

文章编号:1004-4213(2010)11-1998-6

# 飞秒脉冲通过多层体光栅后的衍射光强分布\*

朱荣, 阎晓娜<sup>†</sup>, 梁玲亮, 何晓明

(上海大学 理学院 物理系, 上海 200444)

**摘要:**基于单层体光栅的耦合波理论和矩阵光学知识,推导出飞秒脉冲通过多层体光栅衍射后的耦合波方程,并由此得到衍射光强谱和瞬时衍射效率表达式. 研究结果发现衍射光强谱和瞬时衍射光强分布是与多层体光栅的结构参量,如中间填充层厚度、光栅层厚度、光栅常量及体光栅材料的折射率调制度有关系的. 通过调节这些参量,获得了不同形状和不同宽度的衍射脉冲. 该结果可用于设计基于多层体光栅的光通信和光脉冲整形器件.

**关键词:**飞秒脉冲; 多层光栅; 衍射; 衍射光强谱; 瞬时衍射光强

**中图分类号:** O438.2

**文献标识码:** A

**doi:** 10.3788/gzxb20103911.1998

## 0 引言

全息体光栅由于具有高衍射效率、严格的波长和角度选择性等特点,广泛应用于光信息处理领域. 基于全息光栅的多层光栅衍射由于在光互连<sup>[1]</sup>、波分复用和解复用<sup>[2]</sup>、光学滤波器<sup>[3]</sup>以及多光束发生器<sup>[4]</sup>等领域的应用引起人们的关注.

多层光栅衍射的理论研究是建立在 1969 年 Kogelnik 单层体光栅耦合波理论<sup>[5]</sup>和矩阵光学基础上的. 基于此,1980 年 Yakimovich 首次推导出多层光栅的传播矩阵和衍射场分布<sup>[6]</sup>. Raymond 和 Hesselink 在 1994 年研究了光折变多层体光栅的一阶衍射,并提出利用外加电场引起的相移实现复用<sup>[7]</sup>. 1996 年他们又根据耦合波理论研究了反射型和透射型光折变多层体光栅的衍射,提出了反射型多层体光栅用于波分复用的原理<sup>[8]</sup>; G Zhang 等人用递推法推导得到了反射式多层体光栅的衍射场分布,并讨论了其在群速控制方面的增强效应<sup>[9]</sup>; 上海光机所的闫爱民、胡志娟等研究了光场通过多层体光栅的各向异性衍射特性<sup>[10]</sup>. 在多层体光栅理论发展的同时,其应用也随之发展起来. B Wang 等提出了多层光栅耦合器的概念,实现光纤的输出垂直入射到平板波导<sup>[11]</sup>. Chambers 和 Nordin 提出了多层体衍射光学器件的概念,利用多层光栅实现多光束的发生<sup>[4]</sup>; Raymond 研究了光折变光栅多层结构的衍射特性并使用反射型多层光栅设计了光滤波器以提高光栅的选择灵敏性<sup>[12]</sup>. 虽然在多层光栅结构领

域有很多的研究成果,但关于超短脉冲光通过多层体光栅的衍射研究却很少,闫爱民小组讨论了超短脉冲通过多层体光栅的衍射带宽分布,并讨论了衍射光强谱随光栅层、填充层厚度的变化以及多层体光栅衍射效率<sup>[13]</sup>. 但关于飞秒脉冲通过多层体光栅后的瞬时衍射光场分布却没有文献涉及.

本文在延续前期飞秒脉冲通过单光栅衍射的研究工作的基础上<sup>[14-16]</sup>,进一步讨论了飞秒脉冲通过多层体光栅后的瞬时衍射光强分布,并结合衍射光强谱分布对其进行解释. 讨论内容包括瞬时衍射光强分布随体光栅层厚度、填充层厚度、光栅常量以及体光栅的折射率调制变化. 数值模拟结果表明通过调节这些参量可以控制衍射脉冲的形状和宽度. 本文结论可以用于飞秒脉冲整形等应用.

