

# 可见光波段双层浮雕型导模共振滤波器设计与分析\*

麻健勇<sup>1)†</sup> 刘世杰<sup>1)‡</sup> 魏朝阳<sup>1)‡</sup> 晋云霞<sup>1)</sup> 赵元安<sup>1)</sup> 邵建达<sup>1)</sup> 范正修<sup>1)</sup>

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)

(2007 年 11 月 8 日收到, 2007 年 12 月 11 日收到修改稿)

基于傅里叶模式理论分析了双层浮雕型导模共振光栅的共振效应, 分别讨论了光栅的槽深、剩余厚度、周期以及填充系数对峰值反射率、带宽、旁带反射率的影响. 数据计算表明, 欠刻蚀情形的误差宽容度远远优于过刻蚀情形, 两者在光栅槽深相对误差小于 15% 的范围内, 都能保证共振峰的衍射效率高于 99.5%, 在相同的误差范围内, 共振峰线宽的相对误差将分别达到 7% 和 60%, 因此厚度误差集中反映在对共振线宽的改变上. 另外, 光栅周期和填充系数的变化将明显改变共振峰中心波长和线宽.

关键词: 导模共振, 平面波导, 窄带滤波

PACC: 4225, 4225G

## 1. 引言

导模共振效应是波导所支持的导模(泄漏模)受到光栅衍射级次的激发, 从而引起衍射光场能量的重新分配, 使光场相对于入射角或波长等物理量的微小变化而出现突变<sup>[1,2]</sup>. 基于导模共振效应的滤波元件, 是一种新型的衍射光学元件, 具有衍射效率高、共振波长和带宽可控以及在宽光谱范围极低反射率等优良特性, 特别地, 对于亚波长导模共振光栅, 由于所有高级次的衍射波都受到截止, 可以实现反射场和透射场峰值衍射效率在极窄的带宽内相互切换, 从而实现高精度的光学开关, 另外这种光栅在理论上可以得到 100% 的反射光(透射光), 且能得到极窄的带宽, 这对于极窄带梳状滤波器的研究具有十分重要的意义. 结合薄膜光学中的抗反射设计, 可以在层数很少的情况下获得高质量的滤波元件<sup>[3-5]</sup>. 因此, 导模共振滤波元件在光开关、波分复用、偏振和消偏振元件以及激光谐振腔等领域<sup>[6]</sup>得到了极大的重视.

对于可见光谱范围常见的浮雕型导模共振光栅具有结构简单、易于制作和过程控制以及材料易于选择等诸多优点, 本文采用双层浮雕型的光栅结构, 结合薄膜光学的抗反射特性, 设计了中心波长在可

见光波段的导模共振滤波器, 详细分析了滤波器各个参数误差对峰值衍射效率、共振线宽以及共振峰位置的影响, 并提供了获得性能优良滤波器的误差宽容度.

首先由多层平面波导本征方程计算出仅支持  $TE_0$  的波导层截止厚度, 然后结合薄膜光学的抗反射条件确定光栅槽深和剩余厚度的设计值, 当然基底层和波导层的折射率应该满足导模共振效应存在的必要条件, 然后采用严格的矢量衍射理论——傅里叶模式理论(FMM)<sup>[7,8]</sup> 详细分析光栅参数的误差对共振峰特性的影响, 最后通过数值计算得出一些很有意义的结果, 对可见光波段浮雕型导模共振滤波器的制作提供重要的指导.

## 2. 双层导模共振光栅设计

傅里叶模式理论是用于光栅衍射特性分析的矢量方法, 它不受几何结构、介质性质的影响而具有普遍的适用性, 其物理概念清晰、公式简洁、计算速度快, 数值计算的稳定性和收敛性都很好<sup>[8]</sup>. 求解的基本思路: 首先对任意面型的光栅进行等厚或者等宽分层, 然后在每一分层内对电磁场做傅里叶级数展开, 求解麦克斯韦方程组, 将其转化为本征模式场

\* 国家自然科学基金(批准号:10704079)资助的课题.

