

大型短脉冲激光装置中脉冲前沿畸变效应的研究^{*}

左言磊[†] 曾小明 黄小军 赵 磊 王 道 周凯南 张 颖 黄 征

(中国工程物理研究院激光聚变研究中心, 绵阳 621900)

(2009 年 1 月 13 日收到, 2009 年 3 月 18 日收到修改稿)

阐述了短脉冲激光装置中脉冲前沿畸变效应的产生机理和可能的畸变源, 利用 Fourier 光学方法, 建立了一个基于单程压缩构型的研究脉冲前沿畸变效应的理论模型, 分析不同种脉冲前沿畸变效应对于压缩器输出脉冲的近场时空特性的影响. 基于此, 对一个在建的大口径(300 mm)短脉冲装置中的各种畸变源(包括可编程声光光谱色散滤波器、透镜色差以及劈板等元件)进行了数值计算. 研究表明, 近场输出脉冲宽度显著加宽, 输出脉冲前沿形状不同于输入时的畸变形状, 只有中心部分区域的脉冲前沿形状与输入类似, 该区域的大小由系统带宽决定.

关键词: 脉冲前沿畸变, 角色散, 单程压缩, 透镜

PACC: 4225B, 4225F

1. 引 言

近年来啁啾脉冲放大技术^[1]得到广泛应用, 结合已有的大型固体激光技术, 国际上很多实验室建造了大型短脉冲激光装置, 获得极高峰值功率、高能量的超短脉冲输出. 这给很多领域的研究工作提供了有力的工具, 如光与物质相互作用^[2]、惯性约束聚变中的快点火实验研究等^[3]. 在众多的涉及强激光与短脉冲相互作用的实验中, 短脉冲在焦平面处的时空特性决定着物理实验的成败. 由于远场时域特性的不可测量, 许多实验工作者都用近场局部的脉冲时域特性去表征脉冲的远场时域性质. 这往往是基于均匀脉冲假设, 而实际上这种假设在大型短脉冲装置上不成立. 这是因为在放大器链中的每一个环节——展宽、光谱主动控制、压缩、聚焦和诊断都可能引入脉冲前沿畸变效应, 都会使得输出脉冲的远场时域特性与近场截然不同. 因此研究这种脉冲前沿畸变效应对于准确估计远场的时空特性是必须的.

Boi^[4]和 Kempe 等^[5,6]在 20 世纪 90 年代的研究中, 通过理论推导阐述了薄透镜依赖于空间位置的时间群延迟对于透射短脉冲的时空调制作用. 除了利弗莫尔实验室 1996 年建成的拍瓦装置^[7], 当时短

脉冲激光装置的口径较小, 这种由聚焦透镜引入的时空畸变量也较小, 没有引起人们的足够重视. 一直到 21 世纪初随着越来越多的大型短脉冲激光装置的建立, 如英国卢瑟福实验室的 Vulcan^[8], 美国德克萨斯大学的 Texas Petawatt, 日本大阪大学的 Firex 等^[9], 该领域的技术人员开始认识到透镜特别是数目很多的空间滤波器透镜引入的时空畸变对于一个短脉冲系统的影响很大, 于是在近几年进行了深入研究并提出了诊断和补偿^[10-12]的方法. 然而在广泛应用的反转场自相关法以及由其衍生的倾斜脉冲前沿自相关等方法中^[13,14], 诊断对象都是压缩后的脉冲. 因此, 有关带有脉冲前沿畸变现象的啁啾脉冲通过光栅压缩器后的脉冲时空特性的研究是很有意义的.

本文的研究基于中国工程物理研究院激光聚变研究中心在建的千焦级拍瓦激光装置. 研究内容包括脉冲前沿畸变的定义、概括系统中存在的畸变源、不同种脉冲前沿畸变对于压缩器输出脉冲时空特性的影响.

2. 理论模型

2.1. 脉冲前沿畸变的定义

脉冲前沿, 即脉冲的能量前沿, 可理解为波包的

^{*} 高温高密度等离子体物理国防科技重点实验室基金(批准号: 9140c6803010803)资助的课题.

