## 导模的功率衰减和转换特性的测量

## 任秉复 金 锋 林盛强

(中国科学院长春物理研究所)

#### 提要

本文在求解双模功率耦合方程的基础上,推得了导模的功率衰减和转换特性与光波导输入和输出 功率的关系式。在离子交换玻璃波导上,将全息光栅和玻璃棱镜分别用作输入和输出耦合器,测得了光波导的输入和输出功率,并确定导模的功率衰减系数和功率转换系数。实验表明,这一测量方法是简便可 行的,尤其适用于短波导样品的测量。

#### 一、引言

导模在传播过程中的功率衰减和模式间的功率转换,是集成光学的重要研究课题。 这方面工作已有不少报导,例如,损耗测量有纤维探针法<sup>[11]</sup>、滑动棱镜法<sup>[21]</sup>、量热法<sup>[21]</sup>、热电法<sup>[31]</sup>和三棱镜法<sup>[31]</sup>等。在这些损耗测量方法中,前四种方法只能准确测量导模的功率衰减系数,但不能测量模式间的功率转换系数,其测量装置比较复杂。 唯有三棱镜法可同时测量导模的功率衰减系数和功率转换系数,但要在同一波导上放置三个棱镜,这对短波导样品的测量就不能进行了。

本文提出同时测量导模的功率衰减系数和功率转换系数的简便方法,并在离子交换玻璃波导上做了相应的实验。为了简便,我们只研究双模波导样品。

## 二、理论分析

在双模平面光波导中,设0阶模和1阶模在某一传播距离z处的功率分别为 $P_0(z)$ 和 $P_1(z)$ ,则其功率耦合方程为z0.61

 $dP_0/dz = -(a_{00} + a_{01})P_0 + a_{10}P_1$ ,  $dP_1/dz = -(a_{11} + a_{10})P_1 + a_{01}P_0$ , (1) 式中,  $a_{00}$  和  $a_{11}$  分别为 0 阶模和 1 阶模的功率衰减系数;  $a_{01}$  和  $a_{10}$  分别为由 0 阶模到 1 阶模和由 1 阶模到 0 阶模的功率转换系数; 在损耗较大的波导中,  $a_{01} \neq a_{10}$ 。设

$$P_{0}(z) = A_{0}(z) \exp\left[-\left(a_{00} + a_{01}\right)z\right], \qquad P_{1}(z) = A_{1}(z) \exp\left[-\left(a_{11} + a_{10}\right)z\right], \tag{2}$$
则由 (1) 式得

$$dA_0/dz = a_{10}A_1 \exp(\Delta z), \qquad dA_1/dz = a_{01}A_0 \exp(-\Delta z),$$
 (3)

式中,  $\Delta = (a_{00} + a_{01}) - (a_{11} + a_{10})$ , 在 z = 0 处只激励 0 阶模和只激励 1 阶模的情形, 其归一 化起始条件分别表为

$$P_0(0) = A_0(0) = 1, P_1(0) = A_1(0) = 0,$$
 (4)

 $P_0(0) = A_0(0) = 0, \qquad P_1(0) = A_1(0) = 1_0 \tag{5}$ 

对于起始条件(4)

$$P_0(z) = \exp(-\alpha z/2) \left[\cosh(sz/2) - (\Delta/s) \sinh(sz/2)\right],$$

$$P_1(z) = \exp(-\alpha z/2) \left(2a_{01}/s\right) \sinh(sz/2)_{o}$$
(6)

对于起始条件(5)

$$\frac{P_{0}(z) = \exp(-\alpha z/2) (2a_{10}/s) \sinh(sz/2),}{P_{1}(z) = \exp(-\alpha z/2) \left[\cosh(sz/2) + (\Delta/s) \sinh(sz/2)\right]_{0}}$$
(7)

式中  $s = (\Delta^2 + 4a_{10}a_{01})^{1/2}$ ,  $\alpha = (a_{00} + a_{01}) + (a_{11} + a_{01})$ 。在 z = L 处,对于起始条件(4),设两个导模的归一化输出功率分别为

$$P_0(L) = a, \qquad P_1(L) = b_0 \tag{8}$$

而对于起始条件(5),设两个导模的归一化输出功率分别为

$$P_0(L) = c, \qquad P_1(L) = d_0 \tag{9}$$

将(8)式和(9)式代入(6)、(7)式,可以推得功率衰减系数和功率转换系数的表达式

$$a_{00} = \frac{\alpha + \Delta}{2} - \frac{b\Delta}{d - a}, \qquad a_{11} = \frac{\alpha - \Delta}{2} - \frac{c\Delta}{d - a}, \tag{10}$$

$$a_{01} = \frac{b\Delta}{d-a}$$
,  $a_{10} = \frac{c\Delta}{d-a}$  (11)

