

飞秒脉冲放大器中色散的計算和评价方法^{*}

张志刚

(天津大学精仪学院超快激光研究室, 光电信息技术科学教育部重点实验室, 天津 300072)

孙 虹[†]

(天津大学理学院应用物理学系, 光电信息技术科学教育部重点实验室, 天津 300072)

(2000 年 11 月 12 日收到, 2001 年 1 月 4 日收到修改稿)

用光线追迹法论证了光栅-球面镜系统与普通的光栅对系统是一对相位共轭元件, 并提出了光栅-球面镜系统色散的解析计算公式, 以及对一个典型的放大系统做了模拟. 模拟结果表明, 对于一个放大系统, 存在一个最佳的材料色散, 用它可以获得最大的无色散带宽.

关键词: 飞秒激光放大器, 展宽器, 压缩器, 色散补偿

PACC: 4260, 4265, 4215

1 引 言

脉冲展宽-放大-压缩(CPA)已经成为标准的飞秒脉冲放大技术. 较低功率的钛宝石 CPA 系统已经有商品出售. 脉冲宽度从一般的 100fs 到较窄的 20fs, 能量从数十微焦到数毫焦. 配合参量放大系统, 可以实现更宽波长范围内的调谐, 满足日益增长的超快过程研究的需要. 飞秒脉冲放大系统的关键技术是色散补偿. 具体地说, 就是展宽器和压缩器的设计和配置. 对于平行光栅对压缩器, 人们已经研究透彻. 近年来的技术发展主要集中在展宽器的设计和创新上, 因为展宽器中的球面镜或柱面镜会带来像差, 在展宽器的设计中, 出现了两种极端的倾向, 即增强像差展宽器(Barty 型)^[1]和无像差展宽器(欧浮纳型)^[2]. 而常规的标准展宽器(Martinez 型)^[3]则遭到了冷落. 其实这是基于一种不完全的认识而产生的偏向. 实际上, 在标准展宽器中, 像差是高阶色散的来源, 但是它在有材料色散的放大器中并不是可有可无的. 正是它的存在平衡了放大器中的材料色散. 实验证明, 无像差展宽-放大系统得到的放大压缩后的脉冲宽度, 确实不如采用增强像差展宽器的放大系统所得到的脉冲短, 从而支持了展宽器像差有利于脉冲压缩的观点^[4].

为了搞清放大器中高阶色散的真正来源, 需要一个比较精确的位相色散计算与评价方法, 其中包括展宽器色散的计算公式. 目前为止, 还没有一套比较完整的计算标准展宽器位相色散的解析公式. 现有的计算公式不过是直接改动压缩器色散公式中的符号. 但是这样做就等于假定了该展宽器是无像差系统^[5,6], 与事实不符. 有的虽然用了光线追迹法, 却没有考虑位相修正因子^[7]. 稍微复杂些的是用一些商用软件计算若干根典型的光线, 然后拟合成公式, 扩展到所关心的波长范围. 这样做不能自由地改变参数对于放大器做系统的评价, 而且对于靠曲线拟合的结果求导也会导致很大误差.

本文利用光线追迹法系统地提出了放大器中色散补偿的理论和计算公式, 为飞秒脉冲放大系统的设计特别是优化提供了理论依据和计算方法.

2 压缩器的位相

首先回顾一下 Treacy 提出的用作色散补偿元件的平行光栅对^[8]. 如图 1 所示平行放置两个光栅, 其垂直间隔为 G , 出射光仍然是平行光, 但其光谱是空间分布的. 如果在入射点 O 观察, 可以看出, 长波长 λ_1 分量落后于短波长 λ_2 分量. 因此这样的光栅对提供所谓负色散. 为了计算这个系统的色散, 先算出

^{*} 天津市自然科学基金(批准号: 0201-413188), 教育部高等学校骨干教师资助计划、国家重点基础研究专项经费(批准号: G1999075200), 光电信息技术科学教育部重点实验室访问学者基金资助的课题.

[†] 访问学者.

