

基于棱镜-光栅组合棱栅的脉冲压缩系统色散研究

苏娟 刘忠华 魏涛 李菊芬

西南石油大学理学院, 四川 成都 610500

摘要 色散控制是超快光学中非常重要的环节。介绍了一种利用棱镜、光栅组合而成的反射型棱栅,采用光线追迹法,分析其各阶色散,同时讨论了棱镜和光栅间距、光栅常数等结构参数对色散的影响。结果表明,棱栅的二阶色散随棱镜与光栅间距的增大而增加,而三阶色散减小。同时,前后两个棱镜和光栅间距可以不对称,以便调节棱栅色散值。随着入射角的增加,二阶色散减小,三阶色散增加。当光栅常数变化时,棱栅的色散变化很明显。棱栅间距对棱栅色散影响很小。在工程中设计棱栅时,可通过调节棱镜与光栅间距、入射角、光栅常数等结构参数改变棱栅的色散量,满足超快光学系统的需求。

关键词 非线性光学; 棱栅; 色散; 光线追迹

中图分类号 O436.1

文献标志码 A

doi: 10.3788/LOP52.060501

Dispersion Analysis of Pulse Compression System Based on Prism-Grating

Su Juan Liu Zhonghua Wei Tao Li Jufen

School of Science, Southwest Petroleum University, Chengdu, Sichuan 610500, China

Abstract Dispersion control is an important step in ultrafast optics. A reflection grism is introduced, which is composed of the prism and grating. The dispersion of the grism is analyzed with ray-tracing method, and the impact of grism structural parameters on the dispersion is discussed. As seen from the results, the second-order dispersion increases with the separation of the prism and grating, however, the third-order dispersion decreases. The separation of two grisms can be asymmetric in order to adjust the dispersion value of grism pair. The second-order dispersion of grism decreases with the incidence angle, and the third-order dispersion increases with the angle. When the grating constant is changed, grism dispersion corresponding changes. The separation of the grism-pair has little effect on the dispersion of grism. The results show that the dispersion of grism is heavily influenced by the separation of the prism and grating, incidence angle, and the grating constant. By adjusting the above parameters to change the dispersion of grism, it can meet the needs of ultrafast optics.

Key words nonlinear optics; grism; dispersion; ray-tracing

OCIS codes 050.1950; 140.7090; 320.7110

1 引言

色散补偿对于超快光学的几乎所有领域都是至关重要的,尤其在光通信及飞秒激光发展过程中^[1-4]。在啁啾脉冲放大(CPA)技术中,压缩器要补偿展宽器、放大介质引入的色散。系统剩余色散将导致输出脉冲宽度加宽、对比度急剧下降。

通常传统CPA系统中广泛使用一个光栅展宽器提供正啁啾、一个光栅压缩器提供负啁啾^[5-7]。然而,压缩器中光栅相对较小的传输效率会在一定程度上损失放大脉冲的能量。这个问题可以通过引入一个光栅和棱镜的组合系统,即所谓的棱栅来克服^[8-10]。棱栅可以设计成三阶色散(TOD)与二阶色散(GDD)比值数值上等于大多数色散材料,且TOD和GDD都可以和材料的色散符号相反。目前,棱栅已经应用于CPA^[10-13]、光参量啁啾脉冲放大(OPCPA)^[12,14-15]等系统中,成为色散补偿至三阶色散的极具吸引力的元件。郭淑艳等^[16]虽然利用光线追迹法讨论了反射式棱栅对展宽器的色散,但没有详细分析过程,并且忽略了棱镜和光栅的间距对系统色散的影响。

收稿日期: 2014-10-17; 收到修改稿日期: 2015-01-31; 网络出版日期: 2015-05-06

基金项目: 四川省科技厅科研项目(2014ZR0192)、四川省教育厅资助课题(13ZB0204)

作者简介: 苏娟(1980—),女,讲师,主要从事非线性光学、光纤传感等方面的研究。E-mail: sujuan815@gmail.com

目前,实验中使用的棱栅主要是将光栅直接复制在棱镜上。本文利用棱镜和光栅组合了一种典型的反射型棱栅,利用光线追迹法,分析其二阶、三阶色散,同时进行数值模拟,讨论了棱镜-光栅系统中结构参数对其色散的影响。

