

文章编号: 1001-3806(2007)06-0620-04

基于硅的阵列波导光栅的理论分析

郭建强

(西南交通大学 理学院, 成都 610031)

摘要: 为了研究平面光波导光栅的理论和设计方法, 采用波导模场的高斯近似和有效折射率法对波导进行计算, 在不考虑平面波导有效折射率的色散效应和近轴近似条件下, 分析了阵列波导光栅近似设计理论, 经模拟设计与实际设计参数对比, 得到了正确的方法, 并简化了计算结果。结果表明, 这种近似理论为阵列波导光栅的工程设计提供了一种简单实用的计算方法。

关键词: 衍射光栅; 阵列波导光栅; 近轴光学; 波分复用/解复用器

中图分类号: O 227 **文献标识码:** A

Theory analysis of array waveguide grid based on Si slab

GUO Jian-qiang

(College of Science, Southwest Jiaotong University, Chengdu 610031, China)

Abstract In order to simplify the complicated theory and calculation about arrayed waveguide gratings (AWG), a simple analysis theory method is provided for the design of AWG, in which the gaussian approximation of the field distribution of the mode in an waveguide, effective index method and Marcaltimethod were adopted to analyze the optical waveguides without regard to the dispersion of the slab waveguides. Based on the above approximation, a simple and practical AWG calculation method is obtained.

Key words diffraction gratings; arrayed waveguide grating; axial optics; wavelength multiplexer/demultiplexer

引 言

在密集波分复用 DWDM 系统中, 波长复用器和解复用器是实现这一技术的关键器件。一种新型的平面光学电路 (planar lightwave circuit, PLC) 是最佳的解决方法^[1, 2]。它是硅为衬底单片集成的石英阵列波导光栅 (arrayed waveguide grating, AWG), 产生光的衍射进行波长的选择^[3]。

AWG 的概念首先是由荷兰 Delft 大学的 SM II^[4] 在 1988 年提出的。TAKAHASHI 等报道了第 1 个工作于长波窗口的器件^[5]。DRAGONE 将阵列波导光栅的概念从 $1 \times N$ 推广到 $N \times N$ 。其重要的应用价值引起了 NNT 公司和 Bell 实验室等的关注, 一系列波长间隔从 15nm, 8 条通道的波导光栅复用器到 0.2nm (25GHz), 128 条通道的波导光栅复用器解复用器已经成功地研制出来。

下面将分析 AWG 的基本原理, 并采用高斯近似、旁轴近似、有效折射率法和马卡梯里近似下, 不考虑平

面波导色散的影响, 推导了阵列波导光栅物理过程和数学表达式, 为工程设计提供了理论方法。

1 AWG 的工作原理

如图 1 所示, 它是硅为衬底集成的石英阵列波

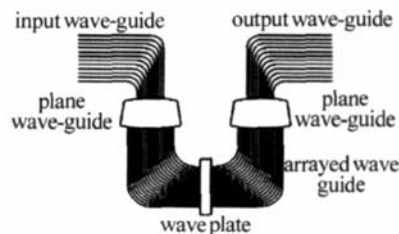


Fig 1 AWG basic principle

导光栅的示意图。AWG 有 N 个输入波导, N 个输出波导, 两个聚焦平面波导, 和波导阵列 5 个部分组成, 它工作在高阶衍射区, 对波长的分辨率达到纳米数量级^[6], 可实现波长的解复用^[7]。

1.1 平面波导 (自由传播区) 发散场的分布

输入波导如图 2 所示, 与平面波导存在一个界面, 由于波导宽度 ω 与波长 λ 在同一个数量级上, 在这个界面上不可能发生平面波导所特有的光折射。波导内的导波模式在端面出射后将转化成满足二维空间波动方程的连续模式。在平面波导中, 传输距离 $R \gg \lambda$ 和波导间隔 d 的情况下, 可以采用远场近似, 光场在自由

