

基于双密度棱栅的新型超短脉冲色散补偿装置

徐婷婷^{1,2} 孙美智¹ 杨庆伟¹ 王楠楠¹ 郭爱林¹ 康俊¹ 朱海东¹ 谢兴龙¹

(¹ 中国科学院上海光学精密机械研究所高功率激光物理联合实验室, 上海 201800)

² 中国科学院大学, 北京 100049

摘要 针对光参量啁啾脉冲放大系统中的色散特性, 提出了一种基于双密度棱栅的新型超短脉冲色散补偿装置。该色散补偿装置包括一对互相平行的光栅和一对斜边平行放置的同等大小的等腰直角棱镜, 第二个光栅的线密度是第一个的两倍。建立光线追迹模型, 通过数值计算, 讨论了装置各结构参数对装置色散补偿量的影响。结果表明, 该装置可以在补偿系统剩余线性啁啾(二阶色散)量的基础上, 独立补偿三阶色散, 且补偿量可在较大正负范围内变化, 适用于飞秒量级超短啁啾脉冲系统的色散控制。

关键词 超快光学; 飞秒脉冲; 光参量啁啾脉冲放大; 棱栅; 色散补偿

中图分类号 O436.3; TN242

文献标识码 A

doi: 10.3788/AOS201333.0532002

Double-Line-Density Grisms for Dispersion Compensation of Ultra-Short Laser Pulses

Xu Tingting^{1,2} Sun Meizhi¹ Yang Qingwei¹ Wang Nannan¹ Guo Ailin¹
Kang Jun¹ Zhu Haidong¹ Xie Xinglong¹

(¹ National Laboratory on High Power Laser and Physics, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China
² University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China)

Abstract A new device for dispersion compensation of ultra-short laser pulses is developed. This setup is made up of a pair of double-line-density grisms. Each grism consists of a prism and a grating separated from each other. It is featured that the density of the second grating doubles the first one's. The numerical results of ray tracing show that this setup can compensate third-order dispersion independently without any spatial distortion, and the compensation sphere covers a wide scale from negative to positive. It provides a certain reference for dispersion compensation of femtosecond pulses in chirped pulse amplification systems.

Key words ultrafast optics; femtosecond pulse; optical parametric chirped pulse amplification; grism; dispersion compensation

OCIS codes 320.7160; 320.7080; 320.1590; 230.2035

1 引言

随着飞秒和阿秒脉冲激光的问世, 超短脉冲通过色散介质后容易展宽的性质使其色散补偿问题引起了更广泛的关注^[1]。在光参量啁啾脉冲放大(OPCPA)系统中, 展宽器和压缩器的不匹配、放大介质和其他光学器件的引入以及传输过程中的非线性

效应均有可能给系统带来剩余色散^[2], 使压缩后的脉冲对比度显著下降。目前国内外针对高功率超短激光常用的色散补偿器件主要有可编程声光色散滤波器^[3]和啁啾镜^[4,5], 其中可编程声光色散滤波器可通过程序实时控制各阶色散, 但由于工艺的限制, 其提供的色散量有限; 啁啾镜由于每个介质膜色散镜的色散是固定的, 其带宽范围有限且不能调节。另外, 由

收稿日期: 2012-12-20; **收到修改稿日期:** 2013-02-27

基金项目: 国家 863 计划(2012AA8044010)资助课题。

作者简介: 徐婷婷(1988—), 女, 硕士研究生, 主要从事超短超强脉冲激光前端新技术方面的研究。

E-mail: xu_tingting_1988@sina.com

导师简介: 谢兴龙(1968—), 男, 研究员, 硕士生导师, 主要从事超短脉冲与强激光技术等方面的研究。

E-mail: xiexl329@mail.shnc.ac.cn(通信联系人)

于这两种器件价格昂贵,尚不能得到普遍使用。

棱栅结构最初是 1993 年由 Tournois^[6] 作为 OPCPA 的压缩装置提出的,该结构结合了光栅对^[7,8] 和棱镜对^[9] 的优点,不仅可以提供宽光谱范围的色散,还可以将三阶色散(TOD)调节为零。后人又在其基础上做了理论模拟和改进^[10~14],其中,Kane 等^[10] 发现通过调节棱栅还可以提供负的 TOD 以补偿 OPCPA 系统产生的正 TOD,能使啁啾脉冲放大(CPA)系统的高阶色散得到有效控制,改善了以往 OPCPA 系统对透明光学元件的使用限制。但是,以上结构均是作为展宽器或压缩器提出,无法单独补偿高阶色散,同时结构中均使用了反射元件以达到消除空间啁啾的效果,若调节不当,会引入新的畸变。

