

矩形光波导 E_{00}^y 模衍射特性分析

林晓明 李连煌 郭福源

(福建师范大学光电与信息工程学院激光与光电子技术研究所, 光子技术福建省重点实验室 医学光电科学与技术教育部重点实验室, 福建 福州 350007)

摘要 基于 Marcatili 近似理论, 给出了一种矩形光波导 E_{00}^y 模模场的近似表达, 根据平面波角谱理论, 推导出了矩形光波导 E_{00}^y 模衍射场的空间频谱表达式, 探讨了其 x 轴方向上的空间频谱分布特性, 分析了矩形光波导 E_{00}^y 模在 x, y 轴方向上的光传输因子 M^2 , 并采用方形桶桶中功率对矩形波导 E_{00}^y 模空间频率半宽度进行数值分析, 得到了由方形桶桶中功率定义的矩形光波导 E_{00}^y 模空间频率半宽度随归一化频率变化的关系曲线。

关键词 物理光学; 衍射; 矩形光波导; 空间频谱; 光束传输因子; 桶中功率

中图分类号 O436.1; TN252 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/AOS201434.0526001

Characteristic Analysis on Diffraction of Rectangular Optical Waveguide E_{00}^y Mode

Lin Xiaoming Li Lianhuang Guo Fuyuan

(Key Laboratory of Optoelectronic Science and Technology for Medicine of Ministry of Education, Fujian Provincial Key Laboratory of Photonic Technology, Institute of Laser and Optoelectronics Technology, School of Optoelectronic and Information engineering, Fujian Normal University, Fuzhou, Fujian 350007, China)

Abstract Based on the approximative theory of Marcatili, an approximate mode expression of rectangular optical waveguide E_{00}^y mode is presented. Based on the angular spectrum principle of plane wave, the expression of diffraction spatial frequency spectra for rectangular optical waveguide E_{00}^y mode is deduced. The distribution characteristics of diffraction spatial frequency spectra for rectangular optical waveguide E_{00}^y mode in x axis is discussed. The beam propagation factors M^2 of rectangular optical waveguide E_{00}^y mode in x and y axis are analysed. The spatial frequency half width of rectangular optical waveguide E_{00}^y mode is numerically analysed by power in the quadrate bucket, and the curve of rectangular optical waveguide E_{00}^y mode spatial frequency half width defined by power in the quadrate bucket versus normalized frequency is obtained.

Key words physical optics; diffraction; rectangular optical waveguide; spatial frequency spectrum; beam propagation factor; power in the bucket

OCIS codes 260.1960; 230.7380; 070.7345

1 引 言

矩形光波导是制作定向耦合器^[1-2]、阵列波导光栅^[3]和凹面刻蚀光栅^[4]等光波导器件的基本元件。1969年, Marcatili^[1]在导模远离截止的条件下, 指出矩形光波导4个与芯层顶角相邻的包层区内光波能量很小, 将其忽略而带来的芯层模场的计算误差很小, 给出了矩形光波导芯层和4个与芯层边长相邻包层区的模场表达, 并将矩形光波导的模场分解为 E_{mm}^x 模和 E_{mm}^y 模。文献[2]基于 Marcatili

近似理论^[1]对矩形光波导定向耦合器 E_{mm}^x 模和 E_{mm}^y 模的耦合系数进行了分析。

模场分布高斯近似常被用于计算分析矩形光波导与光纤的端面耦合特性^[5-7]。文献[6]基于 Marcatili 近似理论, 在弱导近似条件下给出了方形光波导基模模场的近似表达式, 并在模场分布高斯近似下分析了方形光波导与光纤的端面耦合特性。

E_{00}^y 模是矩形光波导基模之一, 本文根据 Marcatili 近似理论, 参照文献[6]对方形光波导基

收稿日期: 2013-11-01; 收到修改稿日期: 2013-12-10

基金项目: 福建省教育厅重点项目(JK2012007)

作者简介: 林晓明(1988—), 男, 硕士研究生, 主要从事电磁场理论方面的研究。E-mail: linxfj@163.com

导师简介: 郭福源(1965—), 男, 博士, 教授, 主要从事光波导理论和光束传输理论及其应用等方面的研究。

E-mail: guofy@fjnu.edu.cn(通信联系人)

模模场的描述,给出了一种矩形光波导 $E_{\text{y}0}^{\text{y}}$ 模模场的近似表达式,并基于平面波角谱^[8]理论,给出了矩形光波导 $E_{\text{y}0}^{\text{y}}$ 模衍射场的空间频谱表达式,分析了矩形光波导 $E_{\text{y}0}^{\text{y}}$ 模的空间频谱特性和端口输出光束的光束参量特性,阐明了矩形光波导 $E_{\text{y}0}^{\text{y}}$ 模的端口输出特性。

