

文章编号: 0253-2239(2006)12-1797-6

# 星形光波导耦合器的耦合特性分析<sup>\*</sup>

郭福源<sup>1,2</sup> 王明华<sup>1</sup>

(<sup>1</sup> 浙江大学信息与电子工程学系, 杭州 310027  
<sup>2</sup> 福建师范大学激光与光电子技术研究所, 光子技术福建省重点实验室, 福州 350007)

**摘要:** 根据 TE<sub>0</sub> 模光波导的本征场分布、瑞利-索末菲标量衍射积分公式和激励源与光波导耦合的匹配效率公式, 给出光波导端面衍射和耦合的归一化发射系数和接收系数计算公式, 推导出光波导端面非接触耦合的耦合效率计算公式。光波导模场分布采用高斯函数近似表达, 给出简洁的计算光波导端面非接触耦合的耦合效率函数表达式。最后, 基于星形光波导耦合器结构参量的特点, 将累加运算采用积分运算近似表达, 给出星形光波导耦合器接收光波导总的接收效率与耦合器基本参量的关系, 阐明了星形光波导耦合器的耦合特性。

**关键词:** 导波光学; 耦合特性; 高斯近似; 星形耦合器; 衍射; 耦合

中图分类号: TN256; O436.1 文献标识码: A

## Coupling Characteristics of Star Waveguide Coupler

Guo Fuyuan<sup>1,2</sup> Wang Minghua<sup>1</sup>

(<sup>1</sup> Department of Information Science & Electronic Engineering, Zhejiang University, Hangzhou 310027  
<sup>2</sup> Fujian Provincial Key Laboratory of Photonic Technology, Institute of Laser & Optoelectronic Technology, Fujian Normal University, Fuzhou 350007)

**Abstract:** As the eigen field distribution of the TE<sub>0</sub> mode optical waveguide, Rayleigh-Sommerfeld diffraction integral formula and coupling efficiency formula between driving source and receiving optical waveguide are engaged, the expressions of the normalized emission and receiving coefficients of optical waveguide end faces are presented, the expression of coupling efficiency between two non-contact optical waveguides is derived. Then, as the expression of Gaussian approximation for the mode field distribution of optical waveguide is adopted, a compact expression of coupling efficiency between two non-contact optical waveguides is presented. Finally, as the characteristic of the structural parameters of star waveguide coupler is considered, the accumulative operation is replaced by integral operation approximately, the relationship between the total receiving efficiency of receiving waveguides of star waveguide coupler and the basic parameters of this coupler is derived, and the coupling characteristic of this coupler is explained.

**Key words:** guided wave optics; coupling characteristic; Gaussian approximation; star coupler; diffraction; coupling

## 1 引 言

星形光波导耦合器是阵列波导光栅波分复用/解复用器<sup>[1~5]</sup>的重要组成部分, 光波导端面非接触耦合特性和耦合器特性是设计与分析阵列波导光栅器件的基础。基于场分布在有限区域 $(-1, 1)$ 的傅里叶变

换和天线理论的互易定理, C. Dragone 和邱亮等<sup>[6~9]</sup>对星型耦合器的耦合特性进行了分析, 但耦合器的耦合特性未涉及光波导的模场分布。文中根据瑞利-索末菲标量衍射积分公式<sup>[10, 11]</sup>和激励源与光波导耦合的匹配效率公式<sup>[12, 13]</sup>详细分析了光波导端面非接触

<sup>\*</sup> 国家自然科学基金重点项目(60436020)、福建省自然科学基金(A0540001)和福建省科学技术厅 K 类项目(K04022)资助课题。

作者简介: 郭福源(1965~), 男, 福建省福清市人, 浙江大学信息与电子工程学系博士后, 副教授, 主要从事光波导理论和高斯光束传输理论及其应用的研究工作。E-mail: guofy@zju.edu.cn

收稿日期: 2006-04-14; 收到修改稿日期: 2006-08-14

耦合的耦合特性,并给出计算耦合效率的函数表达式。

由于高斯函数的傅里叶变换等符号运算比较成熟,且由于归一化频率  $V$  大于 1 的  $TE_0$  模介质平面光波导端面受限衍射场<sup>[14]</sup>的光束传输因子  $M^2$  较接近于 1,光波导模场分布采用高斯函数近似表达有一定的合理性,文中基于光波导模场分布的高斯近似表达,详细分析星形光波导耦合器的耦合特性,给出基于累加运算表达的计算星形光波导耦合器的耦合效率的关系式,并基于耦合器结构参量的特点,将基于累加运算表达的关系式采用积分运算近似表达,简化了星形光波导耦合器的耦合效率与器件基本参量的关系,其结论可为设计与分析阵列波导光栅器件提供理论支持。

