

# 确定介质波导导模折射率的一种新方法\*

丁 浩

(中国科学院上海光学精密机械研究所, 上海 201800)

**摘 要** 介绍一种确定平面介质波导导模折射率的新法, 它是 Ruschin-Lit 计模法的推广。与计模法有关的半相位移关系得到了完善。文中还给出新法在几种有代表性波导中的应用和计算结果。

**关键词** 平面波导, 导模折射率。

有许多方法可以用来确定导模的等效折射率, 如图解法<sup>[1]</sup>、微扰法<sup>[2]</sup>、模式匹配法<sup>[3]</sup>、Ritz-Galerkin 映射法<sup>[4]</sup>等, 目前最常用的是转移矩阵法<sup>[5, 6]</sup>, 所有这些方法在研究多模平面波导尤其是有多个等效折射率数值非常接近的周期和准周期结构时, 都不能保证不漏模。为此 Ruschin 等提出了一种简便的精确确定单波导平面波导中导模个数的法则<sup>[7]</sup>, 此后 Lit 等又将其推广到了多波导结构<sup>[8]</sup>。通常 Ruschin 和 Lit 提出的计模法则(简称 R-L 法则)必须与上述方法结合在一起才能不漏模地确定待研究波导中所有导模的等效折射率。本文将对 R-L 计模法则作推广, 使其能在确定导模个数的同时确定导模的等效折射率和场分布。这种新方法既保留了不漏模的特点, 又比现行的转移矩阵法和其他方法来得简便、快速和精确。

## 1 与 R-L 法则有关的半相位移公式的完善

在 R-L 法则中一个重要的概念是半相位移关系<sup>[7, 8]</sup>, 文献[8]已给出了一部分, 但由于假

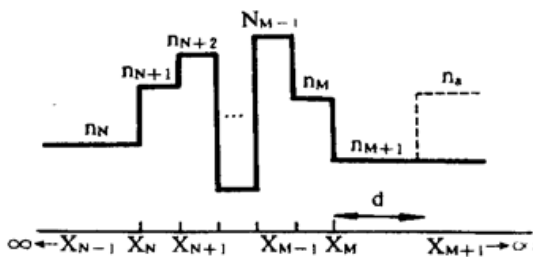


Fig. 1 Refractive index profile of general multilayer waveguide structure. The dashed layer is our added artificial layer used for the mode index determination

设在非振荡区的场取 cosh 形式, 因此当场须为 sinh 形式时, 需对给出的半相位移关系公式进行修改, 使用有所不便。本节将从麦克斯韦方程出发, 推出普遍适用的完整的半相位移关系式。

考虑图 1 所示的多层平面波导的一般结构。第  $k$  层位于  $x_{k-1}$  和  $x_k$  之间, 这一层介质的折射率为  $n_k$ 。第  $N$  层和第  $(M + 1)$  层为波导两侧的最外层, 分别沿向无限远。定义第  $k$  层介质中的横向波数如下:

$$p_k = \begin{cases} \sqrt{s_k}; & s_k > 0 \\ j\sqrt{-s_k}; & \text{其它} \end{cases} \quad (1)$$

\* 本工作得到上海市科委青年启明星计划资助。

收稿日期: 1995 年 5 月 4 日; 收到修改稿日期: 1995 年 6 月 5 日

其中  $s_k = \beta^2 - n_k^2 k_0^2$ ,  $\beta$  和  $k_0$  分别为传播常数和真空波数。如果不考虑公共相位因子  $\exp [j(\omega t - \beta z)]$ , 则第  $k$  层中的电场可写为:

$$\psi_k(x) = \begin{cases} A_k \cos [p_k(x - x_{k-1}) - \phi_{k-1}^L]; & s_k \leq 0 \\ A_k \cosh [p_k(x - x_{k-1}) - \phi_{k-1}^L]; & s_k > 0 \text{ 场取 cosh 形式} \\ A_k \sinh [p_k(x - x_{k-1}) - \phi_{k-1}^L]; & s_k > 0 \text{ 场取 sinh 形式} \end{cases} \quad (2)$$