基于二阶矩近场模场半宽度和二阶矩空间频率半宽度的乘积定义的光束传输因子 M^2 ^[9-10]和基于空间频谱分布或衍射远场分布表达的桶中功率^[11-14]是描述光束特性的主要参量。本文分析了矩形光波导 $E_{\text{y}0}^{\text{y}}$ 模端口输出光束在 x 轴方向上的光束传输因子 M_x^2 与相同 x 轴方向上的归一化芯层驻波参量 U_x 和归一化包层倏逝波参量 W_x 下 y 轴方向为无穷大的平面光波导 TE_0 模端口输出光束的光束传输因子 $M_{TE_0}^2$ 的关系,以及其在 y 轴方向上的光束传输因子 M_y^2 与相同 y 轴方向上的归一化芯层驻波参量 U_y 和归一化包层倏逝波参量 W_y 下 y 轴方向为无穷大的平面光波导 TM_0 模端口输出光束的光束传输因子 $M_{TM_0}^2$ 的关系,并基于数值计算分析了矩形光波导 $E_{\text{y}0}^{\text{y}}$ 模由方形桶桶中功率定义的空间频率半宽度随归一化频率的变化关系。结果表明,忽略 4 个与芯层顶角相邻包层区场分布时的空间频率半宽度 $f_{N,xB}$ 与矩形光波导 $E_{\text{y}0}^{\text{y}}$ 模的空间频率半宽度 $f_{w,xB}$ 存在一定的差异,且归一化频率 V_x 越小,二者差异越大。

2 矩形光波导 $E_{\text{y}0}^{\text{y}}$ 模衍射频谱特性分析

深埋矩形光波导由折射率为 n_1 的芯层和折射率均为 n_2 的包层组成。设深埋矩形光波导端面垂直于 z 轴且与 xOy 平面重合, $P(x, y, 0)$ 为矩形光波导端面上的任一参考点,以坐标原点 O 与观察点 P' 之间的距离 R 为半径的半球面为远场观察面, $P'(R\cos\alpha, R\cos\beta, R\cos\gamma)$ 为远场观察半球面上的一参考点,其中 α, β, γ 分别为 OP' 与 x 轴、 y 轴和 z 轴的夹角,如图 1 所示。 $2C$ 表示 4 个与芯层顶角相邻的包层区, $2B$ 和 $2A$ 表示与芯层边相邻的包层区, a 和 b 分别为矩形光波导芯层在 x, y 轴方向上的半宽度。根据矩形光波导尺寸及场分布特点,借鉴瑞利判据^[15],当 $R \gg 2(x_{\text{max}}^2 + y_{\text{max}}^2)/\lambda$ 时, P 与 P' 之间的距离 $L \approx R - (x\cos\alpha + y\cos\beta)$, 其中 x_{max} 和 y_{max} 分别为矩形光波导在 x, y 轴方向上的有效尺寸,当 $R > \sqrt{x_{\text{max}}^2 + y_{\text{max}}^2}$ 时, PP' 与 z 轴的夹角 χ 约等于夹角 γ , 惠更斯-菲涅耳原理数学表达式中的倾斜因子^[16]

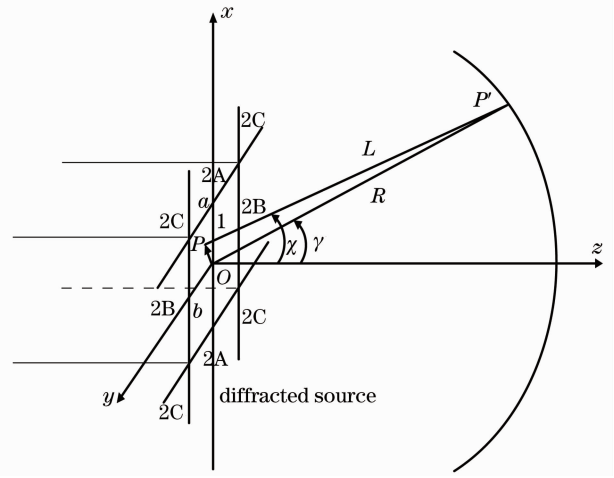


图 1 矩形光波导在笛卡尔坐标系下的衍射示意图
Fig.1 Schematic diagram of diffraction of the rectangular optical waveguide in Cartesian coordinate system

$$K(\chi) \approx K(\gamma).$$

根据平面波角谱^[8]理论和惠更斯-菲涅耳原理^[16], 衍射远场观察点 P' 的电场强度 $E_{P'}$ 可由物理意义上的衍射源空间频谱^[10] $S_P(f_x, f_y)$ 表示为

$$E_{P'} = \frac{K(\gamma)\exp(ikR)}{i\lambda R} S_P(f_x, f_y), \quad (1)$$

式中 i 为虚数单位, $k = 2\pi/\lambda$ 是波长为 λ 的光波波数, $f_x = \cos\alpha/\lambda$ 和 $f_y = \cos\beta/\lambda$ 分别为 x 轴和 y 轴方向上的空间频率。