在(10)式和(11)式中, α和 Δ 为

$$\alpha = \frac{2}{L} \ln \left[ \frac{2}{d+a} \cosh \left( \frac{H|\Delta|L}{2} \right) \right], \tag{12}$$

$$\Delta = \left[\operatorname{sgn}(d-a)\right] \left(\frac{2}{HL}\right) \tanh \left[\frac{|d-a|H}{d+a}\right], \tag{13}$$

$$H = [(d-a)^{2} + 4bc]^{1/2} / |d-a|, \tag{14}$$

且 sgn 表示只取(d-a)的符号。

通过以上理论分析可知,若在实验上测得两个导模在 z=0 处的输入功率和在 z=L 处的输出功率,则由  $(10)\sim(14)$  式,可以确定其功率衰减系数和功率转换系数。这一理论分析,原则上也适用于模式数量较多的情形。但是,其功率耦合方程,需要由线性代数方法求解 (50),并利用电子计算机,以求得传播特性的有关参数。

### 三、测量和讨论

测量原理如图 1 所示。待测的波导样品是把  $K_0$  玻璃衬底 浸入  $320^{\circ}$ C 的 硝酸 银溶液里,扩散 30 分钟制成的<sup>[7]</sup>。它在  $He-N_2$  激光的 6328 Å 波长,有两个 TE 模。利用棱镜耦合器  $^{[8]}$  分别测得 0 阶模和 1 阶模的有效折射率。  $N_0=1.5508$  和  $N_1=1.5153$ ,而其衬底折射率为  $n_b=1.5146$ 。在这一离子交换玻璃波导上,制作光致抗蚀剂光栅并放置玻璃棱镜,分别用作输入和输出耦合器,以测量光波导模式的输入和输出功率,并用上一节的理论公式,可以确定导模的功率衰减系数和功率转换系数。

输入光栅耦合器是在波导上面涂上一层光致抗蚀剂 AZ1350,用 He-Ne 激光 (4416 Å) 全息曝光经显影而制成的 $^{[5]}$ ,光栅周期为  $\Lambda=0.36 \,\mu\mathrm{m}$ ,故在  $6328 \, \text{Å}$  波长构成双光束耦合

器[10]。当入射光方向满足耦合条件时,除了透射光和反射光以外,还有耦合入波导中的 -1

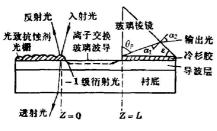


图 1 测量原理图

级衍射光(见图1)。当减少入射角而入射光方向不满 足耦合条件时,只有透射光和反射光,并不存在衍射 光。因此,输入耦合效率可表示为[9]

 $\eta = [(I'_r + I'_t) - (I_r + I_t)]/(I'_r + I'_t),$ 式中  $I_{c}$   $I_{c}$   $I'_{c}$  和  $I'_{c}$  分别为满足和不满足耦合条件时 的反射光强和透射光强。于是,在2=0处光波导的绝 对输入功率为

$$P_{\rm in} = \eta (I_r' + I_t')_{\rm o} \tag{16}$$

Fig. 1 Diagram of the measurement 输出棱镜是用冷杉胶固定在波导 上面 的,它 在 6328 Å 波长的折射率为  $n_P = 1.7513$ ,且棱镜斜面和底面的夹角为  $\varepsilon = 50^{\circ}56'$ 。由于冷杉胶 起到折射率匹配作用, 加之粘接时用夹具给予适当压力以减少其耦合间隙, 所以棱镜的输出 耦合效率接近 100%。 设棱镜的输出光强为  $I_{out}$ , 则在 z=L 处光波导的绝对输出功率为

$$P_{\text{out}} = I_{\text{out}}/(1-R), \tag{17}$$

式中, R 为棱镜斜面的反射率, 对 TE 模为[11]

$$R = \left[ \left( n_P \cos \alpha_1 - \cos \alpha_2 \right) / \left( n_P \cos \alpha_1 + \cos \alpha_2 \right) \right]^2, \tag{18}$$

其中,  $\alpha_1$  和  $\alpha_2$  分别为对棱镜斜面的入射角和折射角。设  $\theta_2$  为棱镜中的出射 角, 则 它 与  $\alpha_1$ 和有效折射率 N 的关系为

$$\alpha_1 = \theta_P - \varepsilon, \qquad N = n_P \sin \theta_{Po}$$
 (19)

根据折射定律  $n_P \sin \alpha_1 = \sin \alpha_2$ , 由 (18)式和(19)式计算出对应于 0 阶模和 1 阶模的 反射 率  $R_0 = 8.4\%$  和  $R_1 = 8.5\%$ 

