

文章编号:1002-2082(2001)05-0012-04

用 ABCD 矩阵法计算四通式单光栅展宽器的展宽量

赵玲慧¹, 白晋涛², 贺晓旭¹, 侯洵^{1,2}

(1. 西北大学光子学与光子技术研究所, 陕西 西安 710069; 2. 中国科学院西安光学精密机械研究所, 陕西 西安 710068)

摘 要: 以激光束的 ABCD 传输矩阵理论及 Collins 积分公式为基础, 计算简单实用的四通式单光栅展宽器的色散量, 并求出相应展宽量。

关键词: 四通式单光栅展宽器; ABCD 传输矩阵; Collins 公式; 群速度色散量; 啁啾

中图分类号: TN²⁴⁹ **文献标识码:** A

引言

近年来, 啁啾脉冲放大技术(CPA)在钛宝石激光放大系统中的应用已经成功地获得了脉宽小于 10fs、峰值功率高达太瓦量级(10¹² W)的激光脉冲, 这为强场物理、生物化学等许多研究领域创造了前所未有的机遇。在包括展宽—放大—压缩过程的飞秒激光放大系统中, 基于互逆的展宽和压缩过程, 由于对后者的理论研究已经相当成熟, 近年来的技术发展主要集中在展宽器的设计和创新上。可以说, CPA 系统的每一次重要进展都是因展宽器的更新而引起的。如何设计出简单易操作的展宽器, 并获得较大的展宽量, 一直是人们所关心的问题。本文针对一种简单实用的四通式单光栅展宽器^[1], 应用 ABCD 矩阵传输理论计算了其色散量, 并求出相应展宽量, 分析了展宽比与其相应参数的关系, 获得与其它理论相同的结果。

1 用 ABCD 矩阵法计算四通式单光栅展宽器的展宽量

1.1 四通式单光栅展宽器的结构

图 1 为四通式单光栅展宽器的平面示意图。

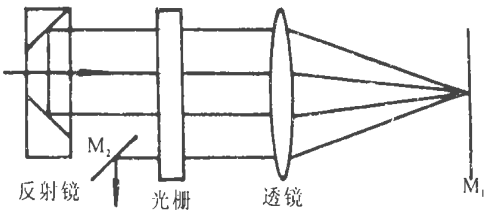


图 1 四通式单光栅展宽器结构示意图

Fig. 1 Diagrammatic sketch of four pass single grating stretcher

光栅为镀金全息光栅。为减小透镜材料引起的高阶色散, 透镜焦距相当大, 视为薄透镜, 且消像差, 其焦距为 f , 其余都为平面反射镜。最后展宽光束通过光栅从 M_2 出射。为了便于运算, 将图 1 等效为如图 2 所示光路图。

收稿日期: 2001-03-06
基金项目: 国家攀登计划“飞秒脉冲放大系统的研究”, 95 预选项目, 项目号: 95-预-20。
作者简介: 赵玲慧(1975-), 女, 汉族, 陕西宝鸡人, 西北大学光子学与光子技术研究所硕士研究生, 主要从事飞秒钛宝石激光放大系统的研究。

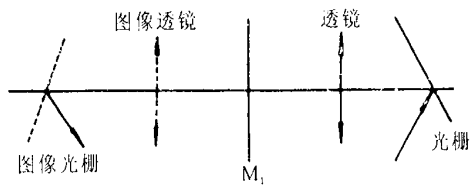


图 2 四通式单光栅展宽器等效图

Fig. 2 Equivalent diagram of four pass single grating stretcher

1.2 四通式单光栅展宽器色散量的计算

假设入射脉冲具有高斯形空间分布,其振幅谱分布为

$$\alpha(x_0, w) = \alpha(w) \exp\left[-\frac{ikx_0^2}{2q(d)}\right] \quad (1)$$

其中 $q(z) = z + ikw_0^2/2$, w_0 是高斯光束的束腰半径, z 为束腰和光栅之间的距离。

对 (1) 式进行空间傅里叶变换,并考虑到光栅衍射方程(假定色散发生在 $x-z$ 平面), 然后进行空间傅里叶逆变换,得到入射高斯光束经过光栅衍射后的出射光束为^[2,3]

$$\alpha(x_1, w) = c_1 \alpha(w) \exp\left[-\frac{ik\alpha x_1^2}{2q(d)}\right] \exp(ik\beta_v x_1) \quad (2)$$

