through real optics is proposed. Using this tool, the spatial-temporal evolution of a Gaussian temporal envelope pulses with initial durations of 30 fs and a carrier wavelength of 800 nm through a specific real optics is modeled, in which both the geometrical aberrations and manufacturing surface-profile errors of the optical elements are considered. Consequently, a comparative analysis on focusing properties of the pulse such as temporal envelope and focal size retrieved by simulation and experimental measurement is carried out at the focus for homogeneous illumination beams.

Key words ultrafast optics; geometrical ray-tracing; Fourier transform; surface-profile errors

OCIS codes 320.7120; 080.1510; 260.1960

1 引 言

在过去的几十年里,超短脉冲技术在工业应用和科学研究中得到了飞速发展,同时超短脉冲在各种介质和光学系统中的传输理论也在不断发展、完善。在不考虑介质非线性作用的情况下,超短脉冲的传输分析主要分为近轴光学方法和非近轴光学方

法两大类。近轴光学主要有基于程函方程的几何光学光线方法和基于几何光学的矩阵表示法。几何光学光线方法虽然可以考虑到各种像差和光学失调,但是难以描述复杂的脉冲形状和脉冲的宽光谱特性。矩阵光学方法的代表方法就是时空域的广义 ABCD 定律,但是该方法受限于有限孔径衍射可以

收稿日期: 2012-06-05; **收到修改稿日期:** 2012-09-01

基金项目: 国家自然科学基金(10875105)资助课题。

作者简介: 刘强生(1982—),男,博士研究生,主要从事超短脉冲和光学设计等方面的研究。E-mail: pfr@zju.edu.cn

导师简介: 李晓彤(1962—),女,教授,主要从事光学系统设计与相关软件开发等方面的研究。E-mail: lixt@zju.edu.cn

* **通信联系人.** E-mail: cenzf@zju.edu.cn

忽略的光学系统,并很难完整表述复杂光学系统的各种像差和面形误差。另一种处理超短脉冲传输变换的主要方法是傍轴近似下的衍射理论,其中具有代表性的是傅里叶积分变换方法和直接采用微分方程求解的波动方程法,该方法从经典衍射理论发展到推广的 Collins 公式,最后发展为时空域广义衍射积分^[1]。非近轴光学研究方法主要有微扰法、李代数方法以及几何光学和波动光学相结合的方法^[2,3]。微扰法是在频域或时域的傍轴解基础上,加上高阶的非傍轴修正项,由于高阶修正项的有限性,对光束经实际光学表面的变换并不能完全反映实际情况,也难以分析有像差和面形误差的实际光学表面对光束的影响。李代数方法是用李算子表示正则算子以表示光学像差^[4]。该方法将近轴几何成像和非近轴像差成像统一包含于光学辛映射,使用该方法可以方便地研究非近轴光学问题,例如光学像差、失调光学系统和列阵的高阶像差等,但是该方法也忽略了面形误差的影响,而且很难如 Zemax 等光学软件进行简单直观分析,并具有优化设计的功能。众所周知,光学系统的各种像差,包括元件的面形误差和失调、光学系统的非对称性等,用几何光学的成像理论结合像差理论可以方便地描述和计算,然而对于超短激光,由于其脉冲的时间宽度极短,对应的光谱极宽,只用几何光学很难描述其宽光谱效应,而且由于材料色散或一些色散展宽元件产生的脉冲时间宽度的变化也难以表述。最重要的是,即使在不考虑材料非线性效应的情况下,超短脉冲在焦点附近的传播用几何光学描述也是不准确的,此时应该采用波动传输理论来表述。自从 Stamnes^[5]在 1986 年首次提出采用几何光学和波动光学相结合的方法来解决超短脉冲在聚焦光学系统中的传输以来,Fuchs 等^[6~8]大力发展和完善了这种方法,并取得了很多研究成果。

尽管目前对于超短脉冲传输特性的研究方法和报道已经很多,但这些方法大多针对某些特定的脉冲波形如高斯光束分布、超高斯分布、贝塞尔和反正割分布等^[9,10]或者是针对一些理想光学系统或简单光学系统,比如单透镜、折衍混合光学系统以及作为脉冲展宽器和压缩器的衍射光栅对等^[11~13],还有一些是用来研究单一像差如球差、色差等对脉冲传输的影响^[14,15]。此外对大气湍流中超短脉冲的传输研究也产生了很多研究成果^[16,17]。几何光学和傅里叶积分变化法相结合虽然能很好地描述超短脉冲通过复杂光学系统的传输特性,但是该方法目前大

