

多层介质膜脉冲宽度压缩光栅与超短脉冲 作用时的性能分析*

刘世杰^{1)†} 麻健勇^{1)‡} 沈自才^{1)‡} 孔伟金^{1)‡} 沈 健^{1)‡}

晋云霞¹⁾ 赵元安¹⁾ 邵建达¹⁾ 范正修¹⁾

1) 中国科学院上海光学精密机械研究所, 上海 201800)

2) 中国科学院研究生院, 北京 100049)

(2006 年 9 月 21 收到, 2006 年 12 月 11 日收到修改稿)

基于啁啾脉冲放大技术的超短脉冲激光系统是提供超快、超强激光的重要途径, 具有良好输出波形和高损伤阈值的多层介质膜脉冲宽度压缩光栅是获得高峰值功率脉冲激光的关键. 基于傅里叶谱变换方法和严格模式理论, 分析了多层介质膜光栅(MDG)在超短脉冲作用下的光学特性. 结果表明, 当 MDG 的反射带宽小于具有高斯分布的入射脉冲的频谱宽度时, -1 级反射脉冲呈非对称高斯分布, 其前沿出现振荡, 并且 -1 级反射脉冲能量开始剧烈下降. 讨论了 MDG 结构参数对其反射带宽的影响. 分析了 MDG 与超短脉冲作用时的近场光分布, 对其抗激光损伤特性具有一定的指导作用.

关键词: 脉冲压缩光栅, 傅里叶谱变换, 模式理论, 损伤阈值

PACC: 4225, 4225B, 6180

1. 引 言

随着激光技术的发展, 超短、超快高能量激光器成为研究光与物质相互作用以及惯性约束核聚变等领域的一个有效的手段^[1]. 建立在啁啾脉冲放大技术^[2]上的超短脉冲激光系统是提供超快、超强激光的重要途径. 用于展宽和压缩激光脉冲的色散元件是该技术中的核心. 它们不仅要有很好的色散匹配性能, 而且反射 -1 级要提供足够高的衍射效率^[3]. 需要特别指出的是, 压缩元件要与输出的强激光直接作用, 因此其抗激光损伤特性对整个系统的运作至关重要. 全介质光栅对光能吸收很低, 制作材料可具有高于金属膜数十倍的损伤阈值^[4,5], 而且制作工艺业已成熟, 因此发展和制作全介质脉冲宽度压缩光栅是提高脉冲激光功率的必由之路.

1995 年, 美国利弗莫尔实验室首先提出了用多层介质膜光栅(multilayer dielectric grating, 简记为 MDG)压缩皮秒脉冲^[6], 其结构为在多层介质高反射

膜上制作浮雕光栅, 充分利用了多层介质膜的高反射特性和光栅的衍射特性. 同年, Li 和 Hirsch^[7]提出在浮雕光栅表面上沉积多层薄膜制作脉冲宽度压缩光栅, 但是此结构压缩光栅的衍射效率与光栅槽形的保持程度有密切的关系. 此后, 诸多研究机构一直致力于多层介质反射膜和顶层光栅的理论设计和实验改进^[8-11]. 目前, 利弗莫尔实验室已成功制作了衍射效率高于 96%(1053 nm 波长处)损伤阈值为 4.5 J/cm^2 (10 ps)MDG 压缩器^[12]. 国内也研制了用于亚皮秒级高功率激光系统中的 MDG^[13], 其衍射效率高于 95%(1053 nm 波长处)并且损伤阈值为 3 J/cm^2 (12 ns). 但是, 对于压缩更短脉冲 MDG 的研究作者尚未见报道. 一方面, 常规设计的 MDG 反射带宽有限, 无法补偿超短脉冲在其中产生的额外色散, 这势必会造成输出功率的降低和脉冲形状破坏; 另外, 含有丰富光谱的超短脉冲与 MDG 的相互作用使其破坏机制变得更加复杂. 因此, 分析 MDG 与超短脉冲相互作用机理对于设计和制作压缩超短脉冲的压缩光栅有重要的理论指导作用.

* 国家自然科学基金(批准号: 30376040)资助的课题.

† E-mail: hsyliu@163.com

基于傅里叶谱变换,可将入射脉冲变换为连续频谱信号,在频域内可利用严格模式理论求解各频率光通过 MDG 的衍射场分布,最后通过逆傅里叶变换便得出脉冲时域衍射场分布.本文利用该方法详细分析了 MDG 与超短脉冲作用时的远场和近场光分布特性,指出了 MDG 反射带宽是反射 -1 级脉冲形状破坏和能量下降的主要原因,并分析了其结构参数对 -1 级反射带宽的影响.讨论了脉冲持续时间内 MDG 近场光分布特性.

2. 理论模型

2.1. MDG 远场反射特性

设入射脉冲激光为高斯分布,其振幅随时间的变化可表示为^[14]

$$E_0(t) = \exp[-t^2/\tau^2] \exp[-i\omega_0 t], \quad (1)$$

式中 ω_0 为脉冲中心频率, $\tau = \Delta\tau/2(\ln(2))^{1/2}$, 其中 $\Delta\tau$ 为脉冲宽度.对时间 t 做傅里叶变换,由(1)式得到入射脉冲的频谱分布

$$E_0(\omega) = \tau\sqrt{\pi}\exp[-(\omega - \omega_0)^2\tau^2/4]. \quad (2)$$

由(2)式可以看出,入射脉冲的频谱仍为高斯分布,其峰值位于中心频率 ω_0 处.具有亚波长特征尺寸的 MDG 对各频率光的衍射场分布,可以应用严格模式理论进行计算,然后叠加各频率光的衍射场便可得到脉冲在时域的衍射场分布.在离散频率时,理论上频率分量越多越好,但是这会增大计算量.抽样定律的应用可以在保证不丢失原频谱信息的前提下减少频谱分量,提高运算速度.根据抽样定理^[15],设脉冲激光在时域和频域的带宽分别为 ΔT 和 ΔF ,则其在时域和频域的采样间隔可分别取为 $dt \leq 1/\Delta F$, $d\omega \leq 1/\Delta T$.