## 1 飞秒脉冲通过多层体光栅的衍射

多层体光栅结构如图 1,它是由  $N$  个体光栅层和每两个体光栅层之间  $N-1$  个均匀的介质填充层组成. 体光栅层和介质填充层厚度分别用  $T_i$  和  $d_i$

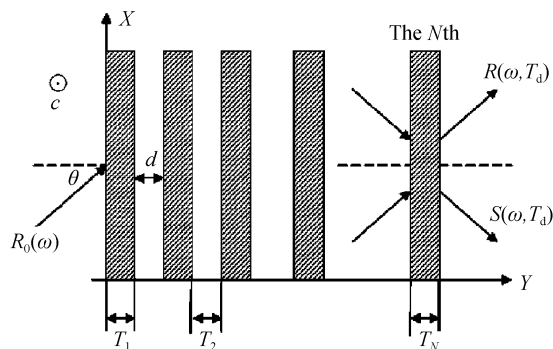


图 1 飞秒脉冲通过多层体光栅的衍射图  
Fig. 1 Diagram of diffraction of multilayer volume gratings illuminated by a femtosecond pulse

\* 国家自然科学基金(60908007、10974132)和上海市重点学科基金(S30105)资助

<sup>†</sup> Tel: 029-88204271

Email: zhurong@shu.edu.cn

收稿日期: 2010-04-07

修回日期: 2010-05-31

表示,选择材料时使各层的背景折射率相同.用连续光的双光束干涉方法同时在各体光栅层记录周期相同的稳态体光栅.体光栅记录后,用一束飞秒脉冲照射多层体光栅结构,研究飞秒脉冲通过体光栅的衍射.读出时角度的选择是使飞秒脉冲的中心频谱分量满足记录体光栅的布喇格条件.

首先利用 kogelnik 耦合波理论,推导出频率为任意的平面波入射多层体光栅后其衍射光场频谱表达式,然后对其傅氏逆变换得到衍射光场瞬时表达式.由于记录了体光栅,所有光栅层的折射率改变为

$$n(\omega) = n_0(\omega) + n_1 \cos(\mathbf{K} \cdot \mathbf{r}) \quad (1)$$

式中  $n_0(\omega)$  是光栅层材料的背景折射率随入射光频率  $\omega$  的变化;  $n_1$  是由光折变效应而引起的折射率变化量,且  $n_1 \leq n_0(\omega)$ ;  $\cos$  项代表记录的是余弦分布的光栅,  $\mathbf{K}$  为光栅矢量.在记录光对称入射情况下,光栅矢量平行于入射面.

设频率为  $\omega$  的频谱分量入射到第  $i-1$  层体光栅和填充层后的透射光和衍射光的合光场表达式为

$$E = R_{il}(z) \exp(-i\mathbf{k}_R \cdot \mathbf{r}) + S_{il}(z) \exp(-i\mathbf{k}_S \cdot \mathbf{r}) \quad (2)$$

式中  $R_{il}(z)$  和  $S_{il}(z)$  分别为透射和衍射光场的复振幅,  $\mathbf{k}_R$  和  $\mathbf{k}_S$  分别是透过光和衍射光的波矢.在满足布喇格条件时,  $\mathbf{k}_S = \mathbf{k}_R - \mathbf{K}$ .

为求光场  $E$  通过第  $i$  层体光栅后的衍射场分布,将式(1)和(2)代入标量光波方程  $\nabla^2 E + k^2 E = 0$ , 其中  $k = 2\pi n/\lambda$ . 考虑慢变化的包络近似得到

$$\begin{bmatrix} R_{ir} \\ S_{ir} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} m_{i11} & m_{i12} \\ m_{i21} & m_{i22} \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} R_{il} \\ S_{il} \end{bmatrix} \quad (3)$$

式中,  $R_{ir}$ 、 $S_{ir}$  分别代表经过第  $i$  层体光栅后的透射和衍射光场;  $\begin{bmatrix} m_{i11} & m_{i12} \\ m_{i21} & m_{i22} \end{bmatrix}$  代表第  $i$  层体光栅的传输

矩阵,矩阵元  $m_{i11}$ 、 $m_{i12}$ 、 $m_{i21}$ 、 $m_{i22}$  分别为

$$m_{i11} = \left[ \cos(VT_i) + i \frac{\xi}{V} \sin(VT_i) \right] \exp(-i\xi T_i) \quad (4a)$$

$$m_{i12} = -i \frac{\gamma}{V} \sqrt{\frac{C_S}{C_R}} \sin(VT_i) \exp(-i\xi T_i) \quad (4b)$$

$$m_{i21} = -i \frac{\gamma}{V} \sqrt{\frac{C_R}{C_S}} \sin(VT_i) \exp(-i\xi T_i) \quad (4c)$$

$$m_{i22} = \left[ \cos(VT_i) - i \frac{\xi}{V} \sin(VT_i) \right] \exp(-i\xi T_i) \quad (4d)$$

