

二元矩形软 X 射线衍射光栅的 标量区衍射理论*

邵建达 易 葵 袁利祥 王明利 范正修 王润文

(中国科学院上海光学精密机械研究所光学薄膜中心, 上海 201800)

摘 要 利用标量区衍射理论分析了正交二元矩形软 X 射线衍射光栅的光学特性, 给出了理论设计的初步结果。

关键词 衍射光栅, 标量区, 软 X 射线。

1 引 言

随着多层膜技术的日趋成熟与微电子制作技术的发展, 软 X 射线光学元件的研究逐步向可色散、聚焦及能控制软 X 射线的方向深入^[1]。其中软 X 射线衍射位相光栅就是多层膜反射镜的布喇格衍射特性与光栅特性的结合。它在高分辨率 X 射线谱仪、X 射线光刻以及可能实现的 X 射线激光腔中都将有十分重要的意义。

国际上对二维软 X 射线衍射光栅的研究已取得了部分结果^[2-5]。国内亦对二维软 X 射线多层膜衍射光栅的研究获得了良好结果, 并在同步辐射实验中取得了较为理想的结果^[6-7]。对三维二元衍射光栅的研究^[8, 9], 主要集中于作为太阳能吸收元件和表面减反射元件方面, 而作为软 X 射线的衍射元件, 未见报道。三维软 X 射线衍射光栅, 在改善衍射光光能的空间分布上有值得利用的地方。本文利用光栅衍射的标量区理论, 分析了二元矩形软 X 射线衍射光栅的衍射特性, 给出了初步的理论设计结果。

2 二元矩形光栅的标量区散射理论

如图 1 所示, 设有一正交二元光栅, Λ_x 、 Λ_y 分别为该光栅在 x 、 y 方向上的光栅周期常数, τ_x 、 τ_y 分别为其对应的占空系数, h 为光栅深度。光栅的表面形状函数为 $z = hg(x, y)$, 且 $[g(x, y)]_{\max} - [g(x, y)]_{\min} = 1$ 。

所谓的标量区理论是由 Loewen^[10]对金属光栅提出的一种适用于软 X 射线波段的光栅标量理论。在标量理论中, 一个标量区中的 p 偏振态与 s 偏振态的特性完全一致, 这时近似理论与严格的电磁理论有完全相同的结果。标量区近似理论的适用条件可归纳为: 1) 正入射或

* 国家自然科学基金资助项目。

收稿日期: 1996-12-16; 收到修改稿日期: 1997-02-21

3 设 计

从上面给出的傅里叶级数展开系数, 其模的平方即为各级的衍射系数 ζ_m 。从激光腔输出镜的角度进行设计, 一般要求 0 级与 1 级能量尽量大且相等。故以此为标准, 不难从上式中获得以下的结论:

为获得最大的衍射效率, 从 B_{00} 、 B_{n0} 、 B_{0m} 、 B_{nm} 式中的共有因子 $\exp(-2ikh)$ 中可以确定这时 $h = (2n + 1)\lambda/4$, ($n = 0, 1, \dots$)。从实际的制作效果看, h 取最小深度在工艺上更加可行。为使某一级衍射的效率与 0 级相等, 可以随意取其中的任一方向, 那么在另外一个方向上线空比可以按最大衍射效率的原则来确定。如果设计要求在 y 方向上获取相等的衍射耦合输出, 则在 x 方向上的线空比 τ_x/Λ_x 的衍射效率最大优化值为 0.5。然后在 y 方向上的线空比值成为调节两个衍射效率实现等量输出的唯一一个可调参数。考虑到高级次的系数中, 衍射效率与 n 、 m 的值成反比, 故取尽量低的衍射级次是获得尽量高的衍射效率的一个基本原则。现取 $B_{00} = B_{n0}$, 那么在 x 方向上的线空比为 0.5, 而在 y 方向上的线空比可求得为 0.61。

表 1 为在该设计参数下, 波长为 23.4 nm 的软 X 射线衍射斑点的衍射效率分布情况。

Table 1. The design efficiency of a 3-D lamellar diffraction grating for soft X-ray. The design parameters of the grating are: groove to pitch ratio 0.5, 0.61 in x , y directions respectively, 5.85 nm groove depth, calculated for 23.4 nm wavelength

diffraction efficiency (ζ_m)		orders (y)				
		- 2	- 1	0	1	2
orders (x)	- 2	0	0	0	0	0
	- 1	0.4	3.6	15.1	3.6	0.4
	0	1.0	9.0	15.2	9.0	1.0
	1	0.4	3.6	15.1	3.6	0.4
	2	0	0	0	0	0

