

文章编号 : 0253-2239(2001)08-0980-07

二维表面浮雕结构的矢量衍射分析

鱼卫星 卢振武 王 鹏 翁志成

(中国科学院长春光学精密机械与物理研究所应用光学国家重点实验室, 长春 130022)

摘要: 利用等效介质理论, 通过严格的耦合波理论计算和分析了二维表面浮雕结构的反射效率与各种因素的关系, 给出了不同情况下的变化曲线, 同时计算出了该结构在正入射情况下的等效折射率系数。明确提出: 不管是对称的还是非对称的二维表面浮雕结构, 方位角和极化角的变化对其反射率的影响都不明显; 从而得出二维表面浮雕结构可以实现消偏振、减反的特性。分析了该结构的带宽限制, 给出了在给定结构下受限的带宽, 同时对浮雕高度加工误差对反射率的影响作了分析, 对实际工作有一定的指导意义。

关键词: 矢量衍射分析; 耦合波理论; 表面浮雕结构; 抗反射

中图分类号: TN201 文献标识码: A

1 引 言

70 年代末, 美国首次把超大规模集成电路技术用于光学领域, 二元光学从此诞生。如今随着半导体微电子加工技术和计算机技术的不断进步, 源于计算全息并以衍射原理为基础发展起来的二元光学及其元件的制作技术研究, 已成为当前光学领域十分活跃的研究领域。通过二元光学技术可以在物体表面制造出任意相位分布的所谓浮雕结构, 使其表面折射率分布达到所需要情况, 以便满足所要求的衍射效率或者其他一些目的。这就是利用等效介质理论通过在物体表面做出一定的浮雕结构使折射系数分布得到调制来模拟四分之一波长匹配层, 这方面的工作已有不少文献^[1-3]。通常这种表面浮雕结构具有一定的周期分布, 并且该周期一般来说处于波长量级(红外), 即所谓的小周期二元光学元件(亚波长结构)。一般来说这种光学元件的用途是很广泛的, 如在硅基底上制作小周期圆柱阵列可增强透射率^[4], 表面浮雕结构模拟全同介质可分别用作极化装置^[2]、相位板^[6,8]、波段滤波器^[6]、抗反射表面^[7]。对于这种小周期元件, 用标量衍射理论会产生较大的误差, 必须使用严格的矢量衍射理论。目前就国内来说, 将矢量衍射理论用于表面相位分布分析的大多集中于一维周期的情况^[8]。有关二维周期结构的矢量分析, 由于分析特别复杂、计算量大和收敛性等因素而鲜有文献报道。然而由于随着薄膜光学的发展, 人们越来越需要大量不同光学性质的

光学材料, 增透膜、梯度折射率膜、光学滤光片可以在衬底上蒸镀几层薄膜来实现, 但是因为镀膜材料只有有限的几种, 因而限制了最佳情况的几率。最新的理论和实验发现亚波长蚀刻光栅具有均匀的性质, 因此在材料的表面上蚀刻出二元光栅, 可以人工合成一个人造单轴或双轴薄膜: 电介质衬底的二维非对称二元光栅可以实现双轴薄膜的功效, 对称二维二元光栅可以实现单轴薄膜的功效^[9-11]。而对于这种周期性的二元光学元件的矢量计算, 一般来说有两种方法: 积分法, 微分法。积分法最适合于分析具有连续轮廓的光栅, 而微分法更适合于对具有离散级的轮廓进行分析。而且, 微分法相比较积分法而言需要进行的计算量要小得多。在微分方法中, 严格耦合波分析法和模式法得到了广泛的应用。而耦合波方法因原理简单、易于编制程序而得到光栅分析设计人员的喜爱。

国外已有不少文献对二维表面浮雕结构进行了计算, 但大多集中于算法^[12]而对其特性分析的都不是很详尽, 并且很少有涉及加工误差方面的分析。本文利用严格的耦合波矢量衍射理论对二维表面浮雕结构进行精确的计算和详尽的分析, 并对二维表面浮雕结构的一些特性以及加工误差的影响进行分析, 从而得出一些有用的结论。