参照文献^[17]可知,定义域为 $\sqrt{f_x^2 + f_y^2} < 1/\lambda$ 的物理意义上的空间频谱^[10] $S_P(f_x, f_y)$ 等于定义域为 $f_x \in (-\infty, \infty)$ 和 $f_y \in (-\infty, \infty)$ 的数学概念上的空间频谱^[10] $S(f_x, f_y)$ 与圆孔函数 $\text{circ}(\lambda\sqrt{f_x^2 + f_y^2})$ 的乘积,可表示为

$$S_P(f_x, f_y) = S(f_x, f_y)\text{circ}(\lambda\sqrt{f_x^2 + f_y^2}). \quad (2)$$

数学概念上的空间频谱^[10] $S(f_x, f_y)$ 等于衍射源的电场分布 $E(x, y, 0)$ 的二维傅里叶变换^[8], 可表示为

$$S(f_x, f_y) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} E(x, y, 0) \times \exp[-i2\pi(xf_x + yf_y)] dx dy, \quad (3)$$

式中 $E(x, y, 0)$ 为矩形光波导端面外侧紧贴 xOy 平面处的近场电场分布。

根据 Marcatili 近似理论^[1], 矩形光波导 $E_{\text{y}0}^{\text{y}}$ 模芯层和 4 个与芯层边长相邻的包层区的电场分布以及矩形光波导 $E_{\text{y}0}^{\text{y}}$ 模 4 个与芯层顶角相邻包层区的电场分布^[6]为

$$E_{00,1}(x,y) = C_1 \cos(U_x |x|/a) \cos(U_y |y|/b), \quad |x| \leq a, \quad |y| \leq b, \quad (4)$$

$$E_{00,2A}(x,y) = C_1 \cos(U_x) \cos(U_y |y|/b) \exp[-W_x(|x|/a - 1)], \quad |x| > a, \quad |y| \leq b, \quad (5)$$

$$E_{00,2B}(x,y) = C_1 \cos(U_y) \cos(U_x |x|/a) \exp[-W_y(|y|/b - 1)], \quad |x| \leq a, \quad |y| > b, \quad (6)$$

$$E_{00,2C}(x,y) = C_1 \cos(U_x) \cos(U_y) \exp[-W_x(|x|/a - 1)] \exp[-W_y(|y|/b - 1)], \quad |x| > a, \quad |y| > b, \quad (7)$$

式中 C_1 为场振幅系数, $E_{00,1}(x,y)$ 为矩形光波导芯层的电场分布, $E_{00,2A}(x,y)$ 为与矩形光波导芯层边长相邻的包层区 2A 的电场分布, $E_{00,2B}(x,y)$ 为与矩形光波导芯层边长相邻的包层区 2B 的电场分布, $E_{00,2C}(x,y)$ 为与矩形光波导芯层顶角相邻包层区 2C 的电场分布, U_x 和 U_y 分别为 x 、 y 轴方向上的归一化芯层驻波参量, $W_x = U_x \tan U_x$ 和 $W_y = \xi_{TM} U_y \tan U_y$ 分别为 x 、 y 轴方向上的归一化包层倏逝波参量, 系数 $\xi_{TM} = n_2^2/n_1^2$ 。

根据麦克斯韦方程的边界条件及菲涅耳公式^[18], 当矩形光波导有效尺寸比光波波长大多

时, 矩形光波导端面外侧紧贴 xOy 平面处的近场电场分布 $E(x,y,0)$ 等于矩形光波导的本征电场分布 $E_{00,j}(x,y,0)$ 与一由矩形光波导等效折射率^[19] 和衍射空间折射率比值决定的透射系数 C_2 的乘积, 可表示为

$$E(x,y,0) = C_2 E_{00,j}(x,y,0), \quad (8)$$

式中下标 $j=1, 2A, 2B, 2C$ 。

矩形光波导 E_{00}^y 模的空间频谱 $S_w(f_x, f_y)$ 由矩形光波导全部区域的空间频谱共同描述, 由(3)~(8)式可知, 空间频谱 $S_w(f_x, f_y)$ 可表示为

$$S_w(f_x, f_y) = \frac{C_1 C_2 ab V_x^2}{F_x^2 + W_x^2} \left[\frac{\sin(F_x - U_x)}{F_x - U_x} + \frac{\sin(F_x + U_x)}{F_x + U_x} \right] \left\{ \frac{V_y^2}{F_y^2 + W_y^2} \left[\frac{\sin(F_y - U_y)}{F_y - U_y} + \frac{\sin(F_y + U_y)}{F_y + U_y} \right] + \frac{(\xi_{TM} - 1) U_y}{F_y^2 + W_y^2} [\sin(F_y - U_y) + \sin(F_y + U_y)] \right\}, \quad (9)$$