2 理论模型

如图1所示,一种典型的棱镜-光栅系统由反对称放置的棱镜和反射型光栅对组成。入射光线经过棱镜 I 透射后,其透射光线经过反射光栅衍射、棱镜折射后,再次进入棱镜 II,最终输出光线为 Jk 。为了计算色散,选择两个平面,一个是棱镜 I 表面的入射位置 a 的法线方向,另一个沿着 $o'k$,该平面与通过棱镜 II 后光束的传播方向垂直。

入射光线在棱镜 I 表面上透射时,满足 Snell 定律, $\frac{\sin \theta_1}{\sin \theta_2} = n$ 。当到达光栅处发生衍射,满足光栅方程 $\sin \theta_4 + \sin \theta_5 = m\lambda/d$,其中 $\frac{\sin \theta_4}{\sin \theta_3} = n$, $\theta_3 = \alpha + \theta_2$, α 为棱镜顶角。然后光线以 θ_8 出射,满足 $\frac{\sin \theta_8}{\sin \theta_7} = n$, $\theta_7 = \alpha - \theta_6$, $\frac{\sin \theta_5}{\sin \theta_6} = n$,经过棱栅之间的空气区域,最后到达棱栅 II。当棱栅对严格平行时,出射光线和入射光线一定是平行的。

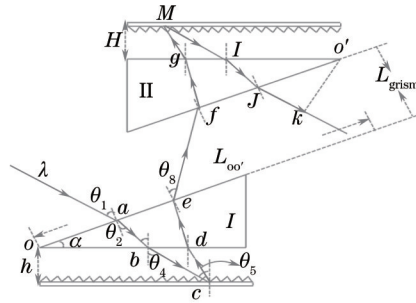


图1 棱镜-光栅系统装置及光路图

Fig.1 Layout and ray-tracing of a prism and grating system

分析图1所示的棱镜-光栅系统的光线追迹模型,利用 Snell 定律和光栅方程,在棱栅中某一波长光线的光程为

$$P = n(\overline{ab} + \overline{de} + \overline{fg} + \overline{IJ}) + (\overline{bc} + \overline{cd} + \overline{ef} + \overline{gM} + \overline{MI} + \overline{Jk}), \quad (1)$$

相应的位相延迟为

$$\phi(\omega) = 2 \left[\frac{\omega}{c} P + R(\omega) \right], \quad (2)$$

式中 $R(\omega)$ 为附加光程差^[14-15]

$$R(\omega) = \frac{2\pi}{d} [(\overline{de} + \overline{fg}) \sin \theta_6 + (\overline{cd} + \overline{gM}) \sin \theta_5 + \overline{ef} \sin(\theta_8 - \alpha)]. \quad (3)$$

利用几何关系,光线传播的几何路程分别由下式表示为

$$\overline{ab} = \frac{\overline{oa} \sin \alpha}{\cos \theta_3}, \quad \overline{bc} = \frac{h}{\cos \theta_4}, \quad \overline{cd} = \frac{h}{\cos \theta_5}, \quad \overline{de} = \frac{\overline{od} \sin \alpha}{\cos \theta_7}, \quad \overline{ef} = \frac{L_{\text{grism}}}{\cos \theta_8}, \quad (4)$$

$$\overline{fg} = \frac{\overline{o'I} \sin \alpha}{\cos \theta_6}, \quad \overline{gM} = \frac{H}{\cos \theta_5}, \quad \overline{MI} = \frac{H}{\cos \theta_4}, \quad \overline{IJ} = \frac{\overline{o'I} \sin \alpha}{\cos \theta_2}, \quad \overline{Jk} = \overline{o'J} \sin \theta_1. \quad (5)$$