2 二维表面浮雕结构的矢量解

2.1 二维表面浮雕结构的描述

如图 1 所示, 表面浮雕结构沿 x 和 y 方向的周期分别为 T_x 和 T_y , 而突出部分沿 x 和 y 方向分别为

l_x 和 l_y , 并认为该介质各向同性, 相对电介系数为 ϵ^{III} 。

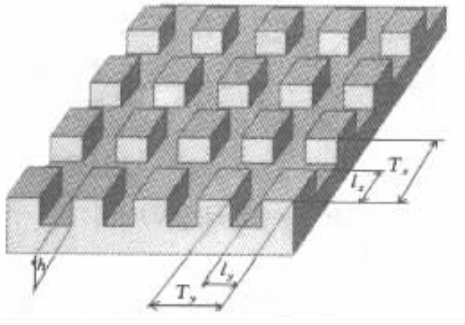


Fig.1 Diagram of two-dimensional surface-relief structure

则该结构上的介电系数可以表示为：

$$\epsilon(x, y) = \sum_{p=-\infty}^{+\infty} \sum_{q=-\infty}^{+\infty} \epsilon_{pq} \exp\left[i\left(p \frac{2\pi}{T_x}x + q \frac{2\pi}{T_y}y\right)\right],$$

$$p = 0, \pm 1, \dots; \quad q = 0, \pm 1, \dots \quad (1)$$

此处 ϵ_{pq} 为

$$\epsilon_{pq} = \frac{1}{T_x T_y} \int_0^{T_x} \int_0^{T_y} \epsilon(x, y) \times \exp\left[-i\left(p \frac{2\pi}{T_x}x + q \frac{2\pi}{T_y}y\right)\right] dx dy,$$

$$p = 0, \pm 1, \dots; \quad q = 0, \pm 1, \dots \quad (2)$$

同理有：

$$\frac{1}{\epsilon(x, y)} = \sum_{p=-\infty}^{+\infty} \sum_{q=-\infty}^{+\infty} \bar{\epsilon}_{pq} \exp\left[i\left(p \frac{2\pi}{T_x}x + q \frac{2\pi}{T_y}y\right)\right],$$

$$p = 0, \pm 1, \dots; \quad q = 0, \pm 1, \dots \quad (3)$$

而 $\bar{\epsilon}_{pq}$ 为：

$$\bar{\epsilon}_{pq} = \frac{1}{T_x T_y} \int_0^{T_x} \int_0^{T_y} \frac{1}{\epsilon(x, y)} \times \exp\left[-i\left(p \frac{2\pi}{T_x}x + q \frac{2\pi}{T_y}y\right)\right] dx dy,$$

$$p = 0, \pm 1, \dots; \quad q = 0, \pm 1, \dots \quad (4)$$

2.2 严格矢量解描述

首先给出求解时所建立的坐标系如图 2 所示。

这里, 可以把所求解区域分为三部分, 如图 3 所示。区域 1: $z < 0$ 为自由空间, 介电系数为 ϵ^{I} ; 区域 2 $0 \leq z \leq h$ 为表面浮雕结构区, 介电系数分布为 $\epsilon(x, y)$; 区域 3: $h < z$ 为均匀介质区, 介电系数为 ϵ^{III} 。

在区域 1, 入射平面波在笛卡儿坐标系中的关系如图 2 所示。可以表示为：

$$E(x, y, z) = (u_x \mathbf{x} + u_y \mathbf{y} + u_z \mathbf{z}) \times \exp[i(k_{x0}x + k_{y0}y + k_{z0}z)] \quad (5)$$

其中各参数为：

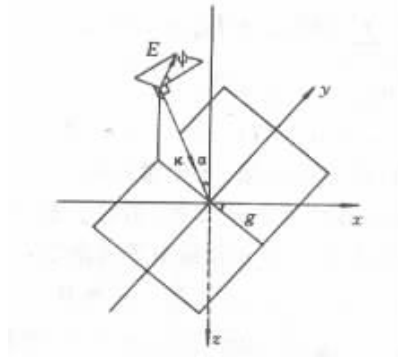


Fig.2 The founded coordinate system and the relation between incident plane wave and it for getting the vector solution