† 通讯联系人. E-mail: mjy6000@163.com

的求解问题,并在每一分层内匹配电磁场的边界条件,最后采用递推算法<sup>[9]</sup>计算出每一分层本征模式的振幅系数和传播常数,进而确定光栅衍射效率或者近场分布情况.

对于设计波长在  $\lambda_0 = 550 \text{ nm}$  的导模共振光栅,如果采用单层结构,在可见光波段其旁带反射率仍然会保持在 10% 左右,采用双层结构再结合薄膜光学的抗反射设计其旁带反射率可以降低到 3% 以下,另外,双层浮雕型导模共振光栅属于强调制波光栅<sup>[10]</sup>,调制强度  $\eta = (n_H - n_L) / (n_H + n_L) \gg 0.1$ ,可以部分克服导模共振光栅的角度敏感性和波长敏感性,易于实验的制作,原因在于强调制光栅降低了泄漏模式和光栅衍射级次之间的耦合强度,因此可以采用此类光栅在可见光波段实现高质量导模共振滤波器.

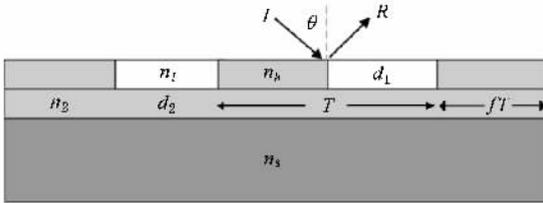


图 1 浮雕型导模共振光栅

图 1 是典型的双层导模共振光栅,覆盖层和基底层的折射率分别为  $n_c, n_s$ ,光栅层的高低折射率分别为  $n_h, n_l$ ,并且有  $n_h = n_2$ ,填充系数为  $f$ ,周期为  $T$ ,各层都是各向同性的均匀介质,光栅层和剩余层的厚度分别为  $d_1, d_2$ ,为方便起见,仅考虑 TE 波垂直入射的情形.

导模共振效应与波导层导模或泄漏模的激发分不开的,对于双层导模共振光栅首先采用等效均匀波导模型做近似处理,得到双层波导结构的关键参数,然后再利用严格的矢量衍射理论加以处理.该结构共有  $M = 2$  层(不包括基底和覆盖层),第一层为光栅层,第二层为均匀波导层.由等效介质理论,在远离共振区域,亚波长光栅可被近似处理为一均匀膜层<sup>[11]</sup>,折射率为光栅层介质的平均折射率,因此,双层的波导光栅结构也可以近似为一等效的多层均匀波导.根据文献[3],TE 偏振时,双层波导结构的本征值方程如下:

$$P_c A + P_c P_s B + C + P_s D = 0, \quad (1)$$

其中  $A, B, C, D$  分别为特征矩阵的四个分量,

$$A = \cos \gamma_1 \cos \gamma_2 - \sin \gamma_1 \sin \gamma_2 P_2 / P_1,$$

$$\begin{aligned} B &= -i / P_2 \sin(\gamma_1 + \gamma_2), \\ C &= -(\sin \gamma_1 \cos \gamma_2 P_1 + \sin \gamma_2 \cos \gamma_1 P_2), \\ D &= \cos \gamma_1 \cos \gamma_2 - \sin \gamma_1 \sin \gamma_2 P_1 / P_2, \end{aligned} \quad (2)$$

其中  $\gamma_1 = k_0 d_1 P_1, \gamma_2 = k_0 d_2 P_2, k_0 = 2\pi / \lambda, d_1, d_2$  分别为光栅层和波导层的厚度.  $P_1, P_2, P_c, P_s$  分别为

$$\begin{aligned} P_1 &= [n_1^2 - (\beta / k_0)^2]^{1/2}, \\ P_2 &= [n_2^2 - (\beta / k_0)^2]^{1/2}, \\ P_c &= [n_c^2 - (\beta / k_0)^2]^{1/2}, \\ P_s &= [n_s^2 - (\beta / k_0)^2]^{1/2}, \end{aligned} \quad (3)$$