光线在系统中走的距离. 假定入射角为 γ , 衍射角为 $\gamma - \theta$, 对于某一个波长分量 , 它们之间的关系遵从光栅方程式 , 即

$$\sin \gamma + \sin (\gamma - \theta) = m \lambda / d , \tag{1}$$

式中 m 是衍射级次 , d 是光栅常数. 如图 1 所示的光栅对 , 光线 ABS 的路径长度 P 可以写为

$$P = b \times (1 + \cos \theta) = \frac{G}{\cos (\gamma - \theta)} \times (1 + \cos \theta) . \tag{2}$$

实际的位相除了 $\phi = \omega P / c$, 还必须考虑一个位相修正因子 , 因为第一个光栅的衍射光在被第二个光栅

料的正群延色散 , 从而压缩展宽后被放大的脉冲. 称这样的光栅对为脉冲压缩器 (pulse compressor) .

3 展宽器的位相

在啁啾脉冲放大器中 , 需要一对大小相等 , 符号相反的色散元件 , 作为与光栅压缩器对应的脉冲展宽器 (pulse stretcher) . 有没有类似的光栅对提供正的群延色散呢 ? 1987 年 , 当时在贝尔实验室工作的 Martinez^[3] 提出 , 如果把一个望远系统放在两个光栅之间 , 这个系统可提供正的群延色散. 但是 Martinez 的证明方法并不那么一目了然. 他是在假定望远镜系统没有像差 , 并且不考虑透镜材料色散的情况下 , 先假定了光栅的角色散 , 然后用了两次傅里叶变换来改变这个角色散的符号 , 并求出了一个等效光栅间距 $2f - s_1 - s_2$. 这当然与实际情况有很大差别. 这个模型仅适用于脉宽不是很窄 (≥ 100 fs) 情况. 随着飞秒激光技术的发展 , 人们由振荡器得到的脉冲越来越窄 , 目前由振荡器得到的最短脉冲是 4.5 fs . 要放大如此短的脉冲 , 使得放大后的脉冲宽度与种子脉冲宽度相同 , 放大系统的色散平衡是至关重要的问题. 此时 Martinez 的粗略模型就不适用了 , 必须采用 ‘光线追迹’ (ray-tracing) 法来求望远镜系统的色散. 也就是用几何光学的方法 , 严格地追踪每一条光线在光学系统中的踪迹 , 计算它所走过的路程长度 , 然后算出位相的变化.

图 1 平行光栅对色散示意图

准直时不是简单的反射 , 而是衍射. 所以不同的波长分量之间除了路径长度差 , 还有一个由于衍射位置不同产生的位相差. 假如以垂点 N 作为参考点 , 则任何一个波长分量的位相修正因子可以写为 NB 之间的刻痕数乘以 2π , 即

$$2\pi \times \frac{G \tan (\gamma - \theta)}{d} , \tag{3}$$

那么总的位相就是

$$\phi (\omega) = \frac{\omega}{c} b \times (1 + \cos \theta) - \frac{2\pi G}{d} \tan (\gamma - \theta) , \tag{4}$$

群延时间是位相对频率的导数. 若注意到第一项中路径对 ω 的导数恰与第二项的导数相消 , 即

$$\frac{\omega}{c} \frac{d}{d\omega} [b \times (1 + \cos \theta)] = \frac{d}{d\omega} \left[\frac{2\pi G}{d} \tan (\gamma - \theta) \right] , \tag{5}$$

则可得到一个简洁的群延时间公式 :

$$\tau = \frac{d\phi}{d\omega} = \frac{b \times (1 + \cos \theta)}{c} . \tag{6}$$

有了这个公式 , 二阶及三阶色散均可依次求出. 这个光栅对提供负的群延色散 , 经常被用来补偿来自材

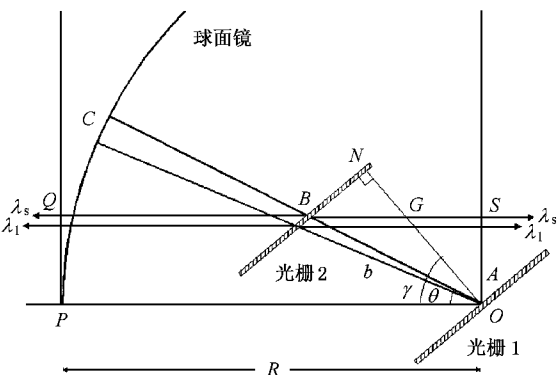


图 2 反射式正负色散光栅对示意图

我们提出一个正负色散合一的光栅-球面镜系统 , 如图 2 所示的系统^[7] , 其中右半部分与图 1 相同 , 是一个典型的压缩器. 左面加了一个半径为 R 的球面镜 , 且球面镜的球心与第一个光栅的入射点重合. 在不考虑光束大小和发散的情况下 , 设想衍射

