

阵列波导光栅解复用器的标量传输理论及其简化模型*

王科^{1,2} 王欣艺¹ 林斌¹ 郭福源^{1,2}

(1 浙江大学光电系, 现代光学仪器国家重点实验室, 国家光学仪器工程技术研究中心, 杭州 310027)

(2 福建师范大学激光研究所, 福州 350007)

摘要 以波导本征模式场作输入光场, 阐述了 AWG 中实际光场的传输数学模型, 对输入场作高斯近似, 阐述了光场传输的简化模型. 通过简化模型与实际情况的比较, 肯定了高斯近似简化模型在一定情况下的合理性. 对于给定串扰要求, 利用高斯近似模型可以决定最外层阵列波导坐标与衍射场光束束腰的比值, 对实际器件设计来说有一定意义, 但高斯简化模型在一定情况会引入较大误差, 精确定量模拟 AWG 应采用实际光场标量传输模型.

关键词 阵列波导光栅; 模场; 高斯近似; 串扰

中图分类号 TN25; O441 **文献标识码** A

0 引言

波分复用技术(WDM)是解决大容量光通信的有效途径, 波分复用/解复用器是 WDM 系统中的关键器件. 阵列波导光栅(AWG)以其波长分辨率高、通道数量大、小型化和能够大规模生产等特点已成为业内研究热点.

利用高斯近似模拟阵列波导光栅有简明的数学表达式, 简化了繁琐的数学计算, 在器件设计, 模拟中被广泛采用^[1-3], 阵列波导光栅的另一种模拟方法则基于实际标量光场^[4]. 本文比较了实际标量光场传输模型和高斯简化模型在对器件串扰性能模拟上的差异, 指出高斯模型在一定情况下的可行性, 它可以为器件设计提供一个简化模型, 但同时也指出它在特定情况可能对串扰的模拟引入较大误差.

1 AWG 的基本结构

阵列波导光栅由输入/输出波导, 罗兰圆结构的两个平板导自由传播区 FPR₁、FPR₂ 及 2M + 1 条阵列导组成, 结构如图 1.

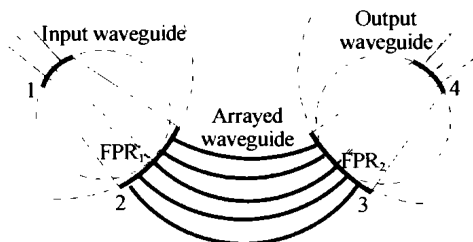


图1 阵列波导光栅结构图
Fig. 1 The structure of AWG

相邻阵列波导的长度差 ΔL 满足

$$n_o \Delta L = m \lambda_0 \quad (1)$$

式中 n_o 为阵列波导的有效折射率, 干涉级次 m 为一整数. λ_0 为中心波长. 聚焦条件为, 通过相邻阵列波导的光信号满足光栅方程

$$n_s d \sin \theta_{in} + n_s d \sin \theta_{out} + n_o \Delta L = m \lambda \quad (2)$$

n_s 为自由传播区有效折射率, d 为相邻阵列波导中心间距, θ_{in} 、 θ_{out} 分别是输入输出波导和中心阵列波导的夹角, 为方便描述, 本文均以中心波导输入, 即式中 $\theta_{in} = 0$. 由式(2)对波长求导可得线色散的表达式^[2]

$$dL/d\lambda = mn_g R / n_c n_s d \quad (3)$$

其中 $n_g = n_c - \lambda_0 dn_c/d\lambda$ 为群折射率. 满足式(1)的波长范围即自由光谱区^[1]

$$FSR = \lambda_0 n_c / mn_g \quad (4)$$

2 标量传输理论模型

光信号出入阵列波导光栅的过程为: 不同波长的光在 FPR₁ 区衍射; 耦合进入阵列波导; 在阵列波导中传输并引入相位差; 在 FPR₂ 区衍射聚焦; 从聚焦点耦合到输出波导输出. 下面阐述基于实际光场的标量传输模型.