$\phi_k^L$  为在  $x_k$  右侧的半相位移。作者先建立  $\phi_k^L$  和  $\phi_{k-1}^L$  在  $s_k \neq 0$  条件下的关系。先考察  $s_k < 0$  和  $s_{k+1} \leq 0$  的情形。电场及其一阶导数在界面  $x_k$  上是连续的, 由(1)式可推得:

$$\begin{aligned} A_k \cos (p_k d_k - \phi_{k-1}^L) &= A_{k+1} \cos (-\phi_k^L); \\ -\eta_k p_k A_k \sin (p_k d_k - \phi_{k-1}^L) &= -p_{k+1} A_{k+1} \sin (-\phi_k^L) \end{aligned} \quad (3)$$

$$\phi_k^L = \cot^{-1} [-(p_{k+1}/\eta_k p_k) \cot (p_k d_k - \phi_{k-1}^L)] \quad (4)$$

其中  $d_k = x_k - x_{k-1}$ ,  $\eta_k = \begin{cases} 1; & \text{对于 TE 模式} \\ n_{k+1}^2/n_k^2; & \text{对于 TM 模式} \end{cases}$

其它条件下的关系可用类似的方法推出, 这里给出其结果如下:

$$\phi_k^L = F_1 [(p_{k+1}/\eta_k p_k) F_2 (p_k d_k - \phi_{k-1}^L)], \quad \text{若 } s_k \neq 0 \quad (5)$$

$$F_1 = \begin{cases} \cot^{-1}; & s_{k+1} \leq 0 \\ -\coth^{-1}; & s_{k+1} > 0, \\ -\tanh^{-1}; & s_{k+1} > 0, \end{cases} \quad \begin{array}{l} \text{第}(k+1)\text{层取 cosh 形式} \\ \text{第}(k+1)\text{层取 sinh 形式} \end{array}$$

$$F_2 = \begin{cases} -\cot^{-1}; & s_k < 0 \\ \coth; & s_k > 0, \\ \tanh; & s_k > 0, \end{cases} \quad \begin{array}{l} \text{若第 } k \text{ 层取 cosh 形式} \\ \text{若第 } k \text{ 层取 sinh 形式} \end{array}$$

第  $(k+1)$  层取 cosh 形式的条件为

$$|(p_{k+1}/\eta_k p_k) F_2 (p_k d_k - \phi_{k-1}^L)| > 1 \quad (6)$$

反之取 sinh 形式。如果  $s_k = 0$  则(5)式不能适用, 此时可将  $\phi_k^L$  和  $\phi_{k-2}^L$  联系起来。下面只推导  $s_{k-1} < 0$  和  $s_{k+1} < 0$  情况下的关系式, 将其它情况下的关系式列在后面。由(4)式可得:

$$\begin{aligned} \phi_{k-1}^L &= \cot^{-1} [-(p_k/\eta_{k-1} p_{k-1}) \cot (p_{k-1} d_{k-1} - \phi_{k-2}^L)]; \\ \phi_k^L &= \cot^{-1} [-(p_{k+1}/\eta_k p_k) \cot (p_k d_k - \phi_{k-1}^L)]; \\ &= \cot^{-1} \{ (p_{k+1}/\eta_k \eta_{k-1} p_{k-1}) [n_{k-1} p_{k-1} d_k - \cot (p_{k-1} d_{k-1} - \phi_{k-2}^L)] \} \end{aligned} \quad (7)$$

$s_k = 0$  条件下的关系总汇如下:

$$\phi_k^L = F_3 [(p_{k+1}/\eta_k \eta_{k-1} p_{k-1}) (\eta_{k-1} p_{k-1} d_k + F_4 (p_{k-1} d_{k-1} - \phi_{k-2}^L))], \quad \text{若 } s_k = 0 \quad (8)$$

$$F_3 = \begin{cases} \cot^{-1}; & s_{k+1} < 0 \\ -\coth^{-1}; & s_{k+1} > 0, \\ -\tanh^{-1}; & s_{k+1} > 0, \end{cases} \quad \begin{array}{l} \text{第}(k+1)\text{层取 cosh 形式} \\ \text{第}(k+1)\text{层取 sinh 形式} \end{array}$$

$$F_4 = \begin{cases} -\cot^{-1}; & s_{k-1} < 0 \\ \coth; & s_{k-1} > 0, \\ \tanh; & s_{k-1} > 0, \end{cases} \quad \begin{array}{l} \text{第}(k-1)\text{层取 cosh 形式} \\ \text{第}(k-1)\text{层取 sinh 形式} \end{array}$$

第  $(k+1)$  层取 cosh 形式的条件为

$$|(p_{k+1}/\eta_k \eta_{k-1} p_{k-1}) (\eta_{k-1} p_{k-1} d_k + F_4(p_{k-1} - \phi_{k-2}^R))| > 1 \quad (9)$$