本文提出一种新的基于双密度棱栅的用于色散控制的结构,不仅可以作为展宽或压缩装置使用,更能作为一个单独的色散控制元件存在。该结构特点在于第二个棱栅的线密度是第一个的两倍。模拟结果表明此装置能独立补偿三阶色散且不会引入时空畸变,可用于飞秒量级以上超短脉冲的色散控制和补偿。

2 双密度棱栅色散补偿装置

2.1 结构介绍

Zheng 等^[15] 曾针对脉冲压缩提出了一个非常简单的结构——双线密度反射 Dammann 光栅,其所谓“双密度”是指第二个光栅的光栅密度是第一个的两倍,使得第二次光栅衍射光束直接沿着输入方向返回,此方法不仅可以补偿角分散和光谱走离,同时也避免了反射镜粗糙度引起的光谱相位畸变对输出脉冲的影响^[16],而且使装置结构紧凑,便于调节。

结合 Zheng 等^[15] 的方法,在棱栅的基础上,提出一种新的基于双密度棱栅的结构,如图 1 所示。其构成包括两块大小相同的斜边平行且相对放置的等腰直角棱镜 I 和 II。在棱镜 I 左侧平行于其直角边放置光栅 I,在棱镜 II 右侧平行于其直角边放置光栅 II,光栅 II 的线密度是光栅 I 的线密度的两倍。带有啁啾的脉冲从棱镜 I 垂直于光栅 I 的直角边正入射,经斜边全反射并由平行于光栅 I 的直角边折射后,垂直入射在光栅 I 上并发生一级衍射,然后再次进入直角棱镜 I 中,从斜边出射后经棱镜 II 斜边入射,再经等腰直角棱镜 II 折射后入射到光栅 II 上,经衍射后返回并从棱镜 I 的入射直角边输出。圆频率为 ω 的光成分在光栅 I 上的衍射方程为

$$\sin \theta_1 = \frac{2\pi}{\omega d_1 n(\omega)}, \quad (1)$$

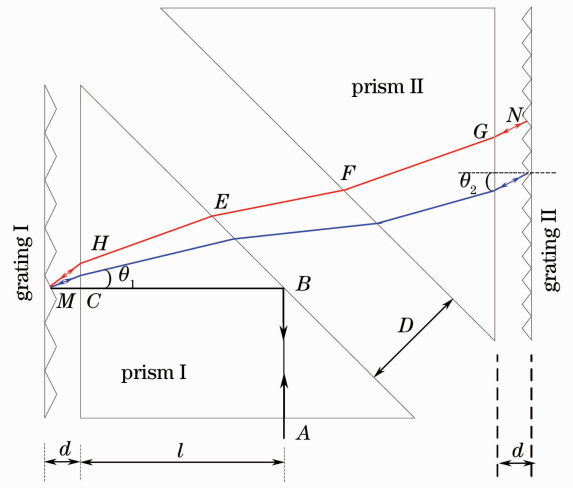


图 1 双密度棱栅色散补偿装置示意图

Fig. 1 Diagram of double-line-density gratings for dispersion compensation

式中 θ_1 为光栅 I 上的衍射角, d_1 为光栅 I 的光栅常数, $n(\omega)$ 为圆频率为 ω 的光成分在棱镜 I 中的折射率。注意到两棱镜完全相同,光栅 II 的出射光与光栅 I 的入射光平行,即光栅 II 的入射角与光栅 I 的衍射角相同,则光栅 II 上的衍射方程为

$$\sin \theta_2 + \sin \theta_1 = \frac{2\pi}{\omega d_2 n(\omega)}, \quad (2)$$

式中 θ_2 为光栅 II 上的衍射角, d_2 为光栅 II 的光栅常数。由于 $d_2 = 2d_1$, 根据(1)式和(2)式可得

$$\theta_2 = \theta_1, \quad (3)$$

即光脉冲经光栅 II 一级衍射后原路返回,由棱镜 I 的入射直角边输出。光栅 II 同时起到了衍射和反射的作用,使整个装置避免使用反射镜,达到了消除空间啁啾的效果,同时也避免了反射镜粗糙度引起的光谱相位畸变对输出脉冲的影响。