其中,波导层的模传播常数  $\beta$  对所有膜层而言为一固定值.如果要在设计波长处出现导模共振效应,必须满足以下三个条件<sup>[5]</sup>:

1) 波导层 2 的折射率大于覆盖层和基底层折射率,即

$$n_2 > n_s > n_c. \quad (4)$$

2) 波导层中  $\pm 1$  级衍射波的  $x$  向波矢分量  $k_{x, \pm 1}$  满足关系  $-k_0 n_2 < k_{x, \pm 1} = k_0 n_c \sin \theta - K < -k_0 n_s$  或  $k_0 n_s < k_{x, \pm 1} = k_0 n_c \sin \theta + K < k_0 n_2, \theta$  是入射角,  $k_0 = 2\pi / \lambda_0, K = 2\pi / T$ ,对于垂直入射有

$$k_0 n_s < |k_{x, \pm 1}| = K < k_0 n_2. \quad (5)$$

3) 波矢分量  $k_{x, \pm 1}$  满足相位匹配条件

$$k_{x, \pm 1} = \beta \text{ 或 } k_{x, \mp 1} = \beta. \quad (6)$$

设计波长  $\lambda_0 = 550 \text{ nm}$ ,假定  $n_c = n_l = 1, n_s = 1.52, f = 0.5$ ,如果光栅层和波导层的厚度都满足双层抗反射条件<sup>[12]</sup>,即各层的光学厚度为  $1/4$  中心波长的整数倍,且相对折射率满足

$$n_2 / n_{av}^2 = n_s / n_c. \quad (7)$$

由等效折射率理论,对于 TE 波偏振,光栅层的等效折射率为

$$n_1 = n_{av} = f n_h + (1 - f) n_l. \quad (8)$$

将(8)式代入(7)式得

$$n_2 = n_s (1 - f) (Q - Q^2 f), \quad (9)$$

其中  $Q = (n_s / n_c)^{1/2}$ ,由(9)式可得  $n_2 = 1.8, n_{av} = 1.45, d_1 = 91.7 \text{ nm}$ .

由于调制强度  $\epsilon = (n_H - n_L) / (n_H + n_L) = 0.28 > 0.1$ ,因此可以获得较宽的带宽,部分克服了共振峰对角度和波长的敏感性.由双层波导结构的本征方程(1)可以得到它的色散特性曲线,用来讨论光在波导中的传播特性,也可以供波导的设计和测量使用.