## 2 非接触光波导耦合效率的表达

星型光波导耦合器由发射矩形波导、接收矩形波导和平板波导组成,任一发射矩形光波导 1、任一接收矩形光波导 2 和平板波导的相对位置关系如图 1 所示,  $A_1$  和  $A_2$  分别为发射光波导 1 端面中心和接收光波导 2 端面中心,  $L_{1,2}$  为  $A_1$  与  $A_2$  之间的距离,  $\theta_1$  和  $\theta_2$  分别为光波导 1 的端面法线和光波导 2 的端面法线与线段  $A_1A_2$  的夹角。

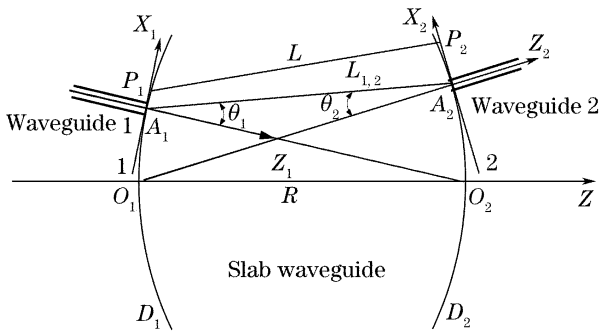


图 1 光波导端面非接触耦合关系示意图

Fig. 1 Geometrical relationship between two non-contact waveguides

根据瑞利-索末菲标量衍射积分公式<sup>[10,11]</sup>,衍射场观测点  $P_2$  处的光场分布  $\Psi(P_2)$  与衍射源  $P_1$  处的光场分布  $\Psi(P_1)$  的关系为

$$\Psi(P_2) = \frac{1}{2\pi} \iint_{\Sigma} \Psi(P_1) \left( \frac{1}{L} - ik \right) \cos(N, L) \frac{\exp(ikL)}{L} ds, \quad (1)$$

式中  $k = 2\pi n/\lambda$  为衍射场光波的波数,  $n$  为衍射场介质的折射率,  $\lambda$  为光波在真空中的波长,  $\cos(N, L)$

为倾斜因子,  $\Sigma$  为衍射源区域,  $L$  为  $P_1$  点和  $P_2$  点之间的距离。

通常,星型耦合器中的发射 / 接收波导和平板波导由同一对波导包层约束,发射光波导 1 和接收光波导 2 之间的耦合关系可以在平面坐标系中描述,在笛卡儿坐标系  $X_1A_1Z_1$  中,发射光波导 1 端面上  $P_1$  点的坐标为  $(x_1, 0)$ ,在坐标系  $X_2A_2Z_2$  中,接收光波导 2 端面上  $P_2$  点的坐标为  $(x_2, 0)$ ,由于坐标系  $X_2A_2Z_2$  的中心  $A_2$  在坐标系  $X_1A_1Z_1$  中的坐标为  $(L_{1,2} \sin \theta_1, L_{1,2} \cos \theta_1)$ ,坐标系  $X_2A_2Z_2$  以  $A_2$  点为中心相对于坐标系  $X_1A_1Z_1$  逆时针旋转了  $\theta_1 + \theta_2$  角,根据坐标变换关系,  $P_2$  点在坐标系  $X_1A_1Z_1$  中的坐标为  $[L_{1,2} \sin \theta_1 + x_2 \cos(\theta_1 + \theta_2), L_{1,2} \cos \theta_1 - x_2 \sin(\theta_1 + \theta_2)]$ ,则  $P_1$  和  $P_2$  之间的距离  $L$  可表示为

$$L^2 = (L_{1,2} - x_1 \sin \theta_1 - x_2 \sin \theta_2)^2 + (x_1 \cos \theta_1 - x_2 \cos \theta_2)^2. \quad (2)$$