4 讨 论

本文利用标量区理论, 推导了三维二元衍射光栅的设计公式, 为了验证该结果, 首先需证明该结果从三维情况退化到二维时必须与原有结果符合一致。为此, 可以令 τ_y/Λ_y 为 1, 这样 ζ_m 、 ζ_m 为零, 而取 h 为 15.44 nm, τ_x/Λ_x 为 0.5 时, 可以得到 $\zeta_0 = \zeta_{\pm 1} = 28.8\%$, 与已报道的二维光栅激光输出镜的设计结果完全一致^[6, 7]。

在二维光栅中已有证据表明, 在软 X 射线波段中标量区理论与严格的电磁场微分理论所导出的结果完全符合^[10]。所以可以认为在三维软 X 射线衍射光栅的设计中应用标量区理论给出的结果是可信的。与严格的三维衍射光栅的电磁场微分衍射理论相比, 本文给出的设计结果直观、简便。但具体标量区理论的近似所可能带来的误差影响, 还有待于互相之间的进一步比较。

本文只讨论了矩形表面的三维光栅, 这是从实际制作的可能来考虑的。至于还存在其它的表面图形, 并根据需要获得要求的衍射效率和空间分布, 这是进一步工作中的研究方向。

此外, 本文讨论仅局限于理论上的分析, 范围局限在软 X 射线波段, 是因为该波段对标量区理论所需要的全部要求都能很好地满足。关于其它波长的三维光栅的讨论, 正如引言中所述已有精确的电磁场微分理论进行了描述。下一步工作将主要在实验中获得验证。从本质

上来说,软 X 射线衍射光栅与其它波长的衍射光栅并无大的区别,一般的光栅制备技术即可用于软 X 射线衍射光栅。当然,软 X 射线衍射光栅要获得接近理论的衍射效率,其面形的精度与其它波长相比,要求更高。同样,为了从真正意义上实现软 X 射线的分光(较大的衍射角),其槽线的刻划密度当然应尽量地高。其两个不同方向的衍射角计算可以直接采用二维情况下的结论。从已有的二维结果来看^[6, 7],现有的微加工技术是可以保证获得一定的衍射效率的。所以从实验上应当可以实现本文设想。

参 考 文 献

- [1] T. W. Barbee, Jr., Performance of multilayer coated gratings at near normal incidence in the extreme ultraviolet. *Phys. Scripta*, 1990, **41**(6) : 740~ 744
- [2] A. M. Hawtyluk, N. M. Ceglio, D. G. Stearns *et al.*, Soft X-ray beamsplitters and highly dispersive multilayer mirrors for use as soft X-ray laser cavity components. *Proc. SPIE*, 1986, **688** : 81~ 90
- [3] T. W. Barbee, Jr., Combined microstructure X-ray optics. *Rev. Sci. Instrum.*, 1989, **60**(7) : 1588~ 1595
- [4] F. B. Orth, M. L. Ginter, Vouichi Yoshino *et al.*, Vacuum UV performance of a new 6.65 m concave diffraction grating with 4800 grooves/mm. *Appl. Opt.*, 1986, **25**(13) : 2218~ 2220
- [5] W. Jark, Enhancement of diffraction grating efficiencies in the soft X-ray region by a multilayer coating. *Opt. Commun.*, 1986, **60**(4) : 201~ 205
- [6] Yuan Lixiang, Fan Zhengxiu, Cui Mingqi *et al.*, Soft X-ray phase modulation multilayer dispersive element. *Opt. Engng.*, 1995, **34**(5) : 1508~ 1511
- [7] Yuan Lixiang, Fan Zhengxiu, Fabrication and performance of multilayer coated lamellar phase grating in the soft x-ray region. *Physica Scripta*, 1995, **51** : 680~ 682
- [8] J-J Greffet, C. Baylard, P. Versaevel, Diffraction of electromagnetic waves by crossed gratings: a series solution. *Opt. Lett.*, 1992, **17**(24) : 1740~ 1742
- [9] G. H. Derrick, R. C. McPhedran, Coated crossed gratings. *Appl. Phys.*, 1979, **18**(1) : 39~ 52
- [10] Erwin G. Loewen, On an asymptotic theory of diffraction gratings used in the scalar domain. *J. Opt. Soc. Am.*, 1978, **68**(4) : 496~ 502

An Optical Design of 3-D Diffraction Grating in Soft X-Ray Spectra Based on Scalar Theory

Shao Jianda Yi Kui Yuan Lixiang Wang Mingli
Fan Zhengxiu Wang Runwen

(Optical Coating Center, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics,
The Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800)

(Received 16 December 1996; revised 21 February 1997)

Abstract An asymptotic formalism used in the scalar domain is derived for studying the behavior of three-dimension diffraction gratings used in small groove pitch and near normal incidence for soft X-ray. The theory is applied to study 3-D lamellar gratings and results in a preliminary design.

Key words diffraction gratings, scalar domain, soft X-ray.