对于每一频率分量,MDG 各衍射级次反射系数和透射系数可以运用严格模式理论计算^[16,17].根据该理论,对 MDG 按构成材料分布进行水平多分层处理,沿 z 方向分为 N 层,如图 1 所示.在每一分层,电磁场满足 Maxwell 方程组,可用傅里叶模级数进行展开,且界面 z_n 处电磁场切向分量连续^[17],

$$W^n \begin{bmatrix} u_+^n \\ d_+^n \end{bmatrix} = W^{n+1} \begin{bmatrix} \exp(-ik_0\gamma_{+}^{n+1}h_{n+1})u_+^{n+1} \\ \exp(+ik_0\gamma_{-}^{n+1}h_{n+1})d_+^{n+1} \end{bmatrix}. \quad (3)$$

这里 W^n 和 W^{n+1} 为本征矩阵; u_+^n 和 d_+^n 分别表示模式场的上行波、下行波在第 n 层上界面 z_n 处的振幅

系数的列矩阵,分别包含各级次透射光振幅系数和反射光振幅系数; h_n 为第 n 层的物理厚度; γ 为本征值.对于这类多分层的结构,振幅系数列矩阵 u_+^n 和 d_+^n 可用反射透射系数阵(RTCM)算法进行递推^[15].

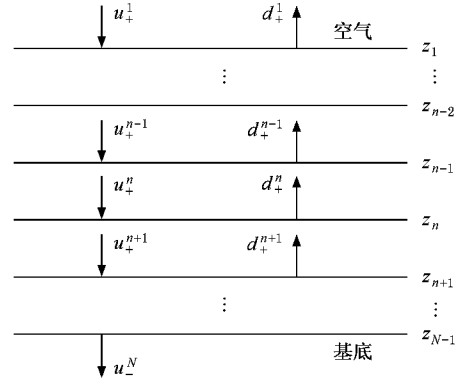


图 1 MDG 分层结构示意图

定义第 n 层上界面 z_n 处的反射系数阵 R_+^n 和透射系数阵 T^n 为

$$\begin{aligned} d_+^n &= R_+^n \cdot u_+^n, \\ u_-^{n+1} &= T^n \cdot u_+^n, \end{aligned} \quad (4)$$

式中 u_-^{n+1} 表示第 $n+1$ 层的上行波在下界面 z_n 处的振幅系数矩阵, R_+^n 和 T^n 表示入射的各级次波转换成反射、透射的各级次波的矩阵.相邻分层的振幅系数矩阵可由 R_+^n 和 T^n 相关联,从而(3)式可改写为

$$\begin{bmatrix} W^{n+1} + W^{n+1} \cdot R_-^{n+1} & -W^n \\ W^{n+1} + W^{n+1} \cdot R_-^{n+1} & -W^n \end{bmatrix} \begin{bmatrix} T^n \\ R_+^n \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} W^n \\ W^n \end{bmatrix}, \quad (5)$$

式中 R_-^{n+1} 为广义反射矩阵,定义为

$$R_-^n = \exp(ik_0\gamma_-^n h_n)R_+^n \exp(ik_0\gamma_+^n h_n). \quad (6)$$

在最后第 N 层中无反射波, R_-^N 为零矩阵,则可利用(5)式求出 T^{N-1}, R_+^{N-1} ,再利用(6)式求出 R_-^{N-1} ,这样反复利用(5)(6)式可以快速递推各分层的反射、透射系数矩阵 R_+^n 和 T^n ,其中第一层和最后一层分别为入射层和透射层.对于频率为 ω 的光波,其第 m 级反射振幅系数为

$$r_m(\omega) = [R_+^1 u_+^1]_m. \quad (7)$$

第 m 级反射脉冲的频域分布为

$$E_{Rm}(\omega) = E_0(\omega)r_m(\omega). \quad (8)$$

对(8)式做逆傅里叶变换即可得到第 m 级反射脉冲的时域分布

$$E_{Rm}(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} E_{Rm}(\omega) \exp(i\omega t) d\omega. \quad (9)$$

2.2. MDG 的衍射效率与反射率

由光栅方程 $T \sin \theta = m 2 \pi c / \omega$ (其中 T 为光栅周期, c 为光速), 可以看出, 对于不同频率的光波, 在同一个级次上其衍射角不同, 即出现了展宽. 所以, 对于光脉冲的第 m 级的衍射效率, 一般是针对某一个频谱分量而言的. 对于第 m 级次总的反射率等于该级次总的反射能量与入射能量之比, 即

$$R_m = \frac{\int |E_{Rm}(t)|^2 dt}{\int |E_0(t)|^2 dt}. \quad (10)$$

由 Parseval 定理^[15], 能量在时域和频域内守恒, 所以 (10) 式可改写为

$$R_m = \frac{\int |E_{Rm}(\omega)|^2 d\omega}{\int |E_0(\omega)|^2 d\omega}. \quad (11)$$