2.2 光线追迹

针对频谱较宽的飞秒脉冲,需要一个比较精确的计算相位和色散的方法。用商业软件计算拟合得到的光线和相位结果会导致很大的误差^[17]。本文用严格的光线追迹法,通过计算每条光线走过的光程,继而得到其相位变化,最后通过数值计算软件分析得到高精度的各阶色散。

图 1 所示的圆频率为 ω 的光成分在整个装置中的光线轨迹,从入射到出射总的光程为

$$L(\omega) = 2n(\omega)(l_{AB} + l_{BC} + l_{HE} + l_{FG}) + 2(l_{CM} + l_{MH} + l_{EF} + l_{GN}), \quad (4)$$

式中 l_{ij} 表示 i, j 之间的距离。设两块等腰直角棱镜的直角边长均为 a , 入射点离直角顶点的距离为 l , 第一块光栅的常数为 d_1 , 第二块光栅的常数为

d_2 ($d_2 = d_1/2$), 棱镜对斜边的垂直距离为 D (棱镜沿两直角顶点的连线移动), 棱镜-光栅间距为 d ,

棱镜的折射率 n 为 ω 的函数, 则光程可表示为

$$L(\omega) = 2d + \frac{2D}{\sqrt{1 - n^2(\omega) \cos\left[\frac{\pi}{4} + \arcsin\left(\frac{2\pi}{d_1 \omega n(\omega)}\right)\right]^2}} + 2an(\omega) + \frac{4d}{\sqrt{1 - \frac{4\pi^2}{\omega^2 d_1^2}}} + \frac{2an(\omega)}{\sqrt{1 + \frac{4\pi^2}{\omega^2 d_1^2 n^2(\omega)}}} - \frac{\sqrt{2} D n^2(\omega) \cos\left[\frac{\pi}{4} + \arcsin\left(\frac{2\pi}{\omega d_1 n(\omega)}\right)\right]}{\sqrt{1 - n^2(\omega) \cos\left[\frac{\pi}{4} + \arcsin\left(\frac{2\pi}{\omega d_1 n(\omega)}\right)\right]^2}} \cdot \sqrt{1 + \frac{4\pi^2}{\omega^2 d_1^2 n^2(\omega)}} \quad (5)$$

由(5)式可知, 光程与棱镜的入射位置 l 无关。这里引入一个附加相位修正因子 $R_2(\omega)$ 表示光栅 II 引入的校正相位^[6] (假设各个波长光线在光栅 I 上的入射点相同), $R_2(\omega) = \frac{2\pi s}{d_2}$, 其中, s 为圆频率为 ω 的成分在光栅的入射点与中心频率的距离。则频率为 ω 的成分经过展宽器获得的相移为

$$\phi(\omega) = \frac{\omega}{c} L(\omega) + R_2(\omega), \quad (6)$$

此相移是以 D 、 d_1 、 d 和 ω 为变量的精确解析函数, 可以表示为在中心频率 ω_0 处的泰勒展开^[9]:

$$\phi(\omega) = \phi_0 + \phi_1(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2}\phi_2(\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{3!}\phi_3(\omega - \omega_0)^3 + \dots, \quad (7)$$

式中 ϕ_0 为常量, $\phi_n = \frac{d^n}{d\omega^n} \phi(\omega) \big|_{(\omega-\omega_0)}$ 是相位 ϕ 在中心频率处的 n 阶微分。其中 ϕ_1 代表群延迟; 取 $n=2$ 得到 ϕ_2 , 表示中心频率处的二阶色散, 即群速度色散 (GVD), 取 $n=3$ 可得到中心频率处的三阶色散 ϕ_3 , 依此类推。

由于棱栅的 $\phi(\omega)$ 较复杂, 难以求出各阶导数的精确解析表达式, 但是可以采用数值计算的方法求解各阶色散随系统参数变化的关系。

3 数值模拟

由光线追迹可知, $\phi(\omega)$ 与棱镜边长 a 、光栅 I 的光栅密度 N_1 ($N_2 = 2N_1$)、棱镜材料的色散系数、棱镜对间距 D 、光栅-棱镜间距 d 以及棱镜 I 和棱镜 II 的相对位置尺度都有关。