其中 $\alpha = -\frac{\cos \chi}{\cos \theta}$, $\beta = \frac{\lambda}{2\pi d \cos \theta}$, χ 为对应中心波长的入射角, θ 为衍射角, 为光栅常数。出射后的光束将经历如图 2 的光学系统,在到达像光栅之前的光学系统的 ABCD 矩阵为

$$\begin{aligned} \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} &= \begin{bmatrix} 1 & z \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f} & 1 \end{bmatrix} \\ &= \begin{bmatrix} 1 & 2f \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f} & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & z \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \\ &= \begin{bmatrix} -1 & 2(f-z) \\ 0 & -1 \end{bmatrix} \end{aligned}$$

可以得出: $A = -1, B = 2(f-z), C = 0, D = -1$ 。令 $B = 2(f-z) = b$, 则出射光线到达像光栅时在该光学系统内的光程为^[4]

$$\begin{aligned} L(x_1, x_2) &= \frac{1}{2B}(Ax_1^2 - 2x_1x_2 - Dx_2^2) \\ &= \frac{1}{2b}(-x_1^2 - 2x_1x_2 - x_2^2) \quad (3) \end{aligned}$$

根据 Collins 公式,在像光栅上的振幅谱分布:

$$\begin{aligned} \alpha(x_2, w) &= \frac{i}{\lambda b} \int_{-\infty}^{\infty} \alpha(x_1, w) \exp(-ikL(x_1, x_2)) dx_1 \\ &= c_2 \alpha(w) \exp\left[\frac{ikx_2^2}{2b}\right] \exp\left[\frac{ikq(d)(x_2 + \beta_v b)^2}{2bq(d - \alpha b)}\right] \quad (4) \end{aligned}$$

此系统为对称结构,光束对于像光栅的入射角即为对光栅的衍射角。类似于从 (1) 式到 (2) 式的过程,可求得从像光栅的出射光束的振幅谱分布为

$$\begin{aligned} \alpha(x_3, w) &= c_3 \alpha(w) \exp\left[\frac{ik\beta_v^2 b}{4}\right] \exp\left[-\frac{ik(x_3 + \alpha\beta_v b)^2}{q(d - \alpha b)}\right] \quad (5) \end{aligned}$$

至此,光束两次经过两次光栅。从 (5) 式的结果可以看到,由于透镜系统的变换,光束的空间分布项中包含了频率 w ,这将导致光束的空间扩散,减弱光束质量。如果将此时的出射光束沿原路返回,也就是使光束再次经过相同的 ABCD 传输矩阵,最后返回光栅。整个过程光束经历 4 次光栅衍射,最后在光栅上形成的图样如图 3 所示。

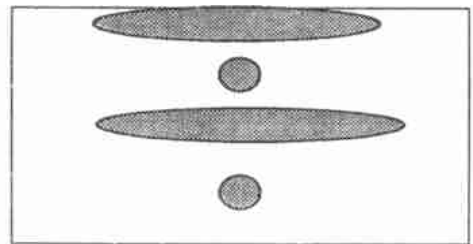


图 3 光栅衍射图样

Fig. 3 Diffraction pattern of grating

基于系统的对称性,光束的空间特性将会得到补偿,并且获得更大的色散量。重复以上步骤,可最终获得从光栅出射的光束振幅谱分布:

$$\begin{aligned} \alpha(x_4, w) &= c_4 \alpha(w) \exp\left[\frac{ik\beta_v^2 b}{2}\right] \exp\left[-\frac{ikx_4^2}{q(d - 2\alpha b)}\right] \quad (6) \end{aligned}$$

从 (6) 式可以得到展宽系统的群速度色散:

$$GVD = K \beta b$$

将 $\beta = \frac{\lambda}{2\tau d \cos \theta}$ 带入,可以得到:

$$GVD = \frac{\lambda b}{2\tau^2 d^2 \cos \theta} \tag{7}$$

从(7)式可以看到,我们得到的GVD结果与利用Kirchhoff-Fresne¹积分以及利用光栅对等效所导出的结论完全相同。由于 b 取正值,也即二阶色散量为正,如果在这里不考虑非线性啁啾,则展宽器对入射的高斯形脉冲提供了一个正的啁啾量,使得脉冲的长波部分比短波

$$\alpha(x^4,t) = c^4 \exp\left[-\frac{ikx^4}{q(d-2\alpha b)}\right] \exp\left\{\frac{ik\beta b t^2}{2[(\frac{\tau}{2} + k\beta b \Omega)^2 + (k\beta b)^2]}\right\} \exp\left[-\frac{t^2(1+i\Omega)}{2\frac{\tau}{2}}\right] \tag{9}$$

$$\tau = \left[(1 + \frac{k\beta b \Omega}{\frac{\tau}{2}})^2 + (\frac{k\beta b}{\frac{\tau}{2}})^2\right]^{\frac{1}{2}} \tau = \left[1 + \frac{\Phi'\Omega}{\frac{\tau}{2}} + (\frac{\Phi''}{\frac{\tau}{2}})^2\right]^{\frac{1}{2}} \tau$$