[†] E-mail: zuoyanlei@tsinghua.org.cn

峰值到达某一平面 z_0 上不同位置 r 处的时间 $t_0(r)$ 所形成的曲面. 理想情况下该曲面与脉冲的波前面是重合的. 然而当系统中存在色散元件或者几何像差(本文不考虑)时, 色散作用将导致脉冲前沿曲面相对于波前产生依赖于空间位置的时间延迟, 称之为脉冲前沿畸变. 如图 1 所示^[15], 其中图 1(a)为宽带平行光通过薄透镜后的波前和脉冲前沿曲面, 图 1(b)为通过色散元件如光栅或棱镜后的波前和脉冲前沿平面. 正如 Bor 和 Kempe 所言, 产生脉冲前沿畸变的原因是角色散, 在空间-频率域表现为不同频率成分的传输方向不同, 在对应的空间-时间域则表现为依赖于空间位置的群延迟效应.

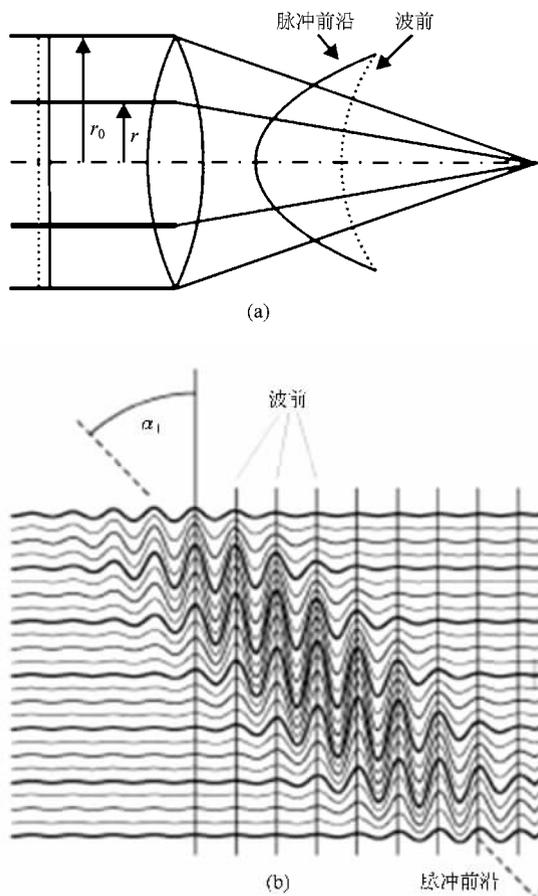


图 1 色散元件引入的脉冲前沿畸变效应^[15] (a)透镜引入的脉冲前沿畸变效应, (b)光栅或棱镜引入的脉冲前沿倾斜效应

根据 Bor^[4]的推导, 均匀的宽带短脉冲经过一个薄透镜后, 其脉冲前沿畸变量可以表示为

$$\Delta t(r) = -\lambda_0 \frac{r^2}{cf(n-1)} \left. \frac{dn}{d\lambda} \right|_{\lambda_0}, \quad (1)$$

其中 r 为空间坐标, f 为透镜焦距, c 为真空中的光

速, n 为透镜材料折射率, λ_0 为脉冲中心波长, $\left. \frac{dn}{d\lambda} \right|_{\lambda_0}$ 为中心波长处折射率的一阶导数. 根据文献[16], 色散元件光栅和棱镜引入的脉冲前沿倾斜量(脉冲前沿平面上最前和最后两点的的时间延迟)为

$$\Delta T = \frac{D\lambda_0}{c} \frac{d\theta}{d\lambda}, \quad (2)$$

其中 D 为光束直径, $\frac{d\theta}{d\lambda}$ 表征脉冲的角色散大小, 而 $\lambda_0 \frac{d\theta}{d\lambda}$ 表示的正是图 1(b)中脉冲前沿与波前面的夹角 α .