式中  $C_R = C_S = \cos \theta$ ,  $V = \sqrt{\xi^2 + \gamma^2}$ ,  $\gamma = \pi n_1 / \lambda \sqrt{C_R C_S} = \pi n_1 / \lambda \cos \theta$  是耦合系数,

$$\xi = \frac{i\pi^2 c}{\Lambda^2 n_0 \cos \theta} \left( \frac{1}{\omega} - \frac{1}{\omega_0} \right)$$

是由于读出频率  $\omega$  偏离中心频率  $\omega_0$  而引起的布喇格失配系数,  $T_i$  为第  $i$  层体光栅的厚度.

第  $i$  层体光栅后的衍射和透射场通过第  $i$  填充层前后的场分布满足关系式

$$\begin{bmatrix} R_{(i+1)l} \\ S_{(i+1)l} \end{bmatrix} = [D_i] \times \begin{bmatrix} R_{ir} \\ S_{ir} \end{bmatrix} \quad (5)$$

式中  $[D_i] = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \exp(-2i\xi d_i) \end{bmatrix}$  是第  $i$  填充层的传输矩阵,  $d_i$  为第  $i$  填充层的厚度.

由式(3)和式(5)可以得到通过第  $i$  层体光栅和第  $i$  层介质填充层前后光场分布关系式为

$$\begin{bmatrix} R_{(i+1)l} \\ S_{(i+1)l} \end{bmatrix} = [D_i] \times \begin{bmatrix} m_{i11} & m_{i12} \\ m_{i21} & m_{i22} \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} R_{il} \\ S_{il} \end{bmatrix} \quad (6)$$

多层体光栅可以看成是由一系列上述所描述的光栅层和中间填充层组合而成的,设多层体光栅的总厚度为  $T_d$

$$T_d = \sum_{i=1}^N T_i + \sum_{i=1}^{N-1} d_i \quad (7)$$

则输入和输出场之间的关系式为

$$\begin{bmatrix} R(\omega, T_d) \\ S(\omega, T_d) \end{bmatrix} = [D_i] \times \begin{bmatrix} m_{i11} & m_{i12} \\ m_{i21} & m_{i22} \end{bmatrix} \times \dots \times [D_1] \times \begin{bmatrix} m_{111} & m_{112} \\ m_{121} & m_{122} \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} R_0(\omega) \\ 0 \end{bmatrix} \quad (8)$$

式中  $R_0(\omega)$  是入射光场的光谱分布,  $R(\omega, T_d)$  和  $S(\omega, T_d)$  分别是输出端的透射和衍射光场分布.

假设入射脉冲在时域具有高斯分布,光场表达式为

$$r_0(t) = \exp(-i\omega t) \exp\left(-2 \ln 2 \frac{t^2}{\tau^2}\right) \quad (9)$$

式中  $\tau$  是脉冲的半峰全宽(Full Width at Half Maximum, FWHM).对  $r_0(t)$  进行傅氏变换,得到入射场的光谱分布为

$$R_0(\omega) = \sqrt{\frac{\pi\tau^2}{2 \ln 2}} \exp\left[-\frac{\tau^2}{2 \ln 2} \frac{(\omega - \omega_0)^2}{4}\right] \quad (10)$$

将式(10)代入式(8),经计算得衍射光场的频谱表达式  $S(\omega, T_d)$ , 对应的衍射光强谱则为

$$I(\omega, T_d) = |S(\omega, T_d)|^2 \quad (11)$$

对衍射光场  $S(\omega, T_d)$  进行逆傅氏逆变换,得到飞秒脉冲经过多层体光栅后的瞬时衍射场表达式

$$s(t, T_d) = \int_{-\infty}^{\infty} S(\omega, T_d) \exp(i\omega t) d\omega \quad (12)$$

进一步得到衍射光强的瞬时表达式

$$I(t, T_d) = |s(t, T_d)|^2 \quad (13)$$

从式(11)和(13)可以看出,飞秒脉冲通过多层体光栅衍射后的衍射光强谱和瞬时衍射光强分布是与光栅层、介质填充层厚度、体光栅周期和光栅的折射率调制度有关的.下面以双层体光栅(即包括两个