相应地,棱栅的各阶色散可以通过方程 $\phi_j = \frac{d^j \phi(\omega)}{d\omega^j}$ 求得。当 $j=1$ 时,对应的是一阶色散,即群延迟 $f_{\text{GD}} = \frac{d\phi(\omega)}{d\omega}$ 。当 $j=2$ 时,可得到二阶色散 $f_{\text{CDD}} = \frac{d^2 \phi(\omega)}{d\omega^2}$ 。当 $j=3$ 时,则是三阶色散 $f_{\text{TOD}} = \frac{d^3 \phi(\omega)}{d\omega^3}$,以此类推,可分别计算棱栅的各阶色散。

很明显,棱栅系统的色散值跟入射角、棱栅间距、光栅常数等结构参数有关。为了更全面了解棱栅的色散性能,进行了相应的数值计算。

3 数值分析

采用的参数如下:棱栅由镀铝的平面刻划光栅和抗反射涂层 SF57 棱镜组成,棱镜和光栅之间的距离 h 为 1 mm。中心波长 800 nm,棱镜的棱镜顶角为 19° ,光栅常数为 651 line/mm,插入量 \overline{oa} 为 25 mm,棱栅垂直间距 55 mm,入射角为 0.344° ,棱镜顶点的距离为 102.462 mm。

从图 2 可以看到,棱栅的二阶、三阶色散均为负值,可以同时补偿材料的二阶、三阶色散。GDD 随入射角的增加而减小,而 TOD 反而增大,其中 GDD 相较 TOD 受入射角的影响更大。入射角每变化 1° , GDD 平均减小 $0.3659 \times 10^4 \text{ fs}^2$,而 TOD 平均增加 $0.1401 \times 10^4 \text{ fs}^3$ 。很明显,棱栅色散对入射角的变化比较敏感,意味着可以通过调节入射角从而改变棱栅的色散量,达到补偿放大介质等材料色散的目的。

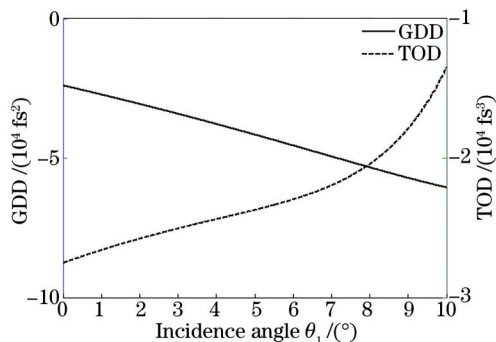


图 2 GDD、TOD 随入射角变化

Fig.2 GDD、TOD as a function of the incidence angle, respectively

图 3 为棱栅的二阶、三阶色散 GDD、TOD 随棱镜与光栅距离 h 的变化曲线。可见,无论两个棱镜与光栅距离 h 和 H 是否相同,系统的 GDD 为负且随距离增大而增大,而 TOD 反而减小。当第二个棱镜与光栅间距 H 大于 h 时,色散变化更迅速。这个结果提供了一种设想,利用棱镜和光栅组合形成棱栅时,前后两个间距 H 、 h 可以不一致,可以通过调节棱镜与光栅距离来改变棱栅的色散。

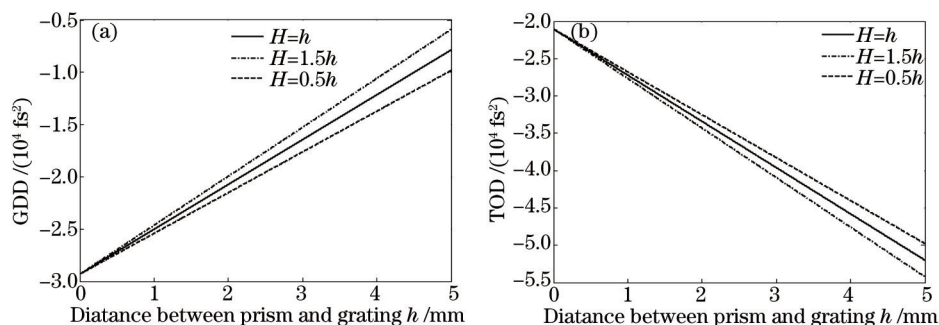


图 3 棱栅色散随棱镜与光栅距离变化。(a) GDD; (b) TOD

Fig.3 GDD、TOD as a function of the separation of the prism and grating. (a) GDD; (b) TOD