通过求解超越方程(1),可得双层导模共振光栅

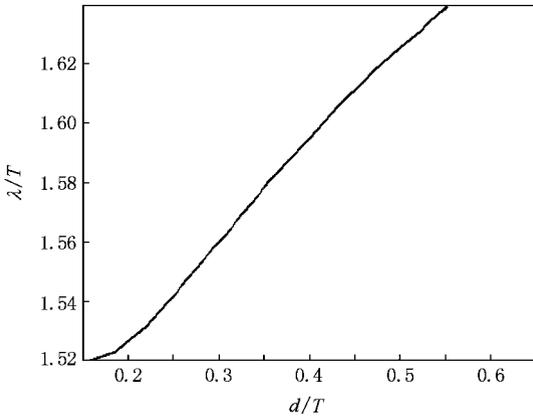


图2 双层导模共振光栅的色散关系

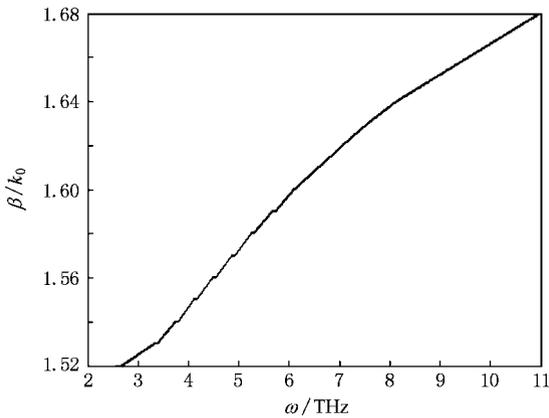


图3 双层导模共振光栅光频与波导常数的关系

基模  $TE_0$  )的色散曲线,由图2可知对于波导层厚度  $d$ ,存在一个截止厚度  $d_{CD} = 57 \text{ nm}$ ,如果要产生共振效应,则  $d_2 > d_{CD}$ ,另外  $d$  要满足减反射条件,即光学厚度为  $1/4$  中心波长的整数倍,最终得  $d_2 = 74.2 \text{ nm}$  求解特征方程(1)同样可以得到波导传播常数  $\beta/k_0$  与光频  $\omega$  之间得关系,如图3所示,在设计波长  $\lambda_0 = 550 \text{ nm}$  ( $\omega_0 = 3.4 \text{ THz}$ )处,对应于  $\beta = 1.53k_0$ ,由(5)(6)式得  $T = 360 \text{ nm}$ . 可以看出存在着截止频率  $\omega_{CF} \approx 2.5 \text{ THz}$  ( $\lambda_{CW} = 750 \text{ nm}$ ),在截止频率处,传播常数取下限值  $k_0 n_s$ , $\omega$  增大时  $\beta$  趋向于上限值  $k_0 n_2$ ,上限和下限值给出了波导结构保持不变的情况下基模传播的频率范围,对中心波长的选取具有指导意义.

### 2.1. 光栅槽深对共振峰的影响

实际制作时,在折射率为 1.52 的玻璃基底上镀一层折射率为 1.8 的高折射率介质,厚度为  $d$ ,其中

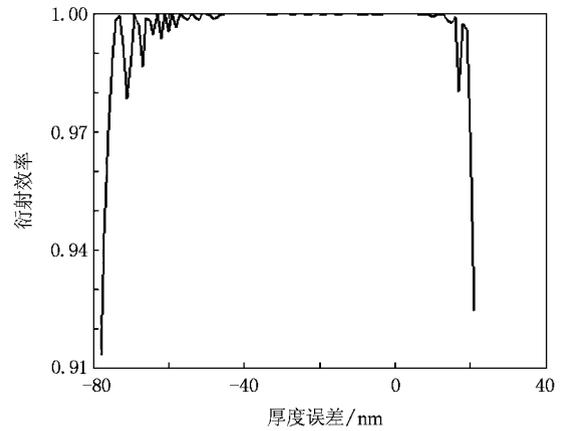


图4 光栅厚度误差与峰值衍射效率的关系

$d = d_1 + d_2$ ,假设该层的厚度误差可以忽略,事实上按照现在成熟的镀膜技术,这种误差是可以忽略的,下面考虑光栅的刻蚀深度误差带来的影响.当然,如果光栅的槽深  $d_1$  存在误差,那么波导层  $d_2$  也会出现相应的误差,然而它们之间的总厚度保持不变.

图4是光栅槽深的误差值与零级衍射效率之间的关系,由图可以看出,光栅槽深有两种类型的误差,即欠刻蚀误差和过刻蚀误差,与设计厚度相比较,如果光栅层的厚度比设计厚度深  $20 \text{ nm}$  的范围内,共振峰的效率并没有发生明显的变化,基本上保持在  $90\%$  以上,当厚度误差大于  $20 \text{ nm}$  时,共振峰的衍射效率发生剧烈地下降.同理,厚度误差在  $[-80-0] \text{ nm}$  的范围内,共振峰的衍射效率始终大于  $90\%$ ,并且在  $[-50-0 \text{ nm}]$  的范围内,其衍射效率保持在  $99.5\%$  以上,也就是说,在  $[-80-20 \text{ nm}]$  的范围内,都可以保证很高的峰值衍射效率,因此共振峰保持很高衍射效率的误差容限是很宽的.在实际的制作中,控制刻蚀深度使其深度误差尽量位于  $[-50-0 \text{ nm}]$  的范围内,这样就有可能降低制作的难度.