2.3. MDG 近场光分布

对于任一频率分量, 设 MDG 内部的电场分布为

$E(x, z, \omega)$, 所有频率分量衍射光场的相干叠加就可以得到光脉冲在时域的近场衍射场分布

$$E(x, z, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} E(x, z, \omega) \exp(i\omega t) d\omega. \quad (12)$$

在脉冲持续时间内, 光强平均值为

$$\begin{aligned} K(x, z) &= \int_{-\infty}^{+\infty} |E(x, z, t)|^2 dt \\ &= C \int_{-\infty}^{+\infty} |E(x, z, \omega)|^2 d\omega. \end{aligned} \quad (13)$$

(13) 式也应用了 Parseval 定理, 其中 C 为归一化常数.

3. 数值计算分析

在数值计算时, MDG 的底层高反膜采用 (H2L)³ 膜系结构, 其中 H 和 L 分别代表高折射率的 HfO_2 材料和低折射率的 SiO_2 材料, p 为膜对数. 光栅顶层采用 HfO_2 材料, 以提供较大的制作容差, 其他计算参数列于表 1 中.

表 1 数值计算参数

中心波长/nm	入射角(°)	周期/nm	$n(\text{HfO}_2)$	$n(\text{SiO}_2)$	$n(\text{空气})$	$n(\text{基底})$
1053	51.2	676	1.96	1.46	1.0	1.52

3.1. 脉冲宽度对 MDG - 1 级反射脉冲的影响

图 2(a)~(c) 分别给出了入射脉冲宽度 $\Delta\tau$ 为 200, 50 和 20 fs 时, 三个不同反射带的 MDG (分别为样品 B、样品 C 和样品 D) - 1 级反射脉冲的时域分布, 其中曲线 a 表示入射脉冲, 曲线 b、曲线 c、曲线 d 分别表示不同 MDG 的 -1 级反射脉冲. MDG 底层高反膜由 10 对 (H2L) 组成, 三个 MDG 的光栅参数列于表 2 中, 在中心波长 1053 nm 处, 它们的反射 -1 级衍射效率分为 0.774, 0.988 和 0.801. 由图 2(a) 可以看出, 当入射脉冲宽度为 200 fs 时, -1 级反射脉冲 (曲线 b、曲线 c 和曲线 d) 都能保持很好的高斯形状, 而且各个反射脉冲峰值都接近在 1053 nm 单波长处的反射电场. 当脉冲宽度减小到 50 fs 时, 反射脉冲 (曲线 b、曲线 c 和曲线 d) 呈非对称高斯分布, 脉冲上升沿开始出现微弱的振荡, 脉冲峰值已显著下降, 如图 2(b) 所示. 当脉冲宽度继续减小到 20 fs 时, -1 级反射脉冲 (曲线 b、曲线 c 和曲线 d) 的高斯形状都已经完全被破坏, 在其上升沿出现剧

烈的振荡, 并且各个反射脉冲峰值分别降低到入射脉冲峰值的 63%, 84% 和 71.5%, 如图 2(c) 所示. 与此同时, 当入射脉冲宽度分别大于 150, 50 和 100 fs 时, 对应三个样品 -1 级反射率都分别接近于在脉冲中心频率处的 -1 级衍射效率, 而当脉冲宽度分别小于这三个临界值时, 每个 MDG -1 级总反射率都急剧下降, 反射脉冲能量降低, 如图 3 所示.

表 2 不同反射带的三个 MDG 的结构参数

参 数	样品 B	样品 C	样品 D
顶层厚度/nm	320	400	500
光栅槽深/nm	250	250	250
占宽比	0.3	0.3	0.3
中心波长/nm	1016	1053	1093

由以上所述可知, MDG 在脉冲中心波长处获得高衍射效率是保证短脉冲反射能量低损耗的必要条件, 但是当入射脉冲宽度减小时, MDG 有限的反射带宽 (定义为衍射效率高于 0.95 的波长或频率范