3.1 棱镜对间距对各阶色散的影响

选择光栅 I 的光栅密度 $N_1 = 900$ lp/mm, 棱镜 I 和棱镜 II 材料为 BK7, 边长 $a = 0.15$ m, 假设棱镜-光栅间距 $d = 28$ mm, 入射脉冲的中心波长为 800 nm。由(5)式可知, 光程与 d 、 D 和 a 成线性关

系, 则各阶色散与这三个参数必然也成线性关系。图 2 为装置中心频率处的各阶色散随着棱镜对间距 D 的变化。由图 2 可得, GVD 随着 D 的增加线性减小, 而 TOD 随着 D 的增加线性增加。其中, 当 D 为 0 时, GVD 正的最大值为 1.5×10^5 fs², 此时装置提供正啁啾, D 增大到 11.45 mm 时 GVD 变为 0, 此时装置不提供啁啾, 但是产生一定的负的三阶色散, 为 -8.76×10^5 fs³。之后 GVD 向负方向逐渐增大, 装置提供负的啁啾 (此时要注意增大过程中保证第二块棱镜始终在第一块棱镜的出射光路上)。TOD 在此过程中始终为负, 并逐渐减小。

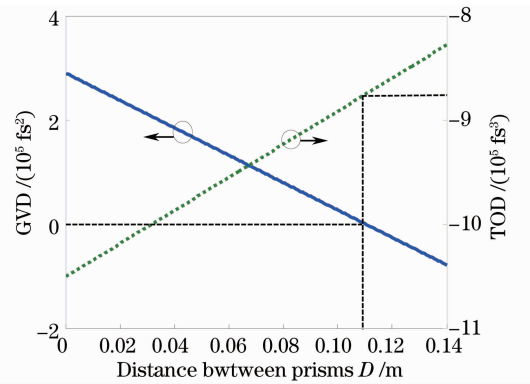


图 2 棱镜对间距 D 对 GVD 和 TOD 的影响
Fig. 2 Effect of distance between prisms on GVD and TOD

3.2 光栅-棱镜间距 d 对各阶色散的影响

保持其他参数不变, 假定棱镜对间距 $D = 50$ mm, 图 3 为光栅-棱镜间距 d 对二阶和三阶色散的影响。由图 3 可知, 此时 GVD 呈现由负到正递增的连续的线性变化, $d = 20.2$ mm 处 GVD 为零, 此时 TOD 为 -4.88×10^5 fs³。TOD 则随着 d 的增加呈现从正到负的递减的变化, 变化范围大且非常灵敏, 正值最大可达 6.31×10^5 fs³, 负值最大达 -1.3×10^6 fs³。

由图 2 和图 3 可知, D 增大时, GVD 从正到负

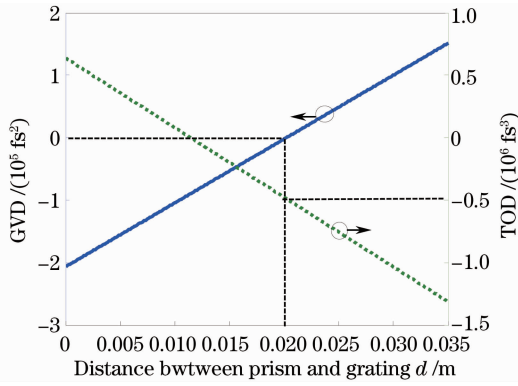


图 3 光栅-棱镜间距 d 对 GVD 和 TOD 的影响
Fig. 3 Effect of distance between prism and grating on GVD and TOD

线性降低, TOD 线性增加; d 增大时, GVD 从负到正线性增加, TOD 从正到负线性降低。由此推断,同时增加或减小 D 与 d , 可保持 GVD 为 0 或者某一固定值(可以是系统剩余线性啁啾量的相反数),