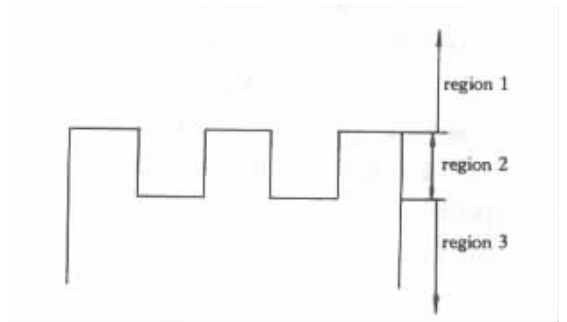


Fig.3 Subarea diagram of surface-relief structure

$$u_x = \cos\psi \cos\alpha \cos\delta - \sin\psi \sin\delta,$$

$$u_y = \cos\psi \cos\alpha \sin\delta + \sin\psi \cos\delta,$$

$$u_z = -\cos\psi \sin\delta,$$

$$k_{x0} = k_0 \sin\alpha \cos\delta,$$

$$k_{y0} = k_0 \sin\alpha \sin\delta,$$

$$k_{z0} = k_0 \cos\alpha,$$

$$k_0 = 2\pi\lambda,$$

λ 为自由空间中的波长。于是在均匀区域 1 和区域 3 中, 由瑞利展开可把总电场分别表示为

$$E^{\text{I}}(x, y, z) = E^{\text{I}}(x, y, z) + \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} R_{mn} \exp[i(k_{xm}x + k_{yn}y - k_{zmn}^{\text{I}}z)],$$

$$m = 0, \pm 1, \dots; \quad n = 0, \pm 1, \dots, \quad (6)$$

$$E^{\text{III}}(x, y, z) = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} T_{mn} \exp\{i[k_{xm}x + k_{yn}y + k_{zmn}^{\text{III}}(z - h)]\},$$

$$m = 0, \pm 1, \dots; \quad n = 0, \pm 1, \dots \quad (7)$$

在区域 2 中, 电场和磁场可以表示为：

$$E^{\text{II}}(x, y, z) = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} (E_{nm}^x \mathbf{x} + E_{nm}^y \mathbf{y} + E_{nm}^z \mathbf{z}) \times \exp[i(k_{xm}x + k_{yn}y)],$$

$$m = 0, \pm 1, \dots; \quad n = 0, \pm 1, \dots \quad (8)$$

$$H^{\parallel}(x, y, z) = (\epsilon_0, \mu_0)^{1/2} \times \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} (H_{mn}^x \mathbf{x} + H_{mn}^y \mathbf{y} + H_{mn}^z \mathbf{z}) \times \exp[i(k_{xm}x + k_{yn}y)],$$

$$m = 0, \pm 1, \dots; \quad n = 0, \pm 1, \dots \quad (9)$$

可以看出:在光栅区域,波矢量没有 z 分量,这是由弗洛盖(Floquet)定理决定的,并在光栅理论中非常重要。而波矢量 x 和 y 分量由下式决定:

$$k_{xm} = k_{x0} + m2\pi/T_x, \quad m = 0, \pm 1, \dots \quad (10)$$

$$k_{yn} = k_{y0} + n2\pi/T_y, \quad m = 0, \pm 1, \dots \quad (11)$$

而在区域 1 和区域 3,波矢量的 z 分量为

$$k_{zmn}^I = (k_0^2 \epsilon^I - k_{xm}^2 - k_{yn}^2)^{1/2},$$

$$m = 0, \pm 1, \dots; \quad n = 0, \pm 1, \dots \quad (12)$$

$$k_{zmn}^{III} = (k_0^2 \epsilon^{III} - k_{xm}^2 - k_{yn}^2)^{1/2},$$

$$m = 0, \pm 1, \dots; \quad n = 0, \pm 1, \dots \quad (13)$$

下面从麦克斯韦方程出发来求解,在求解时都假定时间因子为 $\exp(-i\omega t)$, 由

$$\nabla \times \mathbf{E} = i\omega\mu_0\mu\mathbf{H}, \quad \nabla \times \mathbf{H} = -i\omega\epsilon_0\epsilon\mathbf{E},$$

得

$$i\omega\mu_0\mu H^x = (\partial/\partial y)E^z - (\partial/\partial z)E^y,$$

$$i\omega\mu_0\mu H^y = (\partial/\partial y)E^x - (\partial/\partial z)E^z,$$

$$i\omega\mu_0\mu H^z = (\partial/\partial y)E^y - (\partial/\partial z)E^x,$$

和

$$-i\omega\epsilon_0\epsilon E^x = (\partial/\partial y)H^z - (\partial/\partial z)H^y,$$

$$-i\omega\epsilon_0\epsilon E^y = (\partial/\partial y)H^x - (\partial/\partial z)H^z,$$

$$-i\omega\epsilon_0\epsilon E^z = (\partial/\partial y)H^y - (\partial/\partial z)H^x,$$

消去 z 分量并把(8)式和(9)式代入(13)式得^[14]

