

文章编号: 0253-2239(2009)12-3260-07

反射型体光栅对超短脉冲高斯光束衍射特性分析

郑光威^{1,2} 谭吉春³ 何焰蓝³ 刘 莉¹ 王晓东⁴ 王 逍⁴ 郑浩斌³

(¹ 国防科技大学光电科学与工程学院, 湖南 长沙 410073; ² 空军工程大学电讯工程学院, 陕西 西安 710077)
(³ 国防科技大学理学院, 湖南 长沙 410073; ⁴ 中国工程物理研究院激光聚变研究中心, 四川 绵阳 621900)

摘要 基于 Kogelnik 一维耦合波理论以及离散傅里叶变换, 分析反射型体光栅对一定时、空域分布的激光光束的衍射特性, 给出衍射光束在时、空域光强分布的表达式; 模拟计算体光栅对超短脉冲高斯光束的衍射效果, 给出衍射光束时、空域光强分布与光栅各参量的变化关系。结果表明, 提高光栅的折射率调制度或适当选择光栅的周期, 可增加反射型体光栅的角谱和光谱衍射带宽; 增加光栅的厚度, 可以使体光栅具有较高的衍射效率; 此时, 当超短脉冲高斯光束的中心波矢满足体光栅布拉格条件入射时, 衍射光束的时、空域光强分布与入射光束的分布基本一致, 衍射效率高达 95% 以上, 这给反射型体光栅对超短脉冲高斯光束的空间低通滤波提供了理论指导。

关键词 衍射; 耦合波理论; 超短脉冲高斯光束; 离散傅里叶变换

中图分类号 O438. 1 **文献标识码** A **doi**: 10. 3788/AOS20092912. 3260

Diffraction Characteristics Analysis of Ultra-Short Pulsed Gaussian Laser Beam by Reflecting Volume Grating

Zheng Guangwei^{1,2} Tan Jichun³ He Yanlan³ Liu Li¹ Wang Xiaodong⁴
Wang Xiao⁴ Zheng Haobin³

¹ College of Optoelectronic Science and Engineering, National University of Defense Technology, Changsha, Hunan 410073, China

² Telecommunication Engineering Institute of Air Force Engineering University, Xi'an, Shaanxi 710077, China

³ College of Science, National University of Defense Technology, Changsha, Hunan 410073, China

⁴ Research Center of Laser Fusion, Chinese Academy of Engineering Physics, Mianyang, Sichuan 621900, China

Abstract Based on the discrete Fourier transform and Kogelnik's one-dimensional coupled-wave theory, the characteristics of the laser beam with arbitrary shapes in both temporal and spatial domains diffracted by reflecting volume grating are analyzed. The intensity distributions of the diffractive laser beam in both temporal and spatial domain are formulated. The diffraction performances of the ultra-short pulsed Gaussian laser beam by reflecting volume grating are specifically simulated. The results show that by increasing the grating's refractive index modulation or selecting the appropriate grating's period, the angular spectrum and light spectrum of diffractive bandwidth can be broadened; through enlarging the grating's thickness, its high diffraction efficiency can be achieved. And in this situation, when the central vector of the ultra-short pulsed Gaussian laser beam satisfies the grating's Bragg condition, the intensity distributions of the diffractive laser beam both in temporal domain and spatial domain are similar to those of the input laser beam, and the diffraction efficiency is greater than 95%. And the results are instructive for the low-pass spatial filtering of ultra-short pulsed Gaussian laser beam diffracted by reflecting volume grating.

Key words diffraction; coupled-wave theory; ultra-short pulsed Gaussian laser beam; discrete Fourier transform

1 引 言

反射型体光栅是一种非常重要的光学元件, 其

较高的衍射效率使其在多种光学系统中得到应用, 如光束相干或非相干合成、光纤激光器或半导体激

收稿日期: 2008-11-20; 收到修改稿日期: 2009-04-20

基金项目: 国家自然科学基金委员会和中国工程物理研究院联合基金 NSAF(10676038)资助课题。

作者简介: 郑光威(1981—), 男, 博士研究生, 主要从事高功率激光空间低通滤波方面的研究。E-mail: zgw198196@126.com

导师简介: 谭吉春(1947—), 男, 教授, 博士生导师, 主要从事光信息获取、传输与处理等方面的研究。

E-mail: nudt2004@126.com

光器输出光束质量的优化以及光束时、空域整形等领域^[1~9]。在理论研究方面,国外早在 20 世纪 60 年代,Kogelnik^[10]就提出了耦合波理论来分析反射型体光栅对单色平面波的衍射特性,随后国内外各个科研小组又对上述方法提出改进,或针对实际应用,建立更加一般的理论分析模型,如体光栅展开为薄光栅分析法^[11,12]、严格耦合波理论^[13]、严格三维矢量特征波理论^[14]等。然而这些理论大部分只分析体光栅对超短脉冲激光光束或对连续高斯光束的衍射特性^[15,16],且对连续高斯光束分析时,只给出了衍射效率的计算公式,而没给出衍射光束的空域光强分布^[17],这给反射型体光栅更好地应用于实际,如脉冲光束非相干合成以及超短脉冲高斯光束空间低通滤波带来了不便。