多基于一些近似条件(比如从出瞳面到像面的菲涅耳衍射忽略了前面的二次相位因子的影响),同时需要对入射光谱进行大量的光谱抽样,所得到的计算结果也是脉冲的相对强度分布。此外由于光学元件加工导致的面形误差和元件装配时产生的倾斜离心对脉冲时空特性的影响并未检索到相关报道文献。因此本文在该方法的基础上,修正了近似条件,减少了光谱抽样,并开发了相应软件来模拟超短脉冲通过实际光学系统的时空传输特性。同时通过引入带实际光学元件面形误差(可以通过 Zygo 干涉仪测量得到,采用 Zernike 多项式拟合描述)的光线追迹,研究了面形误差对超短脉冲时空特性的影响。

2 线性介质中的超短脉冲传输方法

入射超短脉冲的电场分布可以表示为

$$\bar{U}(x, y, z, t) = \bar{u}(x, y, z) p(t) \exp(i\omega_0 t), \quad (1)$$

式中 $\bar{u}(x, y, z)$ 为脉冲的空间分布, $p(t)$ 为脉冲的时间包络, ω_0 为载频。由傅里叶频谱变化可以得知,入射超短脉冲也可以表示为

$$\begin{aligned} \bar{U}(x, y, z, t) = \mathcal{F}^{-1}[\bar{u}(\omega, x, y, z)] = \\ \int_{-\infty}^{\infty} A(\omega, x, y, z) \exp[i\varphi(\omega, x, y, z)] \exp(i\omega t) d\omega, \end{aligned} \quad (2)$$

式中 $\bar{u}(\omega, x, y, z)$ 为入射脉冲的频谱分布函数,与入射脉冲的时间分布函数互为傅里叶变换关系,即

$$\begin{aligned} \bar{u}(\omega, x, y, z) = \mathcal{F}[\bar{U}(x, y, z, t)] = \\ \int_{-\infty}^{\infty} [\bar{u}(x, y, z)] p(t) \exp(i\omega_0 t) \exp(i\omega t) dt, \end{aligned} \quad (3)$$

式中 $A(\omega, x, y, z)$ 为入射脉冲各个不同光谱成分的复振幅分布, $\varphi(\omega, x, y, z)$ 为入射脉冲的光谱相位分布, \mathcal{F}^{-1} 为傅里叶逆变换。(2)、(3) 式表明入射脉冲可以分解为不同频率光谱成分的叠加。在不考虑介质的非线性作用时,超短脉冲在光学系统中的传播实际上就是各个频率成分独自通过光学系统的传播,然后在观察平面上的线性叠加。入射脉冲通过光学介质时,其复振幅的强度分布函数 $A(\omega, x, y, z)$ 主要受传播过程中介质的吸收、散射等影响,在实际处理时通过引入携带带能量因子的光线数据来处理,而相位分布函数 $\varphi(\omega, x, y, z)$ 包含脉冲的时间空间特性,则其主要受介质的光学像差、材料色散等影响,在仿真计算中采用实际光线追迹,通过计算光程得到光瞳函数,这样可以综合考虑所有的像差、面形误差和色散等因素。事实上脉冲的时间特性(比如

脉冲展宽和压缩等)是由于不同光谱成分通过光学介质时由于材料的色散导致不同光谱成分通过的时间不同,即光程不同,因此用光瞳函数考虑光程的方式来考虑脉冲的时间特性的影响。光学系统对输入其中脉冲的影响可以用等效的入瞳和出瞳函数来表示。入瞳处的分布就是入射脉冲的光谱分布,各个频率成分在出瞳处的电场分布 $u(\omega, x, y, z)$ 可以通过带能量因子的实际光线追迹准确得到。因此,出瞳面上的脉冲时空分布可以通过从入瞳到出瞳通过抽样的光线追迹得到,可表示为

$$U(x, y, z, t) = \mathcal{F}^{-1}[u(\omega, x, y, z)] = \int_{-\infty}^{\infty} A'(\omega, x, y, z) \exp[i\varphi(\omega, x, y, z)] \exp(i\omega t) d\omega, \quad (4)$$

式中 $\varphi(\omega, x, y, z)$ 为出瞳面上各频率成分的相位。

各个频率成分从出瞳面到观察平面(像面)采用波动光学的传播计算公式如菲涅耳衍射积分计算公式,这样就能得到观察面上的出射脉冲时空分布为

$$U'(x, y, z, t) = H[U(x, y, z, t)] = H\{\mathcal{F}^{-1}[\bar{u}(\omega, x, y, z)]\} = \mathcal{F}^{-1}\{H[\bar{u}(\omega, x, y, z)]\}, \quad (5)$$

式中 H 为任意的线性传播作用符,比如平面波的光谱叠加或者菲涅耳衍射积分等。采用准确的菲涅耳衍射积分计算公式,而不是忽略二次相位因子所做的近似计算。从计算过程可以看出,该方法对任意脉冲形状都适用,无论脉冲形式是否可通过数学公式进行描述,只要已知入射脉冲的光谱分布和相位