光的不同波长分量“越过”第二个光栅而到达镜面，然后沿原路返回，在第二个光栅的面向球面镜的一面被收敛为与入射光平行的光束。由图 2 可以看出，与右半部分的出射光相反，短波长分量被延迟，显示这样的结构可以定性地看成是个“展宽器”。这样的模型比 Martinez 的要简单和直观。

为了定量地证明这样的“展宽器”与压缩器是一对位相共轭元件，我们按“光线追迹”法求系统的光学路径长度以及位相。光路径 $PACBQ$ 的长度为

$$P = 4R - b \times (1 + \cos \theta), \quad (7)$$

这个系统的位相是

$$\phi(\omega) = \frac{\omega}{c} [4R - b \times (1 + \cos \theta)] + \frac{2\pi G}{d} \tan(\gamma - \theta), \quad (8)$$

相位对 ω 求导，得出它的群延时间就是

$$\tau = \frac{1}{c} [4R - b \times (1 + \cos \theta)]. \quad (9)$$

与负色散光栅对的(6)式比较可知，它们的群延时间仅相差一个常数和—个符号，因而它们的二阶及三阶色散也都只差一个符号，这说明它们正好是一对相位共轭元件。

然而，这样的正色散装置是不可能实现的，因为实际的光束总—定—的大小，这样的光束通过单—反射镜时光束会聚焦然后发散。为了保持光束的收敛性，最好是用望远系统取代单—反射镜，也就是 Martinez 提出的结构。为了避免透镜介质本身的色散和光栅调节过程中的困难，应该采用反射折叠式望远系统，其结构如图 3 所示。这样的系统只有—个球面镜和—个光栅，经济实用，调整起来也简单。

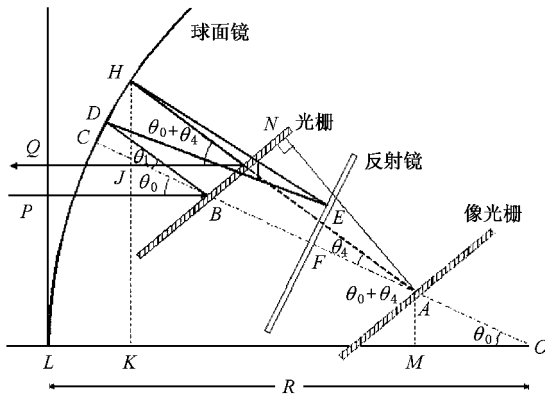


图 3 光线追迹法计算折叠式正色散光栅示意图

下面分析这样的系统是如何产生正色散的。虽然是折叠系统，实际上仍然等效为两个球面镜。因

此，必须有一个轴 OC 。设这两个球面镜的间距是 R 。设入射光与轴 OC 的角度是 θ_0 ，则光栅的衍射角是

$$\gamma - \theta = \gamma - (\theta_0 + \theta_4), \quad (10)$$

而光线经过两次球面镜的反射之后，再次射到光栅上的入射角是

$$\gamma - (\theta_0 + \theta_4). \quad (11)$$

光从 P 出发到 Q 所通过的路径长度是

$$P = C + A - D, \quad (12)$$

其中

$$C = 2R - (R - s_1) \cos \theta_0, \quad (13)$$

$$A = R \left\{ \sin(\theta_1 - \phi_1) \left(\frac{1}{\sin \theta_1} + \frac{1}{\sin \theta_2} \right) + \sin(\theta_3 - \phi_4) \cdot \left(\frac{1}{\sin \theta_3} + \frac{1}{\sin \theta_4} \right) \right\} - R \frac{\sin \phi_4}{\sin \theta_4} \cos \theta_0, \quad (14)$$

$$D = (s_4 - s_c) \frac{\cos(\gamma - \theta_0)}{\cos(\gamma - \theta_0 - \theta_4)} \times [1 + \cos(\theta_0 + \theta_4)] = b \times [1 + \cos(\theta_0 + \theta_4)] \quad (15)$$