体光栅层和一个填充层)为例讨论瞬时衍射光强随双层体光栅参量的变化。

## 2 瞬时衍射光强分布随光栅参量的变化

假设入射脉冲的波长选择在通信波段,其中心波长为  $1.06 \mu\text{m}$ ,对应的中心角频率  $\omega_0 = 1.79 \times 10^{15} \text{ rad/s}$ ,脉冲的半高全宽  $\tau = 100 \text{ fs}$ . 设光栅材料和填充层材料的背景折射率均为  $n_0 = 1.558$ . 由于记录了体光栅,光栅层材料的折射率调制度为  $n_1 = 8 \times 10^{-5}$ . 下面分四种情况分别讨论体光栅层厚度变化,中间填充层厚度变化,体光栅周期和体光栅折射率调制度变化时对瞬时衍射光强分布的影响。

### 2.1 体光栅厚度不变,改变中间填充层厚度 $d$ 时瞬时衍射光强的变化

设记录的稳态光栅的光栅常量  $\Lambda = 3 \mu\text{m}$ ,根据体光栅的布喇格条件  $\Lambda = \lambda_0 / (2 \sin \theta)$ ,得到入射角  $\theta = 10.2^\circ$ . 设两层体光栅的厚度相等均为  $T_1 = T_2 = 0.5 \text{ mm}$ ,中间填充层厚度分别取  $d = 0, 0.3, 0.6, 0.9, 1.2, 2.9 \text{ mm}$ .

为便于对瞬时衍射光强分布的解释,先根据式(11)数值模拟飞秒脉冲通过双层体光栅后规范化的衍射光强谱随中间填充层厚度的变化,如图 2.

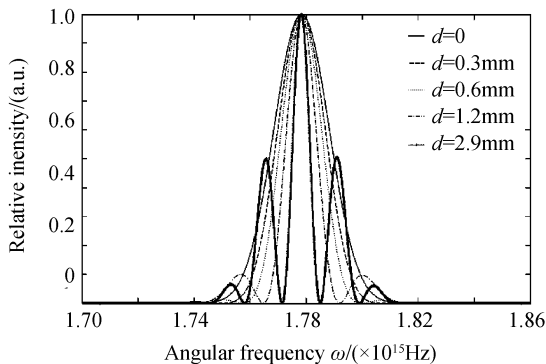


图 2 体光栅层厚度不变,改变填充层厚度时对衍射光谱的影响

Fig. 2 When the thickness of the grating is fixed, the change of normalized spectral distributions of the diffraction intensity with respect to the thickness of the buffer layer

由图 2 可见,对于同一入射脉冲,中间填充层厚度对衍射光强谱有很大的影响.随着中间填充层厚度的增加,衍射光强谱中心处脉冲的半高全宽在逐渐减小,而边带脉冲的强度在逐渐增强,且边带脉冲从一个变成二个.中心部分衍射带宽减少是由于随着中间填充层厚度的增加,中间层引起的额外的相位失配增加,使原来满足第一层体光栅布喇格条件而被衍射出的部分光谱成份现在不能满足第二个体光栅的布喇格条件,从而不能得到有效的衍射,导致

输出脉冲衍射带宽减小.边带衍射增强是因为中间层厚度的增加引起的相位失配使第一光栅层衍射出来的某些频谱成份不能满足中心频谱分量的衍射条件,但却满足中心频谱外的其他频谱成份的布喇格衍射条件,从而导致边带衍射效率的提高。

体光栅厚度不变,中间填充层厚度  $d$  改变时,飞秒脉冲通过双层体光栅后的瞬时衍射光强分布如图 3.由图 3 可见,在中间填充层厚度  $d$  从 0 增加到  $0.3 \text{ mm}$  时,瞬时衍射脉冲都是单脉冲,且脉冲的半高全宽在逐渐增大.这与图 2 的结果是相一致的,即随着中间填充层厚度  $d$  增大,一些本来满足第一体光栅层布喇格条件的频谱分量由于在中间填充层引起的相位差太大,不能满足第二体光栅层的布喇格条件,从而衍射光谱的带宽变小,根据傅氏变换性质,时域将展宽.强度减小是因为根据能量守恒总强度是不变的,而脉冲展宽必然导致强度减小.当中间填充层厚度从  $0.6 \text{ mm}$  增加到  $2.9 \text{ mm}$  时,由图 3 发现瞬时衍射光强的中心部分出现凹陷,且随着  $d$  的增大,中心凹陷也变得越来越深.当  $d = 2.9 \text{ mm}$  时,分裂为二个脉冲.这从图 2 也可以解释.在图 2 中当  $d$  增加时,衍射光强谱分布不再是简单的单高斯脉冲分布,导致瞬时的衍射光强分布也不再是单高斯脉冲。