式中 $V_x = (U_x^2 + W_x^2)^{1/2}$ 和 $V_y = (U_y^2 + W_y^2)^{1/2}$ 分别为 x 、 y 轴方向上的光波导归一化频率, $F_x = 2\pi a f_x$, $F_y = 2\pi b f_y$ 。

矩形光波导 E_{00}^y 模在远场观察半球面上的衍射场分布可由(1)、(2)、(9)式联立表示。

以 $\lambda = 1.5525 \mu\text{m}$, $a = b = 3 \mu\text{m}$, $\xi_{TM} = 0.9924$, $V_x = V_y = 1.5316$ 为例, 为了便于给出曲线, 设 $C_1 C_2 = 1$, 由(9)式可知, 矩形光波导 E_{00}^y 模 x 轴上的空间频谱分布 $S_w(f_x, 0)$ 如图 2 中实线所示。

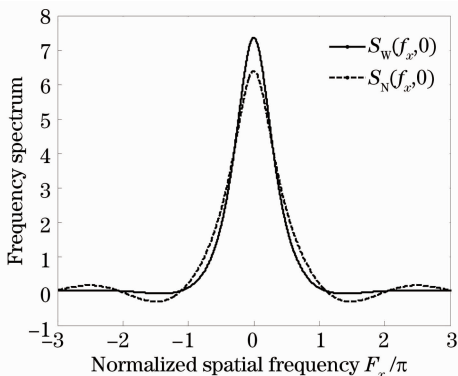


图 2 矩形光波导 E_{00}^y 模衍射空间频谱

Fig. 2 Diffraction spatial frequency spectra of rectangular optical waveguide E_{00}^y mode

当忽略 4 个与芯层顶角相邻包层区的场分布时, 空间频谱 $S_N(f_x, f_y)$ 等于矩形光波导 E_{00}^y 模的空间频谱 $S_w(f_x, f_y)$ 与 4 个与芯层顶角相邻的包层区的空间频谱 $S_C(f_x, f_y)$ 之差, 即

$$S_N(f_x, f_y) = S_w(f_x, f_y) - S_C(f_x, f_y). \quad (10)$$

由(3)式和(7)式可知, 4 个与芯层顶角相邻的包层区的空间频谱 $S_C(f_x, f_y)$ 可表示为

$$S_C(f_x, f_y) = C_1 C_2 ab \frac{F_x^2 - U_x^2}{F_x^2 + W_x^2} \frac{F_y^2 - \xi_{TM}^2 U_y^2}{F_y^2 + W_y^2} \times \left[\frac{\sin(F_x - U_x)}{F_x - U_x} + \frac{\sin(F_x + U_x)}{F_x + U_x} \right] \cdot \left[\frac{\sin(F_y - U_y)}{F_y - \xi_{TM} U_y} + \frac{\sin(F_y + U_y)}{F_y + \xi_{TM} U_y} \right]. \quad (11)$$

当忽略 4 个与芯层顶角相邻包层区的场分布时, 仍设 $C_1 C_2 = 1$, 其 x 轴上的空间频谱分布 $S_N(f_x, 0)$ 如图 2 中虚线所示。

由图 2 可知, 当忽略 4 个与芯层顶角相邻包层区的场分布时, x 轴上的空间频谱分布 $S_N(f_x, 0)$ 与矩形光波导 E_{00}^y 模 x 轴上的空间频谱分布 $S_w(f_x, 0)$ 相比有较大的波动性, 且在 $f_x = 0$ 处, $S_N(f_x, 0)$ 小于 $S_w(f_x, 0)$ 。

3 矩形光波导 E_{00}^y 模光束参量特性分析

根据 Siegman^[9] 基于二阶矩近场模场半宽度和二阶矩空间频率半宽度的乘积定义的光束传播因子 M^2 , x, y 轴方向上的光束传输因子公式可表示为^[10]

$$M_j^2 = \pi \omega_{SM,j} f_{SM,j}, \quad (12)$$

式中下标 $j = x, y$ 分别表示沿 x, y 轴方向, $\omega_{SM,j}$ 为二阶矩近场模场半宽度, $f_{SM,j}$ 为二阶矩空间频率半宽度。

