

文章编号: 1001-4322(2002)02-0270-05

用于 ICF 驱动器的取样光栅的矢量分析与计算*

柴立群, 杨李茗, 许 乔

(成都精密光学工程研究中心, 四川 成都 610041)

摘 要: 在 ICF 的终端光学聚焦系统中, 采用取样光栅(BSG)将透射的三倍频光按一定比例送入能量计中进行能量诊断。采用精确耦合波矢量分析方法分析了衍射效率与光栅周期、刻槽深度、占空比等的关系, 为光栅的实际制作提供了一些有意义的结果。

关键词: ICF 驱动器 取样光栅 耦合波法 衍射效率

中图分类号: TL 632+. 1 文献标识码: A

在 ICF 驱动器终端靶场系统中, 在三倍频激光进入终端靶场之前, 需要采用取样光栅将透射的三倍频光按一定比例送入能量计中进行能量诊断, 实际应用中取样光采用的是+ 1 级的衍射光。以美国 LLNL 实验室制作的取样光栅^[1,2]为例, 考虑到高损伤阈值的要求, 采用熔石英作为基片材料; 考虑到光栅周期的数量级, 采用全息曝光的方法光刻; 考虑到大面积均匀性问题, 采用湿法刻蚀, 以期获得 0.2% ~ 0.4% 的+ 1 级衍射效率。在制作过程中, 必然需要注意加工容差对衍射效率的影响, 目前国内对用于 ICF 的大口径取样光栅还处于研究阶段, 尚未有实际制作, 对取样光栅的理论分析也未见报道。本文拟采用精确耦合波分析法(RCWA)计算光栅结构对+ 1 级衍射效率的影响, 从而在光栅的制作工艺中, 根据能量取样的精度要求, 确定加工过程中允许的容差, 同时对实际计算中的计算技巧作了说明。

1 精确耦合波分析法(RCWA)

求解光栅衍射场的矢量理论的一般方法就是求解在入射区域、光栅区域及透射区域内满足电磁场边界条件的麦克斯韦基本方程组的解, 主要有模方法^[3]与耦合波法^[4-7]。严格的耦合波方法给出了光栅衍射电磁场边值问题的麦克斯韦方程组的精确解。它主要包括三个部分: (1) 由麦克斯韦基本方程组求得入射和透射区电磁场解的表达式; (2) 光栅区域内介电常数及电磁场作付立叶级数展开, 推导出耦合波微分方程组; (3) 在不同区域边界上运用电磁场边界条件, 通过一定的数学方法求得各级衍射波的振幅及衍射效率。

对于平面衍射问题, 入射面垂直于光栅平面。入射的偏振光可以分解为 TE 和 TM 两种情况来考虑, 且传输和反射的衍射波都位于入射面内。本文只给出 TE 波的计算公式, 对于 TM, 圆锥衍射及多层光栅的计算不再详述。对如图 1 所示的矩形光栅结构, $z < 0$ 为入射区, 折射率为 n_1 ; $z > d$ 为透射区, 折射率为 n_3 ; $0 < z < d$ 为光栅区, 将其相对介电常数作付立叶展开, 得

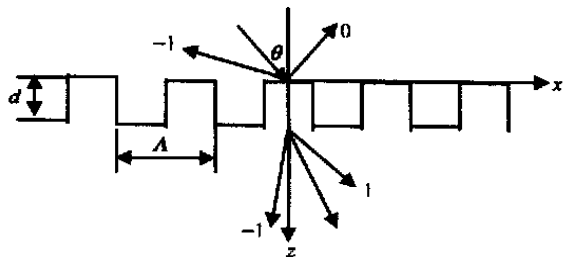


Fig 1 Geometry for the binary phase grating diffraction
图 1 二元相位光栅平面衍射示意图

式中: e_m 为付立叶展开系数。对于如图 1 所示的对称结构, 有

$$\epsilon(x) = \sum_m e_m \exp(i \frac{2\pi m x}{\Lambda}) \quad (1)$$

$$e_0 = n_3^2 f + n_1^2 (1 - f), \quad e_m = (n_3^2 - n_1^2) \frac{\sin(\pi m f)}{\pi m} \quad (2)$$