分布即可,而这些数据可以通过实验测得,且所得数据是离散数据,使用时可以根据需要进行插值运算。

综合上述过程,超短脉冲通过光学系统中的传播分为 3 个计算步骤:

- 1) 计算或者测量得到入射脉冲的光谱分布;
- 2) 采用带能量因子的实际光线追迹方法分别计算抽样的各个光谱成分通过光学系统后的频谱分布;
- 3) 采用菲涅耳衍射积分或者平面波的光谱叠加计算观察面上的脉冲时空分布函数。

由(4)式可知,仿真计算结果的准确与否极大地依赖于光谱抽样数的多少。而光谱相位是产生脉冲前沿畸变、脉冲展宽和啁啾的最主要因素,因此必须保证足够多的光谱抽样。由于各个频率成分的光谱相位是以 2π 为调制周期,根据抽样理论,在 $0 \sim 2\pi$ 之间至少要有 2 个光谱抽样点。不同频率成分的光谱相位随着传播距离变化很快,这就意味着对一个长光程的光学系统需要很多的光谱抽样,而这会极大地浪费计算时间^[18,19]。事实上,出瞳处各个光谱相位项 $\varphi(\omega, x, y, z)$ 是由线性项 $\varphi_L(\omega)$ 和非线性项 $\varphi_{NL}(\omega)$ 组成,它主要由光学介质所决定,即

$$\varphi(\omega, x, y, z) = \varphi_{NL}(\omega) + \varphi_L(\omega), \quad (6)$$

而

$$\varphi_L(\omega) = \frac{z}{c}\omega + \varphi_0, \quad (7)$$

式中 φ_0 是常相位量。

由(4)、(6)和(7)式可以得到

$$U(x, y, z, t) = \exp(i\varphi_0) \int_{-\infty}^{\infty} \{A'(\omega, x, y, z) \exp[i\varphi_{NL}(\omega)]\} \exp[i(t + z/c)\omega] d\omega. \quad (8)$$

由傅里叶变化的平移性质可知,线性相位部分只是引起出射脉冲到达观察平面的时间延迟,不会影响脉冲的形状和特性。因此,在计算和采样时可以首先计算出线性部分,通过移除各个频率成分的线性部分可以在不影响脉冲的时空特性的前提下极大地减少采样数。

3 超短脉冲通过实际光学系统的仿真和实验

为了验证所提出的超短脉冲传播方法的正确性,研究光学元件面形误差对脉冲时空特性的影响

情况,设计并加工了一个 2 片式简单聚焦光学系统,其光学原理图如图 1 所示。该系统的有效焦距为 235 mm,入瞳直径为 30 mm,入瞳位于 L1 前靠近 L1 的位置,可以计算出相应的出瞳位置。

实际加工出来的光学系统如图 2 所示,该系统安装在滑动导轨上以便于调整透镜间隔,每个元件固定在二维调节台上从而实现透镜的辅助装调以及便于研究透镜倾斜和离心所造成的影响。透镜的移动是通过旋转台上的螺旋测微仪来实现的,移动精度为 $1 \mu\text{m}$,透镜的转动精度为 $2'$ 。

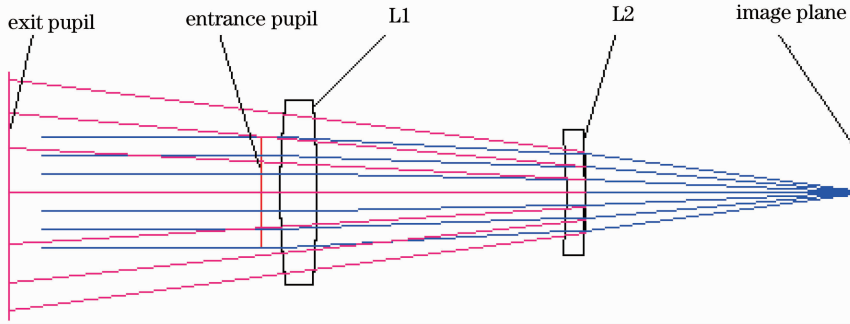


图 1 光学系统原理图

Fig. 1 Schematic of optical system

采用和前面两片完全对称的结构,构成出射的平行光路以测量波前。

采用 Zygo 干涉仪测量每块透镜正反面的面形误差,图 3 给出了第一块透镜的测量结果。如果测量的面形误差是旋转非对称的,那么元件安装时因其安装方向不同和面形误差对脉冲时空特性的影响将有所不同,可以把每个面分成 4 个象限,这样能保证元件在测量面形误差装入实际系统时能准确地对应原安装方向;如果面形误差是旋转对称的,则不需要划分象限,可用任一经向的误差来表示整个面形误差。面形误差的 Zernike 多项式拟合项数如表 1 所示,通过计算程序可实现带面形误差的光线追迹,并能仿真超短脉冲在带面形误差的光学系统中的传输情况。