根据 Hayata 等^[20] 关于平面光波导二阶矩近场模场半宽度的定义, 矩形光波导 E_{00}^y 模 x 轴上的二阶矩近场模场半宽度 $\omega_{SM,x}$ 等于相同 U_x 和 W_x 参数下 y 轴方向为无穷大的平面光波导 TE_0 模的二阶矩近场模场半宽度^[21], 其 y 轴上的二阶矩近场模场半宽度 $\omega_{SM,y}$ 等于相同 U_y 和 W_y 参数下 y 轴方向为无穷大的平面光波导 TM_0 模的二阶矩近场模场半宽度。

二阶矩空间频率半宽度 $f_{SM,j}$ 是基于数学概念上的空间频谱^[10] $S(f_x, f_y)$ 计算的。根据(9)式可知, 矩形光波导 E_{00}^y 模 x 轴上的空间频谱可等效于 y 轴方向为无穷大的平面光波导 TE_0 模的空间频谱^[22] 乘上一由 V_y 决定的系数, x 轴上的二阶矩空间频率半宽度 $f_{SM,x}$ 等于相同 U_x 和 W_x 参数下 y 轴方向为无穷大的平面光波导 TE_0 模端口输出光束的二阶矩空间频率半宽度^[21]; 其 y 轴上的空间频谱可等效于 y 轴方向为无穷大的平面光波导 TM_0 模的空间频谱^[22] 乘上一由 V_x 决定的系数, y 轴上的二阶矩空间频率半宽度 $f_{SM,y}$ 等于相同 U_y 和 W_y 参数下 y 轴方向为无穷大的平面光波导 TM_0 模端口输出光束的二阶矩空间频率半宽度。根据(12)式可知, 矩形光波导 E_{00}^y 模端口输出光束在 x 轴方向上的光束传输因子 M_x^2 等于相同 U_x 和 W_x 参数下 y 轴方向为无穷大的平面光波导 TE_0 模端口输出光束的光束传输因子 $M_{TE_0}^2$ ^[21], 其在 y 轴方向上的光束传输因子 M_y^2 等于相同 U_y 和 W_y 参数下 y 轴方向为无穷大的平面光波导 TM_0 模端口输出光束的光束传输因子 $M_{TM_0}^2$ 因子。

由于轴上二阶矩近场模场半宽度 $\omega_{SM,j}$ 与 4 个与芯层顶角相邻包层区的场分布无关, 当忽略 4 个与芯层顶角相邻包层区的场分布时, x, y 轴上的二阶矩近场模场半宽度分别与矩形光波导 E_{00}^y 模 x, y 轴上的二阶矩近场模场半宽度相同。根据(9)~(11)式可知, 当忽略 4 个与芯层顶角相邻包层区的场分布时, 矩形光波导 E_{00}^y 模衍射特性等效于 E_{00}^y 模

输出光束经过一个 4 个顶角区为不透光的屏(4 个顶角区为满足 $|x| > a$ 且 $|y| > b$ 的区域)后的受限衍射特性, 借鉴文献[23-24] 对非傍轴矢量光束二阶矩发散特性的概念, 由于在二阶矩空间频率半宽度 $f_{SM,x}$ 和 $f_{SM,y}$ 计算公式中的被积函数 $f_x^2 S_N^2(f_x, 0)$ 和 $f_y^2 S_N^2(0, f_y)$ 在 $f_x \rightarrow \infty$ 和 $f_y \rightarrow \infty$ 时均不收敛, 不能计算二阶矩空间频率半宽度 $f_{SM,x}$ 和 $f_{SM,y}$, 也不能计算光束传输因子。

根据 Siegman^[11] 对桶中功率的定义, 并参照桶中功率计算公式^[12-14], 基于物理意义上的空间频谱^[10], $S_p(f_x, f_y)$ 的矩形光波导方形桶桶中功率的计算式可表示为

$$P_{PIB}(f_{xB}, f_{yB}) = \frac{\int_{-f_{xB}}^{f_{xB}} \int_{-f_{yB}}^{f_{yB}} |S_p(f_x, f_y)|^2 df_x df_y}{\iint_{\sqrt{f_x^2 + f_y^2} \leq 1/\lambda} |S_p(f_x, f_y)|^2 df_x df_y}, \quad (13)$$