本文主要利用信息光学的基本思想,通过离散傅里叶变换将入射光束展开为单色平面波的线性叠加,并利用 Kogelnik 一维耦合波理论,分析反射型体光栅对各单色平面波的衍射特性;然后再通过逆离散傅里叶变换得出衍射光束的时、空域光强分布,重点研究其对超短脉冲高斯光束的衍射性能,给出了衍射光束的时、空域光强分布随光栅各参量的变化关系,这些结果给反射型体光栅的实际应用提供理论上的指导。

2 任意时、空域分布激光光束的离散傅里叶展开

图 1 给出了超短脉冲高斯光束入射至反射型体光栅的二维空域示意图。

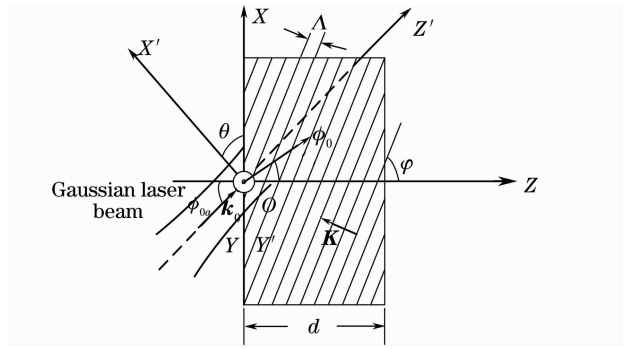


图 1 超短脉冲高斯光束入射至反射型体光栅的空域示意图

Fig. 1 Schematic of ultra-short pulsed Gaussian laser beam propagating into reflecting volume grating in spatial domain

图 1 中 \mathbf{K} 表示光栅矢量,其方向垂直于光栅条纹面,方向矢量为 $2\pi/\Lambda(\cos \varphi, 0, -\sin \varphi)$; d, Λ 和 φ 分别表示光栅厚度、光栅周期以及光栅条纹与 Z 轴的夹角。坐标系 $X'Y'Z'O$ 为坐标系 $XYZO$ 以 Y 轴为旋转轴逆时针旋转 θ 所得, Y' 轴平行于 Y 轴,入射超短脉冲高斯光束的偏振方向平行于 Y' 轴,光束中心波矢 \mathbf{k}_0 平行于 Z' 轴,其大小 $k_0 = 2\pi/\lambda_0$, λ_0 表示入射光束的中心波长, ϕ_{0a}, ϕ_0 分别表示 \mathbf{k}_0 在空气以及光栅中与 Z 轴的夹角。由图 1 可知 $\theta = \phi_{0a}$ 。

讨论反射型体光栅对任意时空分布的激光光束衍射问题的解决办法。对入射光束的复振幅在时、空域分别作一维以及二维离散傅里叶变换,将光束展开为单色平面波的线型叠加,光束的复振幅大小及其傅里叶变换量的表达式如下^[16]:

$$E(x'_{n_1}, y'_{n_2}, z' = 0, t_q) = \sum_{p=-N/2}^{N/2-1} \left\{ \exp(-i\omega_p t_q) \sum_{m_1=-M_1/2}^{M_1/2-1} \cdot \sum_{m_2=-M_2/2}^{M_2/2-1} U(k'_{x',m_1}, k'_{y',m_2}, \omega_p) \exp[-i(k'_{x',m_1} x'_{n_1} + k'_{y',m_2} y'_{n_2})] \right\}, \quad (1)$$

$$U(k'_{x',m_1}, k'_{y',m_2}, \omega_p) = \frac{1}{NM_1M_2} \sum_{q=-N/2}^{N/2-1} \left\{ \exp(i\omega_p t_q) \sum_{n_1=-M_1/2}^{M_1/2-1} \cdot \sum_{n_2=-M_2/2}^{M_2/2-1} E(x'_{n_1}, y'_{n_2}, z' = 0, t_q) \exp[i(k'_{x',m_1} x'_{n_1} + k'_{y',m_2} y'_{n_2})] \right\}, \quad (2)$$

其中 M_1, M_2 和 N 分别表示 $x' \in \frac{1}{2}[-D_1, D_1]$, $y' \in \frac{1}{2}[-D_2, D_2]$, $t \in \frac{1}{2}[-T, T]$ 内的等间隔取样点数; $x'_{n_1} = n_1 D_1 / M_1$, $y'_{n_2} = n_2 D_2 / M_2$, 分别表示

空域抽样点在 X' 轴与 Y' 轴的坐标, $t_q = qT/N$ 表示在时域的抽样值; $k'_{x',m_1} = m_1 \frac{2\pi}{D_1}$, $k'_{y',m_2} = m_2 \frac{2\pi}{D_2}$, $\omega_p = p \frac{2\pi}{T}$, 分别表示角谱为 $(k'_{x',m_1}, k'_{y',m_2})$, 频率为