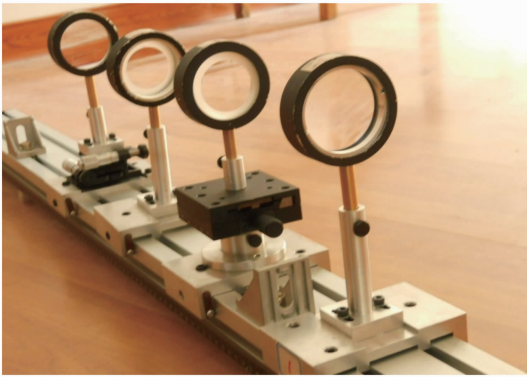


图 2 实验所用的光学系统

Fig. 2 Optical system for experiment

图 2 中系统左侧的两透镜构成图 1 所示的聚焦光路以测量聚焦光学系统的聚焦特性参数,后两片

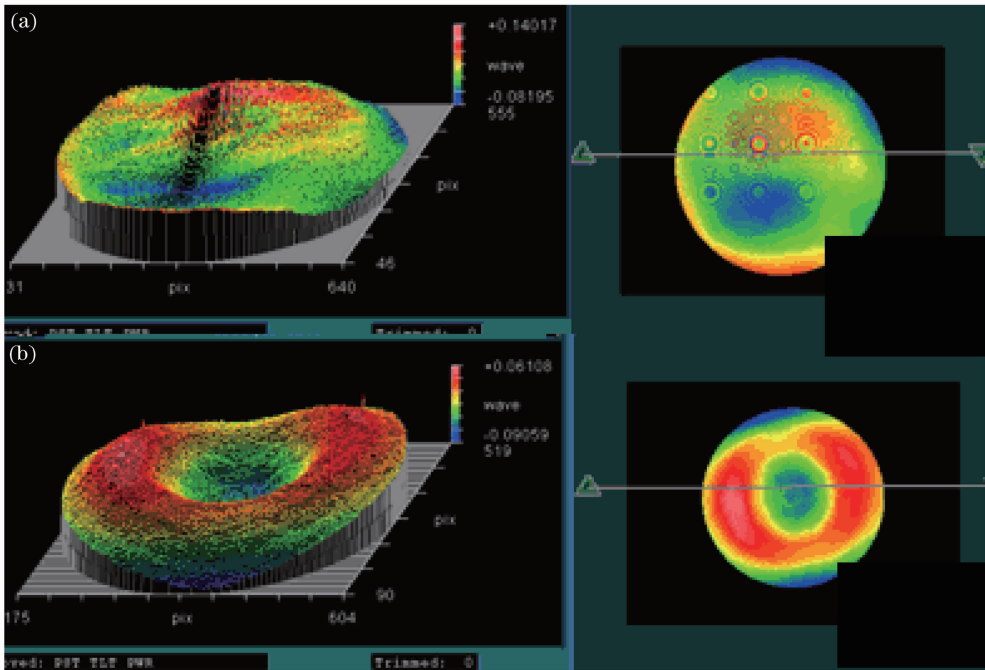


图 3 Zygo 干涉仪测量的透镜 1 两个面的面形误差。(a)第一面;(b)第二面

Fig. 3 Surface-profile error on both sides of lens 1 measured by Zygo interferometer. (a) The first surface; (b) the second surface

表 1 透镜 1 两表面面形误差的 Zernike 多项式拟合系数

Table 1 Fitting Zernike coefficients of Zernike polynomial of the surface-profile errors on both sides of lens 1

Number of terms	1	2	3	4	5	6	7	8	9
First surface	2.84096	-2.90124	2.56107	0.02931	-0.00808	0.00048	-0.02398	0.04077	0.04077
Second surface	0.25417	0.011464	0.07012	0.03931	0.02564	-0.01997	-0.00882	0.05565	-0.01196

在去除被测元件由于测量时的倾斜和离焦引起的测量误差后,第一面的面形误差的峰谷(PV)值为 0.1,均方根(RMS)值为 0.025,第二面的 PV 值 0.11, RMS 值为 0.03. 面形精度较高,误差较小。实际测量表明加工的两块透镜的面形精度等级都较高,平均 PV 值在 0.1 左右,平均 RMS 值约为 0.027。

表 1 中第一项表示离焦量,第二项和第三项分别表示元件在 x 和 y 方向的倾斜量,不代表面形误差的信息,可以省略。从图 3 可以看出,透镜 1 的第一面在测量时有明显的元件倾斜和离焦,第二面则主要是离焦。去除离焦和倾斜之后得到的就是真实的面形误差。

超短脉冲在出瞳面到观察面之间的空气中传播时发生衍射,其时间特性基本不变,但是空间聚焦特性变化明显。虽然所提出的方法可以处理任意脉冲形状分布的超短脉冲,但是为了便于和实验比对,采