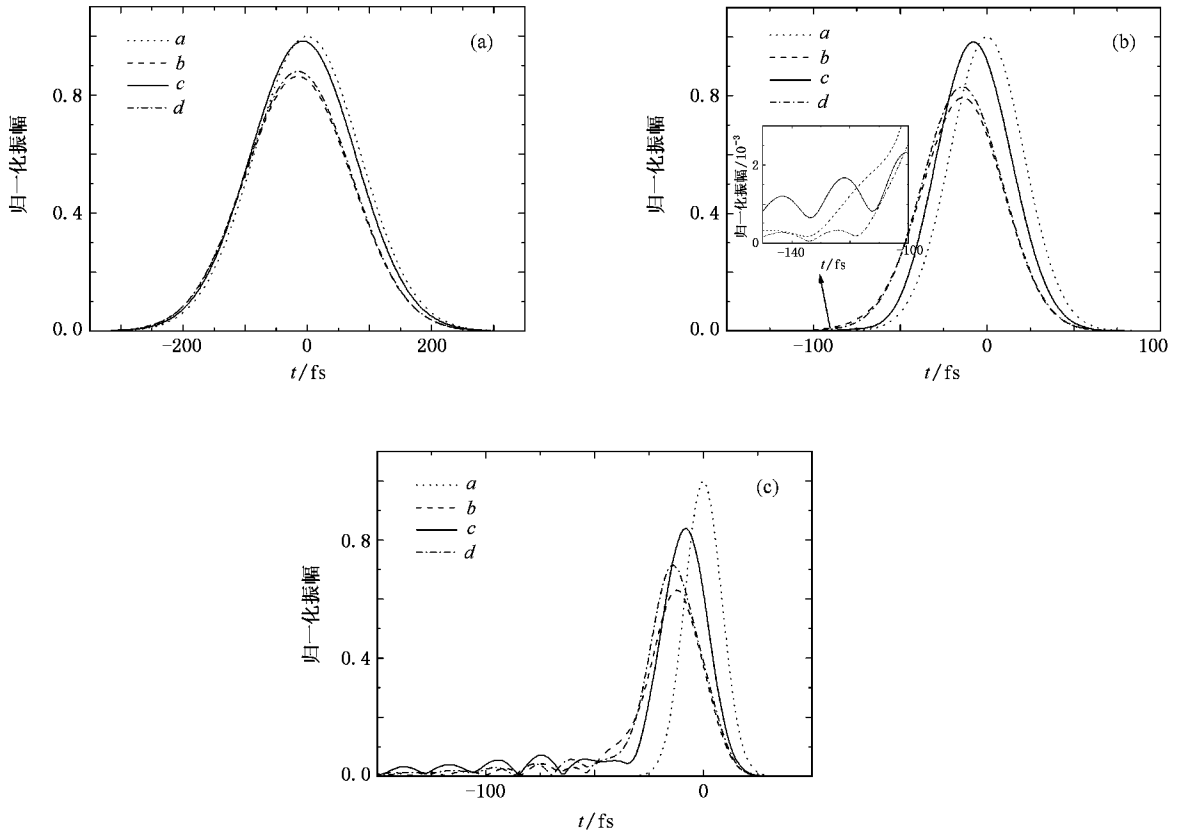


图 2 入射脉冲宽度分别为 200 50 20 fs 时,MDG-1 级反射脉冲时域分布 (a) 200 fs (b) 50 fs (c) 20 fs

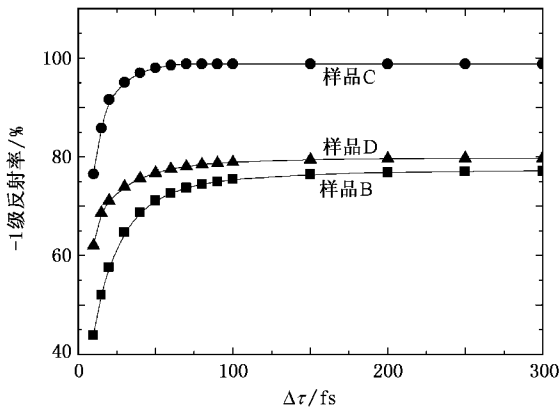


图 3 MDG-1 级反射率与脉冲宽度的关系

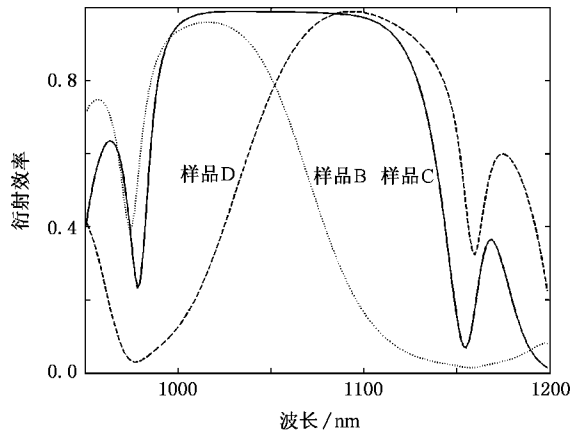


图 4 MDG-1 级反射光谱

围)是反射-1级脉冲形状破坏和能量降低的主导因素。图4为样品B、样品C、样品D三个样品的-1级反射光谱,从图4可以看出,在1000—1110 nm 波长范围内,样品C的反射-1级衍射效率高于一0.95,而样品B和样品D中心波长分别为1016和1093 nm,相应的反射带宽分别为21和44 nm,它们在脉冲中心波长处的反射率分别只有0.774和0.801。当

入射脉冲宽度大于50 fs时,样品B的-1级反射带基本能阻止入射脉冲中所有频率分量通过,因而-1级被反射频率分量的线性叠加能够还原高斯脉冲分布,且脉冲反射能量损失较少。然而,当入射脉冲宽度小于50 fs时脉冲频谱增宽,其中有一部分频谱分量不能被MDG反射,因而-1级被反射频率分量的线性叠加未能还原完整高斯脉冲分布,在脉冲的上

升沿表现出一定程度的振荡,这种振荡分布随入射脉冲宽度的减小表现更加剧烈.与此同时, -1 级反射频谱分量的减少直接导致该级次反射能量的降低.同样,对于样品 B 和样品 D 而言,当入射脉冲宽度大于临界脉冲宽度值时, -1 级反射脉冲也能保持较好的高斯形状,但由于中心波长处的反射率较低,被反射的频率分量有较多的能量损耗,因而线性叠加后的反射脉冲峰值降低较大.当脉冲宽度减小时,样品 B 不能反射入射脉冲的低频分量,样品 D 不能反射入射脉冲的高频分量,因此线性叠加后的反射脉冲形状都被破坏且能量急剧降低.