当然随着相对误差的进一步增大,共振峰的位置以及线宽(FWHM)都会发生相应的变化.图5是过刻蚀和欠刻蚀情况下,共振峰线宽与绝对误差之间的关系,A是欠刻蚀情形,B是过刻蚀情形,在  $20 \text{ nm}$  的误差范围内,过刻蚀情况下线宽随光栅厚度的变化要比欠刻蚀情形明显得多,基本上成线性下降的关系,从  $4.7 \text{ nm}$  到小于  $1 \text{ nm}$ ,然而对于欠刻蚀,共振峰的线宽基本上没有发生明显的变化,保持在  $4.75 \text{ nm}$  与  $5.1 \text{ nm}$  之间,当厚度误差值大于  $20 \text{ nm}$  时,线宽才发生明显地下降,大体上成线性趋势(如

图 5(b)所示)这一点与过刻蚀情形类似,然而其下降的斜率小于过刻蚀情形,大致是过刻蚀斜率的二分之一,过刻蚀情形的下降斜率为 0.189,而欠刻蚀情形在 20—80 nm 范围内的下降斜率为 0.09,因此只要大致预测实际制作过程中刻蚀深度的误差,就可以利用下降斜率估算出共振峰的线宽,从而在制作之前根据工艺水平预测共振峰的大致行为,当然也可以通过共振峰特性的要求确定光栅参数的误差范围,实现对制作工艺的有效指导。

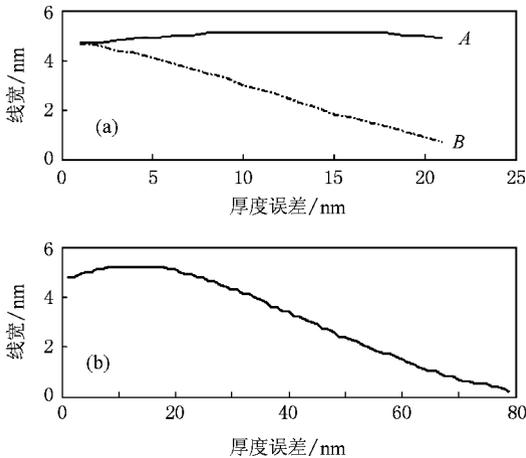


图 5 光栅厚度误差与共振峰线宽的关系

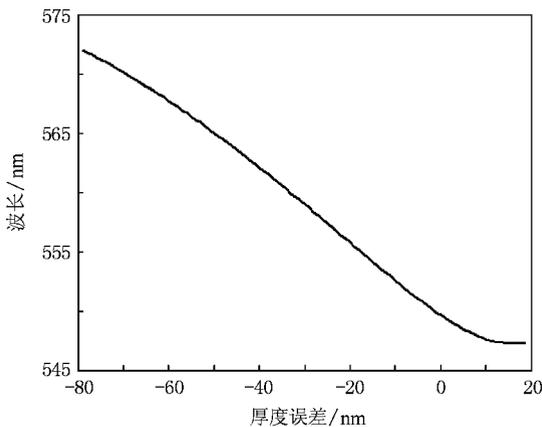


图 6 光栅厚度误差与共振峰峰值波长的关系

槽深的变化同样会引起共振峰的移动,图 6 是共振峰的中心波长和光栅槽深误差的关系,在 0—15 nm 的范围内,光栅槽深和峰值波长近似是线性关系,斜率大约为 0.18,在此范围内,共振峰的峰值波长漂移了大约 2.7 nm,然而在 15—20 nm 的范围内,共振峰的中心波长基本上没有发生变化,如果进一步增大过刻蚀情形的厚度误差,也不会引起共振

峰峰值波长位置的明显变化,只会使共振峰的峰值反射率急剧下降,另外,在此范围内,虽然峰值反射率保持在较高的水平,但是峰值反射率会发生明显的起伏和波动,因此对于过刻蚀情形,如果不希望共振峰的峰值反射率发生明显的变化,其相对误差值应该小于 15%。