式中 f_{xB}, f_{yB} 为由桶中功率定义的 x, y 轴方向上的空间频率半宽度。

以束腰半径 $\omega_0 \gg \lambda$ 的基模高斯光束为例, 其归一化空间频谱 $S(f_x, f_y) = \exp[-(f_x^2 + f_y^2)/f_0^2]$, 其中 $f_0 = 1/(\pi\omega_0)$ 为束腰半径 ω_0 对应的空间频率半宽度, 当 $f_{xB} = f_0, f_{yB} = f_0$ 时, 以空间频率宽度 $2f_0$ 为边长的方形桶的桶中功率占总功率的 91.11%。

本文以方形桶桶中功率 91.11% 确定矩形光波导 E_{00}^y 模的空间频率半宽度随归一化频率的变化关系。仍以 $\lambda = 1.5525 \mu\text{m}, a = b = 3 \mu\text{m}, \xi_{TM} = 0.9924$ 为例, 此时 $V_y = V_x, f_{yB} = f_{xB}$ 。由(9)式和(13)式可知, 对于矩形光波导 E_{00}^y 模, 由桶中功率 91.11% 定义的空间频率半宽度 $f_{w,xB}$ 随归一化频率 V_x 变化的关系曲线如图 3 中实线所示。

由图 3 可知, 空间频率半宽度 $f_{w,xB}$ 随 V_x 增加而单调递增; 当 $V_x \rightarrow 0$ 时, $f_{w,xB} \rightarrow 0$; 当 $V_x \rightarrow \infty$ 时, $f_{w,xB} \rightarrow 0.1547$ 。

当忽略 4 个与芯层顶角相邻包层区的场分布时, 由(9)~(11)式和(13)式可知, 由桶中功率 91.11% 定义的空间频率半宽度 $f_{N,xB}$ 随归一化频率 V_x 变化的关系曲线如图 3 中虚线所示。

由图 3 可知, 当 $V_x \rightarrow 0$ 时, $f_{N,xB} \rightarrow 0.1241$; 当 $0 < V_x < 1.2500$ 时, $f_{N,xB}$ 随 V_x 增加而单调递减; 当 $V_x = 1.2500$ 时, $f_{N,xB}$ 取极小值为 $f_{N,xBmin} = 0.0847$; 当 $V_x > 1.2500$ 时, $f_{N,xB}$ 随 V_x 增加而单调递增。

以矩形光波导 E_{00}^y 模的空间频率半宽度 $f_{w,xB}$ 为

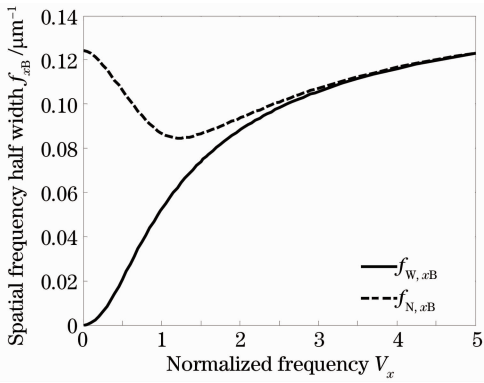


图3 空间频率半宽度 f_{xB} 和归一化频率 V_x 的关系曲线
Fig. 3 Relationship curves of spatial frequency half width f_{xB} versus normalized frequency V_x

基准,定义忽略4个与芯层顶角相邻包层区的场分布而引起的空间频率半宽度 $f_{N,xB}$ 的相对计算误差为

$$\delta = \frac{f_{N,xB} - f_{w,xB}}{f_{w,xB}} \quad (14)$$

空间频率半宽度 $f_{N,xB}$ 的相对计算误差 δ 随归一化频率 V_x 变化的关系曲线如图4所示。

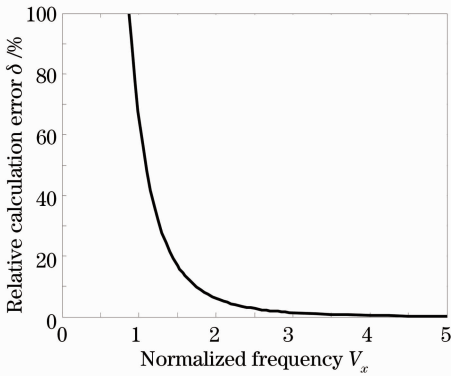


图4 空间频率半宽度 $f_{N,xB}$ 的相对计算误差 δ 随归一化频率 V_x 变化的关系曲线

Fig. 4 Relationship curve between relative calculation error δ of spatial frequency half width $f_{N,xB}$ versus normalized frequency V_x

由图4可知,相对计算误差 δ 随着归一化频率 V_x 增加而单调递减。当 $V_x \rightarrow 0$ 时, $\delta \rightarrow \infty$; 当 $V_x = \pi/2$ 时, $\delta = 14.48\%$; 当 $V_x = 1.7450$ 时, $\delta = 10\%$; 当 $V_x = 3.2310$ 时, $\delta = 1\%$; 当 $V_x \rightarrow \infty$ 时, $\delta \rightarrow 0$ 。