由于单模光波导芯层尺寸为微米数量级,光波导包层场分布呈指数函数形式衰减,当  $L \gg \lambda$  时,有效计算的衍射源区域  $\Sigma$  的尺寸远小于  $L$ ,即在文中的光波导衍射和耦合计算中,  $x_1 \ll L$  和  $x_2 \ll L$ ,基于此,借鉴瑞利判断简化(2)式,考虑简化时引入的误差不超过  $\lambda/(4n)$ ,则当  $P_1$  和  $P_2$  点的位置满足  $2n(x_1 + x_2)^2 \ll \lambda L_{1,2}$  时,(2)式可简化为

$$L = L_{1,2} - x_1 \sin \theta_1 - x_2 \sin \theta_2. \quad (3)$$

在平面坐标系中,由(1)式的瑞利-索末菲标量衍射积分公式知,在傍轴近似条件下,  $\cos(N, L) \approx 1$ ,在光波导 2 端面中心  $A_2$  附近的  $P_2$  点处,由光波导 1 衍射产生的电磁场分布为

$$\Psi(x_2) = \frac{\exp(ikL_{1,2}) \exp(-ikx_2 \sin \theta_2)}{\sqrt{i\lambda L_{1,2}/n}} \times \int_{-\infty}^{\infty} \Psi_1(x_1) \exp(-ikx_1 \sin \theta_1) dx_1, \quad (4)$$

式中  $\Psi_1(x_1)$  为发射光波导 1 模场沿  $X_1$  坐标轴方向的分布。

由于  $x_2 \ll L$ ,由(4)式知,在光波导 2 入射端面中心  $A_2$  附近,光波导 1 的远场衍射波可近似为波面法线为  $A_1A_2$  方向的平面波。

发射光波导 1 的衍射场光束与接收光波导 2 纵向耦合特性可采用玻恩微扰近似计算<sup>[13]</sup>,耦合效率也就是入射光场对光波导 2 本征模式的激发效率,即激励源场分布  $\Psi_1(x, y)$  与接收光波导本征场分布  $\Psi_2(x, y)$  的匹配效率<sup>[12,13]</sup> :

$$\eta = \left[ \iint_{\Sigma} \Psi_1(x, y) \Psi_2(x, y) dx dy \right]^2 / \left[ \iint_{\Sigma} \Psi_1^2(x, y) dx dy \iint_{\Sigma} \Psi_2^2(x, y) dx dy \right], \quad (5)$$

在平面坐标系中, 由(4)式和(5)式知, 发射光波导 1 和接收光波导 2 之间的耦合效率可表示为

$$\eta(1, 2) = \left\{ n \left[ \int_{-\infty}^{\infty} \Psi_1(x_1) dx_1 \int_{-\infty}^{\infty} \Psi_2(x_2) dx_2 \right]^2 / \left[ \lambda L_{1,2} \int_{-\infty}^{\infty} \Psi_1^2(x_1) dx_1 \int_{-\infty}^{\infty} \Psi_2^2(x_2) dx_2 \right] \right\} T^2(1) T^2(2), \quad (6)$$

式中  $\Psi_2(x_2)$  为接收光波导 2 模场沿  $X_2$  坐标轴方向的分布。 $T(1)$  和  $T(2)$  分别为光波导 1 的归一化发射系数和光波导 2 的归一化接收系数。

根据天线原理的互易定理<sup>[8,9]</sup>,  $T(1)$  和  $T(2)$  具有相同的表达形式, 即

$$T(t) = \int_{-\infty}^{\infty} \Psi_t(x_t) \exp(-ikx_t \sin \theta_t) dx_t / \left[ \int_{-\infty}^{\infty} \Psi_t(x_t) dx_t \right], \quad (7)$$

式中  $t = 1, 2$  分别标注光波导 1 和 2 的参量。

### 3 非接触光波导耦合特性分析

矩形光波导模式理论为马卡提利(Marcatili)近似理论<sup>[15]</sup>, 光波导模式近似为线偏振模, 基模矩形光波导模式为正交分布的  $E_{x0}$  和  $E_{y0}$  模, 它们的场分布分别与平面光波导  $TE_0$  模和  $TM_0$  模的场分布有相似的形式。

在弱导条件下, 折射率对称阶跃分布的平面光波导的  $TE_0$  模和  $TM_0$  模的模场分布差异较小, 因此, 文中以  $TE_0$  模为例分析光波导的发射、接收和耦合特性。

由于折射率对称阶跃分布的  $TE_0$  模平面光波导的芯层 ( $|x| \leq a$ ) 和包层 ( $|x| > a$ ) 本征场分布归一化形式(不包含描述纵向传输常数的波动项)为<sup>[11,16]</sup>

$$\Psi(x) = \cos(Ux/a), \quad |x| \leq a, \quad (8)$$

$$\Psi(x) = \cos U \exp[-W(|x/a| - 1)], \quad |x| > a, \quad (9)$$

式中  $U$  和  $W$  分别为平面光波导归一化芯层驻波参量和包层倏逝波参量, 二者之间的关系为,  $W = U \tan U$ ,  $a$  为平面光波导芯层半宽度。