作者简介: 郭建强 (1957-), 男, 副教授, 现从事光电子及光纤无源器件的研究及教学工作。

Email: jianqguo@163.com

收稿日期: 2006-10-26 收到修改稿日期: 2007-03-20

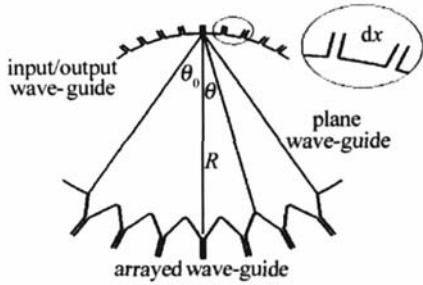


Fig 2 Input light waveguide

传播区域呈发散分布。

对于输入或输出对应的平面波导中, 衍射场的横向分布为 E_s , 而 r', s' 是波导中的位置, 可近似为一常数^[8], 描述为:

$$E_s(\theta) \propto \cos\theta \int_{in}(x) \exp(k_s x \sin\theta) dx \quad (1)$$

式中, $E_{in}(x)$ 表示输入的光矢量, $\exp(k_s x \sin\theta)$ 项为引入的相对相位因子。取基模 $I(0)$ 为参考值, k_s 为自由传播区的传播常数, 则相对的光强分布为:

$$\frac{I(\theta)}{I(0)} = \cos(\theta) (p_x k_x)^2 \times \left\{ \frac{p_x \cos\left[\frac{k_s \omega}{2} \sin(\theta)\right] - k_s \sin\left[\frac{k_s \omega}{2} \sin(\theta)\right]}{(k_s^2 - k_s^2 \theta^2)(p_x - p_x \theta^2)} \right\}^2 \quad (2)$$

又 $\theta \ll \frac{\pi}{2}$, 取 $\cos(\theta) = 1, \sin(\theta) = 0$ 则:

$$E_s(\theta) = (p_x k_x)^2 \frac{p_x \cos\left(\frac{k_s \omega \theta}{2}\right) - k_s \theta \sin\left(\frac{k_s \omega \theta}{2}\right)}{(k_s^2 - k_s^2 \theta^2)(p_x - p_x \theta^2)} \quad (3)$$

式中, k_x 为导波模式在芯区的横行传播常数, p_x 为包层中横向衰减常数。

1.2 输出波导接收端焦场分布

光到达接收端自由传播区后发生光栅衍射。设条形波导的传播常数为 k_c , 传播中引入的相位因子为 $\exp(k_s \Delta L)$, 其中 ΔL 为相邻阵列波导的长度增量, 是中心波长的整数倍, 所以对应的相位因子为 1。这样阵列波导输入光场的幅值及相位在输出端完全复现。而在输出端平面波导中角度为 θ 的阵列波导的光场到达位置为 x 的输出波导引入的相位因子为^[9]: $A(x) = \exp\left[R\theta k_c \sin\left(\frac{x}{R}\right)\right]$, 通常 $x/R \ll 1$, 则, $A(x) = \exp(i\theta k_c x)$ 。

设引入的强度因子为 $B(x/R)$, 阵列波导光栅接收/输出孔径半角为 θ_a ($\pi/2 \geq \theta_a \geq 0$), 那么接收端光场分布为: $E_s(x) = B(x/R) \int_{-\theta_a}^{+\theta_a} E_s(\theta) \exp(i\theta k_c x) d\theta$ (4)