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial}{\partial z} E_{mn}^x &= ik_0 H_{mn}^y - (k_{xm}k_0) \times \\ &\sum_{p=-\infty}^{+\infty} \sum_{q=-\infty}^{+\infty} \epsilon_{m-p, n-q} [k_{xp} H_{pq}^y - k_{yq} H_{pq}^x], \\ \frac{\partial}{\partial z} E_{mn}^y &= -ik_0 H_{mn}^x - (k_{yn}k_0) \times \\ &\sum_{p=-\infty}^{+\infty} \sum_{q=-\infty}^{+\infty} \epsilon_{m-p, n-q} [k_{xp} H_{pq}^y - k_{yq} H_{pq}^x], \\ \frac{\partial}{\partial z} H_{mn}^x &= (k_{xm}k_0) [k_{xm} E_{mn}^y - k_{yn} E_{mn}^x - \\ &ik_0 \sum_{p=-\infty}^{+\infty} \sum_{q=-\infty}^{+\infty} \epsilon_{m-p, n-q} E_{pq}^y] \\ \frac{\partial}{\partial z} H_{mn}^y &= (k_{yn}k_0) [k_{xm} E_{mn}^y - k_{yn} E_{mn}^x + \\ &ik_0 \sum_{p=-\infty}^{+\infty} \sum_{q=-\infty}^{+\infty} \epsilon_{m-p, n-q} E_{pq}^x]. \end{aligned} \right\} (14)$$

又由电磁场的边界条件知,电磁场的切向分量在边

界处必定连续,从而得到

在 $z = 0$ 处有

$$\left. \begin{aligned} u_x \delta_{m0} \delta_{n0} + R_{mn}^x &= E_{mn}^x(0), \\ u_y \delta_{m0} \delta_{n0} + R_{mn}^y &= E_{mn}^y(0), \\ \delta_{m0} \delta_{n0} (k_{y0} u_z - k_{z0} u_y) + k_{yn} R_{mn}^z + \\ k_{zmn}^I R_{mn}^y &= k_0 H_{mn}^x(0), \\ \delta_{m0} \delta_{n0} (k_{z0} u_x - k_{x0} u_z) - k_{zmn}^I R_{mn}^x - \\ k_{zmn} R_{mn}^z &= k_0 H_{mn}^y(0). \end{aligned} \right\} (15)$$

在 $z = h$ 处有

$$\left. \begin{aligned} E_{mn}^x(h) &= T_{mn}^x, \\ E_{mn}^y(h) &= T_{mn}^y, \\ k_0 H_{mn}^x(h) &= k_{yn} T_{mn}^z - k_{zmn}^{III} T_{mn}^y, \\ k_0 H_{mn}^y(h) &= k_{zmn}^{III} T_{mn}^x - k_{xm} T_{mn}^z. \end{aligned} \right\} (16)$$

同时因为在各向同性介质中波矢量与电场垂直,故又有

$$\left. \begin{aligned} k_{xm} R_{mn}^x + k_{yn} R_{mn}^y - k_{zmn} R_{mn}^z &= 0, \\ k_{xm} T_{mn}^x + k_{yn} T_{mn}^y + k_{zmn} T_{mn}^z &= 0. \end{aligned} \right\} (17)$$

2.3 数值解

对于以上代数方程(14)式~(17)式的解答,利用文献 14 的方法。设

$$\left. \begin{aligned} E_{mn}^x &= \sum_{g=-\infty}^{+\infty} c_g \omega_{1mn, g} \exp(\lambda_g z), \\ E_{mn}^y &= \sum_{g=-\infty}^{+\infty} c_g \omega_{2mn, g} \exp(\lambda_g z), \\ H_{mn}^x &= \sum_{g=-\infty}^{+\infty} c_g \omega_{3mn, g} \exp(\lambda_g z), \\ H_{mn}^y &= \sum_{g=-\infty}^{+\infty} c_g \omega_{4mn, g} \exp(\lambda_g z). \end{aligned} \right\} (18a)$$

把(18)式代入(14)式,且根据矩阵的特征方程:

$$\lambda \omega = A \omega, \quad (18b)$$

其中 λ 为由特征值 λ_g 组成的对角矩阵, ω 是由与 λ_g 对应的 $\omega_{xmn, g}$ ($x = 1, 2, 3, 4$)组成的特征矢量矩阵,而 A 是常数系数矩阵,形式如下:

$$A = \begin{bmatrix} 0 & A_{12} \\ A_{21} & 0 \end{bmatrix}, \quad (19)$$

则只须对矩阵 A 求特征值和特征矢量就可以直接求得 λ ,一般来说这个过程很复杂,但本文利用 matlab 语言只需要一个函数语句就能做到,大大地提高了计算速度。