即

$$\frac{\tau}{\tau} = \left[(1 + \frac{\Phi'\Omega}{\frac{\tau}{2}})^2 + (\frac{\Phi''}{\frac{\tau}{2}})^2\right]^{\frac{1}{2}} \tag{10}$$

在(10)式中,省略了关于啁啾量的二阶小量项。

可以看出,脉冲的展宽比是与群速度色散量以及初始啁啾量成正比的,而群速度色散量又与光栅常数、衍射角以及光栅与透镜之间的距离有关,如果选择合适的光学系统参数,就可以得到需要的展宽比。图4给出了当透镜与光栅之间的距离取值为30cm时的展宽比与衍射角之间的函数关系。图5给出了当衍射角为33.7°时光栅与透镜之间距离的变化关系。

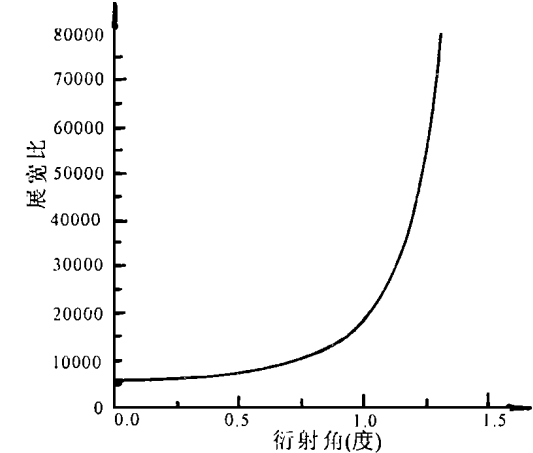


图4 展宽比与衍射角的关系

Fig.4 Stretch ratio vs diffraction angle

可以看出,随着衍射角的增大(也即是入射角

部分传播得快,从而在时域上展宽脉冲。为了求得展宽量,我们假设初始入射高斯脉冲的时域振幅分布为

$$\alpha(t) = \exp\left[-\frac{(1+i\Omega)t^2}{2\frac{\tau}{2}}\right] \tag{8}$$

其中 Ω 为初始啁啾量, τ 是指在振幅 $1/e$ 处的初始脉冲半宽度。

将(8)式做傅里叶变换带入(6)式,对其做逆傅里叶变换,得到出射脉冲的时域振幅分布为

$$\alpha(x^4,t) = c^4 \exp\left[-\frac{ikx^4}{q(d-2\alpha b)}\right] \exp\left\{\frac{ik\beta b t^2}{2[(\frac{\tau}{2} + k\beta b \Omega)^2 + (k\beta b)^2]}\right\} \exp\left[-\frac{t^2(1+i\Omega)}{2\frac{\tau}{2}}\right] \tag{9}$$

$$\tau = \left[(1 + \frac{k\beta b \Omega}{\frac{\tau}{2}})^2 + (\frac{k\beta b}{\frac{\tau}{2}})^2\right]^{\frac{1}{2}} \tau = \left[1 + \frac{\Phi'\Omega}{\frac{\tau}{2}} + (\frac{\Phi''}{\frac{\tau}{2}})^2\right]^{\frac{1}{2}} \tau \tag{10}$$

的减小)和透镜与光栅之间有效距离的变小,展宽比呈增大趋势。

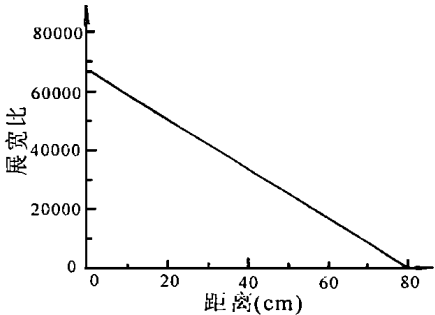


图5 展宽比与透镜和光栅间有效距离的关系

Fig.5 Stretch ratio vs distance of lens and grating

令初始入射的脉冲 $\lambda=800\text{nm}$, $\tau=10\text{fs}$, $\theta=33.7^\circ$, $d=1200.1/\text{mm}$, $b=100\text{cm}$, $\Omega=2$,则此展宽系统最终获得的脉冲宽度将为 530ps ,展宽比为 5.3×10^4 。