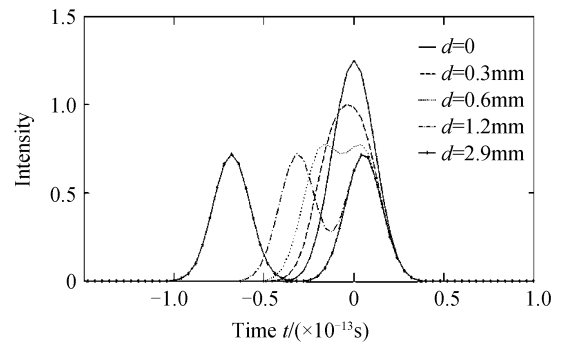


图 3 体光栅层厚度不变,改变填充层厚度时对瞬时衍射光强的影响

Fig. 3 When the thickness of the grating is fixed, the change of instantaneous diffraction intensity with respect to the thickness of the buffer layer

从图 3 还可以发现当入射光脉冲在时间轴上以  $t = 0$  对称,而衍射脉冲的中心却不在时间轴的  $t = 0$  处,而是有一个偏移量.偏移量大小与中间填充层厚度有关.中间填充层厚度越大,偏移量就越大.这是由于衍射光通过中间填充层和光栅层需要一定的时间。

### 2.2 中间填充层厚度不变,改变两体光栅层的厚度 $T_1$ 和 $T_2$ 时瞬时衍射光强的变化

固定中间填充层厚度  $d = 0.5 \text{ mm}$ ,飞秒脉冲通过多层体光栅后规范化的衍射光强谱随两个体光栅

层厚度  $T_1$  和  $T_2$  之比的变化如图 4. 数值模拟时, 设二个体光栅的总厚度  $T_1 + T_2 = T_0 = 1$  mm 不变, 而在  $T_1/T_2$  在 1:9, 3:7, 5:5, 7:3 和 9:1 范围变化. 由图 4 发现当  $T_1/T_2$  和  $T_2/T_1$  互为倒数时, 衍射光强谱曲线是重合的. 这说明只要体光栅的总厚度  $T_0$  不变, 中间填充层引起的相位失配不会对飞秒脉冲的衍射产生影响. 这可以解释为: 在 1:9 情况下第一层体光栅较薄, 其布喇格选择性较弱, 但第二层体光栅较厚其选择性较强, 由于在两种情况下中间填充层厚度是相同的, 所以综合的结果是 1:9 和 9:1 下的衍射是相同的.

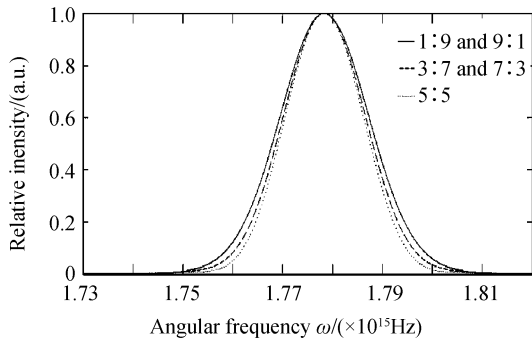


图 4 中间填充层厚度不变, 衍射光强随  $T_1/T_2$  的变化  
Fig. 4 When the thickness of the buffer layer is fixed, variation of the diffraction intensity spectrum as a function of  $T_1/T_2$

从图 4 还可以看到当体光栅层厚度  $T_1$  和  $T_2$  之差的绝对值  $|T_1 - T_2|$  增大时, 衍射光强谱的半高全宽也随之增大.  $|T_1 - T_2|$  越大, 说明多层体光栅的综合布喇格选择性越差, 衍射出的频谱成分越多.