用由钛宝石激光器发出的准直光束,脉冲的时间分布为近似高斯分布,如图 4 所示。脉冲前沿无明显弯曲,中心波长为 800 nm,对应的光谱极大值的频率为 3.75×10^{15} GHz,时间宽度为 30 fs。图 4(a)为脉冲的时间分布曲线,图 4(b)为对应的光谱分布。脉冲的空间强度分布均匀,故不再给出曲线图。脉冲的时间分布的测量是通过搭建的二次谐波单次自相关仪和光谱仪结合的单次 SHG-FROG 测量设备进行。其基本原理是将入射脉冲分为两束,其中一束作为探测光,另一束作为开关光,并为开关光引入时间延迟,再让两束光通过非线性介质相互作用,所产生的光经过光谱仪进行光谱展开后,用 CCD 进行测量,CCD 上标定了光谱轴和时间延迟,从而得到相互作用的光强信息。在此基础上用迭代算法从光谱图得到还原的电场信息,从而得到脉冲的时间分布和相位信息。

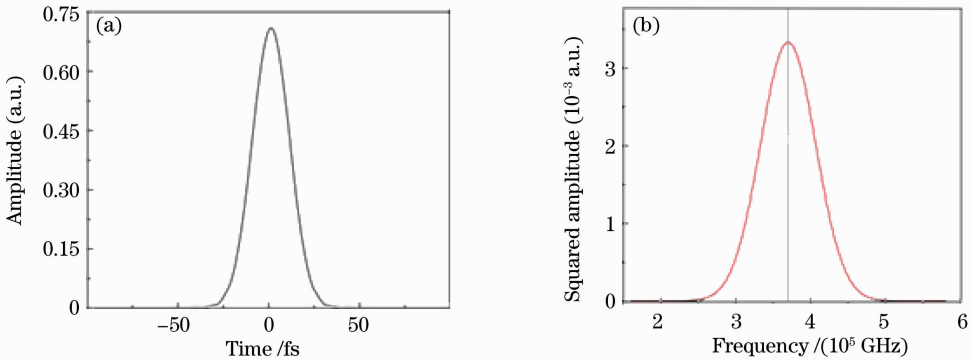


图 4 入射脉冲的(a)时间和(b)光谱分布

Fig. 4 (a) Temporal and (b) spectral distribution of the incident laser pulse

图 5 为脉冲经过光学系统后传播到不同位置的时空分布仿真结果:图 5(a)脉冲传播到焦点前 15 mm;脉冲的孔径边缘部分比中心先到达,出现了明显的脉冲前沿弯曲;图 5(b)脉冲传播到焦点位置;图 5(c)脉冲传播到焦点后 10 mm。图中横坐标表示脉冲经过该观察平面的脉冲持续时间,纵坐标表示垂直于光轴的观察面上 Y 方向的坐标,右边的灰度条标示脉冲强度。

下面以单个正透镜为例来分析产生脉冲前沿弯曲原因。脉冲在色散介质中的群速度为

$$v = \frac{c}{[n(\omega) + \omega(dn/d\omega)]}, \quad (9)$$

式中 $dn/d\omega$ 为介质的色散,对大多数光学透镜材料而言为正,这意味着通常情况下群速度小于相速度 $c/n(\omega)$ 。而脉冲通过透镜不同位置的时间为

$$t(r) = \frac{L(r)}{v}. \quad (10)$$

式中 r 为到光轴的径向距离, $L(r)$ 为透镜上位置 r 处的厚度。对单个正透镜而言, $L(r)$ 随着到透镜中心位置的距离增大而变小。因此,脉冲经过透镜边缘的部分时由于较小的群速度延迟会比透镜中心部分先到达观察平面(位于焦点前),从而导致脉冲前