求出 λ_g 和 $\omega_{xmn, g}$ 后,再代入(15)式~(17)式,解出 R_{mn} 和 T_{mn} ,则可得到反射率和透射率分别为

$$\left. \begin{aligned} \eta_{mn}^I &= \text{Re} \left\{ k_{zmn}^I k_{z00}^I \right\} R_{mn}^2, \\ \eta_{mn}^{III} &= \text{Re} \left\{ k_{zmn}^{III} k_{z00}^{III} \right\} T_{mn}^2. \end{aligned} \right\} \quad (20)$$

至此,通过严格耦合波分析法得出了平面波通过二维表面浮雕结构的反射率和透射率。

另外值得指出的是,由能量守恒必然有(这里不考虑介质的吸收)

$$\sum_{m=-\infty}^{+\infty} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} (\eta_{mn}^I + \eta_{mn}^{III}) = 1. \quad (21)$$

此式对于实际计算来说是非常重要的,因为上式成立与否直接决定了算法是否收敛。

2.4 二维表面浮雕结构的等效折射系数求解

求出二维表面浮雕结构的反射率后就可以求出其等效折射系数。而此正是建立在等效介质理论的基础上的。该理论把表面浮雕结构看作等效厚度为 h 的一层膜来处理。

设各区域的折射率分别为 n_1 和 n_3 ,而二维表面浮雕结构的等效折射率为 n_{eff} ,则当平面波垂直入射时反射率可以表示为^[15]:

$$\eta = \left| \frac{n_1 n_3 - n_{\text{eff}}^2}{n_1 n_3 + n_{\text{eff}}^2} \right|^2. \quad (22)$$

故由(21)式和(22)式联立可解出该结构的等效折射率。

3 数值结果和讨论

由于实际计算中级次不可能取到无穷多,必须截断。严格来说,级次越多所得结果应该越好,但实际中为了节约机时、提高运算速度,可以对级次作以适当的截断。由(12)式、(13)式、(20)式可知,当 $|m|$ 和 $|n|$ 大到一定值时, k_{zmn}^I 和 k_{zmn}^{III} 实部为零,则 η_{mn}^I 和 η_{mn}^{III} 为零,所以由此在计算时只须取到比此时的 $|m|$ 和 $|n|$ 大 1 即可。这样一来既保证了计算速度的提高、计算时间的节省,同时也使得计算结果的收敛性得以保证。本文计算 $|m|$ 和 $|n|$ 均取到 5,而计算结果的收敛性特别好。

图 4~图 8 为根据以上理论按照不同的实际情况计算得出的结果。

图 4 是当在两个方向的周期和填充系数相等时,表面浮雕结构的折射率随着周期变化的曲线。从图中可以看出:反射率随着表面浮雕结构的周期增大而呈单调递增的趋势,而当表面浮雕结构的周期小于 0.18λ 时,正入射下的反射率将开始趋向零。

图 5 为表面浮雕结构的反射率随浮雕高度的变

化曲线。与一维浮雕结构的变化规律基本相同,二维表面浮雕结构的反射率随浮雕高度的变化而成周期变化,反射率变化的周期为 0.405λ ,当高度分别为 0.205λ 、 0.610λ 等值时,此时会出现反射率为零的情况,这一临界情况在许多方面都具有十分重要的实际应用。

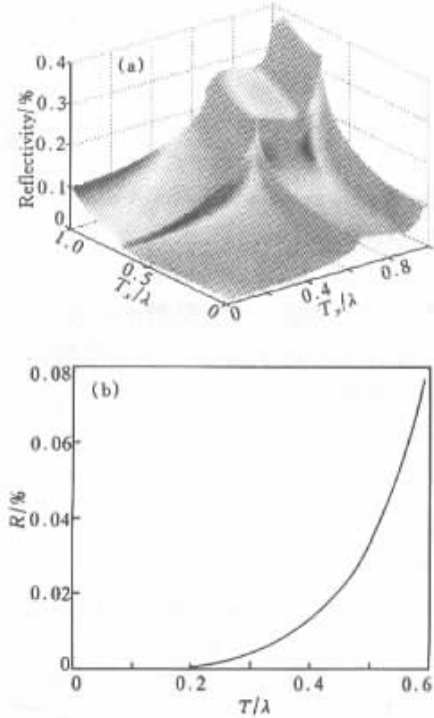


Fig. 4 (a) The relation between reflectivity and period of one surface-relief structure. The parameter are: $L_x = 0.7T_x$; $L_y = 0.7T_y$; $h = 0.205\lambda$; $\psi = 90^\circ$; $\alpha = \delta = 0^\circ$; (b) The the relation between reflectivity and period of one surface-relief structure. Here period of two directions are same. Each parameter are: $L_x = 0.7T_x$; $L_y = 0.7T_y$; $h = 0.205\lambda$; $\psi = 90^\circ$; $\alpha = \delta = 0^\circ$