上式通过数值计算进行积分, 它是阵列波导输出光在输出波导入口的光振幅分布, 由此进一步计算多光束干涉。

2 阵列波导光栅的色散特性

2.1 阵列波导光栅的色散

$N \times N$ 的阵列波导光栅的局部图如图 3 所示。 d 为阵列波导的间距, R 为聚焦块波导的焦距, Δx 输入

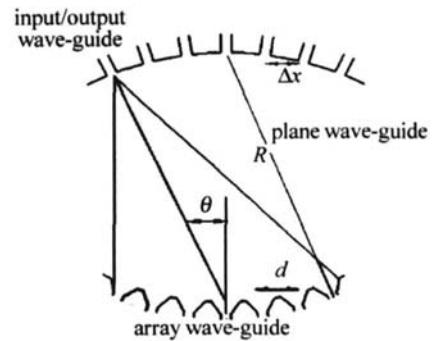


Fig 3 Partial structure array waveguide grating

输出波导的间距。在下面表达式中, n_s, n_c 分别为平面波导及信道波导的有效折射率, $\theta_{in}, \theta_{out}$ 为输入、输出衍射角 $\theta_{in} = i \frac{\Delta x}{R}, \theta_{out} = j \frac{\Delta x}{R}$, m 是光栅的衍射级数, λ 是波长, i, j 分别是输入、输出的波导数, ΔL 为相邻两阵列波导的长度差。只考虑两相邻波导, 则发生衍射极大的光栅推导如下^[10]: (1) 某输入波导的光波到达阵列波导端面时, 可以近似地看成平面波。由 $R \gg d$ 波面可看成平面; (2) 在同一个波面上, 不同点的相位相同; (3) 两相邻波导的光程差为: $r = n_s \Delta r_{in} + n_c \Delta L + n_s \Delta r_{out}$, 其中 r_{in}, r_{out} 为输入、输出端平面波导的几何程差; (4) 光波干涉加强的条件为两波同频且光程差为波长的整数倍。即 $n_s \Delta r_{in} + n_c \Delta L + n_s \Delta r_{out} = m \lambda$ 。

输入平面波导中, 如图 4 所示, 设角度为 θ_{in} 的输

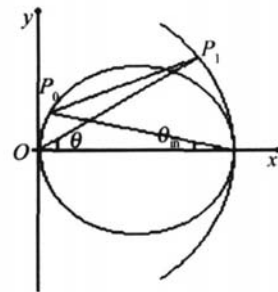


Fig 4 Input and output waveguide

入波导 P_0 到任意阵列波导 P_1 的几何长度为 r , 由几何关系可知:

$$r = P_0 P_1 =$$

$$R \sqrt{(\sin\theta_{in} \cos\theta_{in} - \sin\theta)^2 + (\sin\theta_{in} \sin\theta_{in} - \cos\theta)^2} \quad (5)$$

那么,

$$\frac{dr}{d\theta} =$$

$$R \frac{-\sin\theta_{in} \cos\theta_{in} \cos\theta + \sin\theta_{in} \sin\theta_{in} \sin\theta}{\sqrt{(\sin\theta_{in} \cos\theta_{in} - \sin\theta)^2 + (\sin\theta_{in} \sin\theta_{in} - \cos\theta)^2}} \quad (6)$$

考虑到 θ_{in}, θ 远小于 $\frac{\pi}{2}$, $\frac{dr}{d\theta} \approx -R \sin\theta_{in}$

由上式可知,对任意两相邻波导而言,平面波导引起的几何光程为一常数,这也是为何平面波导设计成 Rowland 圆盘的原因。

对于两相邻阵列波导: $\Delta r = R \sin\theta_{in}$, $\Delta\theta = R \sin\theta_{in} \times dR = d \sin\theta_{in}$ 。同理在输出平面波导中也有此关系。故干涉加强的条件为: $n_s d \sin\theta_{in} + n_c d \sin\theta_{out} + n_c \Delta L = m \lambda$ 。又 θ 远小于 $\pi/2$ 光栅方程可简化成:

$$m \lambda = n_s d \theta_{in} + n_c \Delta L + n_s d \theta_{out} \quad (7)$$

考虑衍射角随波长的变化,色散方程可从下面的式子对波长求导数得到(不考虑平面波导的色散效应):

$$\frac{d\theta_{out}}{d\lambda} = \left[m - \Delta L \frac{dn_c}{d\lambda} \right] / (n_s d)。$$
 令 $n_g = n_c - \lambda \frac{dn_c}{d\lambda}$ 为群

折射率,则 $\frac{dn_c}{d\lambda} = \frac{(n_c - n_g)}{\lambda}$, 代入(7)式,得:

$$\Delta\lambda = \Delta x_{out} \left[\frac{dx}{d\lambda} \right]^{-1} = \Delta x \frac{1}{R} \left[\frac{d\theta_{out}}{d\lambda} \right]^{-1} = \frac{\Delta x_{out} n_s d}{R} \left[\frac{n_g}{n_c} \right]^{-1} \quad (8)$$