3.2. MDG - 1 级反射带的影响因素

由以上分析可以看出,MDG - 1 级反射带对其压缩超短脉冲至关重要,它决定着压缩器支持脉冲激光的最短持续时间. MDG 的结构参数(如顶层光栅槽深、占宽比、光栅材料及底层高反膜的结构参数)是影响 -1 级反射带的主要因素,从理论上分析

和优化这些参数,对于设计和制作压缩超短脉冲的 MDG 将具有重要的指导意义.

图 5 (a) 给出了 MDG - 1 级衍射效率与波长和顶层厚度的关系,白色区域为衍射效率高于 95% 的范围,其中光栅槽深为 250 nm,占宽比为 0.3. 随着顶层厚度的增大,MDG 高反射带区域呈准周期分布,并且反射带宽在各周期厚度处呈减小趋势. 在 400 nm 厚度附近,MDG 反射带宽取最大值 110 nm. 图 5 (b) 为 MDG - 1 级衍射效率与波长和光栅槽深的关系,其中光栅顶层厚度为 400 nm,占宽比为 0.3. 在 250 nm 附近,反射带有最大值,增大或减小槽深将使中心波长向短波或长波方向飘移,并且反射带宽都减小. 图 5 (c) 为 MDG - 1 级衍射效率与波长和光栅占宽比的关系,其中光栅顶层厚度为 400 nm,槽深为 250 nm. 当占宽比取 0.3 时,MDG 反射带取最大值,增大或减小占宽比也会使中心波长朝长波或短波方向漂移,且反射带宽都减小. 通过以上反复迭代计算,适当调整 MDG 结构参量,就可以得到获取最大