根据式(13)数值模拟出的瞬时衍射光强分布随光栅层厚度的变化如图 5. 由图可以看到当  $T_1/T_2$  和  $T_2/T_1$  互为倒数时, 衍射脉冲的半高全宽和最大衍射强度是完全相同的, 但瞬时衍射光强的变化波形是关于时间轴互为对称的, 这在数学上是可能的. 当  $T_1/T_2 = 1:9$  时, 前面的体光栅比较薄, 而第二层体光栅层较厚, 最大的衍射效率发生在与多层光栅结构作用较长的距离才能实现, 而随着  $T_1/T_2$  逐渐增大, 与多层光栅结构作用过程中通过比较少的距离就可以接近衍射效率最大值. 所以显示在时域图的衍射强度分布就是衍射效率最大值对应的  $x$  轴时间值越来越向左平移. 另外, 随着  $|T_1 - T_2|$  差值的增大, 衍射脉冲的半高全宽在逐渐减小, 从数学上来说衍射光强谱的半高全宽应该是增大的, 这与图 4 是相对应的. 当  $T_1/T_2 = 5:5$ , 即  $|T_1 - T_2| = 0$  时衍射光强谱是最窄的. 另外, 由图 5 发现随着  $|T_1 - T_2|$  差值的增大, 衍射脉冲的峰值强度在逐渐增大, 这是因为总入射强度不变, 脉冲宽度减小必然导致峰值强度的增加.

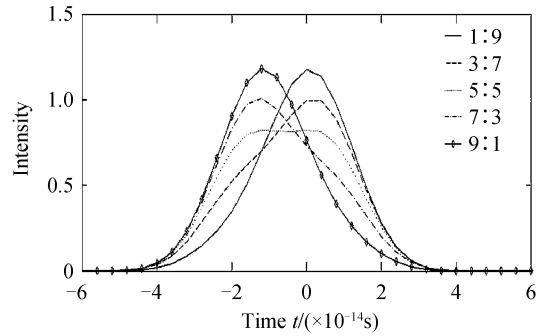


图 5 中间填充层厚度不变, 改变体光栅厚度  $T_1$  和  $T_2$ , 瞬时衍射光强随  $T_1/T_2$  的变化

Fig. 5 When the thickness of the buffer layer is fixed, variations of the instantaneous diffraction intensity as a function of  $T_1/T_2$

### 2.3 光栅层和填充层厚度不变时, 瞬时衍射光强分布随光栅常量的变化

设双层体光栅的厚度  $T_1 = T_2 = 0.5$  mm, 中间填充层厚度  $d = 0.5$  mm, 折射率调制度  $n_1 = 8 \times 10^{-5}$ . 当二个体光栅层的光栅常量  $\Lambda$  在  $3 \mu\text{m}$ ,  $4 \mu\text{m}$  和  $6 \mu\text{m}$  变化时, 飞秒脉冲通过双层体光栅后的衍射光强谱和瞬时衍射光强变化分别如图 6 和图 7. 根据体光栅的布喇格条件  $\Lambda = \lambda_0 / (2 \sin \theta)$ , 得到光栅常量分别为  $3 \mu\text{m}$ ,  $4 \mu\text{m}$  和  $6 \mu\text{m}$  时对应的读出角度分别为  $\theta = 10.12^\circ, 7.59^\circ, 5.06^\circ$ .

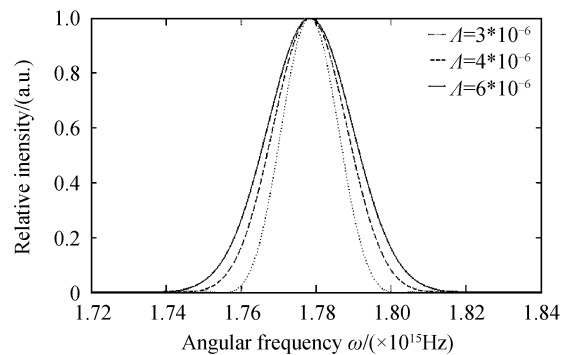


图 6 衍射光强谱分布随光栅常量  $\Lambda$  的变化  
Fig. 6 Variations of normalized spectral distribution of diffraction intensity as a function of different grating periods

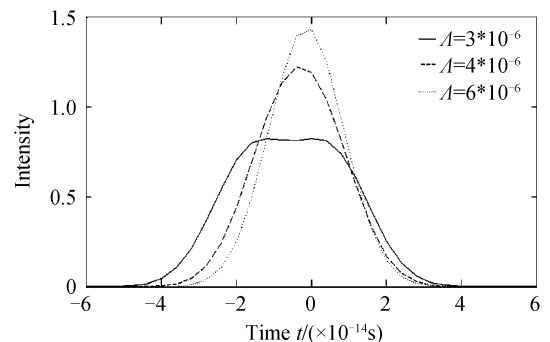


图 7 瞬时衍射光强随光栅常量  $\Lambda$  的变化  
Fig. 7 Variations of instantaneous diffraction intensity as a function of grating periods

