

# 薄膜光栅耦合器的研究

徐 德 维

(中国科学院长春物理研究所)

1979 年 7 月 29 日收到

## 提 要

在玻璃衬底上制备了周期为  $0.56\mu\text{m}$  的薄膜光栅耦合器, 用复制法把光栅做在玻璃衬底上. 实验中, 我们观察到, 激光束既可以从光栅的上面(空气区)或下面(衬底区)耦合于波导薄膜内, 又可以通过光栅由波导薄膜中耦合出来. 调节激光束入射角可以激发不同阶的波导模式. 由实验测得的输入耦合效率达  $66.0 \pm 0.5\%$ .

## 一、引 言

薄膜光栅耦合器首次为 Dakss 等人<sup>[1]</sup>报道以来, 许多人在理论上和实验上进行了工作. 理论计算的耦合效率可达到  $88\%$ <sup>[2]</sup>. 实验上获得  $70.5\%$ <sup>[2, 3]</sup>. 光栅耦合器<sup>[4-6]</sup>和其它类型耦合器一样<sup>[5-12]</sup>, 既可以把激光束耦合于薄膜波导内, 又可以把薄膜波导中的光波耦合出来. 光栅耦合器的特点是: 1) 高的衍射效率和耦合效率; 2) 适于平面工艺和批量生产; 3) 制作简单, 操作方便; 4) 坚固耐用; 5) 可使元件小型化, 便于集成. 目前, 光栅耦合器已用在光通讯和光信息处理系统中.

本文试图研究光栅耦合器的有效的耦合. 激光束从衬底一侧入射, 光栅表面上真空蒸发一层较薄的金属膜, 这样可使输入耦合效率得到明显的提高. 如果采用合理的设计, 并在工艺上进行适当的改进, 那么耦合效率还可以进一步提高.

## 二、设计考虑

如图 1 所示, 激光束以  $\alpha_i$  角入射在薄膜光栅上. 在光栅边界的场为

$$E_{y_i} = A \exp\{j[\omega t + (k_i \cos \alpha_i)x - (k_i \sin \alpha_i)z]\}, \quad (1)$$

式中  $i = a, f, s$  分别表示场所在的空气、薄膜和衬底的介质层标号,  $k_i = n_i k = n_i 2\pi/\Lambda$  为激光束的波矢量. 对于光栅沟槽为正弦形的情况,  $x$  与  $z$  满足如下关系式:

$$x = \frac{1}{2} h \sin[(2\pi/\Lambda)z], \quad (2)$$

式中  $h, \Lambda$  分别为光栅沟槽深度和光栅周期. 将(2)式代入(1)式, 并根据 Bessel 生成函数定理,  $E_{y_i}$  可以表示为如下形式:

$$E v_i = A \sum_{\nu} J_{\nu} \left( \frac{h k_i \cos \alpha_i}{2} \right) \exp j \left[ \omega t - \left( k_i \sin \alpha_i + \nu \frac{2\pi}{\Lambda} \right) z \right], \quad (3)$$

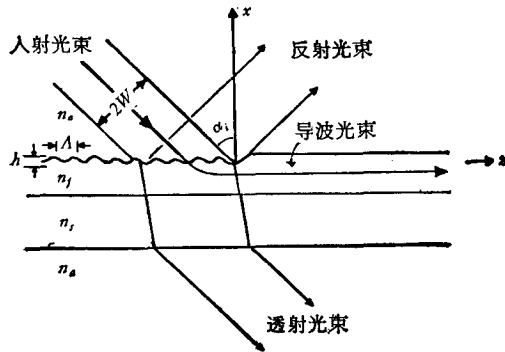


图1 光栅耦合器略图  $\Lambda$  为光栅的周期;  $h$  为光栅沟槽深度;  $\alpha_i$  为激光束入射角;  $n_a, n_f, n_s$  分别为空气、波导薄膜、衬底的折射率;  $2W$  为激光束的直径