ω_p 的单色平面波在 X', Y' 方向的角空间频率, 以及时频大小。为表示方便, 下文用 (m_1, m_2, p) 区分不同角谱以及频谱的单色平面波。

由坐标系 $XYZO$ 与坐标系 $X'Y'Z'O$ 的对应关系可得

$$\begin{bmatrix} k'_{x, m_1} \\ k'_{y, m_2} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \theta & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} k_{x, m_1} \\ k_{y, m_2} \end{bmatrix}. \quad (3)$$

将(3)式代入(2)式, 即可得出 $U(k'_{x, m_1}, k'_{y, m_2}, \omega_p)$ 以 k_{x, m_1} 和 k_{y, m_2} 为变量的复振幅数值 $U(k_{x, m_1}, k_{y, m_2}, \omega_p)$ 。

定义 $\phi_{m_1, m_2, p}$ 表示平面波 (m_1, m_2, p) 的波矢 $\mathbf{k}_{m_1, m_2, p}$ 在 XOZ 面内的投影与 Z 轴的夹角, 则其表达式为

$$\phi_{m_1, m_2, p} = \arctan(k_{x, m_1} / k_{z, m_1, m_2, p}), \quad (4)$$

其中 $k_{z, m_1, m_2, p} = \{[\omega_p n_0(\lambda_p)/c]^2 - k_{x, m_1}^2 - k_{y, m_2}^2\}^{1/2}$, $\lambda_p = 2\pi c/\omega_p$, c 表示真空中的光速, $n_0(\lambda_p)$ 表示体光

栅对波长为 λ_p 的光的平均折射率。

将(4)式以及 $\omega_p = 2\pi c/\lambda_p$ 代入 $U(k_{x, m_1}, k_{y, m_2}, \omega_p)$, 即可得到单色平面波 (m_1, m_2, p) 的以 $\phi_{m_1, m_2, p}$ 和 λ_p 为变量的复振幅数值 $U(\phi_{m_1, m_2, p}, k_{y, m_2}, \lambda_p)$ 。

3 反射型体光栅对入射激光光束的衍射特性

忽略各单色平面波通过体光栅时相互之间的能量耦合, 采用类似 Kogelnik 耦合波理论的方法, 并考虑光束中心波矢 \mathbf{k}_0 满足布拉格条件时(此时反射型体光栅对入射光束的衍射效率才可能达到最高), 即

$$2n_0(\lambda_0) \sin(\varphi - \phi_0) \mathbf{k}_0 = \mathbf{K}. \quad (5)$$

可得出反射型体光栅对单色平面波衍射的复振幅的表达式如下^[10]:

$$S(\phi'_{m_1, m_2, p}, k_{y, m_2}, \lambda_p) = U(\phi_{m_1, m_2, p}, k_{y, m_2}, \lambda_p) (C_R/C_S)^{1/2} \sinh[\nu \cosh(a)] / \cosh[a + \nu \cosh(a)], \quad (6)$$

式中

$$\begin{aligned} \nu_{m_1, m_2, p} &= i\kappa d / (C_R C_S)^{1/2}, & \sinh(a) &= \xi_{m_1, m_2, p} / \nu_{m_1, m_2, p}, \\ \xi_{m_1, m_2, p} &= \frac{i}{2} d \left(\frac{\alpha}{C_R} - \frac{\alpha}{C_S} - i \frac{\vartheta}{C_S} \right), & C_R &= \cos(\phi_{m_1, m_2, p}), \quad C_S = \cos(\phi_{m_1, m_2, p}) - \mathbf{K} \sin \varphi / \beta, \\ \vartheta &= \mathbf{K} \sin(\varphi - \phi_{m_1, m_2, p}) - \mathbf{K}^2 / 2\beta, & \beta &= \omega_p [\mu / \epsilon_0 \epsilon_{r0}(\lambda_p)]^{1/2}, \\ \alpha &= \sigma_0(\lambda_p) [\mu / \epsilon_0(\lambda_p) \epsilon_{r0}(\lambda_p)]^{1/2} / 2, & \kappa &= \frac{\epsilon_{r1}(\lambda_p) \beta}{4\epsilon_{r0}(\lambda_p)} + i \frac{\sigma_1(\lambda_p)}{4} [\mu / \epsilon_0(\lambda_p) \epsilon_{r0}(\lambda_p)]^{1/2}, \end{aligned}$$

式中 $\epsilon_0, \epsilon_{r0}(\lambda_p)$ 和 $\epsilon_{r1}(\lambda_p)$ 分别表示自由空间中的介电常数、体光栅对波长为 λ_p 的相对平均介电常数以及介电常数调制度; $\sigma_0(\lambda_p), \sigma_1(\lambda_p)$ 表示体光栅中对波长为 λ_p 的电导率以及电导率的调制度, $\phi'_{m_1, m_2, p} = \phi_{m_1, m_2, p} + \varphi$ 。