* 收稿日期: 2001-08-21; 修订日期: 2001-12-06

作者简介: 柴立群(1973-), 女, 硕士, 研究方向为衍射光学, 成都 450 信箱。

式中: f 为占空比, 定义为一个光栅周期内, 折射率为 n_3 的结构所占比例。

对于 TE 偏振, 电场矢量平行于刻槽方向, 入射电场可以表示为

$$E_{inc,y} = \exp[-ik_0 n_1 (\sin\theta x + \cos\theta z)] \tag{3}$$

式中: k_0 为入射光在真空中的波矢。入射区及透射区的电场分别为

$$E_{1,y} = E_{inc,y} + \sum_m R_m \exp[-i(k_{xm}x - k_{1,zm}z)], E_{3,y} = \sum_m T_m \exp[-i(k_{xm}x - k_{3,zm}(z-d))], k_{xm} = k_0[n_1 \sin\theta - m\lambda_0/\Lambda]; k_{l,zm} = \begin{cases} +k_0[n_1^2 - (k_{zm}/k_0)^2]^{1/2}, & k_0 n_1 > k_{xm}, \\ -ik_0[(k_{zm}/k_0)^2 - n_1^2], & k_{xm} > k_0 n_1, \end{cases} \quad l = 1 \text{ 或 } 3 \tag{4}$$

式中: m 代表衍射级次 ($m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm M$), R_m 是入射区反射的第 m 级衍射波电场幅度, T_m 是透射区向前传输的第 m 级衍射波电场幅度。由 Maxwell 方程, 可得入射区及透射区的磁场表达式为 $H = (i/\omega\mu) \nabla \times E$, 其中 μ 为真空磁导率, ω 为角频率。在光栅区 ($0 < z < d$) 电场和磁场按空间谐波作付立叶展开, 得

$$\begin{cases} E_{gy} = \sum_m S_{ym}(z) \exp(-ik_{xm}x) \\ H_{gx} = -i(\epsilon_0/\mu_0)^{1/2} \sum_m U_{xm}(z) \exp(-ik_{xm}x) \end{cases} \tag{5}$$

式中: ϵ_0 为真空介电常数; $S_{ym}(z)$ 和 $U_{xm}(z)$ 为第 m 阶空间谐波场的归一化振幅, 且 E_{gy} 和 H_{gx} 满足 Maxwell 方程

$$\frac{\partial E_{gy}}{\partial z} = i\omega\mu_0 H_{gx}, \quad \frac{\partial H_{gx}}{\partial z} = i\omega\epsilon_0(x) E_{gy} + \frac{\partial H_{gz}}{\partial x} \tag{6}$$

将式(5)代入式(6), 得耦合波方程

$$\begin{cases} \frac{\partial S_{ym}}{\partial z} = k_0 U_{xm} \\ \frac{\partial U_{xm}}{\partial z} = \left(\frac{k_{xm}}{k_0}\right)^2 S_{ym} - \epsilon_{(m-p)} S_{yp} \end{cases} \tag{7}$$

写成矩阵格式为 $\begin{bmatrix} \partial_y/\partial z \\ \partial_x/\partial z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & I \\ A & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} S_y \\ U_x \end{bmatrix}$, 进一步推导为 $[\partial S_y/\partial z^2] = [A] S_y, A = K_x^2 - E$ 。其中 $z' = k_0 z$, I 为单位矩阵, K_x 为对角阵, 对角元素为 k_{xm}/k_0 ; $E_{mn} = e_{(m-n)}$ 。用本征值法求解矩阵 A 的特征值与特征向量 W , 矩阵 Q 为对角阵, 其对角元素为特征值的正平方根。因为 A 是对称矩阵或哈密顿矩阵, 因此求解过程相对简单。 $V = WQ$, 光栅区的电场和磁场空间谐波幅度又可以写为

$$\begin{cases} S_{ym}(z) = \sum_{m=1}^M w_{m,n} \{ c_m^+ \exp(-k_0 q_m z) + c_m^- \exp[k_0 q_m(z-d)] \} \\ U_{xm}(z) = \sum_{m=1}^M v_{m,n} \{ -c_m^+ \exp(-k_0 q_m z) + c_m^- \exp[k_0 q_m(z-d)] \} \end{cases} \tag{8}$$