以及

$$b = (s_4 - s_c) \frac{\cos(\gamma - \theta_0)}{\cos(\gamma - \theta_0 - \theta_4)} = \frac{G}{\cos(\gamma - \theta_0 - \theta_4)} \quad (16)$$

是第一个光栅和第二个光栅（指像光栅）之间的斜线距离。所以从(12)–(16)式可以看出，全反射型望远系统的路径长度仍然可以用光栅对的公式来表达，只不过多了许多和光线追迹有关的角度的项。这些项里隐含着像差（aberration）。

综合以上计算，这个系统的总的位相移动就是

$$\phi(\omega) = \frac{\omega}{c} (C + A - D) + \frac{2\pi G}{d} \tan(\gamma - \theta_0 - \theta_4) + \frac{2\pi}{d} (G_0 - G) \tan(\gamma - \theta_0), \quad (17)$$

式中最后一项是考虑到像光栅的像差而增加的相位修正因子，其中 G_0 是当 $\theta_4 = 0$ 时的光栅间隔。

4 展宽-压缩系统总群延迟误差

有了展宽器位相的计算公式，就可以评价它的位相特别是球面镜的像差带来的位相误差。对于位相求导得出

$$\tau_s = \frac{d\phi}{d\omega} = \frac{C + A - D}{c} + \frac{\omega}{c} \frac{d(C + A - D)}{d\omega} + \frac{2\pi}{d} \frac{d}{d\omega} \{ G [\tan(\gamma - \theta_0 - \theta_4) - \tan(\gamma - \theta_0)] \}. \quad (18)$$

显然(18)式中的第一项是占主要地位的时间延迟,第二项与第三项在无像差系统中应该互相抵消.然而在像差系统中,这两项不能完全抵消,而且像差引起的位相差也隐含在第一项中.把第一项称为“主延迟”(primary delay)第二项与第三项合称为位相修正延迟.为了看清楚这一点,我们把(18)式中的延迟与无像差的压缩器的延迟比较(图4).所选取的参数为球面镜半径 $R = 1000\text{ mm}$,光栅到球面镜的距离为 $0.25R$,光栅密度 $1200/\text{mm}$,入射角较 Littrow 角大 10° ,其中压缩器中光栅常数,入射角以及光栅间距都与展宽器相同.波长考虑范围是 700 到 900 nm .如果系统没有像差,所得的差应该是一条水平直线,即系统的色散得到完全的补偿.从图4看出,系统的总群延时间不是一条直线,只在中心波长 800 nm 附近约 100 nm 范围内比较平坦.具体分析,主色散的误差与位相修正因子造成的误差的曲线的趋势正好相反,可以抵消一部分.这说明,如果不考虑位相修正因子,就会夸大系统的总的群延时间.

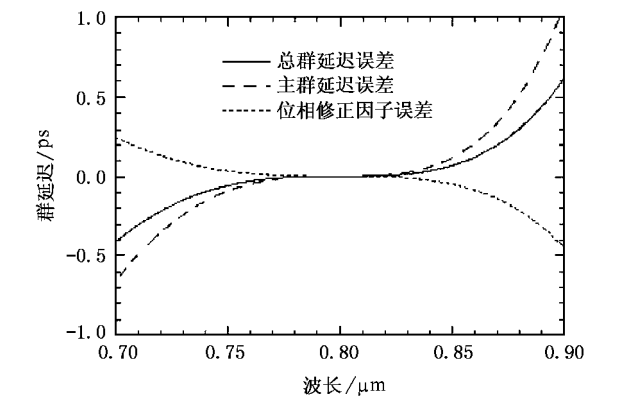


图4 展宽-压缩系统的总群延时间误差,主群延误差和位相修正因子误差的比较

5 展宽器的群延色散

让我们来评价展宽器造成的系统群延色散.仍取上述例子,画出系统的净群延色散如图5.与图4相似,净色散只在中心波长处为零,并且范围非常小.这告诉我们,标准的展宽压缩系统在没有放大器介质色散的情况下,并不能在很宽的范围内提供零色散.另外,净色散曲线也是不对称的.这个非对称性可以解释为对于正的 θ_1 ,随着波长向短波长方向移动, θ_1 增加,而衍射角 $\gamma - \theta_0 - \theta_1$ 随之变小,因此角度的非线性度减小,同时由于张角小,球面镜的像