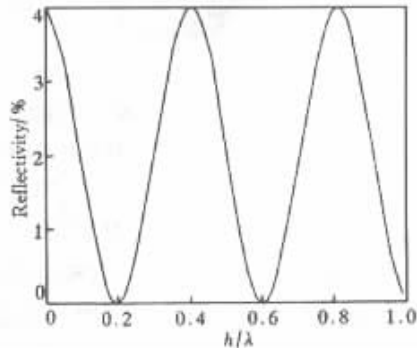


Fig. 5 The relation between reflectivity and the height of surface-relief. Each parameter are: $T_x = T_y = 0.1\lambda$; $L_x = L_y = 0.7\lambda$; $\psi = 90^\circ$; $\delta = \alpha = 0^\circ$

图 6 为表面浮雕结构的反射率随着入射角变化的曲线,当表面浮雕结构的高度和周期一定时,反射

率随入射角的增大也同样增大,从图 6 所示情况来看当入射角小于 15°时,反射率趋向零。

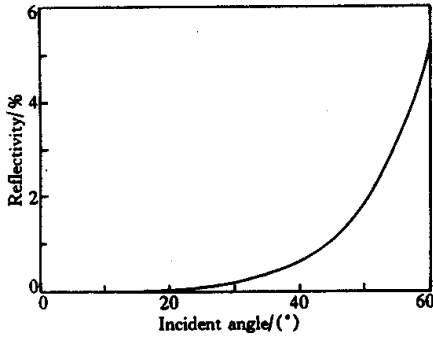


Fig. 6 The relation between reflectivity and incident angle. The parameters are : $T_x = T_y = 0.1\lambda$; $l_x = l_y = 0.7T_x$; $h = 0.2\lambda$; $\psi = 90^\circ$; $\delta = 0^\circ$

图 7 为表面浮雕结构的反射率随着方位角变化的曲线。计算表明对于对称的表面浮雕结构来说,当方位角变化时,反射率并不发生变化(或者说变化非常小),而当该结构的两个方向的周期不相等时,也即对非对称的表面浮雕结构来说,则反射率明显地与方位角有关系,但是我们可以看到在图中给定的参数条件下,其反射率的变化在 10^{-5} 的数量级。由此可以看出对于二维表面浮雕结构,方位角的变化对反射率的影响是很小的。

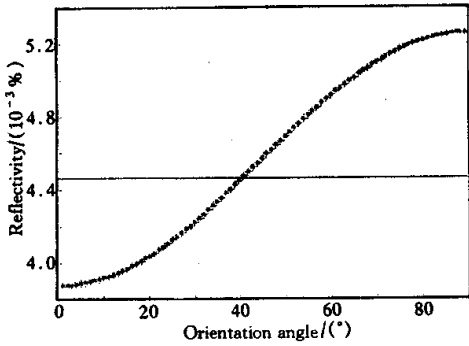


Fig. 7 The relation between reflectivity and orientation angle. The parameters are : $h = 0.2\lambda$; $\psi = 90^\circ$; $\alpha = 0^\circ$; where line : $T_x = T_y = 0.1\lambda$; $l_x = l_y = 0.7T_x$; curve : $T_x = 0.1\lambda$; $T_y = 0.15\lambda$; $l_x = 0.7T_x$; $l_y = 0.7T_y$

图 8 为利用严格耦合波方法计算的正入射下表面浮雕结构的填充系数与等效折射率的关系曲线,可见本文的计算与参考文献 [1] 利用不同公式计算的结果是完全一致的。

图 9 为表面浮雕结构的偏振特性曲线。计算表明对于对称的表面浮雕结构来说,当极化角变化时,反射率并不发生变化(或者说变化非常小),而当该结构的两个方向的周期不相等时,也即对非对称的

表面浮雕结构来说,则反射率明显地与极化角有关系,但是我们可以看到在图中给定的参数条件下,其反射率的变化在 10^{-5} 的数量级。由此可以看出对于二维表面浮雕结构,极化角的变化对反射率的影响是很小的。由此可以得出二维表面浮雕结构具有可以消去偏振的特性。

