

超短脉冲激光光束在一维反射型体全息光栅中的衍射*

王春花 闫爱民 刘立人 刘德安 王欣 曲伟娟

(中国科学院上海光学精密机械研究所信息光学研究室, 上海 201800)

摘要 基于 Kogelnik 的耦合波理论,研究了在色散效应的影响下,超短脉冲激光光束在反射型体全息光栅中衍射的性质. 研究给出了衍射光及透射光在频谱域及时间域的振幅及强度分布、光栅的光谱宽度及衍射效率随光栅参量及入射条件的变化. 数值研究的结果表明,在光栅记录介质色散效应的影响下,衍射光束的光谱宽度减小,脉冲展宽,衍射效率降低. 通过适当的选取光栅参量及入射条件,可以控制衍射和透射光束的频谱和时间强度分布,得到满意的衍射和透射光束的带宽和波形,从而可以将其应用于脉冲整形等技术中.

关键词 衍射;耦合波理论;体全息光栅;超短脉冲光束

中图分类号 O436.1 **文献标识码** A

0 引言

随着超短脉冲激光光束产生技术^[1]的发展,超短脉冲激光光束在光通信和光学信号处理等领域中得到了广泛的应用,且具有广阔的应用前景. 虽然它在自由空间以及经过简单光学元件的传输中已得到了广泛研究^[2~10],但超短脉冲激光光束经体全息光栅的传输特性最近才引起人们的重视^[11~13]. 虽然体全息光栅的布喇格波长选择性使其在光学高密度存储和彩色全息处理中倍受关注,但也正是这一特性,限制了入射脉冲光中能被衍射的频谱成分,使部分入射频谱不能在衍射信号中重现,从而导致衍射和透射光束光谱宽度、脉冲宽度及其波形的改变. 为此本文拓展了 Kogelnik 的耦合波理论^[14],分析了超短脉冲激光光束经一维固定反射型体全息光栅衍射的性质及色散效应对衍射性质的影响,给出了控制衍射和透射光束的光谱宽度、时间宽度及波形的方

1 理论分析

设入射的脉冲激光光束为高斯脉冲,其振幅分布为

$$u_0(t) = \exp(i\omega_0 t - t^2/T^2) \quad (1)$$

式中 $\omega_0 = 2\pi c/\lambda_0$, ω_0 和 λ_0 分别为其中心频率和中心波长, $T = \Delta\tau/\sqrt{2\ln 2}$, $\Delta\tau$ 为高斯脉冲强度分布的脉冲半峰全宽,即脉冲宽度. $\omega = 2\pi c/\lambda$, 经傅里叶变换

后,其频谱域的分布为

$$u_0(\lambda) = \sqrt{\pi} T \exp \left\{ - \left[\pi T c \left(\frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda_0} \right) \right]^2 \right\} \quad (2)$$

脉冲强度的光谱半峰全宽为 $\Delta\lambda = 0.441\lambda_0^2/c\Delta\tau$, c 为真空中的光速. 由此可见,脉冲宽度愈小,光谱宽度就愈大. 因此在研究色散介质中超短脉冲激光光束的衍射时,应当考虑介质的色散效应.

对于图 1 的光栅, Λ 为光栅间距, d 为光栅厚度, K 表示光栅矢量,与 z 轴的夹角为 φ , 大小为 $K = 2\pi/\Lambda$. 中心波长为 λ_0 的超短脉冲激光光束以光栅的布喇格角 θ_0 入射,满足布喇格衍射条件 $\cos(\varphi - \theta_0) = K\lambda_0/4\pi n(\lambda_0)$.

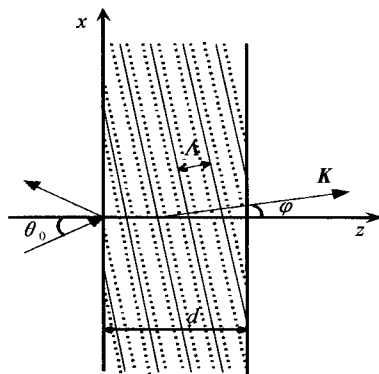


图 1 反射型体全息光栅衍射
Fig. 1 Model of a reflection thick hologram grating with slanted fringes