差也小,所以在短波长方向净误差较小.反之,对于负的 θ_1 ,随着波长的增加,衍射角变大,同时球面镜的像差也随之增加,因而非线性程度也增加,所以净误差在长波长部分较大.这个不对称性在实际上会有很大用处.对于一个实际的放大系统,它的材料色散未必正好是最佳的.为了更好地补偿色散,可以选择图3中球面镜的上半部或下半部,有意识地增加或减少像差,使得材料色散为最佳.这正是 Barty 增强像差展宽器的原理^[1].

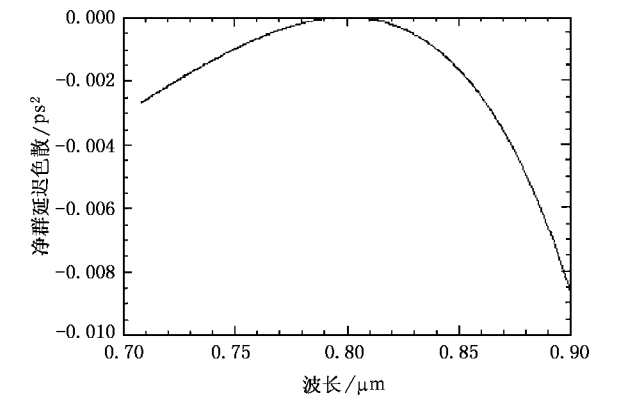


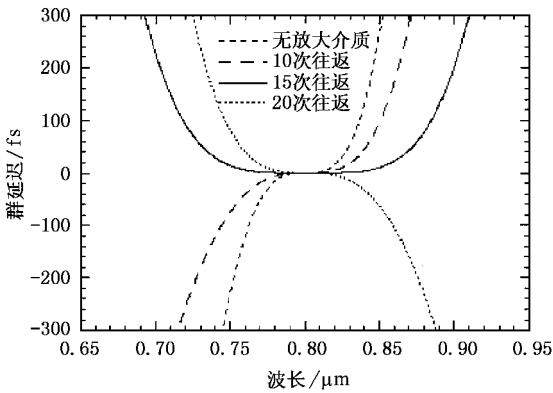
图5 展宽-压缩系统的总群延色散

6 放大系统色散计算和评价

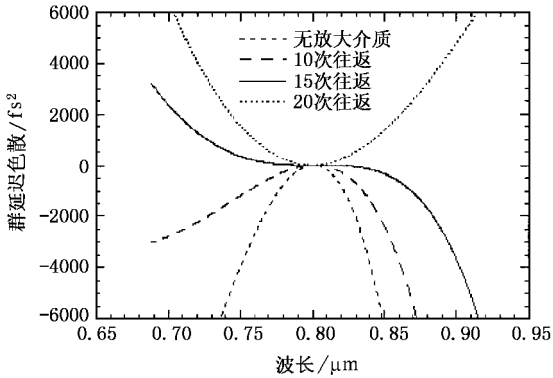
为了演示展宽器公式在优化放大系统方面的作用,以一个标准的展宽-再生放大器-压缩器组成的系统为例,计算系统的总位相,并由其评价系统的总(净)群延时间和群延色散.再生放大器的参数如下:钛宝石晶体长度 10 mm ;普克尔盒 $KD \times P$ 晶体 20 mm ;格兰棱镜 19 mm .展宽器与压缩器的入射角和初始光栅距离相同,并在优化过程中自动调整.优化的程序是,对给定的再生放大器材料色散(即脉冲在腔内的往返次数),调节压缩器中光栅的入射角并调节光栅之间的距离,使系统在中心波长处总的二阶和三阶色散同时为零.优化的目标是找到使放大系统有最大的最平坦的群延时间或群延色散曲线的条件.