(8)式为色散方程,表明波长与其在输出端的聚焦位置有一种明确的对应关系。在确定 ΔL , Δx_{out} 的情况下,选取合适的其它参数,使某一波长段具有相同间隔的一些波长与阵列波导光栅的输出波导相对应。色散方程是设计阵列波导光栅的基础。

2.2 自由光谱范围

自由光谱区 $\Delta\lambda_{FSR}$ (free spectral range FSR), 定义为^[11] 满足阵列波导光栅的波长范围间距。对于 $N \times N$ 波导阵列而言, $\Delta\lambda_{FSR}$ 应满足: $\Delta\lambda_{FSR} \geq N \Delta\lambda$ 。由于在阵列波导光栅中, $\theta_{in}, \theta_{out} \ll \frac{\pi}{2}$, $d \ll \Delta L$, $\Delta\lambda_{FSR}$ 为:

$$\Delta\lambda_{FSR} \approx n_g \Delta L = \frac{\lambda_0}{m} \left[\frac{n_g}{n_c} \right]^{-1} \quad (9)$$

2.3 频率响应

每一个输入光在输入聚焦块上发生衍射。同时,

$$\eta(\theta) = \frac{P_m}{P_m + P_{m \pm 1} + P_{m \pm 2} + \dots} = \frac{P(\theta)}{P(\theta) + P(\theta - \Delta\theta_m) + P(\theta + \Delta\theta_m) + P(\theta - 2\Delta\theta_m) + P(\theta + 2\Delta\theta_m) + \dots} = \frac{1}{1 + 2 \sum_{i=1}^{\infty} \left\{ \exp \left[-2 \left(\frac{i \Delta\theta_m}{\theta_g} \right)^2 \right] \cosh \left[2i\theta \frac{\Delta\theta_m}{\theta_g^2} \right] \right\}} \quad (11)$$

因此,中心波导的衍射效率定义为:

$$\eta(0) = \frac{P(0)}{P(0) + 2P \left[\frac{\lambda_0}{dn_s} \right] + 2P \left[2 \frac{\lambda_0}{dn_s} \right] + \dots} = \frac{1}{1 + 2 \exp \left[-2 \left(\frac{\pi \omega_0}{d} \right)^2 \right] + 2 \exp \left[-2 \left(\frac{2\pi \omega_0}{d} \right)^2 \right] + \dots} \quad (12)$$

从上式可以看出,衍射效率只与 ω_0/d 有关。除主衍射峰外,其它各角度对应的是不希望的重影,它们分走了部分能量,将造成衍射损耗。衍射损耗用电平表示为: $L_d = -10 \lg[\eta(\theta)]$ 。衍射损耗的一致性 L_{id} 定义为:

光场通过阵列波导在输出聚焦块上发生光栅衍射,不同波长的光聚焦在不同的输出波导上,并耦合进输出波导。其聚焦的位置依赖于光波长,其响应频率是指聚焦光进入输出波导的耦合系数与光频率之间的关系。在光波导中,波导的横向尺寸与波长可以相比拟,其传输模为高斯型,两个高斯模场的耦合系数用高斯形式方程表示为: $\exp \left[- \left(\frac{x}{\omega_0} \right)^2 \right]$ 。这里 x 是两个场之间的间距, ω_0 为光斑的大小。 x 与通过阵列波导的频率偏离 δf 呈正比,即 $x = \left[\frac{\Delta x}{\Delta f} \right] \delta f$ 。 $\Delta x / \Delta f$ 波导的线性色散。频率响应可以表示为: $T(\delta f) = \exp \left[- \left(\Delta x \delta f / \omega_0 \Delta f \right)^2 \right]$ 。复用器频率响应与高斯带通滤波器相同,其半峰全宽频率间隔 B_{FWHM} 满足:

$$\exp \left[- \left(\frac{\Delta x B_{FWHM}}{\omega_0 \Delta f} \right)^2 \right] = \frac{1}{2} \text{ 得到: } B_{FWHM} = (2 \sqrt{\ln 2} \omega_0 \Delta f / \Delta x) \quad (10)$$