由(7)式 ~ (9)式知, 归一化的平面光波导发射系数和接收系数可表示为

$$T(t) = \frac{W_t U_t V_t}{2(F_t^2 + W_t^2)} \left[ \frac{\sin(F_t - U_t)}{F_t - U_t} + \frac{\sin(F_t + U_t)}{F_t + U_t} \right], \quad (10)$$

式中  $V$  为平面光波导归一化频率,  $V = U/\cos U$ ,  $F$  为光波导衍射场光波的空间频率参量<sup>[11]</sup>,  $F = ka \sin \theta$ 。

由(6)式和(10)式知, 发射光波导 1 和接收光波导 2 之间的耦合效率可表示为

$$\eta(1, 2) = \frac{n_s a_1 a_2 V_1^4 V_2^4 W_1 W_2}{\lambda L_{1,2} (1 + W_1)(1 + W_2)(F_1^2 + W_1^2)(F_2^2 + W_2^2)^2} \times \left[ \frac{\sin(F_1 - U_1)}{F_1 - U_1} + \frac{\sin(F_1 + U_1)}{F_1 + U_1} \right]^2 \left[ \frac{\sin(F_2 - U_2)}{F_2 - U_2} + \frac{\sin(F_2 + U_2)}{F_2 + U_2} \right]^2, \quad (11)$$

式中  $n_s$  为平板波导的等效折射率。

以常用的硅基二氧化硅深埋光波导为例, 芯层折射率  $n_1 = 1.4493$ , 包层折射率  $n_2 = 1.4440$ ,  $a = 3.0 \mu\text{m}$ ,  $\lambda = 1.55252 \mu\text{m}$ , 有  $U = 0.9158$ ,  $W = 1.1924$ ,  $V = 1.5035$ ,  $n_s = 1.4473$ , 由(11)式知, 光波导的归一化发射系数与发射角  $\theta$  的关系或归一化接收系数与入射角  $\theta$  的关系如图 2 实线所示。

如果  $L_{1,2} = 7.5585 \text{ mm}$ ,  $\theta_1 = \theta_2 = 0^\circ$ , 由(11)式知, 发射光波导 1 和接收光波导 2 之间的耦合效率  $\eta(1, 2) = -17.24 \text{ dB}$ , 当  $\theta_1 = \theta_2 = 5^\circ$  时, 耦合效率  $\eta(1, 2) = -40.55 \text{ dB}$ 。

对于归一化频率  $V = 1.5035$  的光波导  $TE_0$  模衍射场光束, 由文献[14]的光波导衍射场光束传输因子表达式知,  $M^2 = 1.0325$ , 即  $M^2$  因子较接近于 1, 在一般的简单近似计算中, 光波导模场分布及其衍射场光束分布采用高斯近似表达有一定的合理性, 等效的高斯光束束腰光斑半径采用基于二阶矩算法定义的光波导模场半宽度计算, 光波导模场半宽度  $\omega$  与光波导基本参量关系为<sup>[14]</sup>,

$$\omega = a \left[ 2 + \frac{2}{W} + \frac{2}{W^2} - \frac{2}{U^2} - \frac{2W}{3(1+W)} \right]^{1/2}. \quad (12)$$

对于上述的光波导基本参量, 由(12)式知, 基于二阶

矩算法定义的光波导模场半宽度  $\omega=4.5861 \mu\text{m}$ 。

基于高斯近似表达的归一化形式光波导模场分布为

$$\Psi(x) = \exp(-x^2/\omega^2), \quad (13)$$

则基于光波导模场分布高斯近似表达的光波导归一化发射系数和接收系数可以表示为

$$T(t) = \exp\left(-\frac{\pi^2 n_s^2 \omega_i^2 \sin^2 \theta_i}{\lambda^2}\right). \quad (14)$$

对于上述的光波导基本参量,由(14)式知,基于光波导模场分布高斯近似表达的归一化发射系数与发射角  $\theta$  的关系或归一化接收系数与入射角  $\theta$  的关系如图 2 虚线所示,它与基于光波导本征模式场表达的归一化发射系数与发射角  $\theta$  的关系或归一化接收系数与入射角  $\theta$  的关系曲线存在一定的差异。