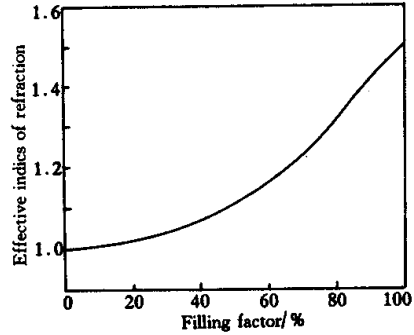


Fig. 8 The relation between effective indices of refraction index and filling factor. The parameters are : $T_x = T_y = 0.1\lambda$; $n_1 = 1$; $n_3 = 1.5$

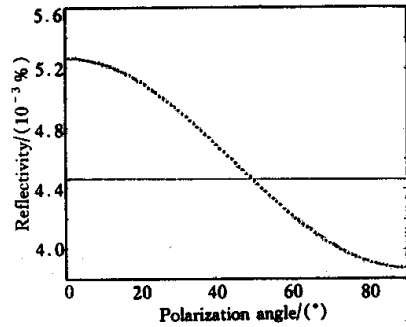


Fig. 9 Polarization characteristic of surface-relief structure. The parameters are : $h = 0.205\lambda$; $\alpha = \delta = 0^\circ$; where line : $T_x = T_y = 0.1\lambda$; $l_x = l_y = 0.7T_y$; curve : $T_x = 0.1\lambda$; $T_y = 0.15\lambda$; $l_x = 0.7T_x$; $l_y = 0.7T_y$

图 10 为表面浮雕结构的高度误差与反射率的关系,这里取所要求的高度为 0.205λ 。可以看出当浮雕结构的高度变化时,反射率变化曲线很陡,而当浮雕高度相对所要求的高度从 -0.065λ 变化到 0.065λ 时,反射率的变化不会超过 1%。

图 11 为入射到表面浮雕结构上的平面波波长变化时反射率的变化情况曲线,从图中可以知道当入射波长比中心波长小时,反射率增加得很快,当入射波长比中心波长小时,反射率很快上升到一定程度后开始变缓而无限渐进趋向于 4%。同时可看出当波长从 0.74λ 变化到 1.45λ 时,反射率不会超过 1% ;也就是说要求反射率不超过 1% 时,其允许的带宽变化约为 0.71λ 。这里,我们可以明显地得出

按给定的中心波长设计的表面浮雕结构其带宽限制跟中心波长成正比,中心波长越长带宽越宽,反之则越短。

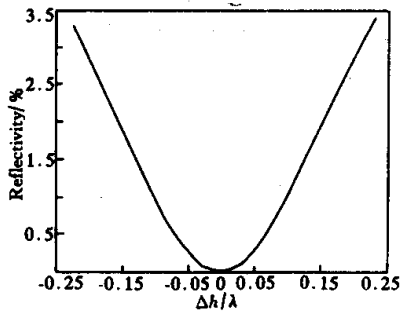


Fig. 10 The relation between height error and reflectivity, here the required height is $h = 0.205\lambda$, other parameters: $T_x = T_y = 0.1\lambda$; $l_x = l_y = 0.7T_x$; $\psi = \delta = 0^\circ$

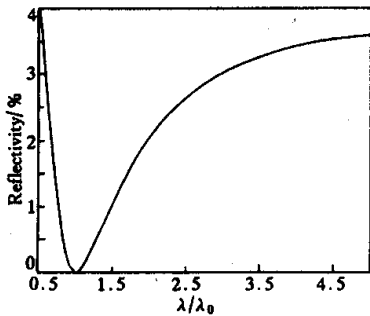


Fig. 11 The relation between reflectivity and incident wavelength, here the magnitude of abscissa is multiple of center wavelength of the given relief structure, the parameters of the structure: $T_x = T_y = 0.1\lambda$; $l_x = l_y = 0.7T_x$; $h = 0.205\lambda$; $\psi = \delta = 0^\circ$

结论 本文将由 Moharam 创建的一维矢量耦合波理论应用到了更加复杂的二维表面浮雕结构。从计算过程可以看出,耦合波理论是严格的矢量理论,自始至终满足能量守恒定律,与一维矢量耦合波 TM 模分析不同^[13],在二维表面浮雕结构的矢量衍射分析过程中,并没有遇到收敛性差的问题。

通过计算得出了各种因素与反射率之间的关系。当满足特定的条件时,如周期小于 0.18λ 、浮雕高度为 0.205λ 、入射角小于 15° (当这些条件同时满足时),二维表面浮雕结构具有实现零反射特性,这一零反射特性在很多方面都有极其重要的作用。而且,从计算结果可以发现,不管是对称还是非对称的二维表面浮雕结构,方位角和极化角对反射率的影响很小,几乎可以忽略,从而利用二维表面浮雕结