2.1 光信号在输入波导中场分布

设 a 为波导的芯区横向半宽度, 定义阵列波导和输入/输出波导的归一化结构参数为: $V = ka \sqrt{n_1^2 - n_2^2}$, n_1 、 n_2 代表芯层和包层的折射率, k 为真空中波矢^[4]. 芯层归一化波导驻波参量为: $U = a \sqrt{n_1^2 k^2 - \beta^2}$, 包层归一化衰减常数为: $W = a \sqrt{\beta^2 - n_2^2 k^2}$, $\beta = n_o k$ 是传播常数, n_o 即波导的有效折射率. 选取输入波导

*浙江省自然科学基金资助项目(601133)

Email: wang_ke@huawei.com

收稿日期: 2003-09-08

中心为 x 轴原点, 于是, 输入波导中, TE 模 E_y 的横向场分量归一化描述为^[5]

$$\Psi_1(x_1) = \cos(Ux_1/a) \quad |x_1| \leq a \quad (5)$$

$$\Psi_1(x_1) = \cos(U) \exp[-W(|x_1|/a - 1)] \quad |x_1| > a \quad (6)$$

式中略去了波动时谐量 $\exp[-i(\omega t + \beta z)]$.

2.2 光信号在第一个自由传播区衍射

光由中心输出波导衍射, 满足基尔霍夫条件, 图 2 中, 等相位面罗兰圆 2 上光场描述为^[5]

$$\Psi_2(x_2) = a \cos \theta f(\theta) / \sqrt{R\lambda_s} \quad (7)$$

$$f(\theta) = \frac{V^2}{S^2 + W^2} \left[\frac{\sin(S-U)}{S-U} + \frac{\sin(S+U)}{S+U} \right] \quad (8)$$

式中略去了波动时谐量 $\exp[-i(\omega t + k_s R)]$, 衍射角度 $\theta = x_2/R$, x_2 为罗兰圆面 2 上的坐标, $S = k_s a \sin \theta$, 衍射区波矢 $k_s = n_s k$, n_s 为自由传播区的有效折射率, $\lambda_s = \lambda/n_s$ 是自由传播区波长.

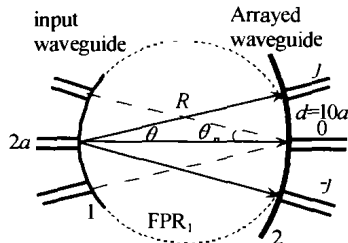


图 2 输入端罗兰圆星形耦合器结构图
Fig. 2 The star coupler of Roland circle at input side

2.3 耦合进入阵列波导

罗兰圆面 2 上衍射光场耦合进入每条阵列波导的能量不同, 第 j 条波导在其本地以其中心为坐标原点的横向坐标系 x 中的场分布 Ψ_{aj} 为

$$\Psi_{aj}(x) = A_j \Psi_1(x) \quad (9)$$

式中 A_j 表征此根波导中心处振幅. 第 j 条阵列波导光栅入口处的场分布近似为宽度 d 的均匀的平面波, 根据平面波耦合进入波导叠加积分原理^[2]

$$A_j = \Psi_2(jd) \frac{\int_{-d/2}^{d/2} \Psi_1(x) dx}{\int_{-\infty}^{\infty} \Psi_1(x) \Psi_1^*(x) dx} = \Psi_2(jd) \eta \quad (10)$$

式中 $\Psi_2(jd)$ 是第 j 根阵列波导入口处场矢量. d 为阵列波导中心间距, η 为一常系数.

2.4 阵列波导中的光场传输

对于 $V=1.5$ 的单模条形波导, 波导中心横向间距 $d=10a$ 时, 相邻波导间横向耦合效率为^[6]: -26 dB, 阵列波导间耦合可以忽略, 即每条阵列波导中光场独立传输.

第 j 条阵列波导引入的相位因子为

$$\phi_j = 2\pi n_a (L_0 - j\Delta L) / \lambda \quad (11)$$

L_0 为中心阵列波导的长度. 相邻阵列波导输出端

相位差为

$$\Delta\phi = 2\pi n_a \Delta L / \lambda \quad (12)$$

中心阵列波导的序号为 $j=0$, j 的取值范围为 $[-M, M]$. 略去相同光程差和时谐波动引起的相同相位 $2\pi n_a L_0 / \lambda + \omega t$, 在罗兰圆面 3 上, 第 j 条阵列波导在其本地出射端场分布为

$$\Psi_{aj}(x) = A_j \Psi_1(x) \exp(-i\Delta\phi \times j) \quad (13)$$

x 为第 j 条波导中心为坐标原点的横向坐标.