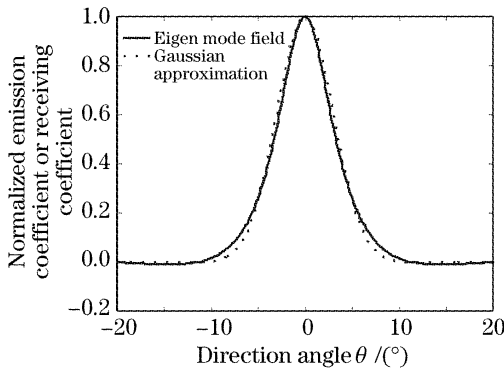


图 2 光波导的归一化发射或接收特性

Fig.2 Characteristics of normalized emission coefficient or receiving coefficient of optical waveguide versus direction angle of light wave

由(6)式和(14)式知,基于光波导模场分布高斯近似表达的发射光波导 1 和接收光波导 2 之间的耦合效率可表示为

$$\eta(1,2) = \frac{2\pi n_s \omega_1 \omega_2}{\lambda L_{1,2}} \exp\left(-\frac{2\pi^2 n_s^2 \omega_1^2 \sin^2 \theta_1}{\lambda^2}\right) \times \exp\left(-\frac{2\pi^2 n_s^2 \omega_2^2 \sin^2 \theta_2}{\lambda^2}\right). \quad (15)$$

对上述的光波导基本参量,以  $L_{1,2}=7.5585 \text{ mm}$ ,  $\theta_1=\theta_2=0^\circ$  为例,由(15)式知,发射光波导 1 和接收光波导 2 之间的耦合效率  $\eta(1,2)=-17.88 \text{ dB}$ ,当  $\theta_1=\theta_2=5^\circ$  时,耦合效率  $\eta(1,2)=-41.68 \text{ dB}$ ,与基于光波导本征模式场表达的发射光波导 1 和接收光波导 2 之间的耦合效率存在一定的差异。

但是,由于高斯函数的傅里叶变换等符号运算比较成熟,基于模场分布高斯近似表达发射光波导 1 和接收光波导 2 之间的耦合效率表达式比较简洁,用于分析以光波导端面非接触耦合为基础的光波导器件时,可推导出简洁的函数表达式。

### 4 星形光波导耦合器特性分析

常用的  $M \times N$  星形光波导耦合器模型如图 3 所示,由  $M$  个发射光波导、 $N$  个接收光波导和平板波导组成, $M$  个发射光波导端面均位于以  $O_2$  为圆心, $R$  为半径的圆弧  $D_1$  上,端面法线方向指向标号  $q=0$  的接收光波导端面中心  $O_2$ , $N$  个接收光波导端面位于以  $O_1$  为圆心, $R$  为半径的圆弧  $D_2$  上,端面法线方向指向标号  $p=0$  的接收光波导端面中心  $O_1$ 。

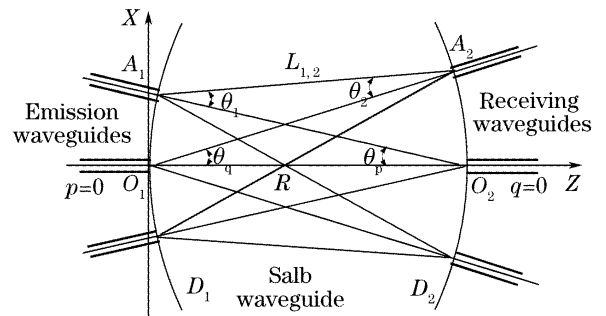


图 3 星形光波导耦合器示意图

Fig.3 Schematic diagram of the star optical waveguide coupler

在笛卡儿坐标系  $XO_1Z$  中,标号为  $p$  的发射光波导 1 端面中心  $A_1$  点的坐标为  $[ph_1, R - \sqrt{R^2 - (ph_1)^2}]$ ,标号为  $q$  的接收光波导 2 端面中心  $A_2$  点的坐标为  $[qh_2, \sqrt{R^2 - (qh_2)^2}]$ ,当  $ph_1 \ll R$  和  $qh_2 \ll R$  时, $A_1$  和  $A_2$  之间的距离  $L_{1,2}$  可近似表示为

