# 飞秒啁啾脉冲放大系统中折叠反射式望远镜 对脉冲波前的影响\*

· 韩英魁<sup>1</sup> ) 王清月<sup>1</sup> ) 张志刚<sup>1</sup> ) 张伟力<sup>1 2</sup> ) 柴 路<sup>1</sup> <sup>\*</sup> 袁晓东<sup>3</sup> ) 黄小军<sup>1 3</sup>

(天津大学精密仪器与光电子工程学院,光电信息技术科学教育部重点实验室,天津 300072)

2(俄克拉荷马州立大学电气与计算机工程系, OK 74078, USA)

3(中国工程物理研究院激光聚变中心,绵阳 621900)

(2003年11月3日收到;2004年11月26日收到修改稿)

推导出飞秒激光啁啾脉冲放大系统中使用的折叠反射式望远镜对脉冲波前的影响.分析和计算了波前倾斜 与反射式望远镜参数之间的关系.结果发现:当脉冲宽度小于 100 fs 时,波前倾斜对光束质量的影响不可忽略,并提 出了抑制这种脉冲波前倾斜的有效方法.

关键词:飞秒激光啁啾脉冲放大,波前倾斜,反射式望远镜 PACC:4280W,4260

### 1.引 言

自 20 世纪 80 年代中期开始,啁啾脉冲放大 (CPA)技术已经成为超短超强激光脉冲产生的重要 手段<sup>[12]</sup>. 超短超强激光在许多领域,如 x 射线激 光、强场物理、惯性约束核聚变快点火、精细加工等 都得到了广泛的应用,采用 CPA 技术,目前已经能 够产生峰值功率大于拍瓦(10<sup>15</sup> W)的超强激光脉 冲<sup>[3]</sup>. 飞秒激光 CPA 系统是由振荡级、展宽器、放大 级和压缩器构成的复杂光学系统,首先将振荡级输 出的飞秒种子脉冲注入展宽器展宽(啁啾),然后送 入放大级中进行功率放大,放大后的高能啁啾脉冲 再输入到压缩器中压缩回飞秒量级 从而获得高峰 值功率的飞秒激光脉冲,对于超短超强激光脉冲的 应用 脉冲在时域、频谱和空间上的质量是非常重要 的因素,因此对于 CPA 系统中各单元对脉冲特性的 影响 以及相应控制技术的研究仍然是具有挑战性 的课题,比如光谱窄化问题[45]、展宽器与压缩器的 匹配和材料色散的关系问题<sup>6,7</sup>、光谱整形问题<sup>[8,9]</sup>、 空间啁啾与波前倾斜问题<sup>10,11]</sup>等等.

目前对于飞秒 CPA 系统中的波前倾斜问题,仅

限于对色散元件(光栅和棱镜)构成的展宽器和压缩 器中的角色散导致的波前倾斜进行讨论<sup>[10,11]</sup>.然 而,对于 CPA 系统中所用望远镜装置(扩束器)引入 的波前倾斜问题尚未见详细的研究报道.用于 CPA 系统中的望远镜(扩束器)有透射式和反射式两种形 式.由于透射式望远镜采用透镜组合,透镜的球差 和色差对脉冲引入波前畸变<sup>[12]</sup>,更重要的是透镜的 材料色散对飞秒脉冲的压缩带来很大的负面影响, 因此现在 CPA 系统中通常使用反射式望远镜扩束 器<sup>[13,14]</sup>.本文重点研究了 CPA 系统中折叠反射式望 远镜扩束装置对脉冲波前的影响,并基于光线追迹 法,对这种脉冲波前倾斜与折叠反射式望远镜扩束 器参数之间的关系进行了讨论,提出了减小这种影 响的新方法.

#### 2. 理论推导

飞秒脉冲放大系统中对光束进行扩束时,通常 采用折叠反射式望远镜系统(如图1).这种离轴放 置的反射式望远镜,不仅引入了一定的像散,还导致 了脉冲的波前倾斜.设凹面镜的曲率半径为 R,凸 面镜的曲率半径为 r,凹面镜和凸面镜的球心连线

<sup>\*</sup> 激光聚变实验室基金(批准号 51480040103JW1401) 国家自然科学基金(批准号 160178007 60278003) 国家重点基础研究专项基金(批准 号 1G1999075201-2) 和教育部高等学校优秀青年教师教学和科研奖励基金资助的课题。

<sup>&</sup>lt;sup>†</sup>通讯联系人. E-mail :ull@tju.edu.cn

为 OO' 即光轴 ,光线 AB 平行于光轴入射 ,凹面镜和 凸面镜相距 $\frac{R-r}{2}$ .