2.4 衍射效率

光栅的衍射场用衍射角来描述^[12], $\Delta\theta_m = \frac{\lambda_0}{n_s d}$ 。

阵列波导的导波光在平面波导上发生干涉,其能量分布在很多干涉条纹级上,同时各波导的干涉场又受单缝衍射的调制。对于中心波长,不同干涉主极大对应的角度

为 $\Delta\theta_{m \pm} = i \Delta\theta_m$, 即 $\theta = 0$, $\theta = \pm \frac{\lambda_0}{n_s d}$, $\theta = \pm \frac{2\lambda_0}{n_s d}$, ...。其中, $\theta = 0$ 对应主峰,其它各角度对应的是不希望的重影,它们分走了部分能量。多波长光栅衍射的衍射场包络

可用高斯型函数表示^[13]: $p(\theta) = \exp \left[-2 \left(\frac{\pi n_s \omega_0 \theta}{\lambda_0} \right)^2 \right]$ 。

设 ω_0 为模场尺寸,即最大功率的 $1/e^2$ 处的半峰全宽。

设 $\theta_g = \frac{\lambda_0}{\pi \omega_0 n_s}$, 则: $p(\theta) = \exp \left[-2 \left(\frac{\theta}{\theta_g} \right)^2 \right]$ 。因此,光场的

衍射效率由衍射级数决定,对于 θ 对应的输出波导:

$$\eta(\theta) = \frac{P(\theta)}{P(\theta) + P(\theta - \Delta\theta_m) + P(\theta + \Delta\theta_m) + P(\theta - 2\Delta\theta_m) + P(\theta + 2\Delta\theta_m) + \dots} = \frac{1}{1 + 2 \sum_{i=1}^{\infty} \left\{ \exp \left[-2 \left(\frac{i \Delta\theta_m}{\theta_g} \right)^2 \right] \cosh \left[2i\theta \frac{\Delta\theta_m}{\theta_g^2} \right] \right\}} \quad (11)$$

中心波导与最外层波导的衍射损耗差。其中最外层输入/输出波导所对应的衍射角为: $\theta_{0 \max} \approx N \Delta x / 2R$, N 为信道数,其中,下标 0 表示衍射的主极大, \max 表示最大值。

$$L_{\text{sil}} = -10 \log[\eta(\theta_{\text{max}})] + 10 \log[\eta(0)] \quad (13)$$

3 仿真分析

3.1 光栅衍射效率

中心输出波导对应的衍射效率 $\eta(0) \leftrightarrow \frac{\omega_g}{d}$ (ω_g 为阵列波导端口处的模场半径) 的曲线, 其中, $\eta(0)$ 为归一化量, $\frac{\omega_g}{d}$ 的量纲为归一化量, d 是波导的间隔, 见图 5

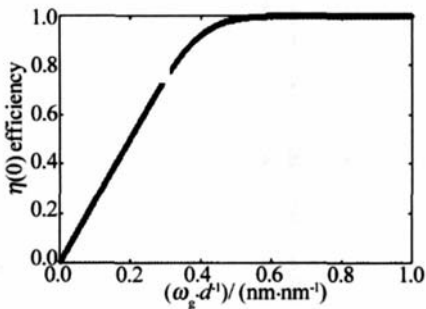


Fig 5 Diffraction efficiency of AWG

这一结果同严格的理论计算完全一致^[8]。同严格理论分析比较结果^[8]表明, 对于 8 通道 AWG 设计参数相同的条件下, 严格理论分析结果 / 近似分析结果为: 平板波导有效折射率 1.452/1.4522, 条形波导有效折射率 1.450/1.4502, 群折射率 1.496/1.5065, 自由光谱范围 19.27nm/19.1nm, 相邻阵列波导的长度差 83.428μm/83.42μm, 阵列波导数 91/91, 得到较好的吻合。