2.2. 系统中的畸变源

在一个大型短脉冲激光装置中, 色散元件是不可避免的, 如空间滤波器透镜、展宽器和压缩器中的衍射光栅. 另外, 为了对宽带短脉冲系统进行主动光谱控制, 在光路中插入可编程声光光谱色散滤波器(AOPDF), 由于目前的商用产品(DAZZLAR)中声光晶体采用非共线构型, 会导致衍射光束产生角色散^[17-19]. 还有一个产生角色散的光学元件是劈板, 工程技术人员常常将其插入光路中监测系统能量. 这在纳秒级激光系统中很常见. 在短脉冲系统中, 劈板对于压缩脉冲的时空特性的影响是不可忽略的.

2.2.1. 空间滤波器透镜

图 2 所示为千焦级拍瓦装置的主放大器段的光路结构图. 为简便起见, 图 2 中只标出了必要的透镜和反射镜, 其中透镜具体参数如表 1 所列. 根据文献[12], 透镜引入的脉冲前沿畸变具有累积效应, 对表 1 中的参数根据(1)式计算可得主放大器段输出光束的脉冲前沿曲面的表达式为(在 BK7 材料中,

$$\lambda \left. \frac{dn}{d\lambda} \right|_{\lambda_0=1053 \text{ nm}} = -0.014$$

$$\Delta t(r) = 1.23 \times 10^{-10} r^2. \quad (3)$$

在(3)式的计算中, 注入光束口径为 60 mm, 输出光束口径为 285 mm, 并且计算过程中已经考虑到了不同透镜上入射光束的口径不同. 由(3)式可以看出, 主放段输出的脉冲前沿呈二次抛物面形状.

2.2.2. 劈板

如图 3 所示, 宽带啁啾脉冲通过劈板(置于主放段后用于能量监测)后, 由于劈板存在楔角, 输出脉冲产生角色散现象, 导致输出脉冲前沿平面与波前面存在夹角 γ .

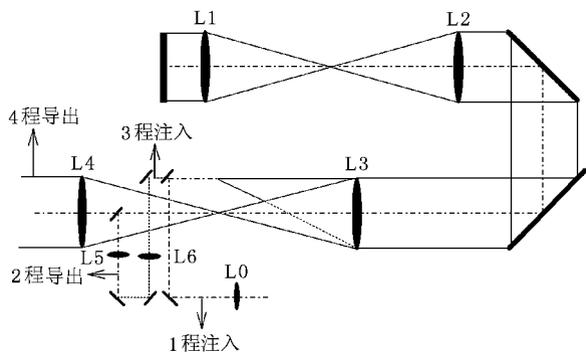


图2 千焦级拍瓦系统四程放大段光路结构俯视图

表1 主放段透镜参数

	L0	L1	L2	L3	L4	L5	L6
焦距/m	2.24	7	8.4	8.4	8.87	3.36	2.8
通过次数	1	4	4	4	1	1	1

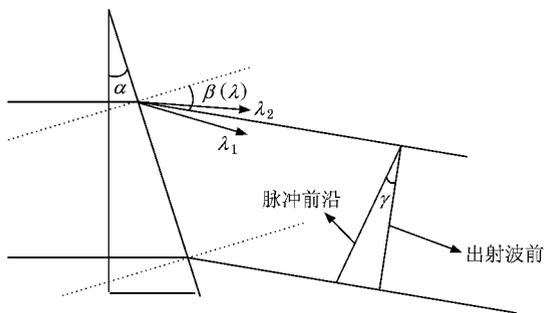


图3 宽带脉冲通过劈板时产生角色散现象

根据折射定律有

$$\sin\beta(\lambda) = n(\lambda) \sin\alpha_0, \quad (4)$$

其中 $\beta(\lambda)$ 表示波长为 λ 的成分在输出端面的折射角, α_0 表示劈板的楔角, $n(\lambda)$ 表示劈板材料中不同波长的折射率. 根据(4)式, 输出脉冲的角色散量为

$$\frac{d\beta(\lambda)}{d\lambda} = \frac{dn(\lambda)}{d\lambda} \frac{\sin\alpha_0}{\cos\beta(\lambda)}. \quad (5)$$

取劈板楔角为 $\alpha_0 = 4^\circ$, 根据(5)式可得 $\frac{d\beta(\lambda)}{d\lambda} = 0.93 \times 10^{-6} \text{ rad/nm}$. 根据(2)式, 脉冲前沿平面上最前和最后两点的时间延迟为 $\Delta T = 0.98 \text{ ps}$ (此处光束口径 D 取 300 mm).