光栅材料对应于波长为 λ 的折射率 $\epsilon(\lambda)$ 和电导率 $\sigma(\lambda)$ 按余弦规律变化,并设其空间调制度的幅值不随波长变化. 利用边界条件 $S(d, \lambda) = 0, R(0, \lambda) = u_0(\lambda)$, 采用类似于 Kogelnik 耦合波理论的方法,可得衍射和透射光束频谱域的幅值分布为

$$S(0, \lambda) = u_0(\lambda) (c_R/c_S)^{1/2} \text{sh}(vcha) \cdot \text{ch}^{-1}(a + vcha) \quad (3)$$

* 国家自然科学基金委(No. 60177106)和国家科学技术部(No. 2002CCA03500)资助
Tel: 021-69918763 Email: chwang@siom.ac.cn
收稿日期: 2005-08-30

$$R(d, \lambda) = u_0(\lambda) (c_R/c_S)^{1/2} \exp(\xi - \alpha d/c_R) \cdot \operatorname{ch}(a) \operatorname{ch}^{-1}(a + \nu \operatorname{cha}) \quad (4)$$

式中 $c_R = \cos \theta_0$, $c_S = \cos \theta_0 - K \cos \varphi / \beta$, $\beta = 2\pi n(\lambda) / \lambda$, $\alpha(\lambda) = \mu c \sigma_0(\lambda) / 2\sqrt{\epsilon_0}$, $\kappa(\lambda) = \pi n_1 / 2\lambda - \mu c \sigma_1 / 8n(\lambda)$, $\xi = d(\alpha/c_S - \alpha/c_R - i\nu/c_S) / 2$, $\nu = i\kappa d / \sqrt{c_R c_S}$, $\vartheta = K \cos(\varphi - \theta_0) - K^2 \lambda / 4\pi n(\lambda)$, $\operatorname{sh} a = \xi / \nu$.

对脉冲激光光束中丰富的频谱成分, 因为只有中心波长满足光栅布喇格衍射条件, 所以考虑波长失配, 对 ϑ 作一级泰勒级数展开, 得

$$\vartheta = -\frac{(\lambda - \lambda_0)\pi}{\Lambda^2} \left(\frac{\lambda}{n(\lambda)} \right)' \Big|_{\lambda=\lambda_0} \quad (5)$$

$n(\lambda)$ 为介质的折射率, 可依据 Sellmeier 色散公式给出^[15]. 显然不考虑色散时, $\{[\lambda/n(\lambda)]' \Big|_{\lambda=\lambda_0}\}^{-1} = n_0$, n_0 为介质的平均折射率, 对于每一频谱成分的分析, 与 Kogelnik 的耦合波理论中的结果一致.

忽略介质的吸收, 且考虑光栅无倾斜时, $c_R = -c_S = \cos \theta_0$, $\kappa = \pi n_1 / \lambda$, $\nu = \pi n_1 d / \lambda \cos \theta_0$, 并重新取

$$\xi = \vartheta d / 2 \cos \theta_0 = \frac{\pi d (\lambda - \lambda_0)}{2\Lambda^2 \cos \theta_0} \left(\frac{\lambda}{n(\lambda)} \right)' \Big|_{\lambda=\lambda_0} \quad (6)$$

则得

$$S(0, \lambda) = u_0(\lambda) / [\xi / \nu - i \sqrt{1 - (\xi / \nu)^2} \cdot \operatorname{coth} \sqrt{\nu^2 - \xi^2}] \quad (7)$$

$$R(d, \lambda) = u_0(\lambda) \exp(i\xi) / [\operatorname{ch} \sqrt{\nu^2 - \xi^2} + i\xi \operatorname{sh} \sqrt{\nu^2 - \xi^2} / \sqrt{\nu^2 - \xi^2}] \quad (8)$$

衍射光和透射光的强度分布为

$$I_S(0, \lambda) = S(0, \lambda) S^*(0, \lambda) \quad (9)$$

$$I_R(d, \lambda) = R(d, \lambda) R^*(d, \lambda) \quad (10)$$

将衍射和透射光的频谱分布变换到时间域, 即可得其时间域的振幅和强度分布.

由式(9)得衍射效率的频谱分布为

$$\eta(\lambda) = [1 + (1 - (\xi/\nu)^2) \operatorname{sh}^{-2} \sqrt{\nu^2 - \xi^2}]^{-1} \quad (11)$$

类似与 Kogelnik 理论, 当 ν 取较小的变化时, 由 $\eta(\lambda)$ 关于 ξ 的曲线可得当 $\eta(\lambda)$ 降低为其峰值的一半时, ξ 的平均值, 近似为 $\bar{\xi} = 1.8902$. 当 n_1 增加时, ν

值变大, $\bar{\xi}$ 的值会增加.