式中  $J_{\nu}$  是 Bessel 函数。按照 Rayleigh 方法,沿光栅表面  $z$  方向的场分布,必须与一组衍射波相匹配。由(3)式可知,衍射波沿  $z$  方向的传播常数为

$$\beta_{\nu} = k_i \sin \alpha_i + \nu(2\pi/\Lambda), \quad (4)$$

式中  $\nu=0, \pm 1, \pm 2, \dots$  为衍射波级数,第1项为入射波波矢量的  $z$  分量,第2项为光栅的波矢量,称之为光栅矢量  $\mathbf{k}$ ,位于  $yz$  平面内,并垂直于沟槽线。

如果衍射波的传播常数  $\beta_{\nu}$  等于薄膜波导模式的一个本征值,那么该级衍射波可以在波导薄膜中传播。输入和输出可以倒易,如图2所示。适当选择  $\nu, \Lambda, \lambda$  和

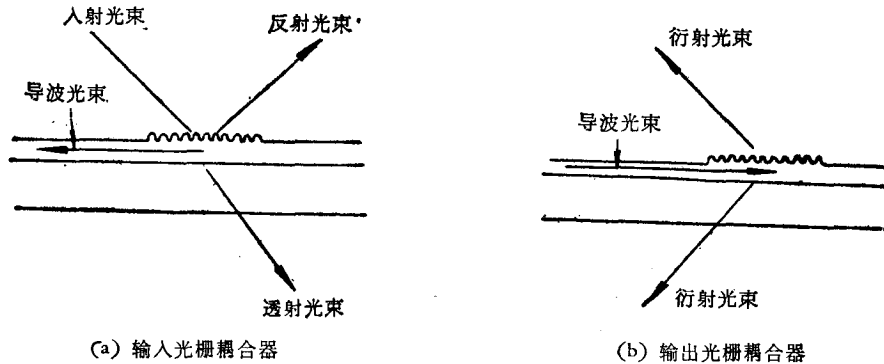


图 2

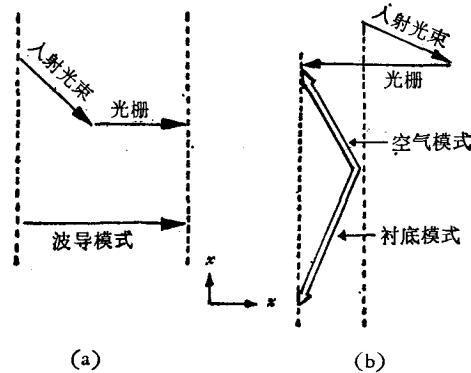


图3 满足相位匹配条件的矢量关系图

- (a) 如果入射波波矢量的  $z$  分量与光栅矢量之和  $\beta_{\nu}$  等于波导模式一个本征值,那么  $\nu$  级衍射波就可以在波导薄膜中传播;  
 (b) 光栅的其它衍射级与空气、衬底模式的本征值相匹配,就能导致入射能量向衬底和空气空间辐射

$\alpha_i$ , 形成有效耦合的相位匹配条件是可能的. 图 3(a) 示出了光栅耦合器所满足的矢量关系. 但是, 在一般情况下未必能获得较高的耦合效率. 这是因为衍射光束往往不只一条, 其它衍射级有可能同辐射模式(即空气模式、衬底模式)的本征值相匹配, 从而, 在空气和衬底中由于发出不必要的光波而造成损耗[见图 3(b)]. 然而, 通过衬底入射激光束以激发非辐射模式的方法, 可以实现有效的耦合.

图 4 示出我们实验的一个透射光栅耦合器. 激光束从空气中入射, 由光栅产生了一级或多于一级的衍射波. 为了简单起见, 在图中只画出了零级和正一级衍射波. 正一级衍射光束传播在波导中. 根据(3)式, 沿  $z$  方向传播的衍射波的相位匹配角  $\alpha_f^v$  与激光束的入射角  $\alpha_i$  之间有如下关系:

$$\sin \alpha_f^v = \frac{n_a}{n_f} \sin \alpha_a + \frac{v\lambda}{\Lambda n_f}, \quad (5)$$