2.2.3. 可编程声光光谱色散滤波器

图4所示为一典型的可编程声光光谱滤波器的光路结构原理示意图. 在声光晶体(本文为 TeO_2) 内, 不同频率成分的 o 光在晶体内不同位置处经声光衍射后产生的 e 光以相同方向入射到晶体出射端

面, 由于不是垂直入射, 导致出射光将存在角色散. 根据图4有

$$n_e(\lambda) \sin\alpha = \sin\beta(\lambda), \quad (6)$$

其中 $n_e(\lambda)$ 为 e 光在晶体内的折射率, α 为出射面上的入射角, $\beta(\lambda)$ 为不同波长成分的输出角. 因此出射光的角色散表达式为

$$\frac{d\beta(\lambda)}{d\lambda} = \frac{dn_e(\lambda)}{d\lambda} \cdot \frac{\sin\alpha}{\cos\beta(\lambda_0)}. \quad (7)$$

根据文献[20], TeO_2 晶体的 Snell 公式为

$$n_e^2 = 1 + 2.8525\lambda^2 [\lambda^2 - 0.1342^2] + 1.5141\lambda^2 [\lambda^2 - 0.2631^2]. \quad (8)$$

联立(7)和(8)式并代入 $\alpha = 0.71^\circ$, $\beta(\lambda_0) = 1^\circ$ 资料

来自 Fastlite 公司的 DAZZLAR) 可得 $\frac{d\beta(\lambda)}{d\lambda} = 0.86 \times 10^{-6} \text{ rad/nm}$. 若取光束口径为 5 mm , 根据(2)式可得, 脉冲前沿平面上最前和最后两点的时间延迟为 15 fs (中心波长为 1053 nm), 11 fs (中心波长为 800 nm). 由此可见, 对于皮秒和亚皮秒系统, DAZZLAR 引入的脉冲前沿倾斜量相对于脉冲宽度较小, 可以忽略. 而对于小于 30 fs 的钛宝石系统, DAZZLAR 引入的脉冲前沿倾斜不可忽略.

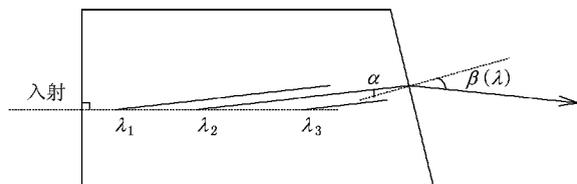


图4 非共线可编程声光光谱滤波器调制原理示意图(俯视)

2.2.4. 其他畸变源

大型短脉冲系统中还存在着其他可导致脉冲前沿倾斜的畸变源, 如展宽器和压缩器的光栅失调, 这在文献[19]中有详细描述. 另外, 透射式光学元件端面平行度误差也是一个较大的畸变源, 其引起脉冲前沿畸变的原理与劈板类似, 产生的畸变量会严重影响钛宝石激光装置的输出脉冲属性(另讨论). 而对于一个亚皮秒激光装置, 其影响较小.

3. 不同类型脉冲前沿畸变对于压缩器输出脉冲的时空特性影响

根据上述分析, 色散元件引起的脉冲前沿畸变可以分为两类: 一是透镜引入的抛物面型脉冲前沿曲面, 二是劈板等元件引入的脉冲前沿倾斜(与波前

面存在夹角).考虑到千焦级拍瓦系统的压缩器为传统的单程双光栅构型,因此本文的研究对象为带有脉冲前沿畸变的啁啾脉冲通过一单程光栅压缩器,如图 5 所示.根据文献 [21],该单程压缩器的输出脉冲近场任一位置的时域表达式为

$$E(x_2, t) = \int dx_1 \exp \left\{ -\frac{i\pi}{\lambda z} \left(\frac{x_2}{\alpha} - x_1 \right)^2 \exp \left[-\left(\frac{\alpha^2}{\sigma^2} x_1^2 \right)^n \right] \times \exp \left[-\frac{\left(t + \frac{k\beta x_2}{\alpha} - k\beta x_1 + \Delta t(x_1) \right)^2}{\tau_0^2 + i2k\beta^2 z} \right] \right\} \quad (9)$$

其中 x_1, x_2 分别是经光栅 G1, G2 衍射后脉冲近场横向坐标, α, β 为光栅的 Martinez 参数^[21], λ 为波长, k 为波矢, z 为光栅中心距, σ 表征光束口径, τ_0 表征理想压缩脉冲宽度, n 为超高斯阶数, $\Delta t(x_1)$ 表征脉冲前沿畸变量.