图 1 反射式望远镜扩束系统结构示意图

物空间一点光源发出的单心光束经过球面镜反 射后 除个别特例外均变成非单心光束 使得由球面 反射镜组成的望远镜系统不能将平行光束完全扩束 或缩束为平行光束,并且光束通过望远镜后各个部 分所经历的光程也不同,对通过望远镜系统的光束 各个部分进行光线追迹可以确定光束的波前形状, 从而确定望远镜给光束带来波前畸变的大小. 假设 平行平面波从左侧入射,以凹面镜延长线与光轴的 交点所在的垂直于光轴的平面 MM' 为光线追迹的 起始面 凹面镜圆心垂直于光束方向的平面 NN' 为 中止平面 由于光线在凹面镜和凸面镜上的反射点 所对应的圆心角不同,所以光线经凹面镜反射后不 再平行于光轴 而且不同位置的光线与光轴的夹角 也不同,这就导致了出射光束不是严格的平行平面 光 由于不同位置的光线通过扩束器时的光程也不 同,从而引入了波前畸变,计算不同位置的光线通过 望远镜系统后的光程可以得到光束通过扩束器后的 波前,任意位置的光线通过扩束器后的光程可以表 示为

$$L = AB + BC + CD , \qquad (1)$$

式中 *A*, *B*, *C*, *D*分别为光线与起始平面、凸面镜、 凹面镜和中止平面的交点.

$$AB = \frac{R+r}{2} - r\cos\theta , \qquad (2)$$

$$BC = CF - \frac{r\sin\theta}{\sin2\theta} , \qquad (3)$$

$$CD = \frac{R\cos(\theta' - \theta_0)}{\cos(2(\theta' - \theta) - \theta_0)}, \qquad (4)$$

式中  $_{,\theta}$  为凸面镜上弧  $_{BB'}$  所对的圆心角  $_{,\theta'}$  为凹面 镜上弧  $_{CC'}$  的圆心角  $_{,\theta_0}$  为  $_{CD_0}$  所对应的光线与  $_{CD'}$  的夹角 . 空间位置不同的光线  $_{,\theta}$  不同 ,所对应 的 CF 与 θ' 的值可以通过求解下列方程组来获得:

$$\frac{R\sin\theta'}{\sin 2\theta} = CF, \qquad (5)$$

$$R\cos\theta' - CF\cos 2\theta = \frac{(R-r)}{2} + r\cos\theta$$

$$- r\sin\theta_0 \tan 2\theta.$$

光线经过反射式望远镜系统后并不平行于光轴,而 且出射光束存在一定的发散角,所以缩束时和扩束 时所经历的光程并不相同.对不同位置的光线进行 追迹可以得到光束通过缩束系统后的波前,图2是 光线通过反射式望远镜系统进行缩束时的光路示 意图.



图 2 反射式望远镜缩束系统光路示意图

以凹面镜圆心所在的垂直于光轴的平面 MM' 为光线追迹的起始面,凹面镜与光轴的交点 E 所在 的垂直于光束方向的平面 NN' 为中止平面,光线通 过望远镜系统后各部分的光程为

$$AB = R\cos\theta , \qquad (6)$$

$$BC = \frac{R\sin\theta}{\sin2\theta} - CF , \qquad (7)$$

$$CD = \frac{\left(\frac{R+r}{2} - r\cos\theta' + r\sin\theta'\tan\theta_0\right)\cos\theta_0}{\cos\left(2\left(\theta' - \theta\right) - \theta_0\right)} \tag{8}$$

式中 $\theta_0$ 为 $CD_0$ 所对应的光线与CD'的夹角.空间 位置不同的光线 $\theta$ 不同,所对应的CF与 $\theta'$ 的值可 以通过求解下列方程组来获得:

$$\frac{r\sin\theta'}{\sin2\theta} = CF, \qquad (9)$$

$$r\cos\theta' - CF\cos2\theta = R\cos\theta - \frac{(R-r)}{2}$$

$$- R\sin\theta \tan^2\theta$$

光束的波前可以通过计算光束中不同位置的光 程差来确定 定义

 $\tau(x) = |\Delta I(x)|/c = |I(x) - L_{min}|/c$ 描述光束的波前 ,x 为出射光线的径向位置 ,以光束 离光轴最近点为零点 ,I(x)为该位置光线的光程.

#### 3. 计算分析

光束通过如图 1 所示的望远镜后不再是严格的 平行平面光,但是光束的发散角小于 10<sup>-3</sup>mrad,故由 此望远镜系统出射的光束仍可认为是平行光束.由 于望远镜离轴放置,由此产生的光束波前倾斜不再 关于光束中心对称(如图 3 所示).改变望远镜参数 对于扩束或者缩束后光束波前倾斜有不同的影响.