反之取 sinh 形式。

从半相位移公式的完整性考虑,再给出从左到右(按图 1 的方向)的半相位移关系。如果定义  $\phi_k^R$  是在  $x_k$  左侧的半相位移,则第  $k$  层中的电场分布可写为:

$$\psi_k(x) = \begin{cases} A_k \cos [p_k(x - x_k) + \phi_k^R]; & s_k \leq 0 \\ A_k \cosh [p_k(x - x_k) + \phi_k^R]; & s_k < 0, \text{ 且第 } k \text{ 层取 cosh 形式} \\ A_k \sinh [p_k(x - x_k) + \phi_k^R]; & s_k < 0, \text{ 且第 } k \text{ 层取 sinh 形式} \end{cases} \quad (10)$$

此时的关系式小结如下:

$$\begin{aligned} \phi_k^R &= F_5 [(\eta_k p_k / p_{k+1}) F_6(p_{k+1} d_{k+1} - \phi_{k+1}^R)], & \text{若 } s_{k+1} \neq 0 & \quad (11) \\ F_5 &= \begin{cases} \cot^{-1}; & s_k \leq 0 \\ -\coth^{-1}; & s_k > 0, \text{ 第 } k \text{ 层取 cosh 形式} \\ -\tanh^{-1}; & s_k > 0, \text{ 第 } k \text{ 层取 sinh 形式} \end{cases} \\ F_6 &= \begin{cases} -\cot^{-1}; & s_{k+1} < 0 \\ \coth; & s_{k+1} > 0, \text{ 第 } (k+1) \text{ 层取 cosh 形式} \\ \tanh; & s_{k+1} > 0, \text{ 第 } (k+1) \text{ 层取 sinh 形式} \end{cases} \end{aligned}$$

第  $k$  层取 cosh 形式的条件为

$$|(\eta_k p_k / p_{k+1}) F_6(p_{k+1} d_{k+1} - \phi_{k+1}^R)| > 1 \quad (12)$$

反之取 sinh 形式。

$$\phi_k^R = F_7 \{(\eta_k \eta_{k+1} p_k / p_{k+2}) [(p_{k+2} d_{k+1} / \eta_{k+1}) + F_8(p_{k+2} d_{k+2} - \phi_{k+2}^R)]\}, \quad \text{若 } s_{k+1} = 0 \quad (13)$$

$$\begin{aligned} F_7 &= \begin{cases} \cot^{-1}; & s_k < 0 \\ -\coth^{-1}; & s_k > 0, \text{ 第 } k \text{ 层取 cosh 形式} \\ -\tanh^{-1}; & s_k > 0, \text{ 第 } k \text{ 层取 sinh 形式} \end{cases} \\ F_8 &= \begin{cases} -\cot; & s_{k+2} < 0 \\ \coth; & s_{k+2} > 0, \text{ 若第 } (k+2) \text{ 层取 cosh 形式} \\ \tanh; & s_{k+2} > 0, \text{ 若第 } (k+2) \text{ 层取 sinh 形式} \end{cases} \end{aligned}$$

第  $k$  层取 cosh 形式的条件为

$$|(\eta_k \eta_{k+1} p_k / p_{k+2}) [(p_{k+2} d_{k+1} / \eta_{k+1}) + F_8(p_{k+2} d_{k+2} - \phi_{k+2}^R)]| > 1 \quad (14)$$

反之取 sinh 形式。

## 2 R-L 法则的推广

R-L 计模法则这样叙述<sup>[7, 8]</sup>: 设最外层折射率的最大值为  $n_s$  (即  $n_s = \max \{n_0, n_M\}$ ), 折射率的最大值为  $n_s$ , 如果第  $k$  层 ( $x_{k-1} < x < x_k$ ) 的折射率大于  $n_s$ , 当一层的厚度从零增长到它的实际厚度时, 则有: 1) 所有的特征值上升, 2) 结构中的特征模即导模不会因此而丢失, 3) 每一个新的导模进入该结构都从截止常数  $\beta_c = k_0 n_s$  开始, 如果  $n_k < n_s$  则情况相反。