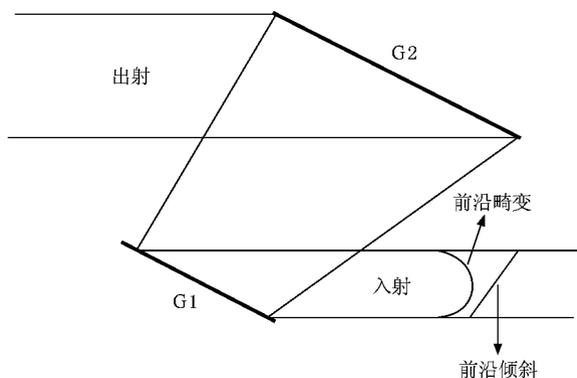


图 5 基于单程双光栅的压缩器构型

3.1. 透镜引入的脉冲前沿畸变对于压缩器输出脉冲的时空特性影响

本文计算所用的参数是基于在建的千焦级拍瓦激光装置.根据前面的(3)式计算,系统空间滤波器透镜所引入的脉冲前沿畸变为 $\Delta t(x_1) = 1.23 \times 10^{-10} x_1^2$ (9)式计算所用的其他参数见表 2.计算结果如图 6 和图 7 所示.

表 2 千焦级拍瓦系统的相关参数

光束直径/ cm	近场 分布	波长/ nm	光栅中心 距/m	刻线密 度/mm ⁻¹	带宽/ nm
30	三阶超高斯	1053	2.4	1740	3—7

图 6 列出了系统带宽为 5 nm 的情况下,输入近场分布为三阶超高斯、无脉冲前沿畸变(图 6(a))和 2 ps 的脉冲前沿畸变(图 6(b))时单程压缩器的近场一维时空分布.比较图 6(a)和 6(b)可以看出,抛物