由图 6 和图 7 可见, 当光栅常量不同时, 同一入

射脉冲通过多层体光栅时会产生不同的衍射脉冲. 随着光栅常量逐渐增大, 由图 6 可以看到衍射光强谱的带宽在增加, 按照傅氏变换性质, 瞬时衍射光的半高全宽应该是减小的, 这与图 7 的变化趋势是相符的. 光栅常量增大, 衍射脉冲的持续时间减小, 这种现象可以由体光栅的布喇格选择性解释. 随着光栅常量的减小, 光栅布喇格选择性变得更严格, 因而使得入射脉冲内越来越少的频谱成分被衍射出来, 即衍射光场中所包含的频谱成分减少, 再将这些频谱成分综合到域时, 导致衍射光场持续时间的增大和光强的减弱.

同时从图 7 中还可以发现瞬时衍射脉冲的中心不在时间轴的  $t=0$  处, 而是有一定的偏移量, 偏移量的大小与光栅常量有关, 光栅常量越小, 偏移量越大.

## 2.4 光栅层和填充层厚度不变时, 瞬时衍射光强分布随体光栅折射率调制度变化

讨论中设双层体光栅厚度  $T_1 = T_2 = 0.5 \text{ mm}$ , 中间填充层厚度  $d = 0.5 \text{ mm}$ , 光栅常量  $\Lambda = 3 \text{ }\mu\text{m}$ , 飞秒脉冲读出双层体光栅时瞬时衍射光强分布随二个体光栅层的折射率调制度  $n_1$  的变化如图 8.

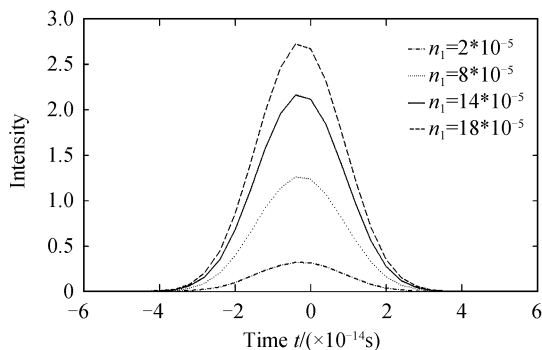


图 8 体光栅折射率调制度对瞬时衍射光强的影响  
Fig. 8 Variations of instantaneous diffraction intensity as a function of the refractive index modulations

由图 8 可以看到, 随着折射率调制度  $n_1$  从  $2 \times 10^{-5}$ ,  $8 \times 10^{-5}$ ,  $1.4 \times 10^{-4}$  增加到  $1.8 \times 10^{-4}$ , 衍射脉冲的峰值光强是逐渐增大的. 这是因为  $n_1$  增大, 耦合系数  $\gamma = \pi n_1 / \lambda \cos \theta$  也是增大的, 导致峰值衍射光强逐渐增大. 另外, 由图可以发现瞬时衍射光强是关于  $t=0$  中心对称的, 没有时间上的平移, 这与单层光栅的结果是相一致的<sup>[15]</sup>.

## 3 结论

本文结合 Kogelnik 耦合波方程和矩阵光学的知识推导了飞秒脉冲通过多层体光栅后的衍射光强谱和瞬时衍射光强公式, 并以双层体光栅结构为例讨论了衍射光强谱和瞬时衍射光强随体光栅厚度、中间填充层厚度、光栅常量和体光栅折射率调制度

的变化. 结果发现通过控制双层体光栅结构参量可以控制衍射脉冲的形状, 如衍射脉冲的带宽和脉冲数目, 另外还可以控制衍射的强度. 本论文的结论可以用于超短脉冲整形和多光束发生.