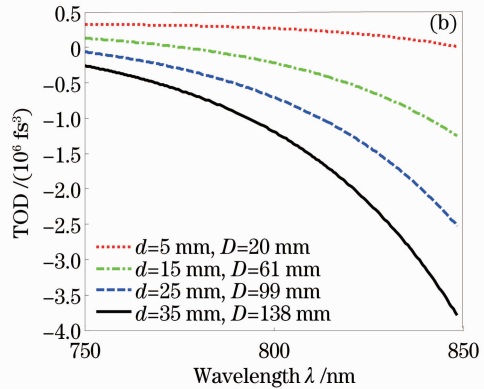
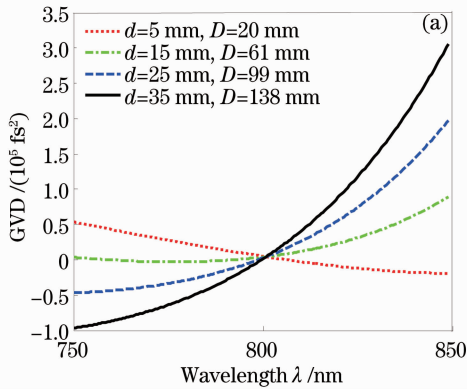


图 4 800 nm 处 GVD 为零时不同光栅-棱镜间距 d 和棱镜对间距 D 下 (a) GVD 和 (b) TOD 随波长的变化
Fig. 4 Variations of (a) GVD and (b) TOD with wavelength at different prism-grating distances and corresponding prism-prism distances when GVD is 0 at 800 nm

图 5 为此调试过程中 D 和 d 的线性变化关系以及此过程中中心频率的 TOD 对应 d 的变化趋势, 可以发现 TOD 的变化是线性的。故只要使 d 和 D 按照一定比例线性变化, 则可以在保持 GVD 为零的条件下使 TOD 也在较大正负范围内呈线性变化。由此证明, 同时调节 d 和 D 可以实现单独补偿三阶色散的功能。

同样, GVD 不为零时也能达到以上效果。图 6 为实验装置提供不同 GVD 补偿量时, D 随着 d 调节的变化趋势图。由图 6(a) 可知, 对于不同的 GVD 补偿量, D 与 d 仍然可以按照线性变化调节以保持装置提供的 GVD 不变, 并且线性斜率保持不变。图 6(b) 给出了装置补偿不同的 GVD 过程中, 中心频率处的 TOD 对应 d 的变化趋势。同样,

而实现三阶色散的独立调节。

3.3 对 TOD 的独立调节功能的实现

选定各个参数前需确定整个 OPCPA 系统的剩余色散量。剩余色散通常指的是系统的中心波长处的二阶色散基本完全补偿的情况下剩余的高阶色散, 在展宽器和压缩器完全匹配的情况下, 剩余色散主要来自展宽器中以及放大环节中透明材料产生的高阶色散, 其中对脉冲对比度影响最高的三阶色散是补偿的重点。图 4 为当装置提供的中心波长处的 GVD 为 0 时, 装置提供的二阶和三阶色散随着 d 递增的变化图(棱镜对间距 D 自动调整, 也呈递增趋势)。由图 4 可知, 随着 d 的增加, GVD 的变化趋势从陡峭趋于平缓后又趋于陡峭, 说明色散值存在一个极小值。图中 $d=15$ mm 时色散值最小, 对应的 GVD 曲线最平缓, 中心频率处的 TOD 的绝对值也最小, 为 2.8×10^4 fs³。在中心频率处, TOD 随着 d 和 D 的增加由正到负连续变化。

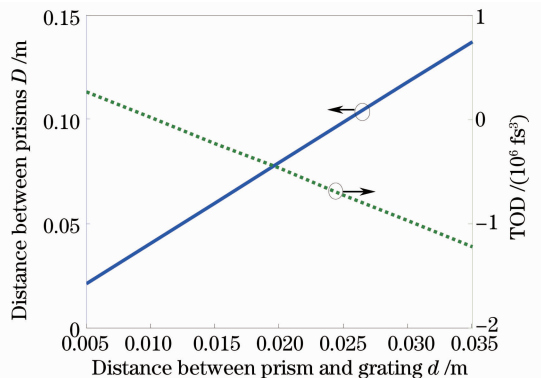
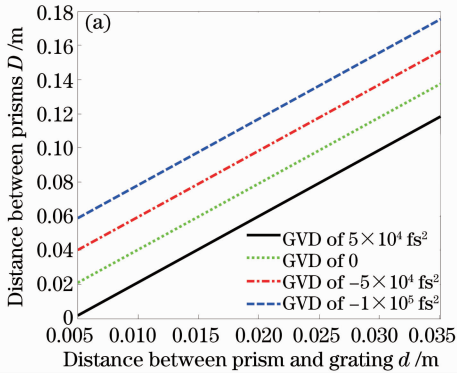