在实际应用中, 反射型体相位光栅应用领域较广, 因此本文主要分析折射率弱调制的反射型体相位光栅对时、空任意分布的激光光束的衍射特性, 此时: $\sigma_0(\lambda_p) = 0, \sigma_1(\lambda_p) = 0$ 。光栅的折射率分布为

$$n(\lambda_p) = n_0(\lambda_p) + n_1(\lambda_p) \cos(\mathbf{K} \cdot \mathbf{r}), \quad n_1(\lambda_p) \ll n_0(\lambda_p),$$

其中 $n_1(\lambda_p) = \epsilon_{r1}(\lambda_p) / [2\sqrt{\epsilon_{r0}(\lambda_p)}]$, $n_0(\lambda_p) = \sqrt{\epsilon_{r0}(\lambda_p)}$ ^[18], 并考虑到光栅无倾斜, 即 $\varphi = \pi/2$ 时的情况。此时入射单色平面波衍射的复振幅以及衍射效率的表达式分别如下:

$$S(\phi'_{m_1, m_2, p}, k_{y, m_2}, \lambda_p) = U(\phi_{m_1, m_2, p}, k_{y, m_2}, \lambda_p) [\xi_{m_1, m_2, p} / \nu_{m_1, m_2, p} - i(1 - \xi_{m_1, m_2, p}^2 / \nu_{m_1, m_2, p}^2)^{1/2} \cdot \coth(\nu_{m_1, m_2, p}^2 - \xi_{m_1, m_2, p}^2)^{1/2}]^{-1}, \quad (7)$$

$$I(\phi'_{m_1, m_2, p}, k_{y, m_2}, \lambda_p) = [1 + (1 - \xi_{m_1, m_2, p}^2 / \nu_{m_1, m_2, p}^2) / \sinh^2(\nu_{m_1, m_2, p}^2 - \xi_{m_1, m_2, p}^2)^{1/2}]^{-1}, \quad (8)$$

$$\text{其中 } \nu_{m_1, m_2, p} = i\pi n_1(\lambda_p) d / \left\{ \lambda_p \left[\cos \phi_{m_1, m_2, p} \left[\cos \phi_{m_1, m_2, p} - \frac{\mathbf{K}}{2\pi n_0(\lambda_p)} \right] \right]^{-1/2} \right\}. \quad (9)$$

对于中心波矢 \mathbf{k}_0 , 由(5)式, 可得出

$$\nu_{0,0,0} = 2\pi n_0(\lambda_0) n_1(\lambda_0) \Delta d / \lambda_0^2. \quad (10)$$

考虑波长和角度失配对衍射效率的影响, 对 ξ 在 (ϕ_0, λ_0) 做一阶泰勒级数展开, 可得

$$\xi_{m_1, m_2, p} = \frac{d}{2} \left\{ - \left[\frac{\mathbf{K}^2}{2\pi} (\sin \phi_0) \frac{\lambda_0}{n_0(\lambda_0)} \right] (\phi_{m_1, m_2, p} - \phi_0) + \frac{\mathbf{K}^2}{4\pi} (\cos \phi_0) \left[\frac{\lambda}{n_0(\lambda)} \right]' \Big|_{\lambda=\lambda_0} (\lambda_p - \lambda_0) \right\} / \left\{ \cos \phi_0 - \mathbf{K} \lambda_0 / [2\pi n_0(\lambda_0)] \right\}^2, \quad (11)$$

由(5)式,可得出

$$\xi_{m_1, m_2, p} = 2\pi d \left\{ -2 \frac{n_0(\lambda_0)}{\lambda_0} (\sin \phi_0) (\phi_{m_1, m_2, p} - \phi_0) + (\cos \phi_0) \left[\frac{n_0(\lambda_0)}{\lambda_0} \right]^2 \left[\frac{\lambda}{n_0(\lambda)} \right]' \Big|_{\lambda=\lambda_0} (\lambda_p - \lambda_0) \right\}. \quad (12)$$

综上,衍射光束在波长为 λ_p 处的空间光强分布为(因为同波长下的平面波 (m_1, m_2, p) 是相干的,因此必须先求出光振幅的空间分布,然后才能求出光强的空间分布):

$$I_d(x''_{n_1}, y''_{n_2}, \lambda_p) = |E(x''_{n_1}, y''_{n_2}, \lambda_p)_d|^2 = \left| \sum_{m_1=-M_1/2}^{M_1/2-1} \sum_{m_2=-M_2/2}^{M_2/2-1} S(\phi'_{m_1, m_2, p}, k_{y, m_2}, \lambda_p) \exp\{-i[m_1(2\pi/L_1)x''_{n_1} + m_2(2\pi/L_2)y''_{n_2}]\} \right|^2, \quad (13)$$