图 4 反映了棱栅的色散随波长的变化情况。不同光栅常数下,色散随着波长的变化很大。当光栅常数为 651 line/mm 时,相应的 GDD 随波长不断增大, TOD 为负且随波长增大而减小。当光栅常数减小为

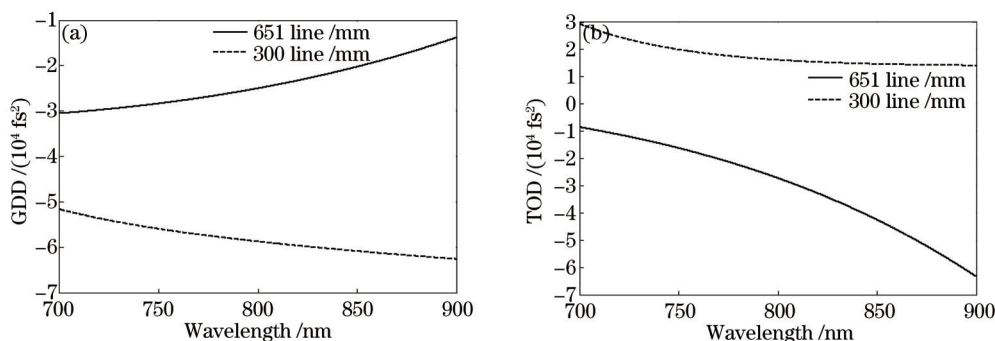


图 4 不同光栅常数下,色散随波长变化。(a) GDD; (b) TOD

Fig.4 GDD、TOD for different grating constants as a function of wavelength. (a) GDD; (b) TOD

300 line/mm时, GDD 反而减小, 而 TOD 从负值突变为正值。显然, 对于三阶色散 TOD, 光栅常数的影响更甚。可见, 棱栅系统色散在很大程度上受到光栅常数的影响, 应该根据工程设计需要选择合适的光栅常数。

最后, 讨论了棱栅的色散随棱栅间距 L_{grism} 变化的情况。如图 5 所示, GDD 基本上随棱栅间距增大线性减小, 而 TOD 线性增大。当棱栅间距从 40 mm 变化到 70 mm, GDD 减少了 $3.875 \times 10^4 \text{ fs}^2$, 而 TOD 增加了 $1.86 \times 10^4 \text{ fs}^3$ 。相较于前面讨论的结构参数, 棱栅间距对棱栅的色散影响不大。

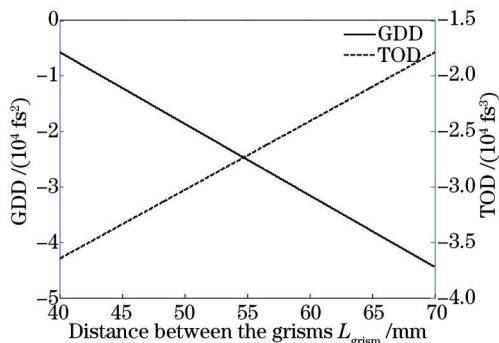


图 5 GDD、TOD 随棱栅间距 L_{grism} 变化

Fig.5 GDD、TOD as a function of the separation of grism-pair

4 结 论

利用光线追迹法, 得到了反射型棱镜-光栅系统的二阶、三阶色散, 并在此基础上, 详细分析了棱栅结构参数对其色散的影响。模拟结果显示, 棱栅的 GDD 随棱镜与光栅间距增大而增加, 而 TOD 反而减小。当两个棱镜和光栅间距 h 和 H 不相等时, 棱栅色散也随之变化, 意味着利用棱镜和光栅组合棱栅时, 不一定要求 h 和 H 严格相同。在保证脉冲的传输效率和系统的紧凑性基础上, 可根据需要调节棱镜和光栅间距; 同样, 随着入射角的增加, 棱栅的 GDD 减小, TOD 增加; 当光栅常数变化时, 棱栅的色散变化很显著, 尤其是三阶色散 TOD, 从负色散值变为正值; 棱栅间距 L_{grism} 对棱栅色散影响很小。综上所述, 棱栅色散在很大程度上受到棱镜与光栅间距、入射角、光栅常数等结构参数的影响。调节上述参数可以改变棱栅的色散量, 以满足工程设计需要。