图 5 D 与 d 的对应关系以及相应的 TOD 变化图(GVD 为 0)

Fig. 5 Relationship between D and d at a fixed GVD of 0, and the variation of TOD

TOD也随着 d 与 D 的线性调节而线性变化,且变化的斜率一致。为了方便分析,后文将讨论 GVD



为 0 的情况下其他结构参数对装置色散补偿量的影响。

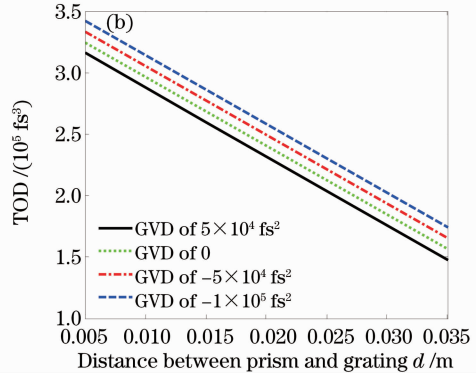


图 6 (a) GVD取不同值时 D 与 d 的对应关系;(b)相应的 TOD 变化

Fig. 6 (a) Relationship between D and d at different GVDs; (b) variation of TOD

3.4 光栅 I 的光栅密度 N_1 对 TOD 的影响

图 7 为保持中心频率处 GVD 为 0,取棱镜-光栅间距 $d=15$ mm、 $D=61$ mm 时 GVD 和 TOD 随着 N_1 的变化图,棱镜对间距随着光栅密度的变化自动调整,使得 GVD 保持为 0。由图 7(a)可知,当 N_1 逐渐增加时,装置提供的色散量逐渐减小后又反

向增大,图中取 $N_1=850$ lp/mm 时,曲线斜率最小,说明总的色散补偿量相对较小。由图 7(b)可知,当 N_1 从 750 lp/mm 增加到 950 lp/mm 时,中心波长处的 TOD 从 2.62×10^5 fs³ 减小到 0 后又向负方向增加到 -9.5×10^5 fs³,实现了从正到负连续变化。

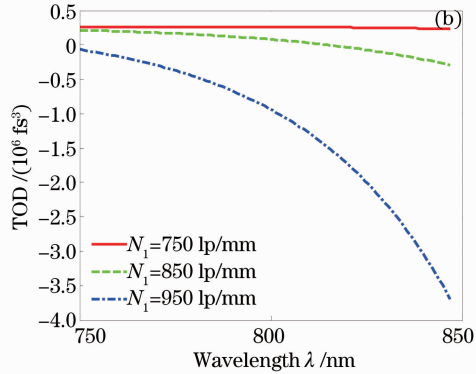
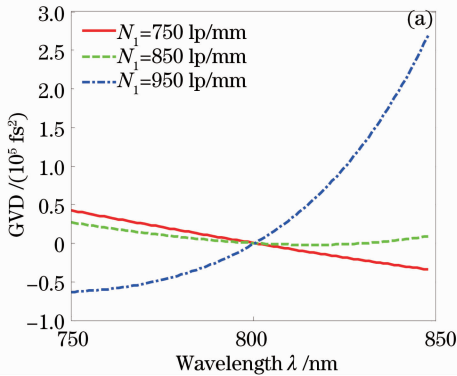


图 7 不同光栅 I 线密度下(a) GVD 和(b) TOD 随波长的变化

Fig. 7 Variations of (a) GVD and (b) TOD with wavelength at different line-densities of grating I

3.5 棱镜材料对 TOD 的影响

不同棱镜材料的色散系数决定了超短脉冲在棱镜中的相位的不同变化,故不同棱镜的选择也会对色散补偿产生影响。图 8 为 $N_1=900$ lp/mm 且 $d=15$ mm 时,棱镜材料分别采用 BK7、KF9 和 SF11 三种不同的色散介质的情况下对 GVD 和 TOD 的影响。由图 8 可知,材料的选择对色散变化的影响并不十分明显,但由图 8(a)可知,SF11 曲线斜率最大,提供的色散相对其他两种材料较大,主要体现在其提供的 TOD 的量相对较大。