$$L_{1,2} = R - pqh_1h_2/R, \quad (16)$$

式中  $h_1$  和  $h_2$  分别为相邻发射光波导端面中心在  $X$  轴投影的距离和相邻接收光波导端面中心在  $X$  轴投影的距离。

在简单的近似计算中,由(16)式表达的  $A_1$  和  $A_2$  之间的距离可进一步近似为: $L_{1,2} \approx R$ 。

根据图 3 中的几何关系,当  $ph_1 \ll R$  和  $qh_2 \ll R$  时,夹角  $\theta_1$  和  $\theta_2$  可分别近似表达为: $\sin \theta_1 \approx \sin \theta_q = qh_2/R$ ,  $\sin \theta_2 \approx \sin \theta_p = ph_1/R$ ,其中,  $\theta_p$  和  $\theta_q$  分别为标号为  $p$  的发射光波导的端面法线和标号为  $q$  的接收光波导的端面法线与  $Z$  轴的夹角。

当光波从标号为  $p$  的发射光波导发射时,由(15)式知,以中间接收光波导( $q=0$ )为中心对称分布的  $N = 2Q + 1$  个接收光波导总的接收效率可近似表示为

$$\eta(p, N) = \sum_{q=-Q}^Q \frac{2\pi n_s \omega_1 \omega_2}{\lambda R} \exp\left(-\frac{2\pi^2 n_s^2 \omega_1^2 q^2 h_2^2}{\lambda^2 R^2}\right) \times \exp\left(-\frac{2\pi^2 n_s^2 \omega_2^2 p^2 h_1^2}{\lambda^2 R^2}\right). \quad (17)$$

式中  $Q$  为接收光波导的最大标号。

对于上述的光波导基本参量,以  $h_2 = 30 \mu\text{m}$ ,  $R = 7.5585 \text{ mm}$  为例,由于(17)式中的参量  $\sqrt{2\pi n_s \omega_1 h_2}/(\lambda R) = 0.075 \ll 1$ , (17) 式的累加运算可以采用积分运算近似表达,写成

$$\eta(p, N) = \frac{\sqrt{2\pi\omega_2}}{h_2} \exp\left(-\frac{2\pi^2 n_s^2 \omega_2^2 p^2 h_1^2}{\lambda^2 R^2}\right) \times \operatorname{erf}\left(\frac{\sqrt{2\pi n_s \omega_1} N h_2}{2\lambda R}\right), \quad (18)$$

式中,  $\operatorname{erf}(x)$  为误差函数,其定义为

$$\operatorname{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x \exp(-t^2) dt.$$

根据图 3 中的几何关系,标号为  $q$  的接收光波导的端面法线与  $Z$  轴的夹角  $\theta_q$  可能的最大值为  $\theta_{q, \max} = 60^\circ$ , 接收光波导可能的最大标号  $Q_{\max} = \sqrt{3}R/(2h_2)$ , 仍以上述参量为例,  $Q_{\max} = 218$ , 接收光波导可能的最大数目  $N_{\max} = 437$ 。

当  $N \rightarrow N_{\max}$  时,由于参量  $\sqrt{2\pi n_s \omega_1} N h_2/(2\lambda R) \rightarrow 16.47$ ,  $\operatorname{erf}[\sqrt{2\pi n_s \omega_1} N h_2/(2\lambda R)] \rightarrow 1$ , 由(18)式知,所有可能存在的接收光波导总的接收效率极限值可表示为

$$\eta_{\max}(p, N_{\max}) = \frac{\sqrt{2\pi\omega_2}}{h_2} \exp\left(-\frac{2\pi^2 n_s^2 \omega_2^2 p^2 h_1^2}{\lambda^2 R^2}\right). \quad (19)$$

对于标号  $p = 0$  的中间发射光波导,由(19)式知,所有可能存在的接收光波导总的接收效率极限值可表示为

$$\eta_{\max}(0, N_{\max}) = \sqrt{2\pi\omega_2}/h_2. \quad (20)$$

仍以上述参量为例,若光波从标号  $p = 10$  的发射光波导发射,接收光波导的最大标号  $Q = 20$ , 接收光波导数  $N = 41$ , 由(17)式知,41 个接收光波导总的接收效率  $\eta(p, N) = -6.76 \text{ dB}$ , 由(18)式知,41 个接收光波导总的接收效率  $\eta(p, N) = -6.76 \text{ dB}$ , 即,根据(17)式计算的结果与根据(18)式计算的结果一致。

可见,当星形光波导耦合器的参量  $\sqrt{2\pi n_s \omega_1} h_2/(\lambda R) = 0.075 \ll 1$  时, (17) 式的累加运算可以采用(18)式的积分运算近似表达。