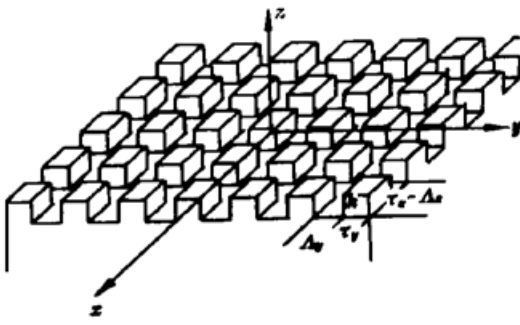


Fig. 1 A crossed grating of rectangular profile

为近正入射; 2) 光栅的深度 $h \rightarrow 0$; 3) 所用波长与光栅周期之比即 λ/d 要很小。对软 X 光波段的一般分光元件来说, 这样的条件是完全可以满足的。因此, 设波长为 λ 、振幅为单位振幅的平面入射波, 入射的方向角对 x, y, z 轴分别为 α, β, γ , 则其入射波矢可表示为

$$\mathbf{K} = k(L_x \mathbf{x} + M_y \mathbf{y} + N_z \mathbf{z}) = k(\cos \alpha \mathbf{x} + \cos \beta \mathbf{y} + \cos \gamma \mathbf{z}) \quad (1)$$

其中 $k = 2\pi/\lambda$ 。设入射场为单位振幅, 这样入射场在空间点 (x, y, z) 上的场量可表示为

$$E^i(x, y, z) = \exp [ik(\cos \alpha x + \cos \beta y + \cos \gamma z)] \quad (2)$$

在光栅的上部之衍射场, 可由瑞利展开式来表示

$$E^d(x, y, z) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} B_{nm} \exp(iL_{nm}x) \exp(iM_{nm}y) \exp(iN_{nm}z) \quad (3)$$

其中, L_{nm}, M_{nm}, N_{nm} 为方向余弦。

作为标量区理论, 不考虑各分量之间的互相耦合。考虑到 x, y 方向上均为周期结构, 有

$$L_{nm} = L_n = n2\pi/\Lambda_x + k \cos \alpha, \quad M_{nm} = M_m = m2\pi/\Lambda_y + k \cos \beta \quad (4)$$

在入射角不是很大的情况下, 所有衍射级次在 z 方向上的方向余弦可表示为

$$N_{nm} = -N_i = -k \cos \gamma \quad (5)$$

当光栅为反射型的良导体光栅, 其边界条件为: 当 $Z = hg(x, y)$ 时, 在光栅表面的场强为零, 故 $E^i(x, y, z) + E^d(x, y, z) = 0$ 。利用入射为正入射或近正入射这个条件, 于是可得

$$\sum_{n=-\infty}^{+\infty} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} B_{nm} \exp(in \frac{2\pi}{\Lambda_x} x) \exp(im \frac{2\pi}{\Lambda_y} y) = - \exp[-2ikhg(x, y)] \quad (6)$$

此等式可以看作是一个已知函数的傅里叶展开, B_{nm} 为展开式系数, 可表达为

$$B_{nm} = - \frac{1}{\Lambda_x} \frac{1}{\Lambda_y} \int_0^{\Lambda_x} \int_0^{\Lambda_y} \exp[-(in \frac{2\pi}{\Lambda_x} x + im \frac{2\pi}{\Lambda_y} y) - 2ikhg(x, y)] dx dy \quad (7)$$

对二元矩形光栅, $g(x, y)$ 之值在以下三个区间上为零, 即 $0 < x < \tau_x, \tau_y < y < \Lambda_y; \tau_x < x < \Lambda_x, 0 < y < \tau_y; \tau_x < x < \Lambda_x, \tau_y < y < \Lambda_y$ 。而在 $0 < x < \tau_x, 0 < y < \tau_y$ 区间上, $g(x, y)$ 值为 1。将上述条件代入, 可以求得当 $n = 0, m = 0$ 时, B_{00} 有如下结果

$$B_{00} = -1 + [1 - \exp(-2ikh)] \tau_x \tau_y / \Lambda_x \Lambda_y \quad (8)$$

当 $n = 0, m \neq 0$ 时

$$B_{0m} = (i/2m\pi) [\exp(-2ikh) - 1] [\exp(-i2m\pi\tau_y/\Lambda_y) - 1] \tau_x / \Lambda_x \quad (9)$$

当 $n \neq 0, m = 0$ 时

$$B_{n0} = (i/2n\pi) [\exp(-2ikh) - 1] [\exp(-i2n\pi\tau_x/\Lambda_x) - 1] \tau_y / \Lambda_y \quad (10)$$

而当 $n \neq 0, m \neq 0$ 时, B_{nm} 有如下形式

$$B_{nm} = \frac{1}{4nm\pi^2} [\exp(-2ikh) - 1] [\exp(-i2n\pi \frac{\tau_x}{\Lambda_x}) - 1] [\exp(-i2m\pi \frac{\tau_y}{\Lambda_y}) - 1] \quad (11)$$