除上述讨论的参数外,棱镜的尺寸也会影响脉冲在棱镜中的光程,棱镜尺寸若与距离尺寸同比例变化,则提供的色散也会等比例增加或减少。少量

的边长误差也可以用棱镜对间距和棱镜-光栅距的调整来补偿。

4 800 nm 超短超强激光脉冲前端色散控制

实验装置可为本课题组使用的中心波长为 800 nm,初始脉宽为 15 fs,带宽为 100 nm 的高能飞秒脉冲激光的前端 OPCPA 系统提供色散控制。文献[18]显示该 OPCPA 系统中的脉冲在经过展宽器、放大介质和压缩器之后的中心频率处的三阶剩余色散为 1×10^6 fs³,根据图 5 中 TOD 随 d 的变化,取 $d=30.5$ mm,同时对应 $D=12.0$ mm 时,装

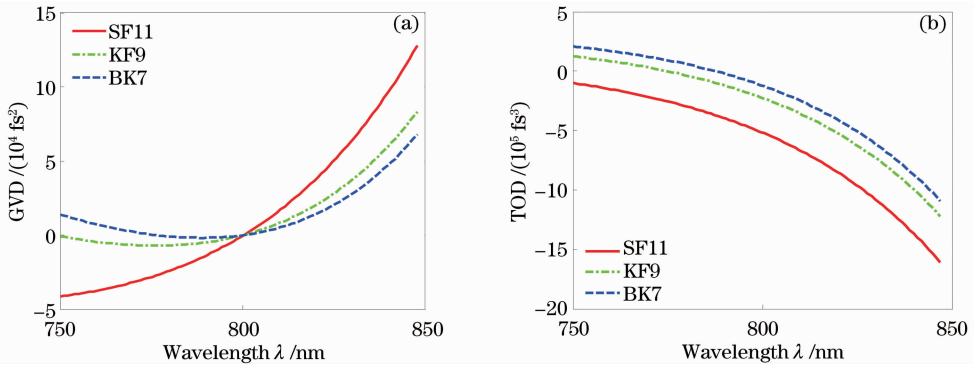


图 8 不同棱镜材料下(a) GVD和(b) TOD随波长的变化

Fig. 8 Variations of (a) GVD and (b) TOD with wavelength using different prism materials

置提供的 TOD 正好补偿了系统剩余的三阶色散。另外,为了使输出脉冲与输入脉冲分开,可使光栅 II 以光栅的底边为轴,顺时针或逆时针偏转一个微小的角度,从而使棱镜 I 的输出光斑在入射光斑的垂直下方或者上方。

以上对独立调节 TOD 的讨论均建立在 800 nm 处 GVD 为 0 的基础上。前文提到可以在保持 GVD 为某定值的条件下使 TOD 也在较大正负范围内呈线性变化,容易得到,此时 D 与 d 的调节仍然呈线性变化,但同时 TOD 的调节范围也会相应改变。

5 结 论

提出了一种新型的用于超短脉冲的色散补偿方法,其特点在于使用了棱栅对结构,并且其中第二块光栅的栅线密度是第一块的两倍。使用光线追迹方法模拟装置提供的色散补偿量得到;通过同时线性调节棱镜对间距和棱镜-光栅间距,该装置可以在保持二阶色散补偿量为 0 或者某定值不变的条件下,单独补偿三阶色散,使输出脉冲接近傅里叶极限。装置可作为一个单独的色散控制器,用于超短超强激光脉冲前端的色散控制。同时,由于该装置调节方便且成本较低,不仅可以应用于 OPCPA 系统,也能用于飞秒量级脉冲传输过程中的色散控制领域。