设 $\Delta\lambda_{1/2} = |\lambda - \lambda_0|$, 由式(6)得

$$\Delta\lambda_{1/2} = 1.203 \cos \theta_0 \Lambda^2 d^{-1} [(\lambda/n(\lambda))' \Big|_{\lambda=\lambda_0}]^{-1} \quad (12)$$

$2\Delta\lambda_{1/2}$ 可理解为超短脉冲激光光束偏离中心波长衍射的有效波长选择范围, 即体全息光栅的频谱宽度.

对于化学计量熔体生长的 LiNbO_3 晶体来说, 温度为 293K, 摩尔比 $\text{Li/Nb} = 1.000$, $\lambda_0 = 1.06 \mu\text{m}$ 时, $[(\lambda/n(\lambda))' \Big|_{\lambda=\lambda_0}]^{-1} = 2.1707$, 而 $n_0 = 2.2343$, 由此可见, 考虑了色散效应后, 光栅能够通过的频谱范围变窄, 脉冲宽度变大, 即色散效应导致了脉冲的展宽.

由式(12)可见, 体全息光栅较厚时, 虽然厚度会限制光栅能够衍射的频谱宽度, 影响体全息光栅在超短脉冲激光光束衍射中的应用, 但由于体全息光栅的有效波长选择范围随着光栅周期的平方而改变, 所以光栅周期愈大, 能够通过体全息光栅衍射的频谱成分就愈多, 光谱宽度就愈大. 而 n_1 的增加, 使 $\bar{\xi}$ 有较小的增加, 从而使光栅的有效波长选择范围变大.

若将体光栅的衍射效率看作是频率的衍射光波的能量与所有频率的入射光波的能量之比, 即可通过下式计算体全息光栅的衍射效率

$$\eta = \frac{|c_S| \int |I_S(0, \omega) d\omega|}{c_R \int |u_0(\omega)|^2 d\omega} \quad (13)$$

2 数值研究

2.1 衍射和透射光强度的频谱和时间分布

入射高斯脉冲的脉冲宽度均选为 50 fs. 所选参量均满足体全息光栅 $2\pi d \lambda_0 / \Lambda^2 n_0 > 1$ 的要求.

2.1.1 衍射光的频谱分布曲线

由图 2 可见, 衍射光的频谱宽度随着体全息光栅厚度 d 的增加而减小, 随折射率调制度 n_1 的增加而增加, 且随光栅周期 Λ 的增加, 迅速变大, 这与式(12)对体全息光栅衍射的有效波长选择范围的分析一致.

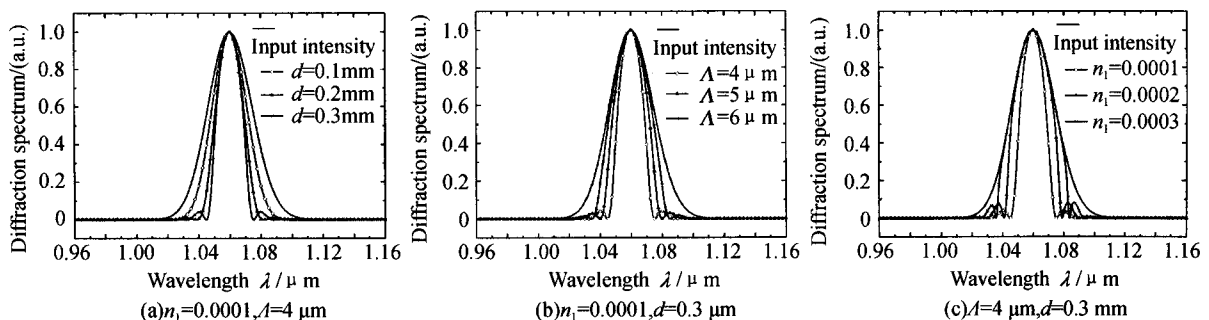


图 2 光栅参量对衍射光频谱分布的影响

Fig. 2 The effects of the grating parameters to the distributions of the diffraction spectrum

2.1.2 透射光的频谱分布曲线

图 3(a)、(b)、(c) 分别给出了透射光的频谱分

布受光栅厚度 d 、光栅周期 Λ 及光栅折射率调制度 n_1 的影响而变化的曲线. 可见, 当入射脉冲光中相

应的频谱成分被光栅有效衍射后,透射光中靠近中心频率的谱强度变小,甚至几乎为 0,从而使其透射光的频谱分布产生非常明显的变化.