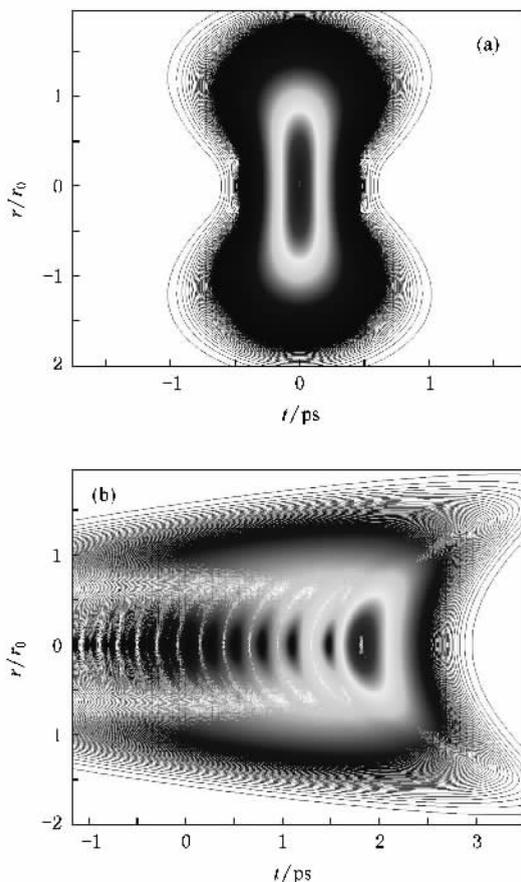


图 6 不同条件下的压缩器输出光束近场一维时空分布图 (a)三阶超高斯,无脉冲前沿畸变;(b)三阶超高斯,2 ps 脉冲前沿畸变

面型脉冲前沿畸变导致压缩器输出脉冲的时空特性发生明显改变,近场任何一位置 r 处的时域宽度都远远大于无畸变时的宽度,光束中心($r = 0$)处脉冲时域上出现了许多具有较高幅值的预脉冲.图 7 描述了系统带宽为 3 nm 时压缩器输出脉冲近场时域展宽倍数(图 7(a))以及脉冲前沿形状(图 7(b)).其中展宽倍数定义为存在误差时近场某点的实际脉冲宽度与理想压缩脉冲宽度之差除以理想压缩脉冲宽度.由图 7(a)可以看出,除了光束中心($r = 0$)的一小部分区域外,其他位置的脉冲时域宽度都明显展宽,并且展宽量随着畸变量的增加而急剧增加.实际上很多超短脉冲系统的脉冲宽度测量都是取光束中心一小部分光束进行的,这也是人们未能及早发现这个现象的一个原因.由图 7(b)可以看出,当输入脉冲带有抛物面型的脉冲前沿畸变时,其输出脉冲中心部分($r \leq r_0$)的脉冲前沿是一个形状类似的二次曲面,脉冲前沿和后沿(对应谷值和峰值)的时间间隔约为

入射脉冲畸变量的一半,并且整个光束截面上脉冲前沿的位置都是在 $r = r_0$ 位置附近.根据单程压缩的特点,该位置是由带宽决定的,输入脉冲前沿畸变量的大小只是影响输出脉冲前沿的畸变量.

f_s 以上,远大于其变换极限脉冲宽度 $320 f_s$.根据图 8(c),压缩器输出脉冲前沿不再是一个斜面,而是一个弯曲的曲面.其中心部分脉冲前沿形状类似于斜平面,随着带宽的增加,斜平面对应的空间区域变小,这也是由单程压缩的特点所决定.

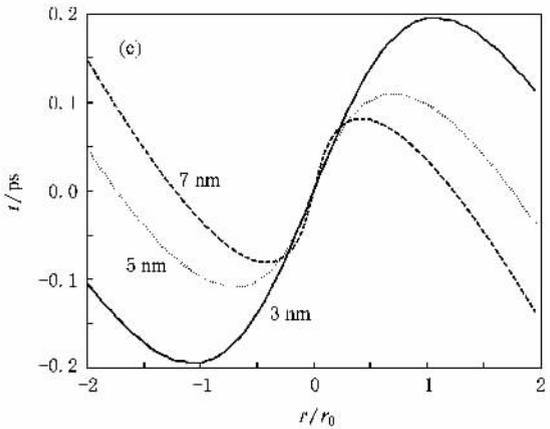
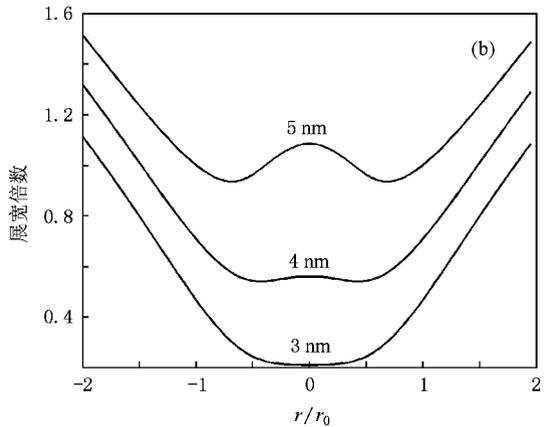
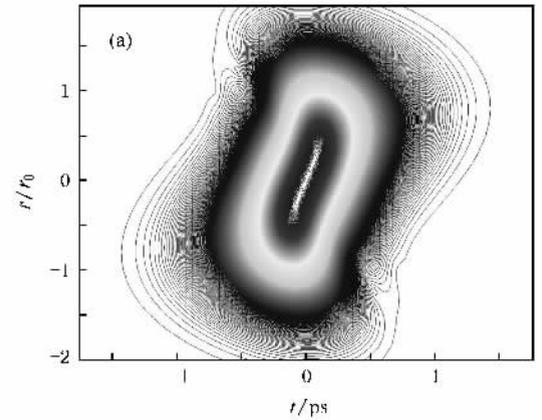
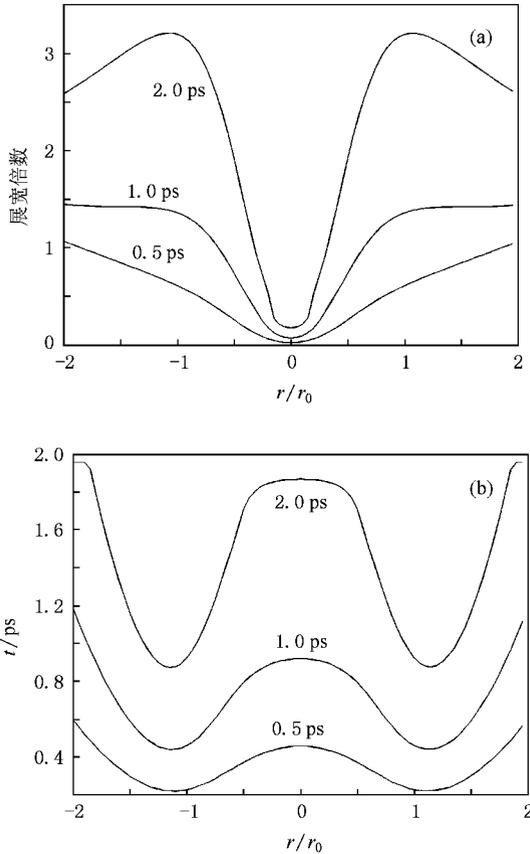