图6展示了对应于各种腔内往返次数系统净群延时间的波长分布.可以看出,在系统没有放大介质存在时,净群延时间只有以 800 nm 为中心的 20 nm 左右的带宽.随着往返次数(即材料色散)的增加,净群延时间曲线的平坦部分逐渐扩大.直到往返次数达到 15 次,净群延时间呈现 U 字形,平坦部分最宽,

达 100 nm.再增加往返次数至 20 次,净群延时间曲线与较少材料色散时呈对称形状,平坦部分缩小.这个过程说明,没有材料色散时,标准展宽器与压缩器并不是完全的位相共轭,它们的色散只能在很窄的波长范围内互相抵消.增加材料色散有利于色散补偿,并且对于一个这样系统,总可以找到一个最佳的材料色散,使系统具有最宽最平坦的群延时间曲线,即最小的二阶色散及高阶色散.过多的材料色散会使系统的色散特性恶化.但是给定一个系统,材料色散并不可以随意变动,例如它的腔内往返次数往往由放大器的增益决定.因此,给定一个系统后,优化的目标就是找到一种展宽器的条件,使给定的材料色散成为最佳.



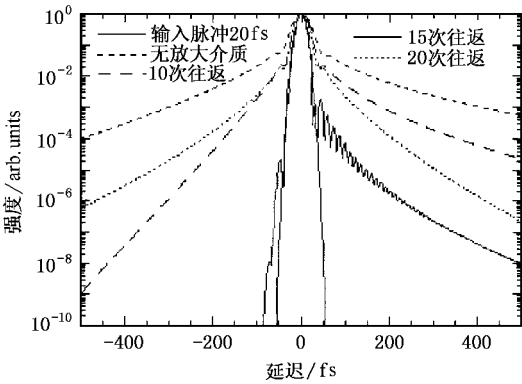
(a)



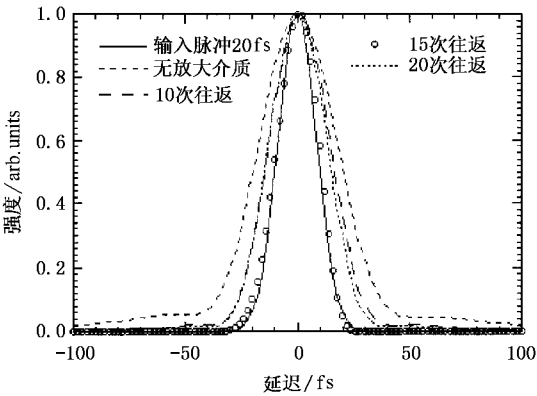
(b)

图 6 材料色散对于 CPA 放大系统的总群延时间(a)和群延迟色散(b)的影响

图 7 是脉冲压缩后对比度和脉宽的比较.结果是最短的脉冲对应于最平坦的群延时间曲线和群延迟色散曲线.值得注意的是, U 形的群延时间曲线可以给出最陡的脉冲前沿.这正是等离子体实验所要求的.



(a)



(b)

图 7 材料色散对于压缩后的脉冲的对比度(a)和脉冲宽度(b)的影响

以上的计算和模拟仅限于二维平面情况.事实上,光线不可能透过光栅而到达球面镜,在实践上,光线需要在竖直方向偏离一个角度,以完成整个光路.这样,光线就会偏离球面镜的轴线,导致新的附加色散.图 8 是平面模型与三维模型计算的群延时间的比较.可以看出,如果这个角度不大(图例为 5 度)除了边缘部分误差较大,本例中在 750—900 nm

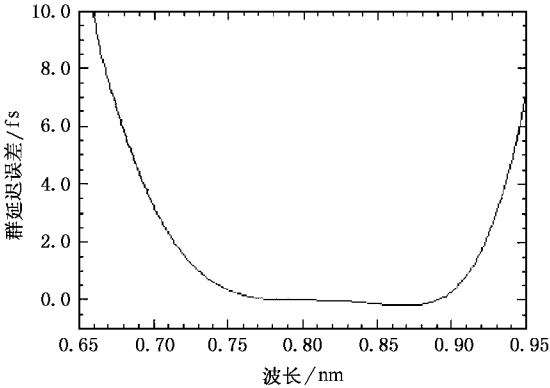


图 8 二维模型与三维模型系统总群延时间的比较

波长范围内 ,群延误差不到 1 fs. 因此如果这个倾斜角度不大 ,平面模型依然有效.