参 考 文 献

- 1 P. Maine, D. Strickland, P. Bado *et al.*. Generation of ultrahigh peak power pulses by chirped pulse amplification [J]. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1988, **24**(2): 398~403
- 2 Yang Qingwei, Guo Ailin, Xie Xinglong *et al.*. Stretcher system in high-energy petawatt laser facility[J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2008, **45**(7): 66~71
杨庆伟, 郭爱林, 谢兴龙等. 高能拍瓦激光装置中的展宽系统[J]. *激光与光电子学进展*, 2008, **45**(7): 66~71
- 3 Wang Eryu, Hu Wanyue, Li Wenxue *et al.*. Application of acoustic-optic programmable dispersive filter in 10 Hz femtosecond regenerative amplifier system [J]. *Acta Optica Sinica*, 2006, **26**(12): 1887~1891
王二玉, 胡婉约, 李文雪等. 可编程声光色散滤波器在 10 Hz 飞秒

- 再生放大系统中的应用[J]. *光学学报*, 2006, **26**(12): 1887~1891
- 4 Niu Hailiang, Zhang Yueguang, Shen Weidong *et al.*. Design of ultrabroadband double-chirped mirror pairs for ultrafast lasers [J]. *Acta Physica Sinica*, 2012, **61**(1): 014211
牛海亮, 章岳光, 沈伟东等. 飞秒激光器中超宽带色散补偿啁啾镜对的设计[J]. *物理学报*, 2012, **61**(1): 014211
- 5 R. Szipöcs, K. Ferencz, C. Spielmann *et al.*. Chirped multilayer coatings for broadband dispersion control in femtosecond lasers [J]. *Opt. Lett.*, 1994, **19**(3): 201~203
- 6 P. Tournois. New diffraction grating pair with very linear dispersion for laser pulse compression[J]. *Electron. Lett.*, 1993, **29**(16): 1414~1415
- 7 E. B. Treacy. Optical pulse compression with diffraction gratings [J]. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1969, **5**(9): 454~458
- 8 O. E. Martinez, J. P. Gordon, R. L. Fork. Negative group-velocity dispersion using refraction [J]. *J. Opt. Soc. Am. A*, 1984, **1**(10): 1003~1008
- 9 R. L. Fork, O. E. Martinez, J. P. Gordon. Negative dispersion using pairs of prisms[J]. *Opt. Lett.*, 1984, **9**(5): 150~152
- 10 S. Kane, J. Squier. Grism-pair stretcher-compressor system for simultaneous second and third-order dispersion compensation in chirped-pulse amplification [J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 1997, **14**(3): 661~665
- 11 J. J. Field, C. G. Durfee III, J. A. Squier *et al.*. Quartic-phase-limited grism-based ultrashort pulse shaper [J]. *Opt. Lett.*, 2007, **32**(21): 3101~3103
- 12 J. Zheng, H. Zacharias. Design considerations for a compact grism stretcher for non-collinear optical parametric chirped-pulse amplification[J]. *Appl. Phys. B*, 2009, **96**(2): 445~452
- 13 V. Chauhan, P. Bowlan, J. Cohen *et al.*. Single-diffraction-grating and grism pulse compressors [J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 2010, **27**(4): 619~624
- 14 E. A. Gibson, D. M. Gaudiosi, H. C. Kapteyn *et al.*. Efficient reflection gratings for pulse compression and dispersion compensation of femtosecond pulses [J]. *Opt. Lett.*, 2006, **31**(22): 3363~3365
- 15 J. Zheng, C. Zhou, E. Dai. Double-line-density gratings structure for compression and generation of double femtosecond laser pulses[J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 2007, **24**(4): 979~984
- 16 Qingwei Yang, Mingwei Liu, Yanhai Wang *et al.*. Temporal contrast degradation due to spectral phase distortion in CPA lasers [J]. *Chin. Opt. Lett.*, 2012, **10**(S2): S21401
- 17 Zhang Xiangdong, Xu Zhizhan, Wang Xiaofang. Analysis of group velocity dispersion of typical stretchers by means of geometric optics [J]. *Chinese J. Lasers*, 2002, **29**(2): 127~130
张向东, 徐至展, 王晓方. 展宽器群速度色散的几何光学方法分析[J]. *中国激光*, 2002, **29**(2): 127~130
- 18 Wang Nannan. The Theory and Technology of Dispersion Precisely Controlled in the High-Energy Ultra-Broadband Laser Transmission[D]. Shanghai: Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, 2012
王楠楠. 高能超宽带激光传输中的精密色散控制[D]. 上海: 中国科学院上海光学精密机械研究所, 2012