可见,当归一化频率 V_x 较小时,忽略4个与芯层顶角相邻包层区场分布时的空间频率半宽度 $f_{N,xB}$ 的相对计算误差 δ 较大,即空间频率半宽度 $f_{N,xB}$ 与矩形光波导 E_{00}^y 模的空间频率半宽度 $f_{w,xB}$ 的差异较大,当 V_x 较大时,其相对计算误差 δ 较小,即随着 V_x 的增大,空间频率半宽度 $f_{N,xB}$ 趋近于矩

形光波导 E_{00}^y 模的空间频率半宽度 $f_{w,xB}$ 。

4 结 论

1) 根据平面波角谱理论,给出了矩形光波导 E_{00}^y 模衍射场的空间频谱表达式,分析了矩形光波导 E_{00}^y 模 x 轴上的空间频谱分布特性,其 x 轴上的空间频谱分布 $S_w(f_x, 0)$ 和忽略4个与芯层顶角相邻包层区场分布时 x 轴上的空间频谱分布 $S_N(f_x, 0)$ 存在一定差异。

2) 根据 Hayata 等对平面光波导二阶矩近场模场半宽度的描述,分析了矩形光波导 E_{00}^y 模 x 、 y 轴方向上的二阶矩近场模场半宽度,基于数学概念上的空间频谱 $S(f_x, f_y)$ 计算其 x 、 y 轴方向上的二阶矩空间频率半宽度,并对矩形光波导 E_{00}^y 模端口输出光束在 x 、 y 轴方向上的光束传输因子进行分析,其 x 轴方向上的光束传输因子 M_x^2 等于相同 U_x 和 W_x 参数下 y 轴方向为无穷大的平面光波导 TE_0 模端口输出光束的光束传输因子 $M_{TE_0}^2$, y 轴方向上的光束传输因子 M_y^2 等于相同 U_y 和 W_y 参数下 y 轴方向为无穷大的平面光波导 TM_0 模端口输出光束的光束传输因子 $M_{TM_0}^2$ 。

3) 基于物理意义上的空间频谱 $S_P(f_x, f_y)$ 数值分析了由方形桶桶中功率 91.11% 定义的空间频率半宽度随归一化频率的变化关系。结果表明,当归一化频率 V_x 较小时,忽略4个与芯层顶角相邻包层区的场分布时的空间频率半宽度 $f_{N,xB}$ 与矩形光波导 E_{00}^y 模的空间频率半宽度 $f_{w,xB}$ 的差异较大,只有当 V_x 较大时,空间频率半宽度 $f_{N,xB}$ 才趋近于矩形光波导 E_{00}^y 模的空间频率半宽度 $f_{w,xB}$ 。

参 考 文 献

- 1 E A J Marcattili. Dielectric rectangular waveguide and directional coupler for integrated optics [J]. Bell System Technical Journal, 1969, 48(7): 2071-2102.
- 2 M Kuznetsov. Expressions for the coupling coefficient of a rectangular-waveguide directional coupler [J]. Opt Lett, 1983, 8(9): 499-501.
- 3 D M Zhang, Y Zhao, C S Ma, et al.. Performance analysis of a polymer/silicon arrayed waveguide grating [C]. SPIE, 2002, 4905: 432-437.
- 4 Z J Sun. Demultiplexer Based on Integrated Concave Grating [D]. Manitoba: University of Manitoba, 1998. 35-65.
- 5 A Yacoubian, W P Lin, D Olson, et al.. Electro-optic modulator coupling loss improvement by tapering waveguides and fibers [J]. IEEE Proc Aerospace Conference, 2001, 3: 1481-1488.
- 6 F Y Guo, L H Li, H Zheng, et al.. Coupling characteristics between fundamental mode square waveguide and fiber [C]. SPIE, 2012, 8555: 85551H.
- 7 You Yang, Zhao Ming, Yang Zhenyu. Progress of study on waveguide and fiber coupling design [J]. Laser & Optoelectronics