$v = +1$  级衍射波沿  $z$  方向的传播常数为

$$\beta_{+1} = k n_f \sin \alpha_f^{+1}. \quad (6)$$

将(5)式代入(6)式有

$$\beta_{+1} = k n_a \sin \alpha_a + \frac{2\pi}{\Lambda}, \quad (7)$$

相应的有效折射率可表示为

$$n_e = n_a \sin \alpha_a + \frac{\lambda}{\Lambda}. \quad (8)$$

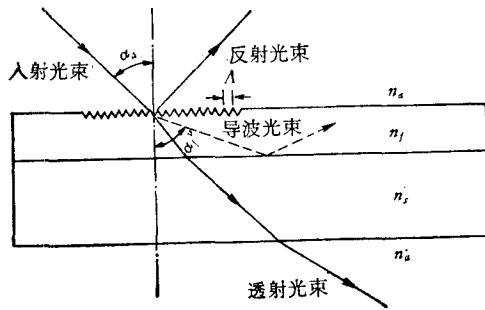


图 4

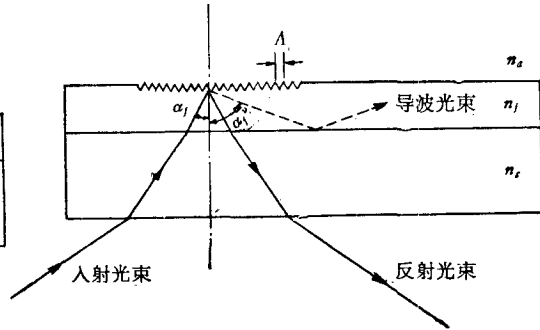


图 5

图 5 示出我们实验的一个反射光栅耦合器, 在光栅表面上真空蒸发一薄层金属膜. 激光束从衬底入射, 通过衬底和被导薄膜入射在光栅上, 产生了一级或高于一级的衍射波.  $v = +1$  级衍射波传播在波导中. 衍射波的相位匹配角  $\alpha_f^v$  与  $\alpha_i$  之间有如下关系:

$$\sin \alpha_f^v = \sin \alpha_i + v \frac{\lambda}{\Lambda n_f}, \quad (9)$$

正一级衍射波的传播常数为

$$\beta_{+1} = k n_f \sin \alpha_f^{+1}. \quad (10)$$

将(9)式代入(10)式, 并考虑  $v = +1$  情况,  $\beta_{+1}$  可表示为如下形式:

$$\beta_{+1} = k n_f \sin \alpha_i + \frac{2\pi}{\Lambda}, \quad (11)$$

相应的有效折射率  $n_e$  为

$$n_c = n_f \sin \alpha_f + \frac{\lambda}{\Lambda}. \quad (12)$$

由(6)至(8)式和(10)至(12)式可见,改变入射角  $\alpha_s$ ,  $\alpha_f$ , 可以改变  $\alpha_f^*$ , 而  $\alpha_f^*$  的改变也引起衍射波传播常数  $\beta_s$  或有效折射率  $n_c$  的变化. 我们知道,薄膜波导可以维持若干个波导模式,每个波导模式都有自己的本征传播常数. 通常,不同模式的传播常数  $\beta_m$  只有在下列不等式

$$k n_f \leq \beta_m \leq k n_s \quad (13)$$

所确定的范围内取值,才能实现相位匹配. 式中  $m$  表示波导模式阶数. 通过  $\alpha_f$  的适当调节,可使由(7), (11) 式所确定的衍射波传播常数  $\beta_s$ , 等于所考虑的薄膜波导模式的本征传播常数  $\beta_m$ .

### 三、光 栅 制 作

本实验采用复制法制作光栅,在尺寸为  $70 \times 10 \times 2\text{mm}^3$ 、折射率为  $n_s = 1.5137k$ , 玻璃衬底上直接复制光栅,或者在衬底上制作一层薄膜之后再复制光栅.

复制光栅工艺过程可分为以下几步:涂油、镀铝、粘结和分离.

油层涂敷的作用是在母光栅表面沿光栅线槽形状真空蒸发一硅油分离层. 蒸油条件与通常真空蒸发低熔点金属膜略同,真空度要求在  $2 \times 10^{-5}\text{torr}$  左右.