图 7 带宽 3 nm 不同脉冲前沿畸变对应的近场任意位置的时域展宽倍数以及输出脉冲前沿形状 (a)近场脉冲的展宽倍数, (b)输出脉冲前沿形状

图 8 输入脉冲带有 1 ps 脉冲前沿倾斜时压缩器输出脉冲的近场时空特性 (a)5 nm 带宽,1 ps 脉冲前沿倾斜近场一维时空分布;(b)1 ps 脉冲前沿倾斜,不同带宽时近场时域展宽倍数;(c)1 ps 脉冲前沿倾斜,不同带宽时近场脉冲前沿形状

3.2. 劈板等元件引入的脉冲前沿倾斜对于压缩器输出脉冲的时空特性影响

根据以上所述,考虑系统存在 1 ps 的脉冲前沿倾斜,则根据(9)式计算所得到的压缩器输出脉冲的近场时空特性曲线如图 8 所示.图 8 给出了近场一维时空分布、时域展宽倍数以及脉冲前沿形状曲线.由图 8 可见,脉冲前沿倾斜效应明显影响输出脉冲的近场时域宽度,并且随着带宽的增加其影响程度急剧增大.3 nm 时,1 ps 的脉冲前沿倾斜导致输出脉冲中心部分脉冲宽度展宽量约为 20%.当带宽增加到 5 nm 时,脉冲中心部分的脉冲宽度展宽量已经超过了 100%,即此时系统测量最短脉冲宽度也是 600

4. 结 论

本文讨论了脉冲前沿畸变的产生机理,分析了一个大型短脉冲激光装置中存在的畸变源如透镜、劈板、可编程声光谱滤波器等.基于一个实际在建的千焦级拍瓦系统,研究了其主放多程空间滤波器透镜和劈板引入的脉冲前沿畸变对于压缩器输出脉冲时空特性的影响.两者的共同点是近场输出脉冲宽度显著加宽,输出脉冲前沿形状不同于输入时的畸变形状,只有中心部分区域的脉冲前沿形状与输入类似,该区域的大小由系统带宽决定.而不同点是

透镜引入的脉冲前沿畸变会导致近场时域出现很多预脉冲,而劈板引入的脉冲前沿倾斜不会引入.通过本文的分析,我们纠正了一些认识上的错误,诸如大口短脉冲装置中透镜的色差必须进行补偿,此处指一阶群延迟效应而不是传统上认识的二阶色散;劈板在此类装置中应该避免使用;取光束中心部分光束表征压缩器输出脉冲宽度是不准确的.应着手研究新型的可以表征整个光束区域内的脉冲宽度的方法即完全的表征脉冲的时空特性的方法,这方面已经有了初步的进展^[22].