这了使这个法则能计算导模的等效折射率, 在距  $x_M$  为  $d$  的地方加上一层折射率为  $n_s$  的虚拟介质, 只要  $d$  取得足够大, 这一层的加入并不影响原来波导的特性。让  $n_s$  在  $n_s$  与  $n_s$  之间变动, 然后用 R-L 法则来确定等效折射率大于  $n_s$  的导模个数, 记作  $M(n_s)$ 。如果  $M(n_s)$  正好从  $i$  跳

到  $i + 1$ , 则  $n_a$  便是一个导模的等效折射率。 $M(n_a)$  可用一个简单的数学式表达<sup>[8]</sup>:

$$M(n_a) = \sum_{(n_k > n_a)} ([\bar{p}_k d_k / \pi]_{\text{int}} + \delta_k) + \sum_{(n_k \leq n_a)} \zeta_k \quad (15)$$

其中  $\bar{p}$  是在  $\beta = n_a k_0$  时计算得到的  $p$  值,  $[a]_{\text{int}}$  为小于  $a$  的最大整数, 第一个  $\sum$  表示对所有  $n_k > n_a$  的层求和, 第二个  $\sum$  表示对所有  $n_k \leq n_a$  的层求和,  $\delta_k$  和  $\zeta_k$  分别由下式确定

$$\delta_k = \begin{cases} 0; & \pi > \phi_{k-1}^L > \bar{p}_k d_k - m_k \pi \\ 1; & 0 \leq \phi_{k-1}^L < \bar{p}_k d_k - m_k \pi \end{cases} \quad (16)$$

其中

$$m_k = [\bar{p}_k d_k / \pi]_{\text{int}}$$

如果  $n_{k-1} > n_a$  且  $n_k \leq n_a$ , 在  $\delta_{k-1} = 0$  的情况下  $\zeta_k$  为

$$\zeta_k = \begin{cases} 0; & \phi_{k-1}^R < \bar{p}_{k-1} d_{k-1} - [\phi_{k-2}^L + (m_{k-1} - 1)\pi] \\ -1; & \phi_{k-1}^R \geq \bar{p}_{k-1} d_{k-1} - [\phi_{k-2}^L + (m_{k-1} - 1)\pi] \end{cases} \quad (17)$$

在  $\delta_{k-1} = 1$  的情况下  $\zeta_k$  为

$$\zeta_k = \begin{cases} 0; & \phi_{k-1}^R < \bar{p}_{k-1} d_{k-1} - [\phi_{k-2}^L + m_{k-1}\pi] \\ -1; & \phi_{k-1}^R \geq \bar{p}_{k-1} d_{k-1} - [\phi_{k-2}^L + m_{k-1}\pi] \end{cases} \quad (18)$$

假如遇到连续几层(如从第  $k$  层至第  $j$  层) 折射率均小于或等于  $n_a$  的情况, 从半相位移的角度看, 可以将这  $j - k + 1$  层当作一层来处理, 并将  $\phi_{k-1}^R$  与  $\phi_j^R$  通过(11)~(14)式联系起来。

从上述对 R-L 法则的推广可以看出, 寻找第  $i$  阶导模的等效折射率等同于寻找  $n_i$  值, 使得  $M(n_i)$  值刚好从  $i$  跃升到  $i + 1$ 。这里导模的阶数从 0 阶开始计起。由此得出寻找策略:

1) 取  $n_{\max} = n_a$ ,  $n_{\min} = n_s$ ; 2) 取  $n_a = (n_{\max} + n_{\min})/2$ ; 3) 如果  $M(n_a) \geq i$  则  $n_{\min} = n_a$ ,  $n_{\max}$  不变, 反之, 如果  $M(n_a) < i$  则  $n_{\max} = n_a$ ,  $n_{\min}$  不变; 4) 重复 1) 到 3) 的步骤, 直到  $n_a$  的所有预先设定的有效位数值不再变动为止, 这时的  $n_a$  值即为寻找的  $n_i$  值。

一旦  $n_i$  值确定, 第  $i$  阶导模的场分布使可通过(2)式和(10)式求得。

### 3 应用举例和计算结果分析

再介绍用本文新方法对四种有一定代表性的介质波导进行分析计算的结果。

#### 3.1 强多模波导

待研究的强多模波导的参数同表 1 给出。用本文的方法在不带协处理器的 386 微机上计算, 仅用 10 秒钟便可求得所有的 10 阶 TE 模和 10 阶 TM 模的等效折射率。在同一机器上用转移矩阵法则需要约 2 分钟的时间才能完成。