涂敷油层之后,接着进行铝层的蒸镀. 铝层的厚度保持在  $500-1000 \text{ \AA}$  之间. 真空度要求在  $2 \times 10^{-5}\text{torr}$  左右.

油层、铝层镀好后,与玻璃衬底一起放入恒温箱内,在  $65^\circ\text{C}$  左右保温一定时间,然后进行粘结. 粘结剂选择国产环氧树脂和固化剂,两者的比例为  $10:1$ . 配制过程中,必须进行均匀的搅拌和除气处理. 然后将配好的胶注入母光栅与玻璃衬底之间. 为了增强粘结的牢固度和保持一定的薄膜厚度,需要适当地均匀加压. 为加速固化,将它们放入恒温箱内,在  $65^\circ\text{C}$  保温五、六个小时是适当的. 充分固化后,通过分离使复制光栅从母光栅脱离开来. 为了观察复制光栅的实际的槽形,通常用高倍显微镜和扫描电子显微镜来进行. 在本实验中,系用扫描电子显微镜,对复制光栅的槽形断面和光栅线槽的形貌拍了照(见图 6 和图 7). 光栅沟槽形状是非对称的,光栅的刻槽连续相接,即光栅刻槽宽度等于光栅周期. 同时光栅线槽是比较均匀和平整的.

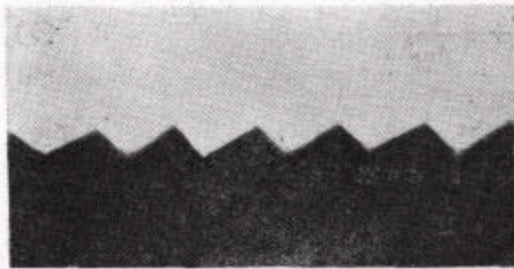


图 6 在玻璃衬底上复制非对称光栅的槽形断面照片

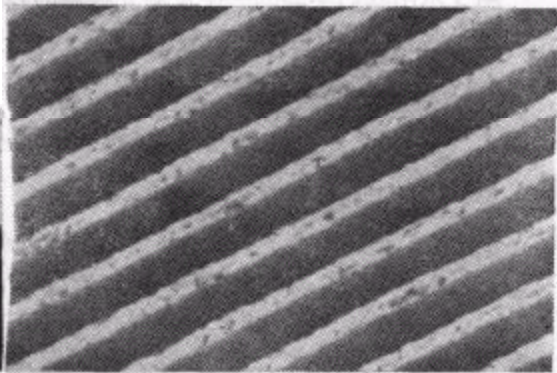


图 7 在玻璃衬底上复制非对称光栅的线槽照片

为了制作透射光栅耦合器,需要将复制光栅的金属层用 0.5% 碱溶液腐蚀掉。

#### 四、测 量

对于制作的透射光栅耦合器和反射光栅耦合器,各自进行了输入耦合效率的测量。测量装置如文献[4]中图 1 所示。将观测的样品放在带有可调的  $x-y$  轨道的底座上。底座固定在可转动的测角圆盘上。通过  $x-y$  向旋扭的调节,把样品放在合适的位置上。宽度为 1mm 激光束通过偏振片和会聚透镜投射在薄膜光栅上。注意耦合光点应与圆盘轴心精确地重合。激光束可以从空气一方入射,也可以从衬底一方入射。

测量耦合效率的方法是:用中国计量科学研究院生产的 LW-1 型激光功率计(仪器精度为 0.01mW),对于入射激光束的总功率和经过光栅的反射光束、透射光束以及衍射光束的功率分别进行了测量。如果光栅制作得很好,以致散射光是微弱的,那么总功率与上述各项功率的和之差就是激光束耦合于波导薄膜内的导波功率。导波功率与总功率之比是我们所要测得的耦合效率值。