构可以达到消偏振的目的。

同时利用等效介质理论通过所求得的反射率计算出了入射下的表面浮雕结构的等效折射系数,并与文献 [1] 比较,结果是一致的。

另外本文还对表面浮雕结构的高度加工误差对反射率的影响作了分析。同时也对一给定结构参数及中心波长的表面浮雕结构,分析了其带宽受限的特性,得出了按给定的中心波长设计的表面浮雕结构其带宽限制跟中心波长成正比的结论。这都给实际制作提供了一定的参考价值。

参 考 文 献

- [1] Gramm E B, Moharam M G, Pommet D A. Artificial uniaxial and biaxial dielectrics with use of two-dimension subwavelength binary gratings. *J. Opt. Soc. Am. (A)*, 1994, **11**(10):2695~2703
- [2] Cescato L H, Gluch E, Streibl N. Holographic quarter-wave plates. *Appl. Opt.*, 1990, **29**(22):3286~3290
- [3] Haidner H, Kipfer P, Stork W *et al.*. Zero-order grating used as an distributed index medium. *Optik*, 1991, **89**(3):107~112
- [4] Stork W, Streibl N, Haidner H *et al.*. Artificial distributed-index media fabricated by zero-order gratings. *Opt. Lett.*, 1991, **16**(24):1921~1923
- [5] Farn M W. Binary gratings with increased efficiency. *Appl. Opt.*, 1992, **31**(22):4453~4458
- [6] Wang S S, Magnusson R, Bagby J S *et al.*. Guided-mode resonances in planar dielectric-layer diffraction grating. *J. Opt. Soc. Am. (A)*, 1990, **7**(8):1470~1475
- [7] Raguin D, Morris G M. Antireflection structured surfaces for the infrared spectral region. *Appl. Opt.*, 1993, **32**(7):1154~1167
- [8] 杨李茗, 杨国光, 叶 钧. 小周期二元光学元件的矢量分析. *光学学报*, 1999, **19**(1):106~112
- [9] Gaylord T K, Glytsis E N, Moharam M G. Zero-reflectivity homogeneous layers and high spatial frequency surface-relief gratings on loss materials. *Appl. Opt.*, 1978, **26**(15):3123~3135
- [10] Grann E B, Moharam M G. Comparison between continuous and discrete subwavelength gratings structures for antireflection surfaces. *J. Opt. Soc. Am. (A)*, 1996, **13**(5):988~992
- [11] Li Fengli, Haggans C W. Convergence of the coupled-wave method for the metallic lamellar diffraction gratings. *J. Opt. Soc. Am. (A)*, 1993, **10**(6):1184~1189
- [12] Li Fengli. New formulation of the Fourier modal method for crossed surface-relief gratings. *J. Opt. Soc. Am. (A)*, 1997, **14**(10):2758~2767
- [13] Soon Ting Han, Yuh-Luen Tsao, Walser R M *et al.*. Electromagnetic scattering of two-dimensional surface-relief dielectric gratings. *Appl. Opt.*, 1992, **31**(13):2343~2352
- [14] Moharam M G, Gaylord T K. Three-dimensional vector

coupled-wave analysis of planar-grating diffraction. *J. Opt. Soc. Am.*, 1983, **73**(9):1105~1112

[15] M. 波恩, E. 沃耳夫. 光学原理. 杨葭荪等译校. 北京: 科学出版社, 1978. 92

Vector Analysis of Two-Dimensional Surface-Relief Structure Diffraction

Yu Weixing Lu Zhenwu Wang Peng Weng Zhicheng

(*State Key Laboratory of Applied Optics, Changchun Institute of Optics, Fine Mechanics and Physics, The Chinese Academy of Sciences, Changchun 130022*)

(Received 17 January 2000; revised 29 May 2000)

Abstract: By using of effective-medium theory, the reflective efficiency of two-dimensional surface-relief structure is computed and analysed in various conditions through computation of rigorous coupled wave method. Several curves are presented in various conditions. Effective medium index of that structure is computed when plane wave normalized on the structure. It is indicated that variation of orientation and polarization angle make less effect on reflectivity for both symmetric or asymmetric structure. The result giving characteristic of anti-polarization and anti-reflective is obtained. The bandwidth limitation is analysed and its magnitude is given. While, the effect of manufacture error of relief height on reflectivity is analysed. It has a certain instruction significance to the practical work.

Key words: vector analysis of diffraction; theory of rigorous coupled wave; surface-relief structure; antireflection