另外, 由于 TE<sub>0</sub> 模和 TE<sub>1</sub> 模、TM<sub>0</sub> 模和 TM<sub>1</sub> 模的导模折射率值太接近, 以至用转移矩阵法很难将它们区分开来。用本文方法则完全克服这一弱点。

#### 3.2 准周期结构

考虑折射率分布由图 2 给出的准周期结构, 类似的结构在半导体激光列阵中有广泛的应用。在这个结构中, 每一孤立的单条波导只能传输 TE<sub>0</sub> 模。用耦合模理论分析可知这个准周期波导有 10 个导模。用本文的方法在 386 微机上的 35 秒便可求出所有的 10 阶导模的折射率, 结果被列在表 2 内。从表中可以看出, 这 10 阶导模的折射率值非常接近, 作者试图用转移矩阵法来解, 但很难将所有 10 阶导模分开。

Table 1.

strongly multimode waveguide							
$n_0 = 1.5207, n_1 = 1.5234, n_2 = 1.5207, d = 70 \mu\text{m}$							
mode	this paper	TMM*	diff**	mode	this paper	TMM	diff
TE <sub>0</sub>	1.5233750632	—	—	TM <sub>0</sub>	1.5233750524	—	—
TE <sub>1</sub>	1.5233003078	1.5233003078	0.0	TM <sub>1</sub>	1.5233002654	1.5233002654	0.0
TE <sub>2</sub>	1.5231759063	1.5231759063	0.0	TM <sub>2</sub>	1.5231758134	1.5231758134	0.0
TE <sub>3</sub>	1.5230021715	1.5230021715	0.0	TM <sub>3</sub>	1.5230020129	1.5230020129	0.0
TE <sub>4</sub>	1.5227796045	1.5227796045	0.0	TM <sub>4</sub>	1.5227793702	1.5227793702	0.0
TE <sub>5</sub>	1.5225089861	1.5225089861	0.0	TM <sub>5</sub>	1.5225086737	1.5225086737	0.0
TE <sub>6</sub>	1.5221915627	1.5221915627	0.0	TM <sub>6</sub>	1.5221911807	1.5221911807	0.0
TE <sub>7</sub>	1.5218294686	1.5218294686	0.0	TM <sub>7</sub>	1.5218290414	1.5218290414	0.0
TE <sub>8</sub>	1.5214269119	1.5214269119	0.0	TM <sub>8</sub>	1.5214264907	1.5214264907	0.0
TE <sub>9</sub>	1.5209952479	1.5209952479	0.0	TM <sub>9</sub>	1.5209949402	1.5209949402	0.0

\* TMM=transfer matrix method; \*\* diff.=difference

Table 2.

ten stripe waveguide			
stripe index=3.401, cladding index=3.4,			
stripe width=3 $\mu\text{m}$ , stripe center spacing=8 $\mu\text{m}$ , $\lambda = 808 \text{ nm}$			
mode	this paper	mode	this paper
TE <sub>0</sub>	3.4004967375	TE <sub>5</sub>	3.4004252091
TE <sub>1</sub>	3.4004900458	TE <sub>6</sub>	3.4004031174
TE <sub>2</sub>	3.4004790978	TE <sub>7</sub>	3.4003815016
TE <sub>3</sub>	3.4004642324	TE <sub>8</sub>	3.4003627784
TE <sub>4</sub>	3.4004459928	TE <sub>9</sub>	3.4003498058

### 3.3 对称 W 型波导

为了说明本文的方法是一个通用的方法,作者用它对一个内层折射率小于包层折射率的波导作分析,因此选用 W 型波导。先分析一个折射率分布如表 3 所示的对称 W 型波导。用本文法在 4 秒钟内找到所有的 4 阶 TE 导模和 4 阶 TM 导模的折射率,比用转移矩阵法快大约 14 倍。计算结果和两法的比较列在表 3 中。

Table 3.

symmetric W-type waveguide							
$n_0 = 1.50, n_1 = 1.45, n_2 = 1.55, n_3 = 1.45, n_4 = 1.50$							
$d_1 = 1.5 \mu\text{m}, d_2 = 3 \mu\text{m}, d_3 = 1.5 \mu\text{m}, \lambda = 632.8 \text{ nm}$							
mode	this paper	TMM	diff.	mode	this paper	TMM	diff.
TE <sub>0</sub>	1.5471531858	1.5471531858	0.0	TM <sub>0</sub>	1.5470749328	1.5470749328	0.0
TE <sub>1</sub>	1.5386202399	1.5386202399	0.0	TM <sub>1</sub>	1.5383200716	1.5383200716	0.0
TE <sub>2</sub>	1.5244400541	1.5244400541	0.0	TM <sub>2</sub>	1.5238185817	1.5238185817	0.0
TE <sub>3</sub>	1.5047540025	1.5047540025	0.0	TM <sub>3</sub>	1.5038096482	1.5038096482	0.0