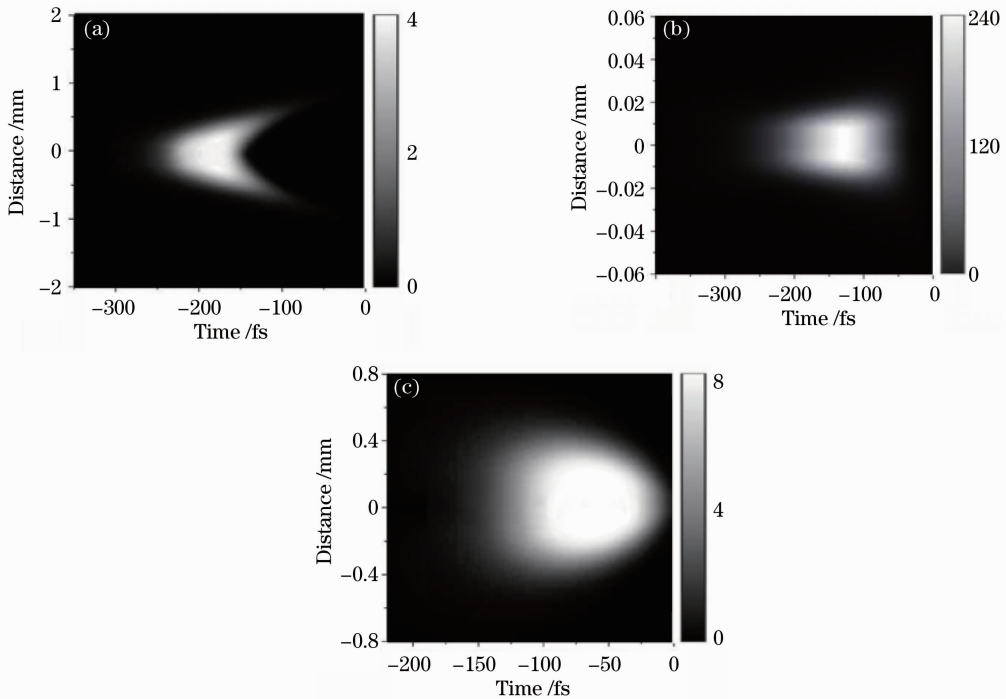


图 5 超短脉冲在经过理想无加工误差的光学系统时不同位置处的仿真时空分布。(a)焦点前 15 mm 位置；(b)焦点处；(c)焦点后 10 mm 位置

Fig. 5 Simulated transverse profile of the ultrashort pulse propagating through the optical system without manufacturing errors at different positions. (a) 15 mm before the focus; (b) at the focus; (c) 10 mm after the focus

沿发生向前的弯曲,同时由于透镜的中心和边缘厚度的不同产生了不同的色散进而导致脉冲时间宽度在透镜不同位置有不同的展宽。当脉冲传播经过焦点到达焦点后的观察平面时,脉冲发生反转,在透镜外的空气中传播的脉冲其边缘光程的比中心光程要大,因而脉冲前沿向后弯曲。

同理,当脉冲传播到焦面前 15 mm 时,孔径边缘的脉冲比孔径中心的脉冲有更小的群速度延迟,从而导致与单个正透镜类似的脉冲前沿弯曲,同时可以明显地看出孔径边缘和孔径中心部分的脉冲时间宽度不同。这是由于观察面距离焦点较远,聚焦效果有限,导致焦斑较大,焦斑的强度最大值较小,约为 4。

当透镜传播到焦平面位置时,由图 5(b)可以明显地看出焦斑的几何半径变小,这是由于系统本身存在球差和色差,使得聚集半径仍有 $20\ \mu\text{m}$ 左右,焦斑强度的最大值也增加到了 220。此时脉冲无明显的时间延迟,即无明显脉冲前沿畸变和弯曲。这是由于此时的脉冲聚焦良好,孔径较小,光斑各部分具有的光程基本相同。出射脉冲时间半宽度在焦点处由 30 fs 展宽到 88 fs。从图中还可以看出观察平面上脉冲在轴上和轴外的时间展宽略有差异,这是

由于脉冲在轴上和轴外的不同位置通过光学介质时光程不等,从而产生不同的色散展宽。同时从脉冲的轨迹可以看出入射时间对称的脉冲也变得非对称,这是由于计算中考虑了各阶色差与高阶色散,导致脉冲不再具有时间对称性。当脉冲传播到焦平面后 15 mm 时,脉冲聚焦后发生反转,脉冲轴外部分比中心部分先到达观察面,脉冲前沿向后弯曲,焦斑变大,能量降低,如图 5(c)所示。

在大多数实际应用中主要关心的是脉冲的聚焦情况,为了分析光学元件的面形误差对脉冲焦斑的时空特性的影响,对实际带面形误差的光学系统在焦点处的时空分布进行了仿真,如图 6 所示。对比图 6 和图 5(b),不难发现,在光学系统的面形误差较小时,脉冲经过带面形误差和不带误差的光学系统后在焦点处的时间宽度基本都为 88 fs,这是由于光学元件的微小面形误差基本不改变脉冲在光学介质中的光程,也就不改变脉冲通过色散介质中的展宽量,故面形误差对脉冲时间展宽的影响可以忽略。

通过对焦点位置仿真和测量,得到如图 7 所示的出射脉冲一维时间分布曲线。图中红色曲线表示软件仿真的脉冲通过实际光学系统后的时间包络,黑色曲线是实验测量的脉冲包络,为便于比较,图中