2.5 FPR₂ 区多光束干涉聚焦成像

FPR₂ 区结构如图 3. 罗兰圆面 3 上, 每根阵列

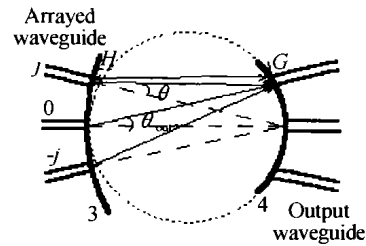


图 3 输出端罗兰圆耦合器

Fig. 3 The star coupler of Roland circle at output side
波导作为一个光源, 经 FPR₂ 衍射后, 在聚焦面 4 上相叠加. 对于面 4 上一点 G , 根据罗兰圆光栅的理论, 在衍射角度 θ_j 很小时

$$\theta_j \approx \theta_{out} = x_4 / R \quad (14)$$

$$HG \approx R \cos \theta_{out} - jd \sin \theta_{out} \quad (15)$$

相邻阵列波导到达 G 点相位差为 $k_s d \sin \theta_{out} + \Delta\phi$, 以 Ψ_{Gj} 代表第 j 根阵列波导在 G 点产生的振幅, 罗兰圆面上任意一点 G 处的场为每根阵列波导在该点产生的场叠加

$$\Psi_4(x_4) = \sum_{j=-M}^M \Psi_{Gj} = f(\theta_{out}) \cos(\theta_{out}) \cdot \frac{a}{\sqrt{\lambda_s (R \cos \theta_{out} - d \sin \theta_{out})}} \times \sum_{j=-M}^M [A_j \exp[-i(k_s d \cdot \sin \theta_{out} + \Delta\phi)j]] \quad (16)$$

式(16)中, 求和项表示振幅不等的多光束干涉, 求和项前为包络函数, 由于 θ_{out} 很小, 这部分包络函数可近似为式(7)中的 $\Psi_2(x_4)$. 根据光栅方程(1), 不同波长聚焦角度 θ_{out} 不同, 对应不同的输出聚焦位置记为 $x_{4\lambda}$. 根据线色散的数学表达式(3), 当信号波长偏移中心波长 $\delta\lambda$ 时, 聚焦位置在 x_4 上相对中心波长聚焦位置偏移量为

$$x_{4\lambda} = \delta\lambda m n_g / n_c n_s / d \quad (17)$$

于是根据式(16), 波长 λ 在输出端罗兰圆上在聚焦点 $x_{4\lambda}$ 附近的干涉场可写为

$$\Psi_{4\lambda}(x_4) = \Psi_2(x_4) \sum_{j=-M}^M A_j \cdot \exp[-i \frac{(x_4 - x_{4\lambda}) k_s}{R} dj] \quad (18)$$

以 ξ 代替 jd , 以 δx 代替 $x_4 - x_{4\lambda}$, 求和项可近似为积分

$$\Psi_{4c}(\sigma x) = C\Psi_2(x_{4\lambda}) \int_{-Md}^{Md} \Psi_2(\xi) \cdot \exp\left(-i\frac{\sigma x k_s}{R}\xi\right) d\xi \quad (19)$$

式中 C 为一由 AWG 结构决定的常数, 积分范围 $[-Md, Md]$ 表示最外层阵列波导位置. 可见, 各波长聚焦处的光场分布函数, 由积分范围决定. 当积分范围无穷大时, 式中的积分是 $\Psi_2(\xi)$ 的傅里叶反变换, 聚焦场被还原为与入射波导相同场分布.

3 标量传输理论的高斯简化模型

高斯近似下, 输入波导中光场被近似描述为

$$\Psi_1'(x_1) = \exp(-x_1^2/w_1) \quad (20)$$

式中, w_1 为模场半宽度, 使用二阶矩定义模场半宽度^[7]

$$w_1^2 = a^2 [2 + 2/W + 2/W^2 - 2/U^2 - 2W/3(1+W)] \quad (21)$$

罗兰圆面 2 上衍射场为

$$\Psi_2'(x_2) = \sqrt{w_1/w_2} \exp[-x_2^2/w_2^2] \quad (22)$$

式中 w_2 为衍射区的模场半宽度, 当罗兰圆半径 $R \gg w_1$ 时, 根据高斯光束传播理论 $w_2 \approx 2R/w_1 k_s$. 第 j 根阵列波导中心位置处振幅为 $\eta\Psi_2'(jd)$, 从第 j 根阵列波导输出的光场在其本地以波导中心为原点的坐标系下描述为

$$\Psi_{aj}'(x) = \Psi_2'(jd) \eta\Psi_1'(x) \exp(-i\Delta\varphi \times j) \quad (23)$$