式中: c_m^+ 和 c_m^- 由边界条件确定, 由边界处电场和磁场分量连续, 所以在输入边界 ($z = 0$) 有

$$\begin{cases} \delta_{n0} + R_m = \sum_{m=1}^M w_{m,n} [c_m^+ + c_m^- \exp(-k_0 q_m d)] \\ i[n_1 \cos\theta \delta_{n0} - (k_{1,zm}/k_0) R_m] = \sum_{m=1}^M v_{m,n} [c_m^+ - c_m^- \exp(-k_0 q_m d)] \end{cases} \tag{9}$$

写成矩阵形式就是

$$\begin{bmatrix} \delta_{n0} \\ i n_1 \cos\theta \delta_{n0} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} I \\ -iYI \end{bmatrix} [R] = \begin{bmatrix} W & WX \\ V & -VX \end{bmatrix} \begin{bmatrix} c^+ \\ c^- \end{bmatrix} \tag{10}$$

同理在 $z = d$ 处有

$$\begin{cases} T_m = \sum_{n=1}^M w_{m,n} [c_m^+ \exp(-k_0 q_m d) + c_m^-] \\ i(k_{3,zm}/k_0) T_m = \sum_{n=1}^M v_{m,n} [c_m^+ \exp(-k_0 q_m d) - c_m^-] \end{cases} \quad (11)$$

写成矩阵形式就是

$$\begin{bmatrix} I \\ iY_3 \end{bmatrix} [T] = \begin{bmatrix} WX & W \\ VX & -V \end{bmatrix} \begin{bmatrix} c^+ \\ c^- \end{bmatrix} \quad (12)$$

同时求解(10), (12)式得

$$\begin{bmatrix} I & 0 & -QQ_3 \\ ik_3 & 0 & \\ 0 & I & \\ 0 & iY_3 & -QQ_2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} T \\ R \\ c^+ \\ c^- \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ QQ_{11} \\ QQ_{12} \end{bmatrix} \quad (13)$$

式中: $QQ_2 = \begin{bmatrix} W & WX \\ V & -VX \end{bmatrix}$; $QQ_3 = \begin{bmatrix} WX & W \\ VX & -V \end{bmatrix}$; $QQ_{11} = [\delta_{n,0}]$, $QQ_{12} = [in_1 \delta_{n,0} \cos \theta]$ 。

需要注意的是,对方程(13)式求解,涉及到矩阵求逆的问题,而(13)式左边的系数矩阵在有些情况下(如光栅刻槽较深,周期较小等)为奇异阵,得不到正确的结果。因此需要对其进行LU或QR分解,确保解的稳定正确性。同时也不能够将(12)式中的 c^+ 和 c^- 用 T 来表示,并代回(10)式直接求解 T 和 R 。这是由于对角矩阵 X 的值很小,从而可能导致 QQ_2 和 QQ_3 出现零列。衍射效率定义为

$$DE_m = R_m R_m^* \operatorname{Re} \left(\frac{k_{1,zm}}{k_0 n_1 \cos \theta} \right), DE_{Tm} = T_m T_m^* \operatorname{Re} \left(\frac{k_{3,zm}}{k_0 n_1 \cos \theta} \right) \quad (14)$$

由能量守恒定律知,计算的反射和传输的衍射效率之和应等于1,这也可以用来对算法进行检验。但计算结果的稳定与否与计算选取的空间谐波次数有关,一般对于不同情况,必须大到一定程度,计算结果才能收敛。另外对于多层介质光栅的计算,涉及到许多矩阵求逆的计算,需要注意的是为了避免计算过程中奇异阵的出现,需要对矩阵先进行奇异值分解再求逆。