其中 x''_{n_1} 和 y''_{n_2} 与 x'_{n_1} 和 y'_{n_2} 的数值分别相等,不过它们所在的坐标系不同, x''_{n_1} 和 y''_{n_2} 在坐标系 $X''Y''Z''O$ 中,是以 Y 轴为轴逆时针旋转 $\phi_{0a} + \pi/2$ 所得(具体可参考坐标系 $X'Y'Z'O$)。

而衍射光束在角谱为 $(\phi'_{m_1, m_2, p}, k_{y, m_2})$ 处的时域光强分布为(此时同角谱下的平面波 (m_1, m_2, p) 是不相干的,因此时域光强分布为各光强的线性叠加):

$$I_t(\phi'_{m_1, m_2, p}, k_{y, m_2}, t_q) = |E(\phi'_{m_1, m_2, p}, k_{y, m_2}, t_q)_t|^2 = \sum_{p=-N/2}^{N/2-1} |S(\phi'_{m_1, m_2, p}, k_{y, m_2}, \lambda_p)|^2 \cdot I(\phi'_{m_1, m_2, p}, k_{y, m_2}, \lambda_p) \exp(-i2\pi c t_q / \lambda_p). \quad (14)$$

定义体光栅的衍射效率为衍射光与入射光的功率比值,其表达式为

$$\eta_{\text{total}} = \frac{\sum_{p=-N/2}^{N/2-1} \sum_{m_1=-M_1/2}^{M_1/2-1} \sum_{m_2=-M_2/2}^{M_2/2-1} |S(\phi'_{m_1, m_2, p}, k_{y, m_2}, \lambda_p)|^2}{\sum_{p=-N/2}^{N/2-1} \sum_{m_1=-M_1/2}^{M_1/2-1} \sum_{m_2=-M_2/2}^{M_2/2-1} |U(\phi_{m_1, m_2, p}, k_{y, m_2}, \lambda_p)|^2}. \quad (15)$$

4 数值模拟

为了更好地体现反射型体光栅对光束的衍射特性,本文选定超短脉冲高斯光束作为入射光束,来比较其衍射光束的时、空域光强分布随光栅参量的变化关系。

选定的超短脉冲高斯光束的表达式如下:

$$E = E_0 \frac{\omega_0}{\omega(z')} \exp\left(-\frac{x'^2 + y'^2}{\omega^2(z')}\right) \exp(-t^2/\Delta T^2) \exp[i(2\pi f_0 t + \mathbf{k}'_0 \cdot \mathbf{r}')], \quad (16)$$

其中 $\omega_0, \omega(z') = \omega_0 [1 + (z'/f)^2]^{1/2}$ 分别表示此高斯光束束腰处的腰斑和距束腰为 z' 处的腰斑半径, f 表示共焦腔镜的焦距; $f_0 = c/\lambda_0$ 表示脉冲的中心频率; $\sqrt{2 \ln 2} \Delta T$ 为高斯脉冲强度分布的脉冲半峰全宽; \mathbf{k}'_0 表示此光束的中心波矢,波数 $k'_0 = 2\pi/\lambda_0$, 此光束的偏振方向平行于 Y 轴。作如下四点假设:1) 入射光束中心波矢满足体光栅的布拉格条件;2) 此体光栅为各向同性材料,且忽略平均折射率以及折射率调制度色散;3) 光栅的横向尺寸远大于入射光束的直径;4) 忽略体光栅表面的反射。由于限于篇幅,衍射光束时、空域的光强分布均只给出了在 $X''OZ''$ 面内 $Z'' = 0$ 的角谱为 $(\phi'_0, 0)$ 下的时域光

强分布 $I_t(\phi'_0, 0, t_q)$ 以及波长为 λ_0 下的一维空域光强分布 $I_d(x''_{n_1}, 0, \lambda_0)$ 。表 1 给出模拟过程中各参量的具体数值。

表 1 模拟参量数值

Table 1 Parameters in the simulation	
Parameter	Value
λ_0 / nm	1053
$\omega_0 / \mu\text{m}$	20
$\Delta T / \text{fs}$	100
N	2×10^6
$E_0 / (\text{W}/\text{cm}^2)^{0.5}$	1
n_0	1.480
M_1, M_2	800
$D_1, D_2 / \mu\text{m}$	400
T / ps	20
f / cm	50

4.1 衍射光束的时、空域光强分布随折射率调制度的变化

图 2 给出当体光栅周期为 $0.40 \mu\text{m}$, 厚度为 $40 \mu\text{m}$ 时,衍射光束的时、空域光强分布随光栅折射率调制度的变化关系。

从图 2 可以看出,当光栅调制度较小时,衍射光束的时、空域光强分布相较入射光束均发生展宽,此

时入射光中的含高频角谱以及光谱的平面波成分未能发生高效率的衍射;而当光栅调制度不断增大时,衍射光束的时空域光强分布越接近于入射光束的时、空域分布,此时体光栅对高频角谱以及光谱的平面波成分具有较高的衍射效率,如当 n_1 从 0.01 增加到 0.05 时,衍射效率从 30% 提高到 95%。由(9)式也可看出, $\nu_{m_1, m_2, p}$ 值与折射调制度成正比,而偏移量 $\xi_{m_1, m_2, p}$ 随折射率调制度不变化,因而由(7)式、(8)式所表示的对偏离中心波矢的平面波分量亦有较高的