与式(18)推导类似, 聚焦面上聚焦点附近干涉场分布函数为

$$\Psi_{4\lambda}'(x_4) = \eta\Psi_2'(x_4) \times \sum_{j=-M}^M \Psi_2'(jd) \cdot \exp\left[-i\frac{(x_4 - x_{4\lambda})k_s}{R}dj\right] \quad (24)$$

在聚焦极大位置 $x_{4\lambda}$ 附近 σx 处, 输出场分布描述为

$$\Psi_{4\lambda c}'(\sigma x) = C'\Psi_2'(x_{4\lambda}) \times \int_{-Md}^{Md} \exp(-\xi^2/w_2^2) \cdot \exp\left(-i\frac{\sigma x k_s}{R}\xi\right) d\xi \quad (25)$$

式中 C' 为一由阵列波导结构决定的常数.

4 数值计算和分析

以 AWG 的以下典型参数为例, 比较高斯模型与实际标量光场模型的差异. 条形波导宽度 $a = 2.5 \mu\text{m}$, 相邻输入输出波导和相邻阵列波导间距 $d = 10a$, 中心波长 1552.52 nm , 波长间隔: $\Delta\lambda = 3.216 \text{ nm}$, 条形波导归一化频率 $V = 1.5$, 芯层和包层折射率分别为: $n_1 = 1.4548$, $n_2 = 1.4472$, 平板波导有效折射率 $n_s = 1.452$, 阵列波导群折射率: $n_g = 1.473$, 衍射

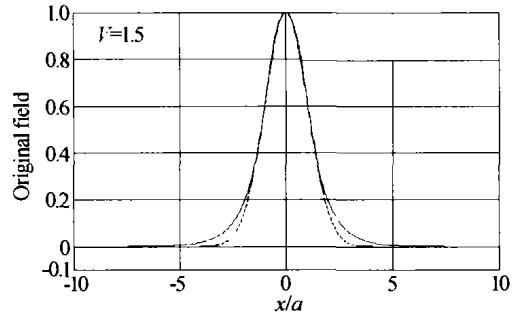
级次 $m = 52$, 罗兰圆半径 $R = 5546 \mu\text{m}$.

根据条形波导结构, 高斯近似的输入场和衍射场模场半宽度分别为^[7]

$$w_1 = 1.5317a \quad (26)$$

$$w_2 = 191.6334a \quad (27)$$

输入波导中的光场对于归一化坐标 x/a 场分布如图 4 所示.

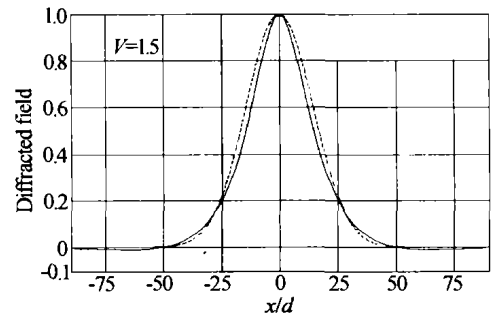


— The accurate field ---- Gauss approximation

图 4 条形波导中的归一化电场分布

Fig. 4 Normalized electric field in input waveguide

由中心输入波导输出的光发散在罗兰圆面 2 上, 场分布如图 5 所示.



— The accurate field ---- Gauss approximation

图 5 罗兰圆面 2 上, 阵列波导入口处归一化衍射光场分布
Fig. 5 The diffracted field in Roland circle face 2, at the input position of arrayed waveguide

可见, 在高斯近似模型的 w_1 选择合理时, 其描述的波导本征场, 衍射场与实际光场可以拟合很好.

当阵列波导数目分别为 43, 103, 且间距固定为 $25 \mu\text{m}$ 时, 干涉谱线极大峰的归一化场分布如图 6 (a)、(b) 所示, 由图可知, 积分范围较大时, 输出场被还原为输入场的形式.

由于实际阵列波导数目有限, 干涉谱线出现有正有负的次高峰, 能量耦合进相邻输出波导, 从而引起串扰. 定义相邻输出波导间串扰为^[4]

$$CT = 10 \log \frac{\left| \int_{-\infty}^{\infty} \Psi_{4\lambda}(x) \Psi_1(x - d_{out}) dx \right|^2}{\left| \int_{-\infty}^{\infty} \Psi_4(x) \Psi_1(x) dx \right|^2} \quad (27)$$

如图 7, 两种模型所模拟的串扰变化趋势相同, 成振荡下降. 对于高斯模型, 可参照^[8,9] 对相邻通道串扰的设计标准, 设计最外层波导相对位置 Md/w_2 为 1.1, 此时相邻通道串扰约 -39 dB . 最外层阵列波导的光功率为中心阵列波导中光功率的 $e^{-2.2}$

倍,因此,实际器件设计中可通过精确测量功率来决定位置,这是比较方便的.