在周期为  $0.56\mu\text{m}$  的光栅耦合器中,我们只能观察到  $\nu = +1, -2$  级衍射波可以耦合于波导薄膜中。因为其它级的衍射波不满足相位匹配条件。对于周期为  $0.83\mu\text{m}$  的光栅耦合器,除了一级衍射波之外,耦合的二级衍射波也观察到了。用波长为  $0.633\mu\text{m}$  的 He-Ne 激光束、TE 模式对反射光栅的入射角  $\alpha_s$  和相位匹配角  $\alpha_f^*$  进行了测量。相应一级衍射波,分别为  $25^\circ 51'$  和  $86^\circ 57'$ ; 相应负二级衍射波,分别为  $-44^\circ 35'$  和  $86^\circ 58'$ 。这个结果说明,调节激光束入射角能使不同级的衍射波耦合于波导薄膜中。另外,在透射光栅耦合器中,在研究耦合效率的同时,我们注意到,对同一级衍射波,通过调节激光束不同的入射角,可以在波导薄膜中激发不同阶的波导模式,如表 1 所示。

表 1 通过调节激光束入射角同一级衍射波可以耦合为不同阶的波导模式

| 样品号  | 衍射级数 $\nu$ | 波导模式阶数 $m$ | 激光束入射角 $\alpha_s$ | 相位匹配角 $\alpha_f^*$ |
|------|------------|------------|-------------------|--------------------|
| No.1 | +1         | 0          | $25^\circ 26'$    | $86^\circ 26'$     |
|      |            | 1          | $24^\circ 46'$    | $82^\circ 33'$     |
|      |            | 2          | $23^\circ 53'$    | $79^\circ 36'$     |

我们采用(8)式和(12)式以及文献[6]中的(6)式

$$n_f = \frac{(m+1)^2 n_{ei} - (i+1)n_{em}}{(m+1)^2 - (i+1)^2}, \quad (14)$$

可以对波导薄膜的折射率  $n_f$  进行测量和计算。式中  $n_{ei}$ ,  $n_{em}$  分别表示第  $i$  阶、第  $m$  阶波导模式的有效折射率。

耦合效率测量的结果整理在文献[4]的表 1 和表 2 中。

#### 五、讨 论

在透射光栅耦合器中,耦合效率与激光束入射方位密切相关。实验发现,从衬底一侧

入射激光束比从空气一侧入射激光束的耦合效率有显著的提高。因为通过透射光束和反射光束损失的光能,从衬底入射激光束都比从空气一侧入射激光束来得少。特别是透射光束更为明显。在反射光栅耦合器中,由于在光栅上面蒸涂了一层金属膜之后,使得激光束不能从空气一方耦合于波导薄膜内,只能从衬底一方入射。多次测量发现,反射光栅耦合器比透射光栅耦合器的耦合效率有了明显的提高。这是因为金属膜的涂敷有效地减少了透射光损失的缘故。此外,在同一个反射光栅耦合器中,正级衍射波较低于负级衍射波的耦合效率。

通常,激光束入射在光栅上,如果光栅沟槽为对称形的,那么在光栅上部空气区和光栅下部衬底区产生的衍射光束在能量上大体是一样的,其耦合效率势必要降低。然而,我们采用的是沟槽为非对称形的光栅结构(见图6和图7),由于它们具有强烈的定向闪耀特性,光栅可以把入射光束的大部分光能集中在非反射的衍射级上。通过激光束入射角的适当调节,如果该级衍射波在传播方向的传播常数同薄膜波导模式的本征值满足相位匹配条件,那么就可以实现高效率的光波耦合。在我们实验的样品中,负二级衍射波的最高耦合效率可达  $66.0 \pm 0.5\%$ 。

文献[2, 3]报道的耦合效率虽然较高(70.5%),但是,在衬底下面加上一块状玻璃稜镜,失掉了元件小型化和平面工艺的优点。

理论和实验上寻求高效率的有效方法,其关键是如何合理地设计光栅耦合器的问题。本实验仅就如何提高耦合效率的部分问题进行了规律性探索。深入、细致的工作尚在进行中。可以预期,在经过适当选择光栅周期、光栅深度、光栅沟槽的闪耀角、激光波长、入射角以及在工艺上和制作方法上引进新技术之后,获得高于80%的耦合效率是很有可能。