若光波从标号  $p = 0$  的中间发射光波导发射,接收光波导的最大标号为极限值,  $Q = Q_{\max} = 218$ , 接收光波导的数目为极限值,  $N = N_{\max} = 437$ , 由(17)式知,437 个接收光波导总的接收效率  $\eta(p, N) = -4.17 \text{ dB}$ , 由(20)式知,437 个接收光波

导总的接收效率  $\eta_{\max}(0, N_{\max}) = -4.17 \text{ dB}$ , 即根据(17)式计算的结果与根据(20)式计算的结果一致。

可见, (20) 式可用于所有可能存在的接收光波导总的接收效率极限值的计算。

由(12)式和(20)式知,星形光波导耦合器所有可能存在的接收光波导总的接收效率极限值与接收光波导端面处芯层半宽度  $a_2$  和相邻接收光波导端面中心在  $X$  轴投影的距离  $h_2$  的比值成正比,它可用于初步估算星形光波导耦合器的耦合特性。

## 5 结 论

根据衍射理论、光波导模式耦合理论、 $\text{TE}_0$  模光波导模式本征场分布及其高斯近似表达,利用函数表达式描述光波导端面衍射和耦合的发射特性和接收特性,推导出表达光波导端面非接触耦合的耦合效率函数表达式,其中,基于光波导模场高斯近似表达给出的光波导端面的发射特性、接收特性和光波导端面非接触耦合特性的函数表达式比基于光波导本征模式场表达给出的相应特性的函数表达式更简洁,在分析光波导器件特性时有一定的应用意义。

利用耦合器参量的特点,将累加运算采用积分运算近似表达,给出星形光波导耦合器接收光波导总的接收效率与耦合器基本参量的关系,阐明星形光波导耦合器接收光波导总的接收效率的极限值与接收光波导端面处芯层半宽度  $a_2$  和相邻接收光波导端面中心在  $X$  轴投影的距离  $h_2$  的比值成正比。

## 参 考 文 献

- 1 Tang Yanzhe, Jia Kemiao, Li Baiyang *et al.*. Silica-based arrayed waveguide grating with flattened spectral response using a multimode interference coupler[J]. *Chin. Phys. Lett.*, 2004, **21**(6): 1064~1066
- 2 Liu Qing, Ma Weidong, Wang Wenmin *et al.*. The research of coarse wavelength division multiplexer based on array waveguide grating with broadened pass-band and low crosstalk[J]. *Acta Optica Sinica*, 2004, **24**(9): 1265~1268 (in Chinese)  
刘青, 马卫东, 王文敏等. 一种通带平坦的粗波分复用/解复用器件的研制[J]. *光学学报*, 2004, **24**(9): 1265~1268
- 3 Zhu Daqing. A way of adjacent crosstalk reduction for AWGs[J]. *Chin. J. Lasers*, 2004, **31**(3): 313~317 (in Chinese)  
朱大庆. 一种降低阵列波导光栅相邻信道串扰的方法[J]. *中国激光*, 2004, **31**(3): 313~317
- 4 Lu Si, Yan Yingbai, Jin Guofan *et al.*. Polymeric flat focal field arrayed waveguide grating using electron-beam direct wiring[J]. *Chin. Opt. Lett.*, 2004, **2**(6): 362~363
- 5 Wang Ke, Wang Xinyi, Lin Bin *et al.*. The scalar theory and a simplified model of arrayed waveguide grating demux[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2004, **33**(9): 1072~1076 (in Chinese)  
王科, 王欣艺, 林斌等. 阵列波导光栅解复用器的标量传输理论及其简化模型[J]. *光子学报*, 2004, **33**(9): 1072~1076
- 6 C. Dragone. Efficient  $N \times N$  star coupler based on Fourier optics