参 考 文 献

- 1 Aoyama M, Yamakawa K, Akahane Y, *et al.*. 0.85-PW, 33-fs Ti:sapphire laser[J]. Opt Lett, 2003, 28(17): 1594-1596.
- 2 Tavella F, Nomura Y, Veisz L, *et al.*. Dispersion management for a sub-10-fs, 10 TW optical parametric chirped-pulse amplifier[J]. Opt Lett, 2007, 32(15): 2227-2229.
- 3 Dan Zou, Xiaoping Zheng, Shangyuan Li, *et al.*. High-Q microwave photonic filter with self-phase modulation spectrum broadening and third-order dispersion compensation[J]. Chin Opt Lett, 2014, 12(8): 080601.
- 4 Tan Zhongwei, Qin Fengjie, Ren Wenhua, *et al.*. Application of fiber dispersion in all optical data processing[J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2013, 50(8): 080023.
谭中伟, 秦凤杰, 任文华, 等. 光纤色散在光信息处理中的应用[J]. 激光与光电子学进展, 2013, 50(8): 080023.
- 5 Tournois P. New diffraction grating pair with very linear dispersion for laser pulse compression[J]. Electronics Letters, 1993, 29(16): 1414-1415.
- 6 Fanyu Kong, Yunxia Jin, Shijie Liu, *et al.*. Femtosecond laser damage of broadband pulse compression gratings[J]. Chin Opt Lett, 2013, 11(10): 102302.
- 7 Chengtao Zhang, Xiaochao Wang, Wei Fan, *et al.*. 1053-nm all-fiber pulse multi-pass stretcher using a linear chirped fiber Bragg grating[J]. Chin Opt Lett, 2013, 11(7): 070606.
- 8 Durfee C G, Squier J A, Kane S. A modular approach to the analytic calculation of spectral phase for gratings and other refractive/diffractive structures[J]. Opt Express, 2008, 16(22): 18004-18016.
- 9 Kuznetsova L, Wise F W, Kane S, *et al.*. Chirped-pulse amplification near the gain-narrowing limit of Yb-doped fiber using a reflection grism compressor[J]. Appl Phys B, 2007, 88(4): 515-518.
- 10 Gibson E A, Gaudiosi D M, Kapteyn H C, *et al.*. Efficient reflection gratings for pulse compression and dispersion

- compensation of femtosecond pulses[J]. *Opt Lett*, 2006, 31(22): 3363-3365.
- 11 Xu Tingting, Sun Meizhi, Yang Qingwei, *et al.*. Double-line-density gratings for dispersion compensation of ultra-short laser pulses[J]. *Acta Optica Sinica*, 2013, 33(5): 0532002.
徐婷婷, 孙美智, 杨庆伟, 等. 基于双密度棱栅的新型超短脉冲色散补偿装置[J]. *光学学报*, 2013, 33(5): 0532002.
- 12 Kane S, Squier J. 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.
- 13 Kane S, Huff R, Squier J, *et al.*. Design and fabrication of efficient reflection gratings for pulse compression and dispersion compensation[C]. in CLEO/QELS Conference, 2006: CThA5.
- 14 Zheng J, Zacharias H. Design considerations for a compact grism stretcher for non-collinear optical parametric chirped-pulse amplification[J]. *Appl Phys B*, 2009, 96(2-3): 445-452.
- 15 Dou T H, Tautz R, Gu X, *et al.*. Dispersion control with reflection gratings of an ultra-broadband spectrum approaching a full octave[J]. *Opt Express*, 2010, 18(26): 27900-27909.
- 16 Guo Shuyan, Ye Peng, Teng Hao, *et al.*. A reflective grism pair stretcher for chirped pulse amplification[J]. *Acta Phys Sin*, 2013, 62(9): 094202.
郭淑艳, 叶蓬, 滕浩, 等. 反射式棱栅对展宽器用于啁啾脉冲放大激光的研究[J]. *物理学报*, 2013, 62(9): 094202.

栏目编辑: 刘丰瑞