图 3 光束通过 1:2 扩束器后的波前 凹面镜曲率半径为 *R* = 1000 mm

3.1.曲率半径对于波前畸变的影响

图 4 是选择不同曲率半径的望远镜系统进行 1:2扩束时的波前比较,望远镜凸面镜的曲率半径分 别为 250 500 和 1000 mm.



图 4 光束通过 1:2 扩束器后的波前畸变 凸面镜曲率 半径分别为 250 500 和 1000 mm

图 4 显示在扩束比例一定的情况下,选用的凸 面镜的曲率半径越大,引入的波前畸变越小,但此时 望远镜系统所占用的空间也越大.选用 1000 mm 的 凸面镜的 1:2 扩束系统仅仅引入了十几个飞秒的波 前倾斜.



图 5 光束通过 2:1 缩束器后的波前畸变 凸面镜曲率 半径分别为 250 500 和 1000 mm

图 5 给出了不同曲率半径的望远镜系统进行 2:1缩束时的波前比较,相对于扩束的情况而言,经 过同样的望远镜系统缩束时引入的波前畸变更大, 变化趋势和扩束时正好相反,通过反复计算比较发 现 当缩束器的凸面镜的曲率半径与扩束器凹面镜 的曲率半径相同时缩束器引入的波前畸变和扩束器 引入的波前畸变大小大致相同,变化趋势相反,图6 是光束通过凹面镜曲率半径为 1000 mm 的 1:2 扩束 器和凸面镜曲率半径为 1000 mm 的 2:1 缩束器后光 束的波前 计算时忽略了光束经过扩束器后进入缩 束器前的发散角,认为入射到缩束器的光束仍然是 平行光束,从图 6 可以看出,最终的波前畸变非常 小 (仅有不到 0.004 fs.因此,为了消除由于扩束带来 的波前畸变的影响,最后的放大脉冲要用凸面镜曲 率半径与扩束器凹面镜曲率半径相同的缩束器对光 束进行缩束.



图 6 光束先后通过 1:2 扩束器和 2:1 缩束器后的波前 扩束 器凹面镜曲率半径和缩束器凸面镜的曲率半径均为 1000 mm

3.2.扩(缩)束比对波前畸变的影响

保持望远镜的一个曲面镜的曲率半径不变,不同的扩(缩)束比对光束波前的影响也不同.

图 7 是凹面镜曲率半径为 1000 mm 和凸面镜曲 率半径为 250 mm 时,不同扩束比的扩束器引入的波 前畸变的比较.从图 ( b )可以发现,保持凸面镜的 曲率半径不变时,不同的扩束比的扩束器引入的波 前畸变会有很大不同,扩束比越大引入的波前畸变 越小.从图 ( a )还可以看出,保持凹面镜的曲率半 径不变时,不同扩束比的扩束器引入的波前变化却 不是很大.



图 7 不同望远镜参数情况下扩束后光束波前畸变的比较 (a)*R* = 1000 mm (b)*r* = 250 mm.

与扩束器不同,缩束时保持凹面镜曲率半径不 变的情况下,不同缩束比例的缩束器引入的波前畸 变变化很大,缩束比例越大引入的波前畸变越大(如 图 & a)所示).而保持凸面镜曲率半径不变的情况 下,缩束比例对于波前畸变的影响却不是很大(如图 & b)所示).

通过扩束比和缩束比对波前畸变影响的比较可 以看出,凸面反射镜的曲率半径对于波前畸变的影 响较大.这主要是由于光束经过望远镜系统后不再



图 8 不同望远镜参数情况下缩束后光束波前畸变的比较 (a)*R* = 1000 mm (b)*r* = 250 mm

是严格的平行光束,导致光束各个部分的光程不同.

#### 4.结 论

由于球面镜没有严格意义上的焦点,所以平行 平面光通过反射式望远系统后光束不再是严格的平 行光束.通过对图 1 和图 2 所示的扩束器和缩束器 进行光线追迹,发现平行光束经过反射式望远系统 后光束发散角变为约 10<sup>-3</sup> mrad,并且光束各个部分 所经历的光程也不同,产生了波前畸变.这种畸变对 于一般光束是可以忽略,但对于脉冲宽度小于几十 飞秒的锁模激光束这一畸变将降低光脉冲质量,对 后面的测量及应用将造成很大的误差.特别是在展 宽器和压缩器尽可能优化的条件下,折叠反射式望 远镜引入的脉冲波前倾斜的影响会更加突出.