- [J]. *Electron. Lett.*, 1988, **24**(15): 942~944
- 7 C. Dragone. Efficient  $N \times N$  star couplers using Fourier optics [J]. *J. Lightwave Technol.*, 1989, **7**(3): 479~489
- 8 Qiu Liang, Ding Zhu, Yang Xianglin. The theoretical study and design of  $N \times N$  dielectric slab star coupler[J]. *J. Microwaves*, 1997, **13**(4): 307~313, 326 (in Chinese)  
邱 亮, 丁 竹, 杨祥林.  $N \times N$  星形平板介质光波导耦合器的理论与设计[J]. *微波学报*, 1997, **13**(4): 307~313, 326
- 9 Qiu Liang, Ding Zhu, Yang Xianglin. Theoretical model of  $N \times N$  dielectric slab star coupler[J]. *J. Southeast University*, 1998, **28**(1): 33~36 (in Chinese)  
邱 亮, 丁 竹, 杨祥林.  $N \times N$  星形平板介质光波导耦合器的理论模型[J]. *东南大学学报*, 1998, **28**(1): 33~36
- 10 Xie Jianping, Ming Hai. *The Foundation of Modern Optics* [M]. Hefei: University of Science and Technology of China Press, 1989 (in Chinese)  
谢建平, 明 海. *近代光学基础*[M]. 合肥: 中国科学技术大学出版社, 1989
- 11 Guo Fuyuan, Lin Bin, Chen Yuqing *et al.*. Characteristic analysis of diffraction from planar waveguide[J]. *Acta Optica Sinica*, 2002, **22**(12): 1513~1517 (in Chinese)  
郭福源, 林 斌, 陈钰清 等. 平面波导衍射特性分析[J]. *光学学报*, 2002, **22**(12): 1513~1517
- 12 Araz Yacoubian, Weiping Lin, David Olson *et al.*. Electro-optic modulator coupling loss improvement by tapering waveguides and fibers[C]. *IEEE Proc. of Aerospace Conference*, 2001, **3**: 1481~1488
- 13 Ye Peida, Wu Yizun. *Foundation Theory for Waveguide Technology* [M]. Beijing: People's Post and Telecommunications Publishing House, 1981 (in Chinese)  
叶培大, 吴彝尊. *光波导技术基本理论*[M]. 北京: 人民邮电出版社, 1981
- 14 Guo Fuyuan, Lin Bin, Chen Yuqing *et al.*. Beam parameters in the diffracted field of dielectric planar waveguide  $TE_0$  mode[J]. *Acta Optica Sinica*, 2003, **23**(6): 702~706 (in Chinese)  
郭福源, 林 斌, 陈钰清 等. 介质平面波导  $TE_0$  模衍射场的光束参量[J]. *光学学报*, 2003, **23**(6): 702~706
- 15 Wu Yixing. Application of Marcatili theory on channel optical waveguide[J]. *Applied Laser*, 1997, **17**(5): 204~206 (in Chinese)  
吴一星. 马卡提利理论在通道光波导中的应用[J]. *应用激光*, 1997, **17**(5): 204~206
- 16 Wu Chongqing. *Optical Waveguide Theory* [M]. Beijing: Tsinghua University Press, 2000 (in Chinese)  
吴重庆. *光波导理论*[M]. 北京: 清华大学出版社, 2000

## 征 订 启 事

### 《中国激光》增刊

第十七届全国激光学术会议于 2005 年 10 月 19~22 日在四川绵阳富乐山大酒店召开。本次会议由中国光学学会与中国电子学会联合主办。共有 350 多名来自高校、研究所以及公司激光领域的研究人员参加了本次会议。

本次大会共收到论文 330 篇,《中国激光》将其中的优秀论文 126 篇汇编成册,以增刊形式出版了《第十七届全国激光学术会议论文集》,为广大激光工作者提供了一份有价值的参考资料。

按照研究方向,论文集分为激光物理、非线性光学、高能固体激光与超短脉冲激光、新型激光器、激光技术及晶体材料、激光应用、光束传输、激光薄膜及元器件等专栏。较全面地反映了近年来我国激光科学技术研究、应用和产业化的最新成果,显示了激光科学技术对国家十一五规划、国家 863 计划、国家 973 计划、重大项目、国家基金和产业发展等方面的重要作用与贡献。

论文集共计 462 页,进口雅光纸精印,定价 100 元。欢迎订阅。

### 《光学手册》

这是我国编写的第一本基础性大型光学手册。本书顾问为著名光学专家龚祖同,主编为李景镇。

本书为 16 开,1541 页,定价 100 元。全书有 2700 多个公式,1400 余幅插图和 400 多个数据表格,230 万字。是“一本兼顾光学工作者和非光学科技工作者的参考书”(引自王大珩院士为本书的题词)。本书能使读者在较短时间内全面了解某门光学分科的主要内容,查阅公式、数据省时省力。

电话:021-69918427 电子信箱:gexiaohong@siom.ac.cn

地址:上海 800-211 信箱 邮政编码:201800 联系人:葛晓红