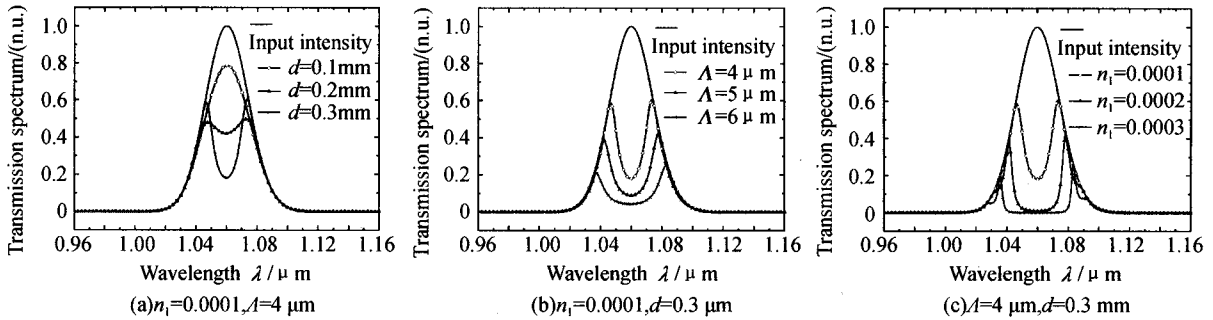


图 3 光栅参量对透射光频谱分布的影响
Fig. 3 The effects of the grating parameters to the distributions of the transmission spectrum

2.1.3 衍射光的时间分布曲线

与图 2 中衍射光的频谱分布曲线的变化相对应,在图 4 中,随着光栅厚度 d 的增加(图 4(a)),光栅周期 Λ 的减小(图 4(b)),光栅折射率调制度 n_1

的减小(图 4(c)),衍射光的脉冲宽度逐渐变大,分布曲线也逐渐偏离高斯型分布,脉冲的形状发生改变,而且相对于原来的入射脉冲,产生了不同程度的延迟.

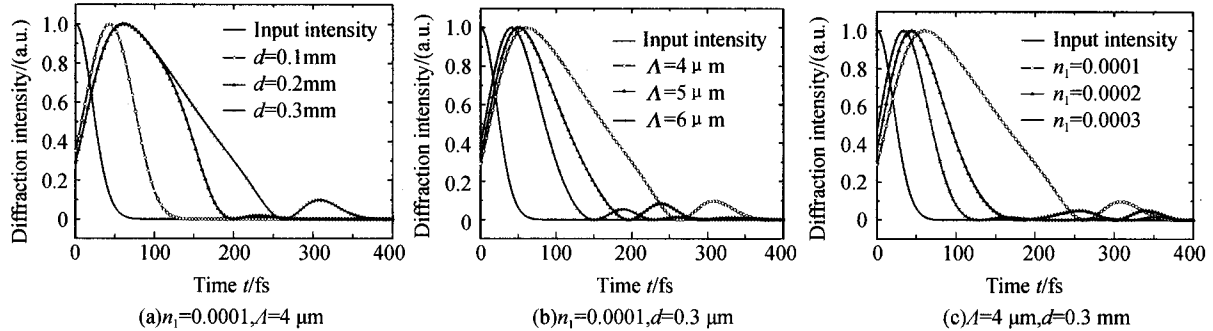


图 4 光栅参量对衍射光时间分布的影响
Fig. 4 The effects of the grating parameters to the distributions of the diffraction intensities

2.1.4 透射光的时间分布曲线

与图 3 中透射光的频谱分布曲线相对应,图 5 (a)、(b)、(c)分别给出了透射光强度的时间分布受到光栅厚度 d 、光栅周期 Λ 、及折射率调制度 n_1 的影响而变化的曲线.由此可见,通过选取较小的光

栅厚度、较大的光栅周期和较大的光栅折射率调制度,可使通过体全息光栅衍射的频谱成分增多,得到较大的衍射光谱宽度和相应的脉冲形状,从而使体全息光栅能够进一步应用于脉冲整形及基于脉冲宽度和形状的信号传输编码及解码等技术中.