在光谱学中广泛采用衍射光栅。在集成光学中也可以采用衍射光栅制作各种器件。通常,这些光栅沟槽都具有非对称三角形。制作这种光栅的有力手段是刻线机和复制技术。用全息术不能像刻线机那样容易控制光栅的沟槽形状,因而用全息术制作的光栅大部分不具有闪耀特性。最近发展起来的离子饰刻法,是一种在电学上容易控制的非光学技术,它是刻线机制作非对称光栅的有效补充。

薄膜光栅不仅可以用于集成光学系统的光波耦合器,而且还可以用于无源器件方面的滤波器<sup>[13, 14]</sup>、分束器<sup>[15]</sup>、反射器<sup>[16]</sup>、模式转换器<sup>[17]</sup>、薄膜透镜、光存贮器等。在有源器件方面可用于反馈结构<sup>[18]</sup>和输出耦合器<sup>[19]</sup>。此外,还可用于非线性相互作用的相位匹配器件中<sup>[20]</sup>。因此,深入开展这方面研究工作,不论在学术上还是在工程应用上都是颇有意义的。

长春光学精密机械研究所王大珩同志、吉林大学张在宣同志、北京工业大学徐敏同志、北京光学仪器厂高东生等同志曾给予热情的帮助,在此一并致谢。

### 参 考 文 献

- [1] M. L. Dakss *et al.*, *Appl. Phys. Lett.*, **16**(1970), 523.
- [2] D. G. Dalgoutte *et al.*, *Appl. Opt.*, **14**(1975), 2983.
- [3] D. G. Dalgoutte *et al.*, *Opt. Commun.*, **8**(1973), 124.

- [4] 徐德维, 吉林大学自然科学学报, (1)(1980), 66.
- [5] P. K. Tien, R. Ulrich *et al.*, *Appl. Phys. Lett.*, **14**(1969), 291.
- [6] R. Ulrich, *J. Opt. Soc. Am.*, **60**(1970), 1337.
- [7] 徐德维, 科学通报, **16**(1979), 731.
- [8] 徐德维, 激光, **6**(9)(1979), 43.
- [9] P. K. Tien, R. J. Martin *et al.*, *Appl. Phys. Lett.*, **18**(1971), 398.
- [10] E. Garmire *et al.*, *Appl. Phys. Lett.*, **21**(1972), 87.
- [11] P. K. Tien *et al.*, *Appl. Opt.*, **12**(1973), 1909.
- [12] P. K. Tien *et al.*, Digest of Technical Papers. Topical Meeting on Integrated Optics (Optical Society of America 1974) p. BW6-1.
- [13] D. C. Flanders *et al.*, *Appl. Phys. Lett.*, **24**(1974), 194.
- [14] R. V. Schmidt *et al.*, *Appl. Phys. Lett.*, **25**(1974), 651.
- [15] K. S. Pennington and L. Kuhn, *Opt. Commun.*, **3**(1971), 357.
- [16] D. B. Anderson *et al.*, *Air Force Avionics Laboratory Tech. Rep.*, AF. AL-TR-76-54 *Appendix A* (1976).
- [17] A. Yariv, *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-9**(1973), 919.
- [18] H. Kogelnik and C. V. Shank, *Appl. Phys. Lett.*, **18**(1971), 152; H. W. Yen *et al.*, *Opt. Commun.*, **9**(1973), 35; D. P. Schinke *et al.*, *Appl. Phys. Lett.*, **21**(1972), 492.
- [19] D. R. Scifres *et al.*, *Appl. Phys. Lett.*, **26**(1975), 48; P. Zory and L. Comerford, *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-11** (1975), 451.
- [20] B. U. Chen *et al.*, *Appl. Phys. Lett.*, **28**(1976), 651.

## A STUDY OF THIN FILM GRATING COUPLER

XU DE-WEI

(Changchun Institute of Physics, Academia Sinica)

### ABSTRACT

A grating coupler with a period of  $0.56\mu\text{m}$  has been built on the glass substrate by duplicating technique from a master grating. It has been experimentally observed that laser beam can be coupled into the waveguide film from above air, as well as from below (substrate). The mode excited in the waveguide can be varied by varying the angle of incidence of laser beam, and light wave of different diffraction order can also be coupled into guide wave mode. An input coupling efficiency of  $66.0 \pm 0.5\%$  has been achieved experimentally.