复振幅以及衍射效率。图 2(b) 中衍射光束的光强中心发生变化的主要原因,是光振幅的叠加还与各角谱的相位变化有关系,当光栅调制度较大时,(7)式中所标示的相位传递函数对每一个角谱分量都大致相当,因此此时衍射光束的时空域分布接近于理想情况下的衍射光束时空域光强分布。因此,为了有效地利用反射型体相位光栅完成超短脉冲高斯光束高反射率大角度光束偏转,可选取折射率调制度较高的光栅。

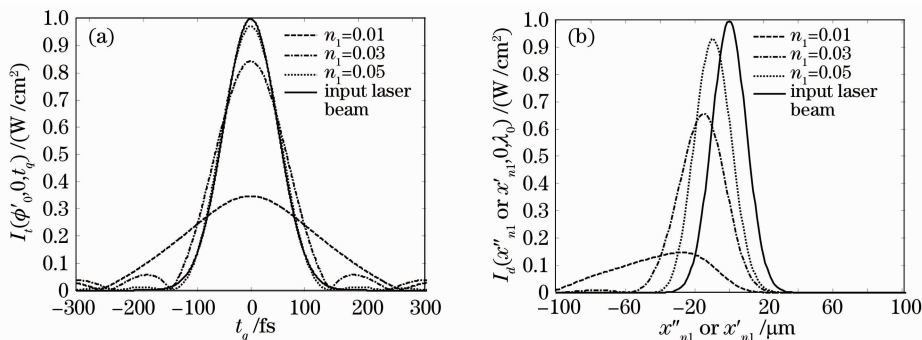


图 2 衍射光束在时域(a)、空域(b)光强分布随光栅折射率调制度的变化关系

Fig. 2 Intensity distribution of the diffractive laser beam with the change of the refractive index modulation in temporal

(a) and spatial domain (b), respectively

4.2 衍射光束的时、空域光强分布随光栅周期的变化

图 3 给出当光栅折射率调制度为 0.03, 光栅厚

度为 $40 \mu\text{m}$ 时, 衍射光束时、空域光强分布随光栅周期的变化关系。

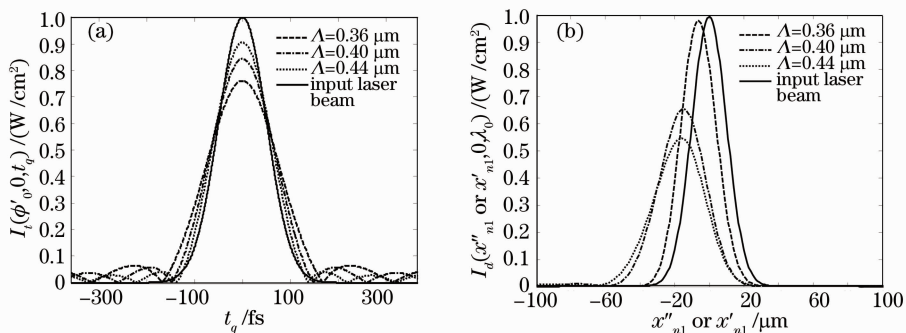


图 3 衍射光束在时域(a)、空域(b)光强分布随光栅周期的变化关系

Fig. 3 Intensity distribution of the diffractive laser beam with the change of period in temporal

(a) and spatial domain (b), respectively

从图 3 可看出,随着光栅周期的增大,衍射光束时域展宽效应并不明显,而空域分布有了进一步的展宽。这说明当角谱一定时,光栅周期的增大使得入射光束中有更多的光谱分量发生高效率衍射;而当光谱一定时,光栅周期的增大使得入射光中只有更少的一部分角谱分量产生高效率衍射。这由(10)式,(12)式亦能看出: $\nu_{0,0,0}$ 与光栅的周期成正比,光谱致偏移量(由波长偏移布拉格条件引起)与周期成反比,而角谱致偏移量(由角度偏移布拉格条件引

起)与周期成一定的增大趋势,因此当光栅周期较大时,由(8)式表示的光谱的衍射效率将会提高,而(7)式表示的中心角谱的衍射效率将视 $\nu_{m_1, m_2, p}$ 与 $\xi_{m_1, m_2, p}$ 的相对增幅趋势而定,并不一定随着光栅周期的增大,而整体衍射效率会有提高。如:当周期从 $0.36 \mu\text{m}$ 增加到 $0.44 \mu\text{m}$ 时,衍射效率从 0.87 下降至 0.77。因此为了使超短脉冲高斯光束发生高效率的衍射,必须考虑合适的光栅周期以满足要求(此时光栅必须得满足光束入射角度在 $[0, \pi/2)$, 以及