利用 He-Ne 激光(6328 Å),通过光栅耦合器分别激励 0 阶模和 1 阶模。对此,在由一 光电倍增管监视激光器输出功率的条件下,由另一光电倍增管  $\mathcal G$  别 測 得  $\mathcal I'_{\mathsf r}$  、 $\mathcal I'_{\mathsf r}$  、 $\mathcal I_{\mathsf r}$  、 $\mathcal I_{\mathsf r}$  和  $I_{
m out}$ ,用 $(15)\sim(17)$ 式求出每一模式的输入耦合效率、输入功率和输出功率,并列入表 1。其 中,绝对功率是用  $\mu A$  度量的,而光栅和棱镜的内间距 L 是由测量显微镜测量的。根据表 1 的测量数据,由  $(10) \sim (14)$  式求得功率衰减系数和功率转换系数  $a_{00} = 1.06$  cm<sup>-1</sup>,  $a_{01} =$  $0.29\,\mathrm{cm}^{-1}$ ,  $a_{11}=1.20\,\mathrm{cm}^{-1}$  和  $a_{10}=0.87\,\mathrm{cm}^{-1}$ 。在我们的测量条件下, 测量精度主要受到激 光功率不稳的影响, 其不稳定程度约 5%, 因此,  $\eta$ ,  $a_{00}$ ,  $a_{11}$ ,  $a_{01}$  和  $a_{10}$  可取两位有效数值。

从测量结果看到,对于我们的波导样品, $a_{11} > a_{00}$ , $a_{10} > a_{01}$ 。这就说明,无论对导模的 功率衰减,或者对导模间的功率转换,波导表面的散射效应起主要作用。这一事实,从导模 的光线角度可作如下解释。由于1阶模在波导表面的反射次数大于0阶模在波导表面的反

表1 测量数据(L=1.95 cm,  $\lambda=6328$  Å)

Table 1 Measured data ( $L=1.95 \,\mathrm{cm}$ ,  $\lambda=6328 \,\mathrm{\AA}$ )

激励条件	输入耦合效率 η(%)	绝对 <b>输</b> 入功率 $P_{ m in}(u{ m A})$	绝对输出功率 P <sub>out</sub> (μA)	归一化输出功率
激励 0 阶模	15	0 阶模 216 1 阶模 0	0 阶模 20.7 1 阶模 5.46	a=0.096 b=0.025
激励1阶模	8.0	0 阶模 0 1 阶模 115	0 阶模 8.73 1 阶模 3.83	c=0.076 d=0.033

射次数,所以波导表面的散射效应不仅使1阶模转换成辐射模的几率大于0阶模转换成辐射模的几率,而且使1阶模转换成0阶模的几率大于0阶模转换成1阶模的几率。但是, $a_{00}$ 和  $a_{11}$  相差不大的事实表明,对导模的功率衰减的贡献不仅来自波导表面的散射损耗,而且在波导表面和衬底表层中的杂质吸收也起了相当大的作用。 测量结果还表明,我们的波导样品具有较大的功率衰减系数和功率转换系数。这主要是在波导制备过程中扩散入较多的杂质和在测量前对波导表面没有严格清洗所致。 如果硝酸银溶液很纯,在测量过程中注意清洁,最好对波导表面轻微抛光,则无疑能够降低  $a_{00}$ 、 $a_{11}$ 、 $a_{01}$  和  $a_{10}$  的数值。

本文提出的测量方法,因其输入光栅占据很小面积,并只使用一个输出棱镜,故不仅测量过程简便,特别适用于短波导样品测量。虽然我们只研究了双模波导,但是这一测量方法原则上也可适用于单模和多模波导。

最后,对李玉善同志在测量过程中所给予的协助,表示感谢。

#### 参考 文献

- [1] J. E. Goell, R. D. Standley; Proc. IEEE, 1970, 58, No. 10 (Oct), 1504.
- [2] H. P. Weber et al.; Appl. Opt., 1973, 12, No. 4 (Apr), 755.
- [3] S. D. Allen et al.; A. P. L., 1979, 34, No. 7 (Apr), 435.
- [4] K. H. Haegele, R. Ulrich; Opt. Lett., 1979, 4, No. 2 (Feb), 60.
- [5] Y. H. Won et al.; A. P. L., 1980, 37, No. 3 (Aug), 269.
- [6] D. Marcuse; «Theory of Dielectric Optical Waveguides» (Academic Press, New York, London. 1974), chap. 5.
- [7] G. Stewart et al.; IEEE J. Q. E., 1977, QE-13, No. 4 (Apr), 192.
- [8] R. Ulrich, R. Torge; Appl. Opt., 1973, 12, No. 12 (Dec), 2901.
- [9] M. L. Dakss et al.; A. P. L., 1970, 16, No. 12 (Jun), 523.
- [10] T. Tamir; «Integrated Optics» (Springer-Verlag Berlin Heidelberg, New York, 1975), 99, 115.
- [11] 金锋, 范俊清; 《集成光学》上册(国防工业出版社, 1981), 6.

# Measurement of the power attenuation and conversion properties of guided modes

REN BINGFU JIN FENG AND LIN SHENGQIANG (Changchun Institute of Physics, Academia Sinica)

(Received 5 April 1982)

#### Abstract

By solving the coupled power equations of two-mode waveguide, the relations of power attenuation and conversion properties of guided modes to input and output powers from the optical waveguide have been derived. In the glass waveguide formed by ion exchange, holographic grating and glass prism were used as input and output couplers respectively, input and output powers from the optical waveguide were measured, and the power attenuation and conversion coefficients of guided modes have been determined. Experiments show that this measurement method is simple, effective and specifically applicable to the measurements of short waveguide samples.