从上式也可以明显看出初始啁啾对脉冲展宽的影响。由于展宽器的二阶色散为正,当 $\Omega>0$ 时;脉冲随二阶色散单调展宽;当 $\Omega<0$ 时,脉冲有一个初始窄化的过程;如果二阶色散很小时,这种窄化过程非常明显。设 $\Omega=2$,初始脉冲宽度为 10fs ,则此窄化过程如图6所示。

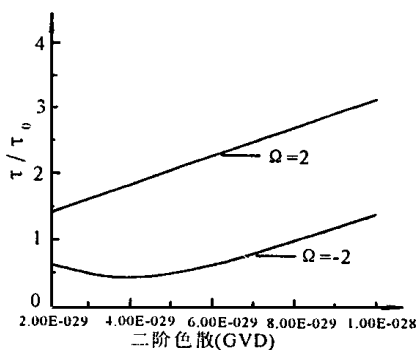


图 6 不同性质啁啾对脉冲展宽比的影响

Fig. 6 Effect of different property chirps on pulse stretch ratio

实际上,脉冲经过展宽器产生的二阶色散量相当大,此时对负啁啾脉冲而言,其初始窄化过程与脉冲展宽过程相比已经显得微不足道。但由于初始窄化过程相当于改变了初始脉冲宽度,而展宽比与初始脉冲的宽度的平方成正比,所以 Ω 的影响还是相当大的。正啁啾脉冲展宽的原理与负啁啾脉冲相同,相当于在脉冲展宽之前已经有了一个小量的展宽,所以对于带正啁啾的初始脉冲,将会获得较高的展宽比。图 7 为不同的 Ω 时所对应的脉冲展宽情况。

2 结束语

采用 ABCD 传输矩阵以及 Collins 公式计算出了四通式单光栅展宽器的色散量以及展宽量,与以前结论相符。还讨论了展宽系统的

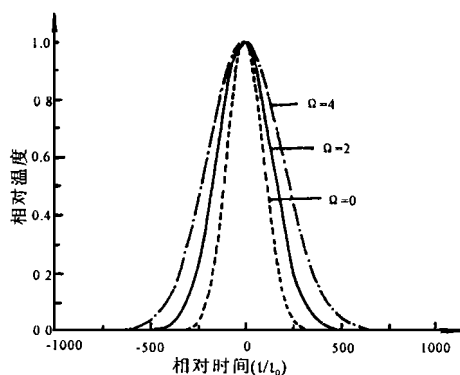


图 7 展宽脉冲受啁啾参数的影响程度

Fig. 7 The effect of stretched pulse on chirped parameter

相关参数对展宽比的影响,对 CPA 放大系统有一定的指导意义。

参考文献:

- [1] O E Martinez. 3000 times grating compressor with positive group velocity application to fiber compensation in 1.3-1.6 μm Region[J]. IEEE J quantum electron, 1987, 23 (1): 59-64.
- [2] O E Martinez. Grating and prism compressors in the case of finite beam size [J]. J Opt Soc Am (B), 1986, 3(7): 929-933.
- [3] 蒋杰,杨天新,天建等. 飞秒脉冲展宽器的设计[J]. 光学学报, 1999, 17(1): 59-64.
- [4] 卢亚雄,杨亚培,陈淑芬. 激光束传输与变换技术[M]. 成都:电子科技大学出版社, 1999, 93-94.

MATRIX DISPERSION OF FOUR-PASS SINGLE GRATING STRETCHER CALCULATED WITH ABCD

ZHAO Ling-hui¹, BAI Jin-tao¹, HE Xiao-xu¹, HOU Xun^{1,2}

(¹. Institute of Photonics and Photo-Technology, Northwest University, Xian 710069 China; 2. Xian Institute of Optics & Precision Mechanics, Academic Sinica, Xian 710068 China)

Abstract: The dispersion and stretching rate of four-pass single grating stretcher are calculated by using laser beam ABCD transmission matrix theory and Collins calculus equation, the same results compared with other theories are attained.

Keywords: four-pass single grating stretcher; ABCD transmission matrix; collins calculus equation; group velocity dispersion; chirp