7 结 论

本文提出了一个简单的几何模型. 用这个模型可以定量地证明 ,单球面反射镜与光栅对形成的系统可以作为光栅对压缩器的位相共轭. 实用化的脉冲展宽器需要一个望远镜系统取代单球面镜 ,并且可以折叠以节省元件并简化实际操作. 对于这样的系统我们也求出了位相的解析式. 这个位相公式 ,加上熟知的压缩器的位相公式和放大器材料色散一起 ,构成了模拟和分析整个 CPA 放大系统色散的有力工具.

计算结果表明 ,标准的展宽-压缩器系统只在很窄的波长范围内是一对完全的位相共轭 ,其总的群延色散只在很窄的波长范围内得到较好的补偿 ;这是由球面镜望远系统的像差造成的 ;对于这样的系统 ,放大器中的材料色散并不是多余的 ,相反 ,对于整个系统色散的补偿 ,材料色散是非常必要的 ,因此整个系统优化的目标不是尽量减少材料色散 ,找到最佳的展宽器设计 ,使既存的材料色散成为最佳材料色散 ;展宽器的优化包括寻找合适的光栅密度 ,入射角 ,光栅在展宽器中的位置 ,球面镜的曲率 ,甚至包括折叠镜的任意调谐等. 尽管这个位相公式是从二维模型导出的 ,与三维模型比较证明 ,在倾斜角不大的条件下 ,它的精度是足够高的.

[1] B. E. Lemoff ,C. P. J. Barty ,*Opt . Lett .* ,**18** (1993) ,1651.

[2] G. Cheriaux ,P. Rousseau ,F. Salin ,J. P. Chambaret ,*Opt . Lett .* ,**21** (1996) ,414.

[3] O. E. Martinez ,*IEEE J. Quan . Electron .* ,**QE-23** (1987) ,59.

[4] K. Yamakawa ,M. Aoyama ,S. Matsuoka ,H. Takuma ,C. P. J. Barty ,D. Fittinghoff ,*Opt . Lett .* ,**23** (1998) ,525.

[5] M. Stem ,J. P. Heritage ,E. W. Chase ,*IEEE J. Quan . Electron .* ,**QE-28** (1992) ,2742.

[6] V. Bagnoud ,F. Salin ,*IEEE J. of Selected Topics in Quan . Electron .* ,**4** (1998) ,445.

[7] Z. Zhang ,T. Yagi ,T. Arisawa ,*Appl . Opt .* ,**36** (1997) ,3393.

[8] E. B. Treacy ,*IEEE J. Quan . Electron .* ,**QE-5** (1969) ,454.

CALCULATION AND EVALUATION OF DISPERSIONS IN A FEMTOSECOND PULSE AMPLIFICATION SYSTEM^{*}

ZHANG ZHI-GANG

(*Ultrafast Laser Laboratory ,School of Precision Instruments and Optoelectronics Engineering ,Tianjin University ,
Key Laboratory of Optoelectronic Information Technical Science ,EMC ,Tianjin 300072 ,China*)

SUN HONG

(*Department of Applied Physics ,School of Science ,Tianjin University ,Key Laboratory of Optoelectronic Information Technical Science ,EMC ,Tianjin 300072 ,China*)

(Received 12 November 2000 ;revised manuscript received 4 January 2001)

ABSTRACT

Using the ray-tracing method ,we demonstrate that a grating-telescope stretcher is the conjugation of a grating pair compressor . We present an analytical formula for calculating the phase dispersions of the grating-telescope stretcher . The computer simulation with the formula demonstrates that there exists an optimal material dispersion for an amplification system ,with which we can achieve the largest dispersion-free bandwidth .

Keywords : femtosecond laser amplifier , stretcher ; compressor , dispersion compensation .

PACC : 4260 , 4265 , 4215

^{*} Project supported by the Natural Science Foundation of Tianjin , China(Grant No.0201-413188) ,the Foundation for University Core Teachers by the Ministry of Education China ,the State Key Program of Basic Research Special Foundation of China(Grant No. G1999075200) ,Visting Scholar Foundation under Key Laboratory of Optoelectronic Information Technical Science ,Ministry of Education of China .

[†] Visting Scholar .