2 计算结果

2.1 计算模型的选取

由于计算的目的在于对取样光栅的结构尺寸对+1级衍射效率造成的影响获得一个定量的认识,因此计算模型选取的是用于三倍频激光能量取样的光栅。美LLNL的光栅结构如图1所示,周期为 $2\mu\text{m}$,刻槽深度 20nm ,占空比0.5。入射光为 $0.351\mu\text{m}$ 的三倍频光,熔石英基底的折射率为1.4715。实际光栅参数根据所要求的衍射效率作局部调整即可。以下以此标准来计算,计算中选取的空间谐波次数 M 为50。

2.2 计算结果与分析

在 $T = 2\mu\text{m}$, $d = 20\text{nm}$, $f = 0.5$, 正入射的情况下,计算所得的TE波的衍射效率为0.2808%, TM波为0.2739%, LLNL发表的文献中提及到计算的衍射效率为0.27^[2,3],但没有详细说明入射光的偏振态,但由于这种结构的光栅受偏振态的影响较小,因此可以认为本文的计算结果是正确的。

在其它参量不变的情况下,+1级衍射效率与入射角度、刻槽深度、光栅周期、占空比的关系分别如图2(a), (b), (c)和(d)所示。由图可见,由于光栅刻槽较浅,且光栅周期相对于波长而言有6个波长左右,因此总的来说不同偏振光对衍射效率的影响不大,接近标量近似。这一点由图2(c)明显可见,光栅周期较小时,TE和TM波的差别较大,随着周期变大,两者逐渐接近,这也正是光栅结构从矢量向标量范畴过渡的体现。图2(a)中衍射效率随入射角度的增加而增加,大约在 66° 时发生相反的变化,由于实际使用中不可能使用很大的角度,因此对于大于 20° 的入射角没有列出计算结果。图2(b)中TE和TM两种情况基本重合,这是由于光栅刻槽的归一化深度(0.06个波长)很小,但同时还可以看到光栅的槽深对衍射效率的影响较之其它参数为大,衍射效率与 d 近似成线性关系, d 变化 10nm ,衍射效率就改变