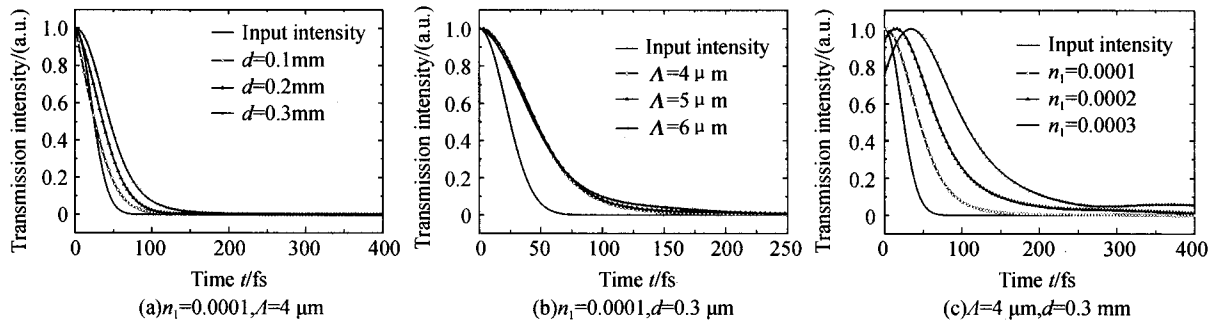


图 5 光栅参量对透射光时间分布的影响
Fig. 5 The effects of the grating parameters to the distributions of the transmission intensities

2.2 衍射效率

在图 6 中,实心 and 空心标记的曲线分别表示考虑光栅介质的色散效应和忽略时,反射型体全息光栅衍射效率变化的曲线.可以看出,光栅介质的色散效应对体全息光栅衍射效率的影响较小,但是在

考虑脉冲传输的问题时,光栅介质的色散效应导致的脉冲的展宽和变形一般是不可忽略的.由图 6 (a)可以看出,当光栅周期 Λ 增大时,对于相同脉冲宽度的读出脉冲,体光栅的最大衍射效率增加.而由图 6(b)可以看出,光栅折射率调制度 n_1 的改变

对衍射效率变化的影响,非常显著.而对于同样的体全息光栅,随着入射脉冲的脉冲宽度的增加,体全息光栅的最大衍射效率增加,如图6(c),这是因为

当入射脉冲的脉冲宽度增加时,脉冲的频谱宽度减小,即愈来愈多的频谱成分能够通过体光栅衍射,从而使其达到最大衍射效率.

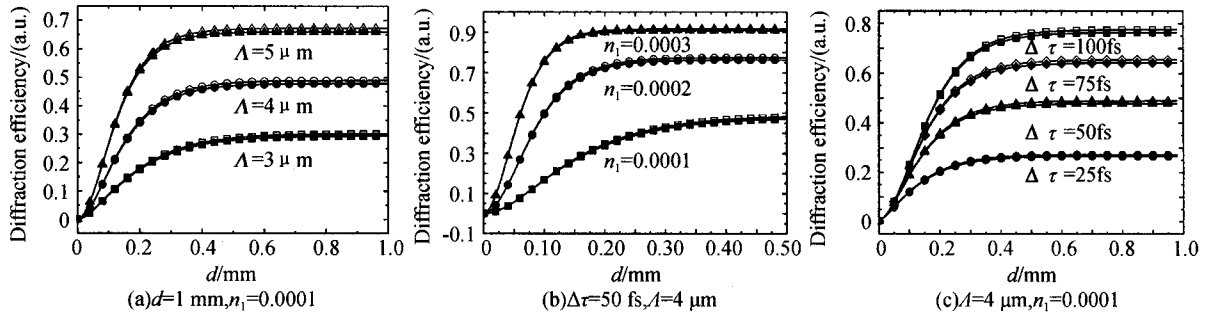


图6 色散、光栅参量及入射脉宽对衍射效率的影响

Fig. 6 The effects of the dispersion, the grating parameters and the input pulse's temporal pulse widths to the diffraction efficiencies

3 结论

在色散效应的影响下,基于Kogelnik的耦合波理论,分析了一维反射型体全息光栅对超短脉冲激光光束衍射的性质,详细给出了超短脉冲激光光束的衍射及透射光的频谱和时间强度分布及光栅的光谱宽度.在光栅介质色散效应的影响下,脉冲展宽,衍射效率降低.选择适当的光栅参量和入射脉冲的脉冲宽度,可以控制衍射和透射光束的光谱宽度、脉冲宽度和波形以及光栅的衍射效率,并给出了控制的方法.这一研究有利于将反射式体全息光栅用于脉冲整形及基于脉冲宽度和波形的信息编码及解码等技术中.