然而对于欠刻蚀情形,随着光栅槽深厚度误差的进一步增大(对应于光栅槽深的减小),共振峰的中心波长向长波方向移动,在  $[-80—0 \text{ nm}]$  的误差范围与厚度成线性关系,其斜率大约是 0.275,大于过刻蚀情形下中心波长的变化率,因此中心波长的位置在欠刻蚀情形下对厚度的变化更为敏感,在 15 nm 的范围内,中心波长移动了 4.1 nm. 在实际的工程中,可以根据事先估计的厚度误差范围近似预测共振峰的漂移位置,也可以根据对中心波长的要求,限定光栅的厚度误差范围,同时预测共振峰的偏移方向和范围,这对于我们实际制作光栅是非常有意义的。

综上所述,光栅槽深的厚度误差,不仅会引起共振峰峰值反射率的变化,同时会导致峰值波长位置和线宽的相应变化,一般而言,对于峰值反射率,欠刻蚀情形的误差范围远远大于过刻蚀情形,前者在相对误差 50% 范围内都能保证峰值反射率大于 99.5%,而后的相对误差只有 15%,对于共振峰的线宽,前者在 15% 的相对误差范围内,线宽相对变化小于 7%,而后的相对变化约为 60%,显然对厚度误差是非常敏感的;对于共振峰的位置,前者在 15% 的相对误差范围内,峰值波长的相对漂移小于 0.8%,而后者峰值波长的相对漂移约为 0.5%。

## 2.2. 光栅周期对共振峰的影响

在实际的光栅制作过程中,光栅周期的误差将会对共振峰反射谱的分布特性产生一定的影响. 图 7 是浮雕型导模共振光栅当周期分别是 300, 330, 360 以及 390 nm 时共振峰的频谱分布情况. 在可见光谱范围,依旧可以得到四个共振峰,然而随着周期的增加,对应的共振峰峰值波长向长波段方向移动,并且这种变化是线性的,图 8 是共振峰的中心波长和光栅周期之间的关系,由图可知,中心波长和周期保持严格的线性关系,斜率约为是 1.5,共振峰的线宽以及旁带反射谱并没有随光栅的周期发生明显的变化,由于光栅周期的变化不会改变光栅层的平均折射率,因此它对线宽和旁带反射率的影响非常

小。由于光栅周期调节的范围很广，波长和周期之间存在严格的线性关系，我们就可以在设计时比较容易地将滤波器的共振峰位置调整到所需的波长处。然而，周期的误差将严重影响共振峰的位置，这需要在光栅的实际制作中根据对峰值波长位置精度的要求，确定周期的误差范围。