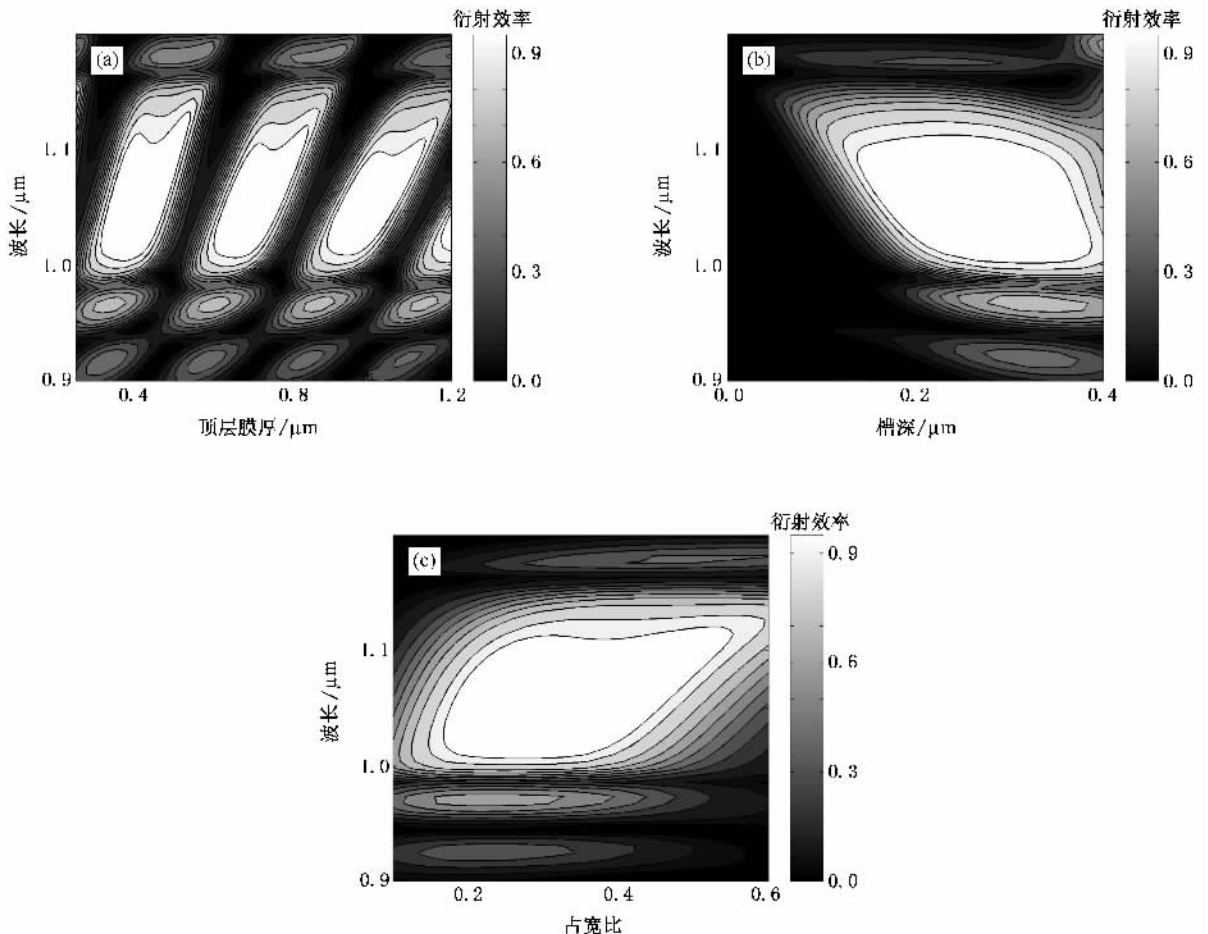


图 5 MDG - 1 级衍射效率与波长和光栅顶层厚度 (a) 波长和槽深 (b) 波长和占宽比 (c) 的关系

反射带宽的 MDG. 此外, MDG 底层高反膜的反射带宽对其 -1 级反射带宽也有较大的影响. 由薄膜光学原理^[18]可知, 对于四分之一波长膜堆, 底层高反膜的反射带宽主要受高低折射率比率的影响. 若高反膜采用 $(ML)^0M(LH)^0$, 其中 M 表示四分之一波长光学厚度的 TiO_2 (折射率为 2.3), 顶层采用 LH 膜对是为了提高其损伤阈值, 该膜系结构反射率高于 95% 的带宽为 330 nm, 比 $(HL)^0$ 大 1.5 倍. 以这两种膜系优化设计得到的 MDG 的反射带如图 6 所示, 用 $(ML)^0M(LH)^0$ 设计的 MDG 的 -1 级反射带宽为 131 nm, 而用 $(HL)^0$ 设计的 MDG 的 -1 级反射带宽为 110 nm. 显然, 更宽反射带宽的底层高反射膜可以有效地增大 MDG 的 -1 级反射带宽.

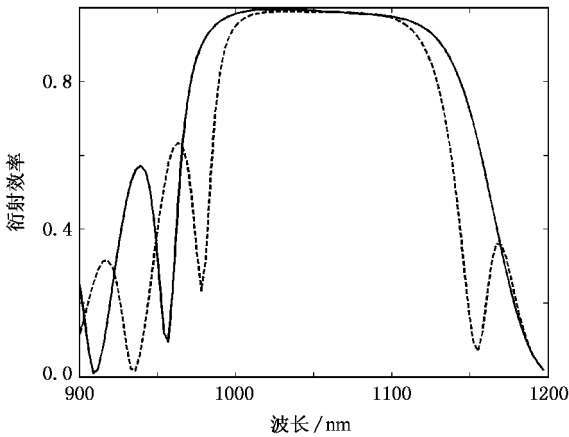


图 6 顶层材料为 HfO_2 的 MDG 优化设计反射光谱. 实线所示的 MDG: 槽深 250 nm, 占宽比 0.35, 顶层厚度 250 nm, 底层反射膜 $(ML)^0M(LH)^0$; 虚线所示的 MDG: 槽深 250 nm, 占宽比 0.3, 顶层厚度 400 nm, 底层反射膜 $(HL)^0$.

若顶层材料为 SiO_2 , 其较高的损伤阈值可以有效地增强 MDG 的抗激光损伤特性^[12]. 然而, 对于顶层材料为 SiO_2 的 MDG, 计算结果表明其反射带宽较小. 图 7 中虚线是以 $(HL)^0$ 膜堆优化设计的 MDG 的反射光谱, 其 -1 级反射带宽仅为 30 nm 左右. 即使用更宽反射带的高反膜 $(ML)^0M(LH)^0$, MDG 的 -1 级反射带宽的提高也有限, 约为 40 nm, 见图 7 中实线所示的反射光谱.

3.3. MDG 近场光分布

应用于高功率系统中的 MDG 压缩光栅直接与输出的强激光相互作用, 因此其抗激光损伤特性对

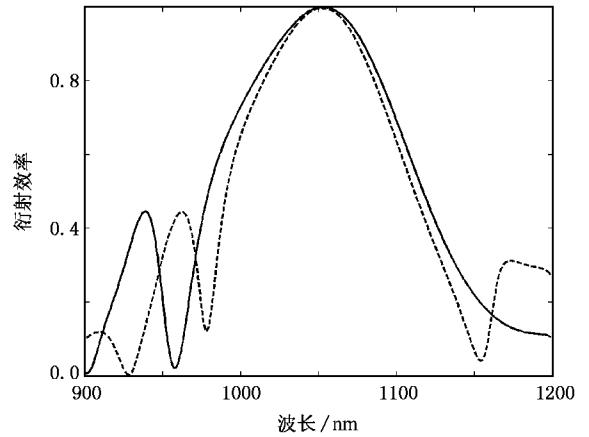


图 7 顶层材料为 SiO_2 的 MDG 优化设计反射光谱. 实线所示的 MDG: 槽深 700 nm, 占宽比 0.35, 顶层厚度 915 nm, 底层反射膜 $(ML)^0M(LH)^0$; 虚线所示的 MDG: 槽深 680 nm, 占宽比 0.4, 顶层厚度 930 nm, 底层反射膜 $(HL)^0$.

整个系统的正常运作非常重要. 光栅浮雕结构对光能的调制使 MDG 反射 -1 级获得高衍射效率, 但同时在其内部也形成了峰值电场^[19], 其振幅可高于入射光振幅的 2 倍以上. 高电场是光栅材料发生雪崩离化的主导因素^[20]. 分析脉冲激光与 MDG 相互作用时不同时刻的近场光分布特性对研究其损伤的发生、发展提供重要的理论依据.