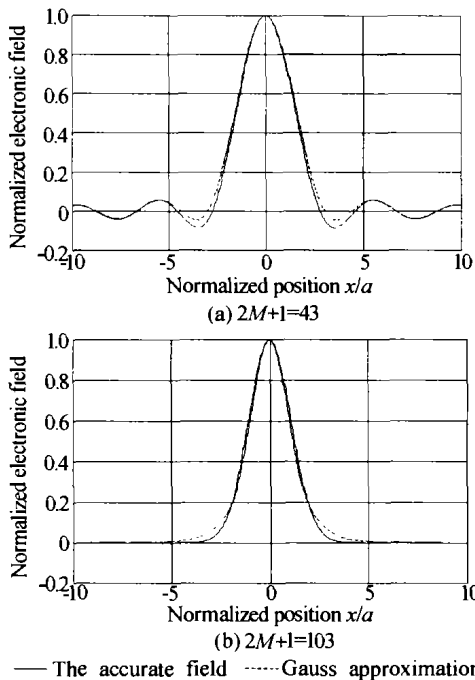


图 6 $2M + 1 = 43, 103$, 聚焦面上干涉谱线归一化光场分布
Fig. 6 the normalized electronic field at focus face according to $2M + 1 = 43, 103$

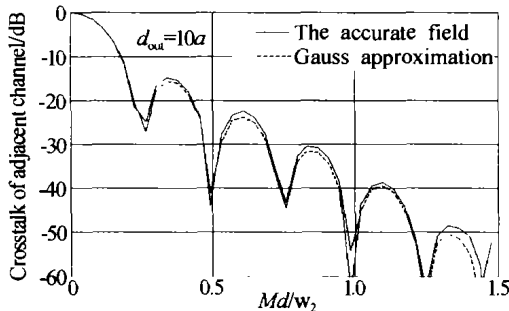


图 7 相邻通道串扰随最外层阵列波导相对位置范围 Md/w_2 的变化

Fig. 7 The crosstalk variation according to different relative position Md/w_2 of the outside arrayed waveguide

事实上,各通道波长耦合进入输出波导都引入串扰,以中心输出波导为例,主信号波长 λ_0 以外的其余波长能量形成总串扰

$$CT_{all} = \sum_{i=1}^N P(\lambda_i) / P(\lambda_0) \quad (28)$$

波长为 λ 的光场耦合进入中心输出波导的能量 $P(\lambda)$ 即为波长响应,由下式描述

$$P(\lambda) = \left| \int_{-\infty}^{+\infty} \Psi_{4\lambda}(x) \Psi_1(x) dx / \int_{-\infty}^{+\infty} \Psi_1^2(x) dx \right|^2 \quad (29)$$

当 $Md = 1.1w_2$, 中心输出波导在一个自由光谱区 $FSR = 29.3 \text{ nm}$ 内的归一化波长响应曲线如图 8,在主瓣以外,两种模型所得响应曲线基本重合. 考虑信号波长可能存在允许的漂移,以包络线来估计总串扰值. 波长偏移中心波长 $\pm \Delta\lambda$, 引入串扰为 -39 dB ; 偏移 $\pm 2\Delta\lambda$ 引入串扰为 -45 dB . 相邻 4 个通道对中心波导总串扰约: -35 dB . 需要指出的是,在主

瓣内两条曲线并不重合,即当波长间隔比较小时,在波长发生漂移的情况下,实际波长响应和高斯简化模型所得到的结果可能有较大差别,所以高斯简化模型仅在一定情况下是合理的.

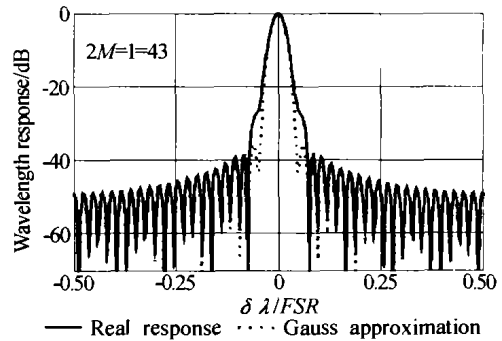


图 8 中心输出波导的在一个自由光谱区内归一化波长响应曲线

Fig. 8 The variation curves of normalized response at centered out put waveguide in a free special region

5 结论

当高斯函数的束腰选取合适时,高斯简化模型能够提供阵列波导光栅简明的定性设计方法,输出端相邻通道的串扰由编号最大的阵列波导中心坐标与衍射场束腰的比值决定. 从而,在实际器件设计中,可以通过需要的串扰要求决定最外层波导与中心波导的功率比. 但在高斯模型一定的情况下会引入较大误差,定量精确模拟 AWG 串扰还需采用实际的光场传输模型.