- Progress, 2013, 50(2): 020007.
- 尤 杨, 赵 茗, 杨振宇. 波导与光纤耦合设计研究进展[J]. 激光与光电子学进展, 2013, 50(2): 020007.
- 8 J W Goodman. Introduction to Fourier Optics (2nd Edition) [M]. New York: McGraw-Hill, 1996. 30—61.
- 9 A E Siegman. New development in laser resonators [C]. SPIE, 1990, 1224: 2—14.
- 10 Guo Fuyuan, Li Lianhuang. Propagation characteristics of nonparaxial diffraction beam [J]. Chinese J Lasers, 2013, 40(1): 0102004.
- 郭福源, 李连煌. 非傍轴衍射光束的传输特性[J]. 中国激光, 2013, 40(1): 0102004.
- 11 A E Siegman. How to (maybe) measure laser beam quality [J]. OSA Trends in Optical and Photonics Series, 1998, 17(2): 184—199.
- 12 Feng Guoying, Zhou Shouhuan. Discussion of comprehensive evaluation on laser beam quality [J]. Chinese J Lasers, 2009, 36(7): 1643—1653.
- 冯国英, 周寿桓. 激光光束质量综合评价的探讨[J]. 中国激光, 2009, 36(7): 1643—1653.
- 13 Yin Suqin, Zhang Bin. Analysis of the output characteristics of high-power fiber lasers after spectral beam combination [J]. Acta Optica Sinica, 2011, 31(2): 0214002.
- 阴素芹, 张 彬. 高功率光纤激光器谱合成系统的输出特性分析[J]. 光学学报, 2011, 31(2): 0214002.
- 14 Qing Yusan, Jiang Donglin, Lü Baida. Beam quality of plane waves diffracted by a rectangular annular aperture [J]. Laser Technology, 2001, 25(5): 335—337.
- 卿与三, 江东林, 吕百达. 平面波经方环衍射后的光束质量评价[J]. 激光技术, 2001, 25(5): 335—337.
- 15 Li Xiaotong, Cen Zhaofeng. Geometrical Optics, Aberrations and Optical Design (2nd Edition) [M]. Hangzhou: Zhejiang University Press, 2007. 301—302.
- 李晓彤, 岑兆丰. 几何光学·像差·光学设计(第2版)[M]. 杭州: 浙江大学出版社, 2007. 301—302.
- 16 M Born, E Wolf. Principles of Optics (7th Edition) [M]. Oxford: Cambridge University Press, 1999. 412—516.
- 17 Guo Fuyuan, Li Lianhuang, Zheng Hua, *et al.*. Propagation characteristics of simple cylindrical polarized beam [J]. Chinese J Lasers, 2013, 40(8): 0802003.
- 郭福源, 李连煌, 郑 华, 等. 简单柱面坐标偏振光束的传输特性[J]. 中国激光, 2013, 40(8): 0802003.
- 18 Liang Quanting. Physical Optics (3rd Edition) [M]. Beijing: Publishing House of Electronics Industry, 2008. 22—31.
- 梁铨廷. 物理光学(第3版)[M]. 北京: 电子工业出版社, 2008. 22—31.
- 19 Gao Yuan, Zhang Xiaoxia, Liao Jinkun. Analysis on performances of several polymer bent waveguide based on asymmetric ridge waveguide [J]. Acta Optica Sinica, 2012, 32(10): 1013001.
- 高 原, 张晓霞, 廖进昆. 基于非对称脊波导的多种聚合物弯波导性能分析[J]. 光学学报, 2012, 32(10): 1013001.
- 20 K Hayata, M Koshiba, M Suzuki. Modal spot size of axially nonsymmetrical fibres [J]. Electron Lett, 1986, 22(3): 127—129.
- 21 Guo Fuyuan, Lin Bin, Chen Yuqing, *et al.*. Beam parameters in the diffracted field of dielectric planar waveguide TE₀ mode [J]. Acta Optica Sinica, 2003, 23(6): 702—706.
- 郭福源, 林 斌, 陈钰清, 等. 介质平面波导 TE₀ 模衍射场的光束参量[J]. 光学学报, 2003, 23(6): 702—706.
- 22 Guo Fuyuan, Lin Bin, Chen Yuqing, *et al.*. Characteristic analysis of diffraction from planar waveguide [J]. Acta Optica Sinica, 2002, 22(12): 1513—1517.
- 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.
- 23 Deng Xiaojie, Niu Guojian, Liu Caixia, *et al.*. Propagation characteristics of nonparaxial Gaussian beams [J]. Acta Physica Sinica, 2011, 60(9): 094202.
- 邓小玑, 牛国鉴, 刘彩霞, 等. 非傍轴高斯光束传输特性的研究[J]. 物理学报, 2011, 60(9): 094202.
- 24 Deng Xiaojie, Wang Guoan, Liu Caixia, *et al.*. Divergent characteristic of the second order moment of nonparaxial vector beams [J]. Acta Physica Sinica, 2009, 58(12): 8260—8263.
- 邓小玑, 汪国安, 刘彩霞, 等. 非傍轴矢量光束二阶矩的发散特性[J]. 物理学报, 2009, 58(12): 8260—8263.

栏目编辑: 史 敏