根据 (12) 式, 我们计算了在脉冲传播的不同时刻 MDG 的近场光分布, 如图 8(a)~(c) 所示, 其中脉冲传播时刻 t 分别为 -50 fs 和 50 fs. 从图 8 可以看出, 在不同时刻, MDG 底层高反膜内的电场呈非均匀驻波分布, 且极大值位于高低折射率材料的界面处, 从底层到顶层电场振幅逐渐增加. 光栅处于波峰位置, 极大值波峰一直延伸到空气层. 在 MDG 和脉冲峰值相互作用前, 这些驻波场峰值呈增大趋势, 当 $t = 0$ 时脉冲峰值到达 MDG 内部, 此时驻波场峰值最大, 对于该结构的 MDG, 空气层和 HfO_2/SiO_2 的第一个界面处的电场峰值分别为入射场的 1.65 和 1.3 倍, 如图 8(b) 所示. 然而, 当脉冲峰值经过以后, MDG 内部的电场又逐渐减小. 图 8(c) 为在脉冲下降沿 50 fs 时的电场分布, 可以看出驻波场峰值都已小于入射场. 利用 (13) 式, 我们计算了在脉冲持续时间内 MDG 各处光强平均值的分布, 如图 9 所示. 从图 9 可以看出, 强度峰值主要集中于光栅层和 HfO_2/SiO_2 的第一个界面处. 对于飞秒脉冲激光而

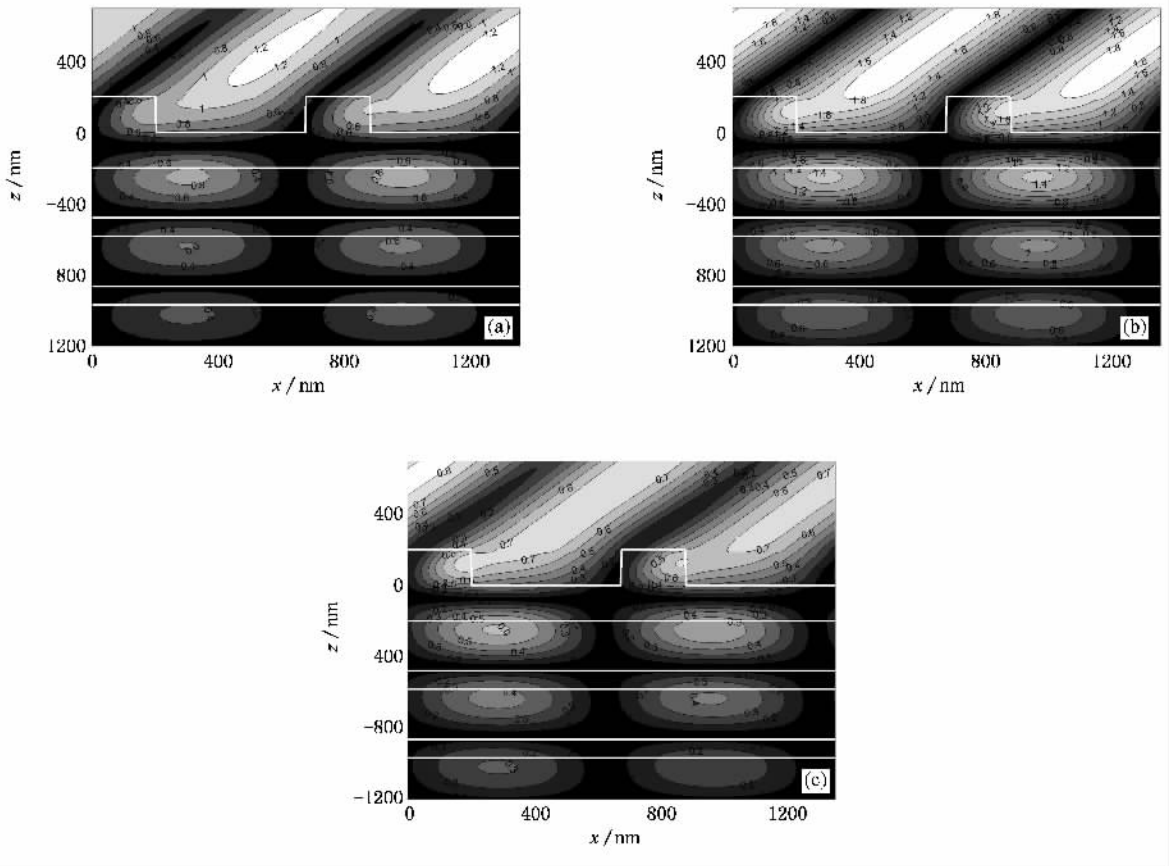


图 8 在脉冲传播不同时刻 MDG 内部的电场分布 脉冲时间 (a) 50 fs (b) 100 fs (c) 50 fs

言, 这些能量将迅速沉积到材料中, 激发材料中的电子产生雪崩离化, 若导带中的电子密度超过临界值, 材料将产生永久性的破坏^[20]. 因此, 改善 MDG 内部的电场分布、优化制备工艺、提高制作材料的损伤阈值是增强 MDG 抗激光损伤特性的有效方式.

4. 结 论

基于傅里叶谱变换和严格模式理论, 本文建立了处理超短脉冲和 MDG 相互作用的有效方法. 数值分析结果表明, MDG - 1 级反射脉冲形状破坏和能量的降低源于其有限的反射带宽, MDG 底层宽带高反射膜是增大其 - 1 级反射带宽的基础, 而且 MDG - 1 级反射带宽更依赖于顶层光栅结构参数的选择. 通过反复迭代计算, 可以得到获取最大反射带宽的 MDG 优化结构. MDG 顶层材料选择 HfO_2 比选择 SiO_2 能提供更宽的 - 1 级反射带. 最后, 在激光脉冲持续时间内, MDG 近场光强呈非均匀驻波分布, 且驻波峰值随时间变化与脉冲振幅变化一致. 这些能量在材料中的迅速沉积是导致雪崩离化的主导因素, 因此电场分布的优化以及高阈值材料的选择是提高 MDG 抗激光损伤的有效途径.