参考文献

- Schenkel B, Biegert J, Keller U, *et al.* Generation of 3-8-fs pulses from adaptive compression of a cascaded hollow fiber supercontinuum. *Opt Lett*, 2003, **28**(20): 1987~1989
- 陆大全, 胡巍, 郑一周, 等. 自由空间中超短脉冲光束的非傍轴效应分析. *光子学报*, 2005, **34**(2): 180~183
Lu D Q, Hu W, Zheng Y Z, *et al.* *Acta Photonica Sinica*, 2005, **34**(2): 180~183
- 楚晓亮, 张彬. 超短脉冲在放大介质中传输特性研究. *光子学报*, 2004, **33**(6): 641~644
Chu X L, Zhang B. *Acta Photonica Sinica*, 2004, **33**(6): 641~644
- 王淮生, 傅守利, 郑迎东. 在超短脉冲照射下光栅的瞬时Talbot效应的研究. *光子学报*, 2002, **31**(2): 152~156
Wang H S, Fu S L, Zheng Y D. *Acta Photonica Sinica*, 2002, **31**(2): 152~156
- Gu M, Gan X S. Fresnel diffraction by circular and

- serrated apertures illuminated with an ultrashort pulsed-laser beam. *J Opt Soc Am A*, 1996, **13**(4): 771~778
- Kempe M, Rudolph W. Femtosecond pulses in the focal region of lenses. *Phys Rev A*, 1993, **48**(6): 4721~4729
- Ashman R, Gu M. Effect of ultrashort pulsed illumination on foci caused by a Fresnel zone plate. *Appl Opt*, 2003, **42**(10): 1852~1855
- Kempe M, Stamm U, Wilhelmi B, *et al.* Spatial and temporal transformation of femtosecond laser pulses by lenses and lens systems. *J Opt Soc Am A*, 1992, **9**(7): 1158~1165
- Sen P K, Kumar A, Sen P. Ultrashort transient pulse propagation effect in semiconductor waveguide under nonlinear dispersive regime. *SPIE*, 1999, **3609**: 269~275
- Piestun R, Miller D A B. Spatiotemporal control of ultrashort optical pulses by refractive-diffractive-dispersive structured optical elements. *Opt Lett*, 2001, **26**(17): 1373~1375
- Athale R A, Raj K. Fourier-plane filtering by a thick grating: a space-bandwidth analysis. *Opt Lett*, 1992, **17**(12): 880~882
- Han S, Yu B, Chung S, *et al.* Filter characteristics of a chirped volume holographic grating. *Opt Lett*, 2004, **29**(1): 107~109
- Ding Y, Nolte D D, Zheng Z, *et al.* Brost, Bandwidth study of volume holography in photorefractive InP: Fe for femtosecond pulse readout at 1.5. *J Opt Soc Am B*, 1998, **15**(11): 2763~2768
- Kogelnik H. Coupled wave theory for thick hologram gratings. *Bell Syst Tech J*, 1969, **48**(9): 2909~2947
- Agrawal G P. *Nonlinear Fiber Optics*, 3rd ed. New York: Academic, 2001, 8, 67

Ultrashort Pulsed Laser Beam Diffraction By One Dimensional Reflection Volume Holographic Grating

Wang Chunhua, Yan Aimin, Liu Liren, Liu De'an, Wang Xin, Qu Weijuan

*Information Laboratory, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, the Chinese Academy of Sciences,
Shanghai 201800*

Received date: 2005-08-30

Abstract By using the coupled wave theory of Kogelnik, the diffraction of an ultrashort pulsed beam by a one dimensional reflection volume holographic grating is investigated. Considering the dispersion effect of the grating media, the spectral and temporal distributions of the diffracted and transmitted beams, the spectral bandwidth of the grating, as well as the diffraction efficiency of the reflection volume grating are studied both analytically and numerically. It is investigated that the spectral widths of the diffraction light are narrowed, temporal widths are broadened, and then diffraction efficiencies decrease with the dispersion effect of the grating media. In particular, the distortion and broadening of the pulsed beams are shown. They are controlled by the parameters of the grating and the input conditions. These results demonstrate that there is a new potential for the study of the diffraction of the ultrashort pulsed beam by the volume holographic gratings, such as femtosecond pulse shaping.

Keywords Diffraction; Coupled wave theory; Volume holographic grating; Ultrashort laser pulsed beam

Wang Chunhua was born in Jiansu, P. R. China, on January 1, 1980. She received the B. S. Degree and M. S. Degree in Physics from Yangzhou University. Now she is a Ph. D. candidate in Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica, Shanghai, China.