### 3.4 非对称 W 型波导

表 4A 列列出左边包层折射率高于右边包层折射率波导的分析结果, B 列列出右边包层折射率波导的分析结果, C 列列出用转移矩阵法计算的结果。从物理的观点看, A 和 B 是同

一个波导，得到完全一致的结果是在预料之中的。在文献[7]和文献[8]的分析中都要求左边包层的折射率小于右边包层的折射率，从本例分析中可看出经过改进这一限制已被去掉。

Table 4.

Asymmetric W-type waveguide				
A type: $n_0 = 1.52, n_1 = 1.45, n_2 = 1.55, n_3 = 1.45, n_4 = 1.50$				
B type: $n_0 = 1.50, n_1 = 1.45, n_2 = 1.55, n_3 = 1.45, n_4 = 1.52$				
$d_1 = 1.5 \mu\text{m}, d_2 = 3 \mu\text{m}, d_3 = 1.5 \mu\text{m}, \lambda = 632.8 \text{ nm}$				
mode	A	B	C	diff.
TE <sub>0</sub>	1.5471531858	1.5471531858	1.5471531858	0.0
TE <sub>1</sub>	1.5386202400	1.5386202400	1.5386202400	0.0
TE <sub>2</sub>	1.5244400554	1.5244400554	1.5244400554	0.0
TM <sub>0</sub>	1.5470749328	1.5470749328	1.5470749328	0.0
TM <sub>1</sub>	1.5383200717	1.5383200717	1.5383200717	0.0
TM <sub>2</sub>	1.5238185831	1.5238185831	1.5238185831	0.0

**结 论** 本文通过对 R-L 计模法的推广发展了一种确定平面波导导模折射率的新方法。它的特点是：1) 不涉及到本征方程的求解，计算简单、快速和精确；2) 多模波导的任一阶导模折射率可单独确定；3) 能保证确定波导的所有导模，不漏计模。

### 参 考 文 献

- [1] H. J. Fink, Propagation of waves in optical waveguides with various dielectric and metallic claddings. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1976, **QE-12**(5): 365~367
- [2] S. Kawakami, S. Nishida, Perturbation theory of a doubly optical fiber with a low-index inner cladding. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1975, **QE-11**(2): 130~138
- [3] T. Miyamoto, M. Momoda, Propagation characteristics of a multilayered thin-film optical waveguide with a buffer layer. *J. Opt. Soc. Am.*, 1982, **72**(4): 1163~1166
- [4] J. P. Meunier, J. Pigeon, J. N. Massot, A numerical technique for determination of propagation characteristics of inhomogeneous planar optical waveguides. *Opt. & Quant. Electron.*, 1983, **15**(1): 77~85
- [5] J. Chilwell, I. Hodgkinson, Thin-films field-transfer matrix theory of planar multilayer waveguides and reflection from prism-loaded waveguide. *J. Opt. Soc. Am. (A)*, 1984, **1**(4): 742~753
- [6] L. M. Walpita, Solution for planar optical waveguide equations by selecting zero elements in a characteristic matrix. *J. Opt. Soc. Am. (A)*, **2**(4): 595~602
- [7] S. Ruschin, G. Griffel, A. Hardy *et al.*, Unified approach for calculating the number of confined modes in multilayered waveguiding structures. *J. Opt. Soc. Am. (A)*, 1986, **3**(2): 116~123
- [8] J. W. Y. Lit, Y. F. Li, D. W. Hewak, Guiding properties of multilayer dielectric planar waveguides. *Canad. J. Phys.*, 1988, **66**(6): 914~940

## A New Approach to Modal Index Determination for Planar Waveguides

Ding Hao

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800)

(Received 4 May 1995; revised 5 June 1995)

**Abstract** A new approach to modal index determination for planar waveguides is presented, which is an extension of the Ruschin-Lit mode counting rule. Unified half phase shift relations related to the above rule are improved and completed. The approach applied to some special waveguides and numerical results are given.

**Key words** planar waveguides, modal index.