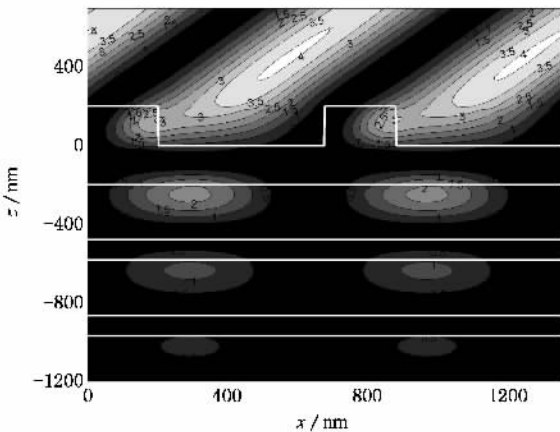


图 9 脉冲持续时间内 MDG 各处强度平均值的分布

- [1] Perry M D , Mourou G 1994 *Science* **264** 917
- [2] Pessot M , Squier J , Mourou G , Harter D J 1989 *Opt. Lett.* **14** 797
- [3] Treacy E B 1969 *IEEE J. Quantum Electron.* **5** 454
- [4] Stuart B C , Feit M D , Herman S , Rubenchik A M , Shore B W , Perry M D 1996 *Phys. Rev. B* **53** 1749
- [5] Boyd R D , Britten J A , Decker D E , Shore B W , Stuart B C , Perry M D , Li L F 1995 *Appl. Opt.* **34** 1697
- [6] Perry M D , Boyd R D , Britten J A , Decker D , Shore B W 1995 *Opt. Lett.* **20** 940
- [7] Li L F , Hirsh J 1995 *Opt. Lett.* **20** 1349
- [8] Shore B W , Perry M D , Britten J A , Boyd R D , Li L F 1997 *J. Opt. Soc. Am. A* **14** 1124
- [9] Hehl K , Bischoff J 1999 *Appl. Opt.* **38** 6257
- [10] Kessler T J , Bunkenburg J , Huang H , Kozlov A , Meyerhofer D D 2004 *Opt. Lett.* **29** 635
- [11] Waddie A J , Thomson M J , Taghizadeh M R 2005 *Opt. Lett.* **30** 991
- [12] Jovanovic I , Brown C G , Stuart B C , Molander W A , Nielsen N D , Wattellier B , Britten J A , Pennington D M , Barty C P J 2004 *SPIE* **5647** 34
- [13] Kong W J , Shen Z C , Shen J , Shao J D , Zheng X F 2005 *Chin. Phys. Lett.* **22** 1757
- [14] Min G , Gan X S 1996 *J. Opt. Soc. Am. A* **13** 771
- [15] Goodman J W 1968 *Introduction to Fourier Optics* (New York : McGraw-Hill) p23
- [16] Li L F 1993 *J. Opt. Soc. Am. A* **10** 2581
- [17] Tang X G , Fu K X , Wang Z H 2002 *Acta Opt. Sin.* **22** 774 (in Chinese) [唐雄贵、傅克祥、王植恒 2002 光学学报 **22** 774]
- [18] Macleod H A 2001 *Thin-Film Optical Filters* (3rd ed) (London : IOP) p185
- [19] Liu S J , Shen J , Shen Z C , Kong W J , Wei C Y , Jin Y X , Shao J D , Fan Z X 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 4588 (in Chinese) [刘世杰、沈健、沈自才、孔伟金、魏朝阳、晋云霞、邵建达、范正修 2006 物理学报 **55** 4588]
- [20] Jasapara J , Nampoothiri A V V , Rudolph W 2000 *Phys. Rev. B* **63** 045117

Performance of multilayer dielectric grating irradiated by ultrashort optical pulse ^{*}

Liu Shi-Jie^{1 2)†} Ma Jian-Yong^{1 2)} Shen Zi-Cai^{1 2)} Kong Wei-Jin^{1 2)} Shen Jian^{1 2)}
Jin Yun-Xia¹⁾ Zhao Yuan-An¹⁾ Shao Jian-Da¹⁾ Fan Zheng-Xiu¹⁾

1 [✉] Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics , Chinese Academy of Sciences , Shanghai 201800 , China)

2 [✉] Graduate School of Chinese Academy of Sciences , Beijing 100049 , China)

(Received 21 September 2006 ; revised manuscript received 11 December 2006)

Abstract

In the ultrashort pulse high-energy laser system based on chirped pulse amplification technique , multilayer dielectric grating with good output waveform and high laser induced damage threshold plays an important role. Based on Fourier spectral transform and rigorous modal method , optical characteristic of multilayer dielectric grating under irradiation of ultrashort optical pulse is analyzed. The results show that the reflected pulse at the -1 order exhibits asymmetrical Gaussian shape with oscillatory tail in the front edge and decreasing energy when the reflection bandwidth is narrower than the frequency bandwidth of the incident pulse with Gaussian shape. The effect of structure parameters of multilayer dielectric grating on the reflection bandwidth are discussed in detail , which provides guidance to the design of multilayer dielectric grating with desired reflection bandwidth. Finally , near-field distribution of multilayer dielectric grating is analyzed to study its damages induced by ultrashort pulses.

Keywords : pulse compression gratings , Fourier spectral transform , modal theory , damage threshold

PACC : 4225 , 4225B , 6180

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10376040).

[†] E-mail : hsyliu@163.com