感谢与王晓东以及孙立关于可编程声光谱滤波器的讨论.

-
- [1] Perry M D , Mourou G 1994 *Science* **264** 917
- [2] Norreys P A , Allott R , Clark R J 2000 *Phys. Plasmas* **7** 3721
- [3] Kitagiwa Y , Fujita H 2004 *IEEE J. Quantum Electron.* **40** 281
- [4] Bor Z 1989 *Opt. Lett.* **14** 119
- [5] Kempe M , Stamm U , Wilhelmi B 1992 *J. Opt. Soc. Am. B* **9** 1158
- [6] Kempe M , Rudolph W 1993 *Opt. Lett.* **18** 137
- [7] Perry M D , Pennington D , Stuart B C 1999 *Opt. Lett.* **24** 160
- [8] Danson C N , Brummitt P A , Clarke R J 2004 *Fusion* **44** 239
- [9] Miyanaga N , Azechi H , Tanaka K A 2006 *J. Phys. IV France* **133** 81
- [10] Figueira G , Cardoso L , Lopes N 2005 *J. Opt. Soc. Am. B* **22** 2709
- [11] Heuck H M , Neumayer P , Kuhl T 2006 *Appl. Phys. B* **84** 421
- [12] Neauport J , Blanchot N , Rouyer C 2007 *Appl. Opt.* **46** 1568
- [13] Sharma A K , Patidar R K , Raghuramaiah M 2006 *Opt. Express* **14** 13131
- [14] Sacks Z , Mourou G , Danielius R 2001 *Opt. Lett.* **26** 462
- [15] Pretzler G , Kasper A , Witte K G 2000 *Appl. Phys. B* **70** 1
- [16] Osvay K , Varju K , Kurdi G 2007 *Appl. Phys. B* **89** 565
- [17] Verluise F , Larde V , Huignard J P 2000 *J. Opt. Soc. Am. B* **17** 138
- [18] Tournois P 1997 *Opt. Commun.* **140** 245
- [19] Verluise F , Laude V , Cheng Z 2000 *Opt. Lett.* **25** 575
- [20] Ding L Y , An X S , Ren Q , Wei A J 1995 *Acta Opt. Sin.* **15** 788 (in Chinese)[丁兰英、安西书、任 途、魏爱俭 1995 光学学报 **15** 788]
- [21] Zuo Y L , Wei X F , Zhu Q H , Wang X , Liu H J , Huang Z , Guo Y , Ying C T 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 5784 (in Chinese)[左言磊、魏晓峰、朱启华、王 逍、刘红婕、黄 征、郭 仪、应纯同 2007 物理学报 **56** 5784]
- [22] Gabolde P , Trebino R 2008 *J. Opt. Soc. Am. B* **25** A25

Pulse-front-distortion in large-aperture short-pulse laser systems^{*}

Zuo Yan-Lei[†] Zeng Xiao-Ming Huang Xiao-Jun Zhao Lei Wang Xiao Zhou Kai-Nan Zhang Ying Huang Zheng

(*Research Center of Laser Fusion , China Academy of Engineering Physics , Mianyang 621900 ,China*)

(Received 13 January 2009 ; revised manuscript received 18 March 2009)

Abstract

The principles of pulse-front distortion's production and its possible sources in a large-aperture short-pulse laser system are described. By using Fourier optics , a theoretical model based on single-pass compression is set up for the study of the pulse-front distortion . For the first time the effects of the pulse-front distortion on the spatial and temporal properties of the output pulse from the compressor is investigated . With the model we analyze all kinds of distortion sources , including the AOPDF , the lens and the wedges by numerical simulation for a large-aperture short-pulse system . The result shows that the pulse width in the near field broadens remarkably and the pulse-front shape of the output pulse differs from that of the input pulse except in the central part in the cross section whose area is determined by the bandwidth of the system .

Keywords : pulse-front distortion , angular dispersion , single-pass compression , lens

PACC : 4225B , 4225F

^{*} Project supported by the Foundation for the Key Laboratory of National Defense Science and Technology of High Temperature and Density Plasma Physics , China (Grant No. 9140c6803010803).

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