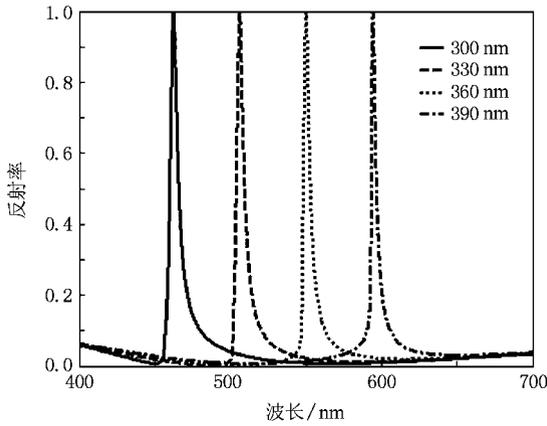


图7 不同周期情形下共振光栅的反射率曲线

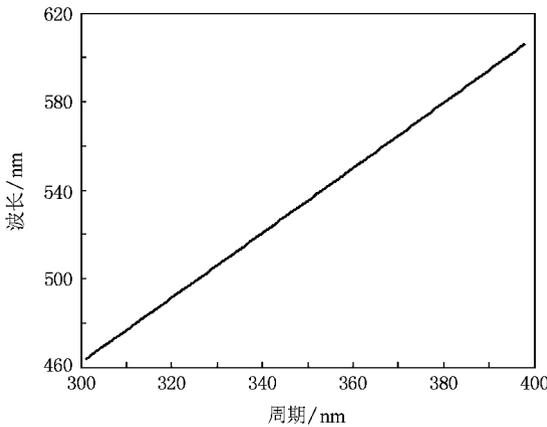


图8 光栅周期与共振峰中心波长的关系曲线

### 2.3. 填充系数对共振峰的影响

对于周期小于工作波长的亚波长光栅，在反射光谱只存在零级衍射，其他高级次的衍射波都被截止。光栅层的折射率可以用等效折射率代替，对于TE偏振有： $\epsilon = f\epsilon_{IH} + (1 - f)\epsilon_{IL}$ ，其中 $\epsilon_{IH}$ 、 $\epsilon_{IL}$ 分别是光栅层的相对介电常数。填充系数 $f$ 的变化必然会导致光栅层平均折射率的变化，从而引起共振峰位置和线宽的相应改变。图9是共振峰的中心波长与光栅填充系数之间的关系，由图可知，当填充系数在0.35—0.55之间，中心波长的位置几乎没有发生

变化，当填充系数小于0.35或大于0.55，共振峰的位置发生明显的移动。随着填充系数的增大，峰值波长向长波段移动。事实上，由填充系数误差引起的共振峰位置的漂移是非常有限的，填充系数在0.1—0.9的范围内，峰值波长共移动了4 nm左右，如果设计波长在550 nm，波长相对偏差小于1%，因此由填充系数引起的误差值是可以忽略的。

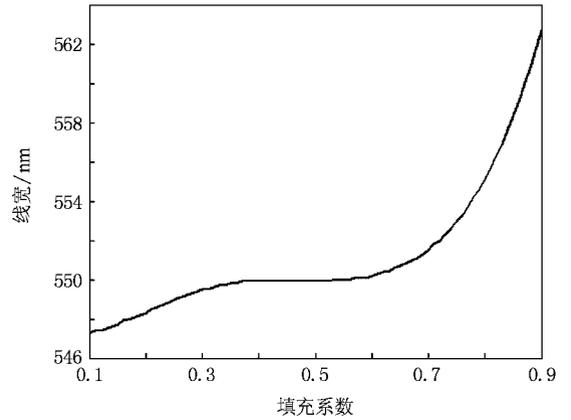


图9 填充系数与共振峰中心波长的关系

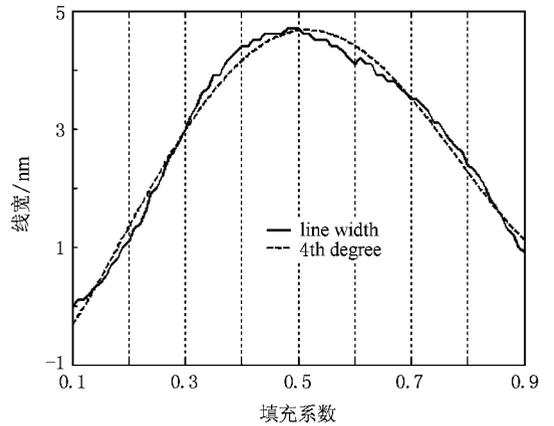


图10 填充系数与共振峰线宽的关系曲线

图10是填充系数与线宽之间的关系，当填充系数 $f = 0.5$ ，共振峰的线宽达到最大值，当 $f = 0.1$ 时，此时光栅结构不存在，线宽为零，无共振现象发生，因此可以通过改变光栅的填充系数来控制共振峰的线宽，使其满足我们的要求。另外，如果选取填充系数 $f = 0.5$ ，在实际制作中，一方面可以得到较宽的带宽，同时它的误差对共振峰中心波长的影响较小，因此具有较宽的误差容许范围。如果填充系数小于0.4或者大于0.6时，填充系数的变化会有效改变共振峰的线宽，因此线宽对填充系数的变化更为敏感。

### 3. 结 论

基于傅里叶模式理论,本文详细讨论了影响导模共振光栅共振峰分布特性的主要因素,包括光栅和波导层的厚度、光栅的周期以及填充系数,并对各种结构参数的误差对共振峰性能的影响做了详细的阐述.数值分析结果表明,欠刻蚀情形的误差宽容度远远优于过刻蚀情形,两者在光栅厚度相对误差小于 15% 的范围内,都能保证共振峰的衍射效率大

于 99.5%,同时共振峰位置的相对误差小于 1%,然而共振峰线宽的相对误差将分别达到 7% 和 60%,因此光栅厚度误差的效果集中体现在对共振峰线宽的改变上.光栅周期的误差体现在对共振峰位置的影响上,我们可以通过改变光栅的周期将共振峰位置调节到设计波长处.最后,填充系数的误差会有效改变共振峰的线宽,而其对共振峰位置的影响是可以被忽略的,特别地,当  $f = 0.5$ ,共振峰的线宽得到极大值,并且对误差最不敏感.以上结论对导模共振光栅的实际制作将提供非常有意义的帮助.