## 参考文献

- [1] WU S D, GAYLORD T K, GLYTSIS E N, *et al.* Angular sensitivities of volume gratings for substrate-mode optical interconnects[J]. *Appl Opt*, 2005, **44**(21): 4447-4453.
- [2] YANG De-xing, WANG Hai-bin, GUO Xia-rui, *et al.* Wavelength demultiplexing with layered multiple Bragg gratings in LiNbO<sub>3</sub>:Fe crystal[J]. *Appl Opt*, 2007, **46**(23): 5604-5607.
- [3] ZHANG Guo-quan, CHE Wei-yue, HAN Bin, *et al.* Recursion formula for reflectance and the enhanced effect on the light group velocity control of the stratified and phase-shifted volume index gratings[J]. *Opt Express*, 2007, **15**(5): 2055-2066.
- [4] WANG Bo, ZHOU Chang-he, FENG Ji-jun, *et al.* Wideband two-port beam splitter of a binary fused-silica phase grating [J]. *Appl Opt*, 2008, **47**(22): 4004-4008.
- [5] KOGELINK H. Coupled wave theory for thick hologram gratings[J]. *The Bell System Technical Journal*, 1969, **48** (9): 2909-2047.
- [6] YAKIMOVICH A P. Multilayer three-dimensional holographic gratings[J]. *Optics and Spectroscopy*, 1980, **49** (1): 85-88.
- [7] de VRE R, HESSELINK L. Analysis of photorefractive stratified volume holographic optical elements[J]. *JOSA B*, 1994, **11**(9): 1800-1808.
- [8] de VRE R, HESSELINK L. Diffraction analysis of layered structures of photorefractive gratings[J]. *JOSA A*, 1996, **13** (2): 285-294.
- [9] ZHANG Guo-quan. Recursion formula for reflectance and the enhanced effect on the light group velocity control of stratified and phase-shifted volume index gratings[J]. *Opt Express*, 2007, **15**(5): 2055-2066.
- [10] HU Zhi-juan, YAN Ai-min. Anisotropic diffraction of stratified volume holographic grating in photorefractive media [J]. *Optik*, 2006, **117**(8): 393-397.
- [11] WANG Bin, JIANG Jian-hua, CHAMBERS D M, *et al.* Stratified waveguide grating coupler for normal fiber incidence [J]. *Opt Lett*, 2005, **30**(8): 845-847.
- [12] de VRE R, HESSELINK L. Dynamic multiple wavelength filter using a stratified volume holographic optical element: US, 5640256[P]. 1997-06-05.
- [13] YAN Ai-min, LIU Li-ren, ZHI Ya-nan, *et al.* Bragg diffraction of multilayer volume holographic gratings under ultrashort laser pulse readout[J]. *JOSA A*, 2009, **26**(1): 135-140.
- [14] ZHANG Yu, YAN Xiao-na. Study on writing and reading of the volume grating by time domain ultra-short pulse[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2007, **36**(4): 631-635.  
张瑜, 阎晓娜. 时域超短脉冲光栅记录和读取的研究[J]. 光子学报, 2007, **36**(4): 631-635.
- [15] YANG Bing, YANG Yan-hua, ZHANG Hong-fang, *et al.* Instantaneous characteristics of diffraction and transmission of photorefractive grating illuminated by ultrashort pulse laser[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2009, **38**(1): 204-208.  
杨冰, 杨延华, 张洪方, 等. 超短脉冲光通过光折变体光栅衍射及透射光强的瞬时变化特性研究[J]. 光子学报, 2009, **38**(1): 204-208.

[16] YANG Bing, YAN Xiao-na, ZHANG Yu, Diffraction of photorefractive grating illuminated by ultrashort pulse[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2006, **35**(1): 149-153.

杨冰,阎晓娜,张瑜.光折变光栅在超短脉冲光照射下衍射的研究[J].*光子学报*,2006,**35**(1):149-153.

## Diffractive Light Intensity Distribution of Multilayer Volume Gratings Illuminated by Femtosecond Pulse

ZHU Rong, YAN Xiao-na, LIANG Ling-liang, HE Xiao-ming

(*Physics Department, College of Sciences, Shanghai University, Shanghai 200444, China*)

**Abstract:** Based on the coupled-wave theory of single volume grating and matrix theory, the coupled-wave equation of stratified volume grating illuminated by femtosecond pulse is acquired. Solutions for the diffraction intensity spectrum and instantaneous diffraction intensity are obtained. The research results show that the diffraction characteristics depend on the parameters of the stratified gratings, such as the thickness of the buffer layers and grating layers, grating periods and the refractive index modulations of the grating. Through modulating these parameters, diffraction pulses with different shapes and bandwidths can be obtained. The results will be utilized to design devices employed in optical communication and pulse shaping.

**Key words:** Femtosecond pulse; Stratified volume grating; Diffraction; Diffraction intensity spectrum; Instantaneous diffraction intensity



**ZHU Rong** was born in 1984. He is a M. S. degree candidate at Shanghai University. His research interests mainly focus on the photorefractive optics and ultra-short pulse laser.



**YAN Xiao-na** was born in 1970, and received her Ph. D. degree from Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics in 1999. At present she is an associate professor at Physics Department, Shanghai University. Her research interests focus on information optics and nonlinear optics.