体光栅的条件^[19]。

4.3 衍射光束的时、空域光强分布随光栅厚度的变化

图 4 给出当光栅折射率调制度为 0.03, 光栅周期为 $0.40 \mu\text{m}$ 时, 衍射光束的时、空域光强分布随光栅厚度的变化关系。

从图 4 可看出, 当光栅厚度较小时, 衍射光束的时、空域光强较小。由(9)式可知: 此时 $\nu_{m_1, m_2, p}$ 值较小, 因而衍射效率不高; 而当光栅厚度达到某一定值之后, 衍射光束的时空域光强分布随光栅厚度的变

化均不明显, 其主要原因是: 随着光栅厚度的增加, 起初由(7)式、(8)式分别得出的模值随光栅厚度的增加不断增大, 直至达到 1; 而当光栅厚度达到一定之后, 也即模值为 1 之后, 衍射光束的时、空域光强分布随光栅厚度的变化几乎没有变化, 如: 当光栅厚度从 $40 \mu\text{m}$ 增加至 4mm 时, 衍射效率只从 79% 增加到 80%。对比图 4 和图 2、图 3, 可以看出光栅的折射率调制度或光栅周期几乎限定了衍射光束时空域光强分布的极限。

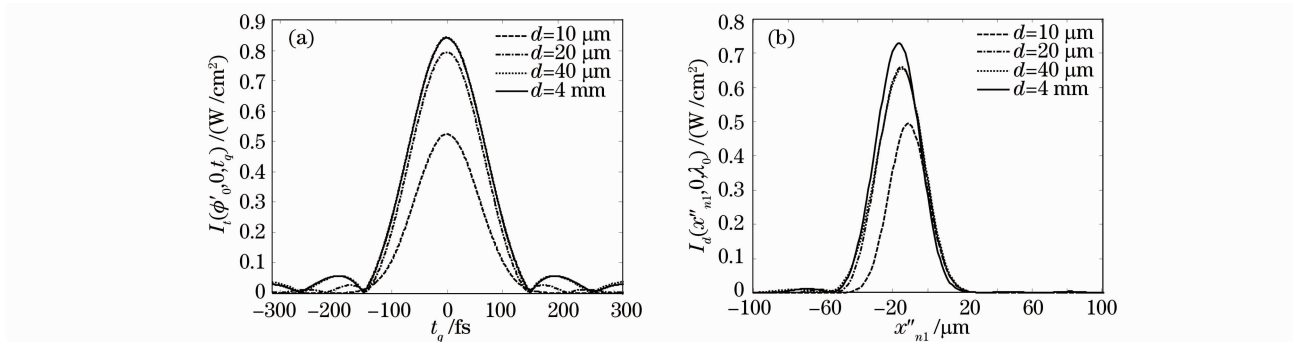


图 4 衍射光束在时域(a)、空域(b)光强分布随光栅厚度的变化关系

Fig. 4 Intensity distribution of the diffractive laser beam with the change of grating's thickness in temporal (a) and spatial domain (b), respectively

5 结 论

综上所述, 图 2~图 4 分别给出了单一角谱下衍射光束的时域光强分布, 以及单一波长下衍射光束的空域光强分布。分析可知, 要使反射型相位光栅对超短脉冲高斯光束具有较好的衍射效果, 就必须具备较高的折射率调制度、合适的光栅周期、以及满足一定厚度的条件, 这样就能使入射光中的各平面波展开成分均能很好地发生高效率衍射, 使得衍射光束较入射光束产生较小的失真。实际上, 当体光栅的参量满足上述要求时, 就相当于具备较宽光谱带宽以及一定角谱带宽的高衍射效率的光学元件。要利用反射型体光栅来提高超短脉冲高斯光束的空域光束质量, 就可以选择适当的体光栅的参量, 以实现滤除引起畸变的角谱成分(偏离中心角谱成分较大)而保留有用成分, 来达到空间低通滤波入射光束的目的。

本文利用信息光学的基本思想, 研究反射型体光栅对任意时空分布的光束的衍射特性, 采用不同的传递函数, 分析衍射光束的时域以及空域的光强分布与光栅参量的对应关系。仿真结果表明, 衍射

光束时、空域的光强分布与折射率调制度, 以及光栅周期均有很大的关系, 光栅周期不合适、折射率调制度较低以及厚度未达到一定值, 均可导致衍射光束较入射光束在时、空域的光强分布发生展宽。其主要原因是此时反射型相位光栅的波长选择性和角度选择性较好, 导致偏离布拉格波长以及角度的光波分量的衍射效率较低。因此合理选择适当的参量数值, 才可以实现时空域较入射光束畸变较小的衍射, 此时入射光束的大部分能量才能无失真的转移到衍射光束中去。这些结论给反射型相位光栅的具体应用提供了理论上的指导。