了 0.3% 左右。

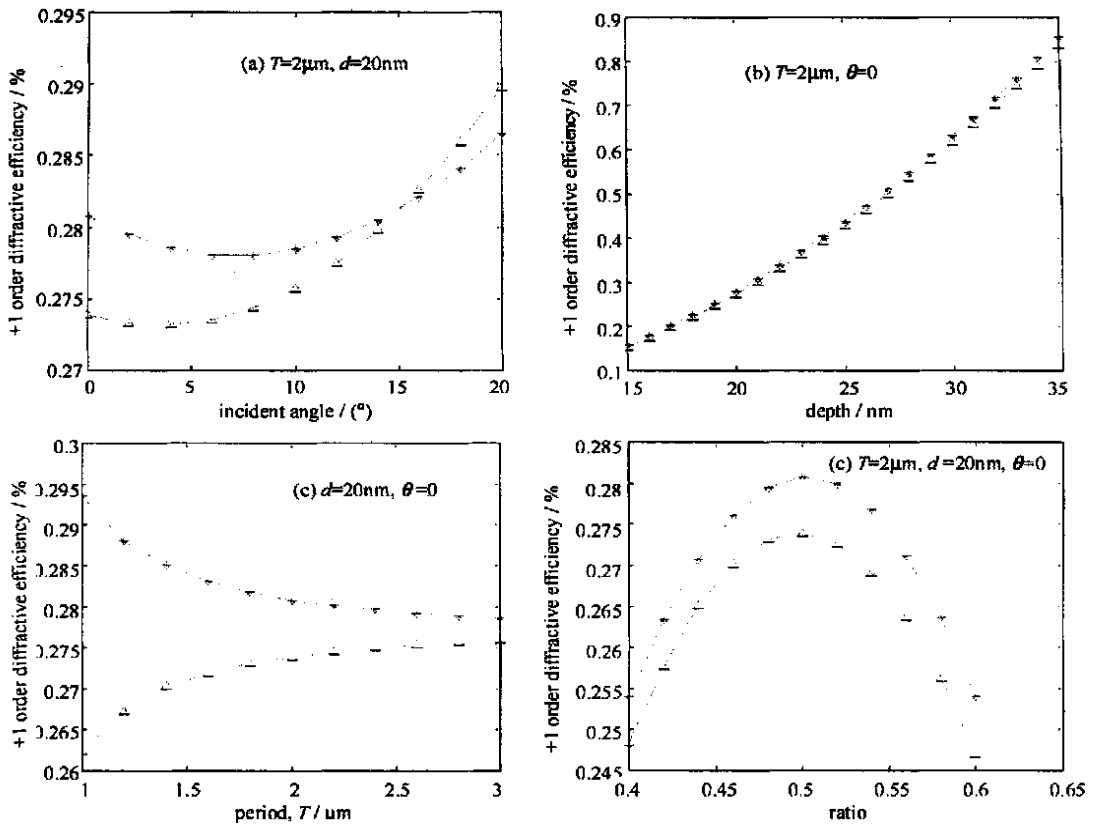


Fig 2 D diffractive efficiency of order + 1 as a function of (a) incident angle; (b) slot depth; (c) period T ; (d) f ($n_1=1, n_3=1.4715$; soiid line: TE; dashed line: TM)

图 2 + 1 级衍射效率与 (a) 入射角、(b) 刻槽深度、(c) 周期 T 、(d) 占空比的关系 (实线代表 TE 波, 虚线代表 TM 波)。

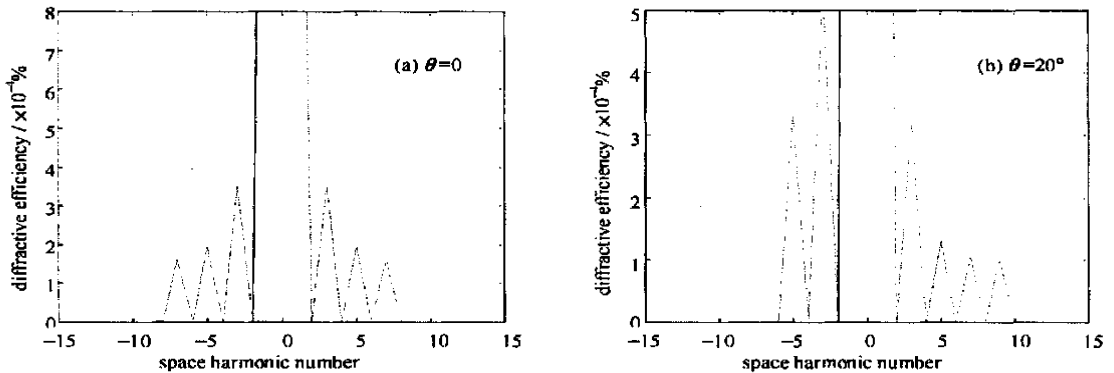


Fig 3 Diagram of diffractive efficiency of different space hamonic wave (TE wave, $T=2\mu\text{m}$, $d=20\text{nm}$, $n_1=1$, $n_3=1.4715$).

图 3 空间各阶谐波衍射效率示意图 (TE 波)

实际应用中, 为了避免鬼线的反射, 入射波通常要倾斜射入。图 3 用来说明不同入射角对各级谐波的衍射效率的影响。可见随着入射角变化, 正级数或负级数的衍射效率发生相反的变化。因此对于使用的 + 1 级衍射, 要注意入射角的正负取向。

由于实际湿法刻蚀中不可能做到绝对的矩形光栅结构, 因此有必要对不同槽形的光栅结构进行计算。对于浅槽的取样光栅而言, 经过湿法刻蚀后的形状为矩形或近似梯形, 因此假定其为如图 4 所示的梯形截面, 计算衍射效率与梯形倾角 β 的关系, 结果见图 5, 可见刻槽的梯形倾角大小对衍射效率基本