本文对经过反射式望远镜扩束和缩束后的光束 进行了光线追迹,通过计算空间各个部分光线的光 程差得到了光束的波前畸变,分析比较反射式望远 镜扩束器和缩束器的参数对波前畸变的影响.得出 如下结论:具有相同的扩(缩)束比的望远系统球面 镜的曲率半径越大引入的波前畸变越小.当扩束器 凹面镜的曲率半径与缩束器凸面镜的曲率半径大小 相同时 扩束器引入的波前畸变与缩束器引入的波 前畸变大小大致相同,变化趋势相反.望远镜系统的 凸面反射镜对于光束波前畸变的影响比凹面反射镜 大,保持凹面镜的曲率半径不变,凸面反射镜的曲率 半径越大则引入的波前畸变越小.根据以上结论, 在材料条件允许的情况下,在 CPA 系统的适当位置 可以用增大球面镜曲率半径,采用凸面镜曲率半径 与扩束器凹面镜曲率半径相同的、同比例的缩束器 将光束缩束等方法来减小甚至抵消由扩束器引入的 波前畸变.

- [1] Strickland D , Mourou G 1985 Opt . Commun . 56 219
- [2] Maine P, Strickland D, Bado P et al 1998 IEEE J. Sel. Topics Quant. Electron. 6 398
- [3] Perry M D, Pennington D, Stuart B C et al 1999 Opt. Lett. 24 160
- [4] Cao D M, Wei Z Y, Teng H et al 2000 Acta Phys. Sin. 49 1202
   (in Chinese ] 曹东茂、魏志义、滕 浩等 2000 物理学报 49 1202]
- [5] Xing Q R , Zhang N , Wu Y S et al 2002 Acta Opt. Sin. 22 1206 (in Chinese] 邢岐荣、张 宁、吴元生等 2002 光学学报 22 1206]
- [6] Sun D R , Song Y R , Zhang Z G et al 2003 Acta Phys. Sin. 52

870 (in Chinese ] 孙大睿、宋晏蓉、张志刚等 2003 物理学报 52 870

- $\left[ \ 7 \ \right] \quad Zhang \ Z \ G$  , Song Y R , Sun D R et al 2002 Opt . Commun . 206 7
- [8] Chériaux G , Albert O , Wänman V et al 2001 Opt . Lett . 26 169
- [9] Suda A , Oishi Y , Nagasaka K et al 2001 Opt . Express 9 1
- [10] Pretzler G, Kasper A, Witte K J 2000 Appl. Phys. B 70 1
- [11] Varjú K, Kovács A P, Kurdi G et al 2002 Appl. Phys. B 74 S259
- [12] Kempe M, Rudolph W 1993 Phys. Rev. A 48 4721
- [13] Zhou J P , Huang C P , Murnane M M et al 1995 Opt . Lett . 20 64
- [14] Du D, Squier J, Kane S et al 1995 Opt. Lett. 20 2114

## Effect of a folded reflecting telescope on the pulse front in the femtosecond chirped pulse amplification system\*

Han Ying-Kui<sup>1</sup>) Wang Qing-Yue<sup>1</sup>) Zhang Zhi-Gang<sup>1</sup>) Zhang Wei-Li<sup>1</sup><sup>(2)</sup>

Chai Lu<sup>1</sup>) Yuan Xiao-Dong<sup>3</sup>) Huang Xiao-Jun<sup>1</sup><sup>(B)</sup>

<sup>1</sup> (School of Precision Instruments and Opto-electronics Engineering, Key Laboratory of Opto-electronic Information Science and Technology of Ministry of Education, University of Tianjin, Tianjin, 300072, China)

<sup>2</sup>) (School of Electrical and Computer Engineering, Oklahoma State University, OK 74078, USA)

<sup>3</sup>(Center of Laser Fusion, China Academy of Engineering Physics, Mianyang 621900, China)

(Received 3 November 2003; revised manuscript received 26 November 2004)

#### Abstract

The model of the pulse front tilted by a folded reflecting telescope used as a beam expander in the chirped pulse amplification system is developed, and the relationship between the pulse front aberrance and the parameters of the telescope is discussed. It is found that the effect of pulse front aberrance on the beam is too strong to be ignored when the pulse duration is less than 100 fs. An effective method is presented to overcome this problem.

**Keywords** : chirp pulse amplification , pulse front tilted , reflecting telescope **PACC** : 4280W , 4260

<sup>\*</sup> Project supported by the Foundation of the Laboratory of Laser Fusion (Grant No. 51480040103JW1401), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 60178007, 60278003), the Special Foundation for State Major Basic Research Program of China (Grant No. G1999075201-2), and the Foundations for Outstanding Young Teachers in Universities of the Ministry of Education, China.