- 
- [ 1 ] Magnusson R , Wang S S 1992 *Appl. Phys. Lett.* **61** 1022
- [ 2 ] Wang S S , Magnusson R , Bagby J S *et al* 1990 *J. Opt. Soc. Am. A* **7** 1470
- [ 3 ] Wang S S , Magnusson R 1995 *Appl. Opt.* **34** 2414
- [ 4 ] Sharon A , Rosenblatt D , Friesem A A 1997 *J. Opt. Soc. Am. A* **14** 2985
- [ 5 ] Brundrett D L , Glytsis E N , Thomas K 1998 *Opt. Lett.* **23** 700
- [ 6 ] Wang S S , Magnusson R 1993 *Appl. Opt.* **32** 2606
- [ 7 ] 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 ]
- [ 8 ] Liu S J , Ma J Y , Shen Z C , Kong W J , Shen J , Jin Y X , Zhao Y A , Shao J D , Fan Z X 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 4542 ( in Chinese ) [ 刘世杰、麻健勇、沈自才、孔伟金、沈 健、晋云霞、赵元安、邵建达、范正修 2007 物理学报 **56** 4542 ]
- [ 9 ] Fu K X , Wang Z H , Zhang D Y *et al* 1999 *Science in China ( A )* **42** 636 ( in Chinese ) [ 傅克祥、王值恒、张大跃等 1999 中国科学( A ) **42** 636 ]
- [ 10 ] Brundrett D L , Glytsis E N , Gaylord T K *et al* 2000 *J. Opt. Soc. Am. A* **17** 1221
- [ 11 ] Wang Z , Sang T , Wang L *et al* 2006 *Appl. Phys. Lett.* **88** 251115
- [ 12 ] Tibuleac S , Magnusson R 1997 *J. Opt. Soc. Am. A* **14** 1617

# Design and analysis of double layer resonant grating filters in the visible spectral region<sup>\*</sup>

Ma Jian-Yong<sup>1,2)†</sup> Liu Shi-Jie<sup>1,2)</sup> Wei Chao-Yang<sup>1,2)</sup> Jin Yun-Xia<sup>1)</sup> Zhao Yuan-An<sup>1)</sup> Shao Jian-Da<sup>1)</sup> Fan Zhen-Xiu<sup>1)</sup>

<sup>1</sup> *Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Science, Shanghai 201800, China*

<sup>2</sup> *Graduate School of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China*

( Received 8 November 2007 ; revised manuscript received 11 December 2007 )

## Abstract

Guide-mode resonances of double-layer gratings are analyzed with the Fourier modal method and the relationship between spectral characteristics of resonant gratings such as peak diffraction efficiency, linewidth and side-band reflectance and depth, period and fill ratio of grating are illustrated in detail. It is shown that the diffraction efficiency of resonant gratings will be higher than 99.5 percent when the groove depth tolerance is in the range of 15 percent, and mean while the relative error of line width will reach to 7 and 60 percent respectively for the negative and positive conditions. Compared with the position of resonant wavelength, the line width of resonant grating filters is relatively sensitive to the error of groove depth and residual thickness of waveguide layer when they deviate from designed values. Moreover, the resonant wavelength and width of spectrum do vary as a function of period and fill ratio.

**Keywords :** guide-mode resonance, planar waveguide, narrow-band filtering

**PACC :** 4225, 4225G

<sup>\*</sup> Project supported by the National Natural Science Foundation of China ( Grant No. 10704079 ).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail :mjy6000@163.com