没有影响。

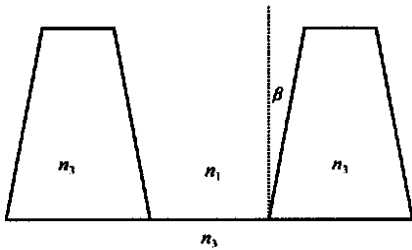


Fig 4 Geometry for the trapezoidal surface-relief grating
图 4 梯形槽示意图

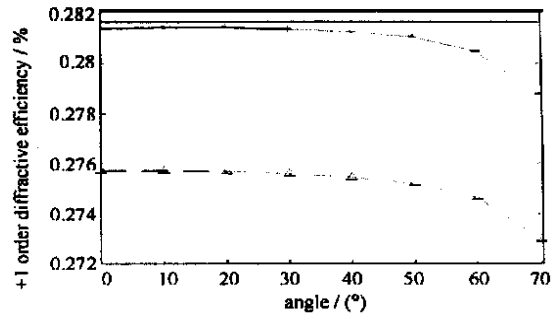


Fig 5 Diffraction efficiency of order +1 as a function of inclination angle for a trapezoidal surface-relief grating
图 5 梯形槽截面光栅的+1级衍射效率与 β 的关系

3 结 论

本文利用精确耦合波方法对用于 ICF 驱动中的取样光栅的衍射效率进行了计算, 计算表明在光栅的结构参数中, 光栅刻槽深度对衍射效率的影响较大, 在光栅的加工制作过程中必须加以特别的注意。由于这种光栅的周期较大, 刻槽较浅, 因此受不同偏振态入射的激光影响较小, 近似于标量范畴。同时从梯形槽的计算结果来看, 梯形倾角对衍射效率影响不大。

参考文献:

- [1] Britten J A. Low efficiency gratings for 3rd harmonic diagnostics application[J]. *SPIE*, 1997, **2633**: 121—128
- [2] Britten J A. Diffractive optics for the NIF[R]. *LLNL Monthly Report*, 1999, (2): 125: 134
- [3] 杨李茗, 杨国光. 小周期二元光学元件的矢量分析[J]. *光学学报*, 1999, (1): 106—112 (Yang L M, Yang G G. Vector analysis of miniperiod binary optics elements. *Optical Letters*, 1999, (1): 106—112)
- [4] Moharam M G. Formulation for stable and efficient implementation of the rigorous coupled-wave analysis of binary gratings[J]. *J Opt Soc Am A*, 1995, (12): 1068—1076
- [5] Moharam M G. Stable implementation of the rigorous coupled-wave analysis for surface-relief gratings: enhanced transmittance matrix approach[J]. *J Opt Soc Am A*, 1995, (12): 1077—1086
- [6] 樊树维. 二元光栅衍射特性的矢量分析[J]. *光学精密工程*, 1999, (5): 51—54 (Fan S W. Vector analysis of diffraction for binary grating. *Optics and Precision Engineering*, 2000, (2): 51—54)
- [7] 樊树维. 任意槽形光栅衍射特性的矢量理论分析与计算[J]. *光学精密工程*, 2000, (2): 6—10 (Fan S W. Vector analysis and computation of diffraction for arbitrary shape grating. *Optics and Precision Engineering*, 2000, (2): 6—10)

Vector theory analysis and numerical calculation for beam sampling grating used in ICF

CHAILI-qun, YANG Lir-ming, XU Qiao

(Chengdu Fine Optical Engineering Research Center, Chengdu 610041, China)

Abstract Beam sampling grating are used to send a known fraction of transmitted light into a calorimeter for energy diagnostics in final focusing optical system of ICF. This paper discusses diffraction efficiency as a function of period, slot depth, duty cycle and incident angle. The algorithm that we applied is rigorous coupled-wave analysis. By calculation, we can get some useful information for practical fabrication of the beam sampling grating.

Key words: ICF drivers; beam sampling grating; coupled-wave analysis; diffraction efficiency