3.2 器件的频率响应

图 6 为复用器的光谱响应。水平轴表示频率的偏移量 δ , 量纲为吉赫兹。这与严格的理论分析结果

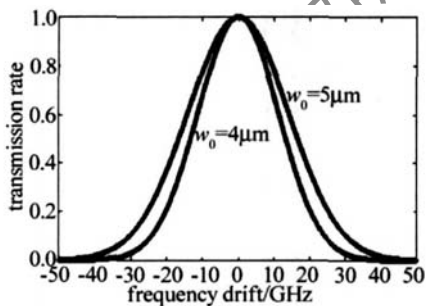


Fig 6 Spectrum response of AWG

完全一致^[8]。这里做出了当 $\omega_0 = 4\mu\text{m}$, $5\mu\text{m}$ 的曲线。

$$\omega_0 = 4.5\mu\text{m} \text{ 时, } B_{\text{FWHM}} = \frac{2\sqrt{\ln 2} \omega_0 \Delta f}{\Delta x} = 48 \text{ OGH z}$$

4 结论

在高斯近似、旁轴近似、有效折射率法和马卡梯里近似, 不考虑平面波导色散的前提下, 得到了一种阵列波导光栅的简单设计方法, 是实现自动化设计和制造阵列波导 AWG 理论基础。仿真结果与理论得到圆满的吻合。

参考文献

- [1] OU H Y, LEIH B, YANG Q Q *et al* Optimization of a 1×8 arrayed-waveguide grating multi/demultiplexer [J]. Chinese Journal of Semiconductors 2000 21(1): 12~17 (in Chinese).
- [2] JIA Zh A, QIAO X G, LIM *et al* The influence of temperature on reflected wavelength shift of fiber Bragg gratings [J]. Laser Technology 2004 28(3): 309~311 (in Chinese).
- [3] PASTOR D, MARTINEZ A, CAMPANY J *et al* Modeling and design of arrayed waveguide gratings [J]. Journal of Lightwave Technology 2002 20(4): 661~674.
- [4] SMITH K. New focusing and dispersive planar component based on an optical phased array [J]. Electron Lett 1988, 24(7): 385~386.
- [5] TAKAHASHI H, TOBA H. Transmission characteristics of arrayed waveguide $N \times N$ wavelength multiplexer [J]. Journal of Lightwave Technology 1995, 13(3): 7~14.
- [6] GUO W B, MA Ch Sh, CHEN W Y. Parameter design and loss analysis of a polymer arrayed-waveguide grating multi/demultiplexer [J]. Journal of Jilin University (Science Edition), 2002 40(1): 80~83.
- [7] LIN B, WANG K, GUO F Y *et al* Beam parameters in diffracted field of fiber end face and the measurement [J]. Acta Photonica Sinica 2004 33(3): 294~298 (in Chinese).
- [8] BERNASCONI P. Large $N \times N$ waveguide grating routers [J]. IEEE Journal of Lightwave Technology 2000 18(7): 17~23.
- [9] ISHI H, HIBINO Y, HANAWA F. Packaging and environmental stability of thermally controlled arrayed waveguide grating multiplexer module with thermoelectric device [J]. IEEE Journal of Lightwave Technology, 1998 16(2): 28~33.
- [10] YAMADA H, TAKADA K. Crosstalk reduction in a 10GHz spacing arrayed waveguide grating by phase-error compensation [J]. IEEE Journal of Lightwave Technology, 1998, 16(3): 5~10.
- [11] TANG Y, JIA K, LI B *et al* Silica based arrayed waveguide grating with flattened spectral response using multimode interference coupler [J]. Chinese Physics Letters 2004 21(6): 1064~1066.
- [12] KENNETH A. A arrayed waveguide grating for wavelength routing [J]. IEEE Communication Magazine, 1998 36(1212): 62~68.
- [13] WANG W, TANG Y, WANG Y. Etched diffraction grating based planar waveguide demultiplexer on silicon on insulator [J]. Opt & Quant Electron, 2004 35(4): 254~257.