参 考 文 献

- George B. Venus, Armen Sevian, Vadim I. Smirnov. Stable coherent coupling of laser diodes by a volume Bragg grating in photothermorefractive glass[J]. *Opt. Lett.*, 2006, **31**(10): 1453~1455
- Armen Sevian, Oleksiy Andrusyas, Igor Ciapurin *et al.*. Efficient power scaling of laser radiation by spectral beam combining[J]. *Opt. Lett.*, 2008, **33**(4): 384~386
- Pär Jelger, Fredrik Laurell. Efficient narrow-linewidth volume-Bragg grating-locked Nd: fiber laser[J]. *Opt. Exp.*, 2007, **15**(18): 11336~11340
- Xin Guofeng, Cheng Chan, Qu Ronghui *et al.*. Study of spectral characteristics of external-cavity semiconductor laser a volume

- Bragg grating [J]. *Acta Optica Sinica*, 2007, **27** (10): 1821~1826
辛国锋,程 灿,瞿荣辉. 体布拉格光栅外腔半导体激光器光谱特性研究[J]. 光学学报, 2007, **27**(10): 1821~1826
- 5 Bo Bao Xue, Gao Xin, Qiao Zhong Liang *et al.*. Characteristics of high power volume-Bragg-grating external cavity semiconductor lasers [J]. *Chinese J. Lasers*, 2008, **35** (4): 501~504
薄报学,高 欣,乔忠良 等. 大功率体光栅外腔半导体激光器的输出特性[J]. 中国激光, 2008, **35**(4): 501~504
- 6 Cheng Can, Xin Guofeng, Feng Huizhong *et al.*. Temperature characteristics of volume Bragg grating external cavity semiconductor laser working at continuous wave [J]. *Chinese J. Lasers*, 2008, **35**(1): 27~30
程 灿,辛国锋,封惠忠 等. 连续工作的体布拉格光栅外腔半导体激光器的温度特性[J]. 中国激光, 2008, **35**(1): 27~30
- 7 Jacques E. Ludman, Juanita R. Riccobono, Reinhard N. O. *et al.*. Very thick holographic nonspatial filtering of laser beams [J]. *Opt. Eng.*, 1997, **36**(6): 1700~1705
- 8 J. Lumeau, L. B. Glebov. Turnable narrowband filter based on a combination of Fabry-Perot etalon and volume Bragg grating [J]. *Opt. Lett.*, 2006, **31**(16): 2417~2419
- 9 Leonid B. Glebov, Julien Lumeau, Sergiy Mokhov *et al.*. Reflection of light by composite volume holograms: Fresnel corrections and Fabry-Perot spectral filtering [J]. *J. Opt. Soc. Am. A*, 2008, **25**(3): 751~764
- 10 H. Kogelnik. Coupled wave theory for thick hologram gratings [J]. *The Bell Syst. Technol. J.*, 1969, **48** (9): 2909~2947
- 11 R. Alferness. Analysis of optical propagation in thick holographic gratings [J]. *Appl. Phys.*, 1975, **7**(1): 29~33
- 12 C. Neipp, A. Márque, A. Hernandez *et al.*. Thin and thick diffraction gratings: Thin matrix decomposition method [J]. *Optik*, 2004, **115**(9): 385~392
- 13 M. G. Moharam, T. K. Gaylord. Three-dimensional vector coupled-wave analysis of planar-grating diffraction [J]. *J. Opt. Soc. Am.*, 1983, **73**(9): 1105~1112
- 14 B. C. Chernov, E. I. Krupitsky. Rigorous three-dimensional vector characteristic wave analysis of holographic gratings diffraction [C]. *SPIE*, 1989, **1183**: 632~642
- 15 Wang Chunhua, Yan Aiming, Liu Liren *et al.*. Diffraction properties of reflection volume holographic grating illuminated by an ultrashort pulsed laser beam [J]. *Acta Optica Sinica*, 2006, **26**(7): 980~984
王春花,闫爱民,刘立人 等. 反射型体全息光栅对超短脉冲激光光束衍射的性质[J]. 光学学报, 2006, **26**(7): 980~984
- 16 Shun Der Wu, Thomas K. Gaylord, Elias N. Glytsis *et al.*. Three-dimensional converging-diverging Gaussian beam diffraction by a volume grating [J]. *J. Opt. Soc. Am. A*, 2005, **22**(7): 1293~1303
- 17 Igor V. Ciapurin, Leonid B. Glebov, Vadim I. Smirnov. Modeling of Gaussian beam diffraction on volume Bragg grating in PTR glass [C]. *SPIE*, 2005, **5742**: 183~194
- 18 Yu Meiwen. Optical holography and its applications [M]. Beijing: Beijing Institute of Technology Press, 1996. **154**
于美文. 光全息学及其应用[M]. 北京:北京理工大学出版社, 1996. **154**
- 19 M. G. Moharam, L. Young. Criterion for Bragg and Raman-Nath diffraction regimes [J]. *Appl. Opt.*, 1978, **17** (11): 1757~1759