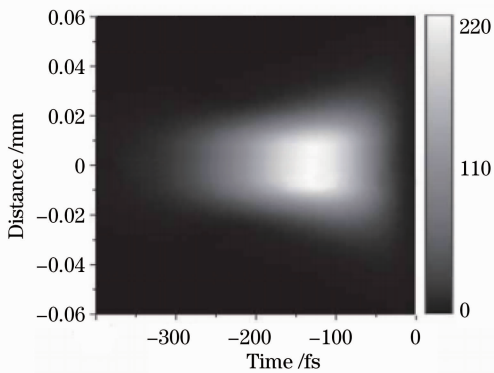


图6 有面形误差时超短脉冲在焦平面上仿真的时空分布

Fig. 6 Simulated transverse profile of the ultrashort pulse propagating through the real optics with the manufacturing surface-profile errors considered

纵坐标为归一化的强度分布。从图7可以明显地看出在焦点处由于高阶色散使得脉冲失去时间失对称性。图中两条曲线吻合良好表明实际测量结果和理论仿真结果相符。

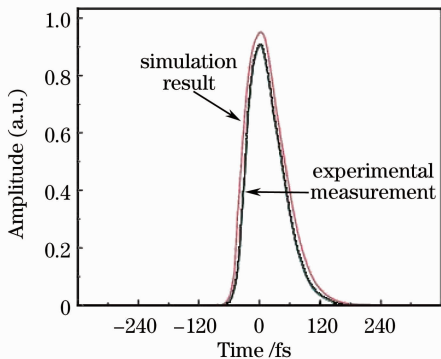


图7 在焦点处归一化的脉冲时间包络

Fig. 7 Normalized time envelope amplitude of the pulse at the focus

对于脉冲在焦点处的空间特性,主要测量了其焦斑的强度分布和大小,由于缺乏时每块透镜的吸收、反射、膜层的透过率等的准确测量,仿真和测量的焦斑的强度可比性不高,因此主要考察焦斑大小的变化。在不考虑面形误差时软件仿真的焦斑半径为 $20\ \mu\text{m}$ [图5(b)],考虑面形误差时仿真计算的焦斑半径为 $28\ \mu\text{m}$,实验测得焦斑半径约为 $31\ \mu\text{m}$,测量和仿真结果的主要误差源是光路的装调误差。由以上分析可知,虽然小面形误差对脉冲时间特性影响很小,但是对于脉冲的空间特性,即焦斑大小和能量都有较大影响,因此,在光学设计时主要考虑面形误差对脉冲空间特性的影响。

当光学系统中的元件安装发生倾斜和离心时,

光学系统变为非轴对称,这样对脉冲的分析也必须从整个二维平面来考虑。同时,元件倾斜会造成脉冲在时间和空间上的同时变化,且对于不同的系统有不同的变化规律。但是对一个确定的系统进行倾斜离心的仿真是有规律可循的,这样就可以为光学系统设计之初进行合理的公差分配时提供合理性指导。

4 结 论

提出了一种结合光线追迹和衍射积分的数值方法用于仿真超短脉冲通过实际光学系统的传输,并开发了相应的超短脉冲传输仿真软件。该方法不局限于入射脉冲的形式,无论脉冲是否可用数学表达式描述,只要已知入射脉冲的抽样光谱信息即可。同时通过采用改进的光谱抽样方法,大大减少了光谱抽样数,在用菲涅耳衍射计算脉冲从出瞳面传播到像面时也采用了准确的衍射计算公式,而没有忽略二次相位因子。同时,该方法通过引入带面形误差的光线追迹模块,不仅考虑了球差、色等基本光学像差的综合影响,也考虑了面形误差对超短脉冲时空特性的影响。以实际设计加工的简单聚焦光学系统为例,通过数值计算脉冲在焦面前后不同位置的传输情况,分析了脉冲前沿弯曲的原因,同时也分析了光学元件的面形误差对聚焦系统在焦点处的时空特性的影响,并通过实验测量了脉冲在焦点处的时间分布和焦斑大小。分析和对比结果表明,仿真计算方法具有较高的准确性,光学元件的面形误差较小时主要引起脉冲空间特性的变化,对脉冲的时间特性基本没有影响,这样再进行光学系统设计时仅需考虑面形对空间特性的要求即可,在提出合理的加工要求以及准确分配公差上具有指导意义。

致谢 感谢中国工程物理研究院激光聚变中心的王晓东,谢娜和孙立为本研究的实验提供的帮助和讨论。

参 考 文 献

- 1 W. Pijitrojana. Lie algebraic methods of light optics for lens system design used in OTIS [J]. *Thammasat Int. J. Sc. Tech.*, 2004, **9**(2): 48~55
- 2 X. Fu, H. Guo, W. Hu *et al.*. Spatial nonparaxial correction of the ultrashort pulsed beam propagation in free space [J]. *Phys. Rev. E*, 2002, **65**(5): 056611
- 3 Lu Daquan, Hu Wei, Yang Zhenjun *et al.*. The vectorial nonparaxial propagation method of the few-cycle ultrashort pulsed beam in free space [J]. *Acta Physica Sinica*, 2004, **53**(4): 1063~1069