参考文献

- 1 欧海燕,雷红兵,杨沁清,等. 1×8 阵列波导光栅波分复用器/解复用器设计的一种简单方法. 半导体学报, 2000, 21(8): 798 ~ 802
Ou H Y, Lei H B, Yang Q Q, et al. Chinese Journal of Semiconductors, 2000, 21(8): 798 ~ 802
- 2 戴道新,周勤存,何赛灵,等. 阵列波导光栅的简便模拟方法及应用. 光子学报, 2002, 31(8): 980 ~ 984
Dai D X, Zhou Q C, He S L, et al. Acta Photonica Sinica, 2002, 31(8): 980 ~ 984
- 3 Smit M K, Van Dam C. Phaser-based WDM-devices: Principles, design and applications. IEEE J of Sel Top In Quant Electron, 1996, 2(2): 236 ~ 250
- 4 邱怡申,李雪梅,吕团孙,等. 阵列波导光栅复用/解复用器焦场的分析及光删孔径对器件串扰影响的数值分析. 中国激光, 2002, 29(9): 801 ~ 804
Qiu Y S, Li X M, Lu T S, et al. Chinese Journal of Lasers, 2002, 29(9): 801 ~ 804
- 5 郭福源,林斌,陈钰清,等. 平面波导衍射特性分析. 光学学报, 2002, 22(12): 1513 ~ 1517
Guo F Y, Lin B, Chen Y Q, et al. Acta Optica Sinica, 2002, 22(12): 1513 ~ 1517
- 6 秦秉坤,孙雨南. 介质光波导理论. 北京:北京理工大学

- 出版社,1991. 134 ~ 140
- Qin B K, Sun Y N. Theory of Dielectric Waveguide. Beijing: Press of Beijing institute of technology,1991. 134 ~ 140
- 7 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. 光学学报,2003,23(6):702 ~ 706
- Guo F Y, Lin B, Chen Y Q, et al. *Acta Optica Sinica*, 2003, 23(6):702 ~ 706
- 8 雷红兵,欧海燕,杨沁清,等. 阵列波导光栅复用/解复用器光栅孔径对器件性能影响的数值分析. 半导体学报,2000,21(4):359-364
- Lei H B, Ou H Y, Yang Q Q, et al. *Chinese Journal of Semiconductors*,2000,21(4):359 ~ 364
- 9 林斌,王科,郭福源,等. 光纤端面衍射场光束参数及其测量. 光子学报,2004,33(3):294 ~ 298
- Lin B, Wang K, Guo F Y, et al. *Acta Photonica Sinica*,2004, 33(3):294 ~ 298

The Scalar Theory and a Simplified Model of Arrayed Wave-guide Grating Demux

Wang Ke¹, Wang Xinyi¹, Lin Bin¹, Guo Fuyuan^{1,2}

1 CNERC for Optical Instrument, State Key Lab of Modern Optical Instrumentation, Department of Optical Engineering, Zhejiang University, Hangzhou 310027

2 Institute of Laser, Fujian Normal University, Fuzhou 350007

Received date:2003-09-08

Abstract The mathematical model of light propagation in arrayed waveguide grating is elicited based on original mode field in input waveguide. With the input light field approximated as Gauss field, a simplified Gauss propagation model is also elicited. By comparing with the real situation, the rationality of simplified Gauss model is proved. With a required out put cross-talk, using the Gauss simplified model, the ratio of the position of the outmost waveguide and the beam waist of diffracted field can be designed, so the light power in outermost arrayed waveguide can be decided, this Gauss simplified model provided a easy practicable way in AWG design but for more accurate design and simulation, the real light filed transfer model should be considered.

Keywords Arrayed wave-guide grating; Mode field; Gauss approximation; Cross-talk



Wang Ke was born in 1979. He graduated and received his bachelor degree from physics department, Wuhan University, in 2001. Now he is a graduate student in department of optical engineering, Zhjiang University. His research fields include optical wave-guide theory and passive optical devices design.