- 陆大全, 胡 巍, 杨振军等. 单周期以上超短脉冲光束在自由空间中的矢量非傍轴传输方法[J]. 物理学报, 2004, **53**(4): 1063~1069
- 4 Ding Guilin, Wang Wanlin, Zhao Feng *et al.*. Lie algebraic treatment of optical systems in higher aberration orders [C]. *SPIE*, 2006, **6034**: 254~260
- 5 J. J. Stamnes. *Waves in Focal Regions; Propagation, Diffraction and Focusing of Light, Sound and Water Waves* [M]. Bristol A: Hilger, 1986
- 6 U. Fuchs, U. D. Zeitner, A. Tunnermann. Ultra-short pulse propagation in complex optical systems [J]. *Opt. Express*, 2005, **13**(10): 3852~3861
- 7 U. Fuchs, U. D. Zeitner, A. Tunnermann. Hybrid optics for focusing ultrashort laser pulses [J]. *Opt. Lett.*, 2006, **31**(10): 1516~1518
- 8 Suhas Poyyil Veetil, C. Vijayan, D. K. Sharma *et al.*. Diffraction induced space-time splitting effects in ultra-short pulse propagation [J]. *J. Modern Optics*, 2006, **53**(13): 1819~1828
- 9 Qian Jialie, Fan Dianyuan, Hu Wei *et al.*. Propagation and spatiotemporal coupling of iso-diffraction ultra-short pulsed Hermite Gaussian beams in free space [J]. *Acta Physica Sinica*, 2009, **58**(3): 1655~1661
- 钱列加, 范滇元, 胡 巍等. 等衍射超短脉冲厄米高斯光束在自由空间中的传输及其时空耦合效应[J]. 物理学报, 2009, **58**(3): 1655~1661
- 10 Zheng Hongjun, Liu Shanliang, Li Xin *et al.*. Autocorrelation characteristics of super-Gaussian optical pulse [J]. *Acta Physica Sinica*, 2007, **34**(7): 908~914
- 郑宏军, 刘山亮, 黎 昕等. 超高斯光脉冲自相关特性[J]. 物理学报, 2007, **34**(7): 908~914
- 11 T. E. Sharp, P. J. Wisoff. Analysis of lens and zone plate combinations for achromatic focusing of ultrashort laser pulses [J]. *Appl. Opt.*, 1992, **31**(15): 2765~2769
- 12 E. Ibragimov. Focusing of ultrashort laser pulses by the combination of diffractive and refractive elements [J]. *Appl. Opt.*, 1995, **34**(31): 7280~7285
- 13 Omel Mendoza-Yero, Gladys Minguez-Vega, Jesús Lancis *et al.*. On-axis diffraction of an ultrashort light pulse by circularly symmetric hard apertures [J]. *Opt. Express*, 2007, **15**(8): 4546~4556
- 14 G. O. Mattei, M. A. Gil. Spherical aberration in spatial and temporal transforming lenses of femtosecond laser pulses [J]. *Appl. Opt.*, 1999, **38**(6): 1058~1064
- 15 F. C. Estrada-Silva, J. Garduno-Mejia, M. Rosete-Aguilar. Third-order dispersion effects generated by non-ideal achromatic doublets on sub-20 femtosecond pulses [J]. *J. Modern Optics*, 2011, **58**(10): 825~834
- 16 Zhang Lu, Wu Zhiyong, Gao Shijie *et al.*. Study of time-domain spreading model of ultrashort Gaussian laser pulses in atmospheric turbulence [J]. *Acta Optica Sinica*, 2012, **32**(4): 0401001
- 张 璐, 吴志勇, 高世杰等. 大气湍流中超短高斯激光脉冲的时间域展宽模型研究[J]. 光学学报, 2012, **32**(4): 0401001
- 17 Jing Xu, Wu Yi, Hou Zaihong *et al.*. Study of irradiance fluctuations for laser beam propagation in atmosphere [J]. *Acta Optica Sinica*, 2010, **30**(11): 3110~3116
- 靖 旭, 吴 毅, 侯再红等. 湍流大气中激光传输光强起伏特征研究[J]. 光学学报, 2010, **30**(11): 3110~3116
- 18 Damien P. Kelly, Bryan M. Hennelly, Alexander Grün *et al.*. Numerical sampling rules for paraxial regime pulse diffraction calculations [J]. *J. Opt. Soc. Am.*, 2008, **25**(9): 2299~2308
- 19 Li Xiaotong, Cen Zhaofeng, Deng Shitao. Pulse transmission simulation in the systems including diffraction components by real ray trace [C]. *SPIE*, 2007, **6823**: 1~9

栏目编辑: 韩 峰