

微纳光子集成

何赛灵 戴道锌 编著 ..



科学出版社

www.sciencep.com

微纳光子集成

何赛灵 戴道铎 编著

科学出版社

北京

内 容 简 介

本书是关于光子集成理论以及制备技术的专著。全书共 10 章,第 1 章主要介绍光波导基础理论;第 2、3 章主要介绍光波导器件数值模拟技术;第 4 章主要介绍各类光波导(包括最新发展的硅纳米光波导等)基本特性以及相关制作工艺;第 5 章重点介绍针对光纤到户系统需求的新型集成光子器件;第 6、7 章重点介绍光通信系统中最具代表性的集成光子器件,包括波分复用器、微环滤波器等,并在第 7 章对微环传感器的最新进展作了相关介绍;第 8 章详细介绍最新发展的表面等离子金属光波导的原理、结构以及发展前景;第 9 章主要介绍和总结另一种新型光波导——光子晶体波导;第 10 章着重介绍硅光子学的最新研究进展。

本书可作为大专院校相关专业本科生、研究生的课程教材,也可作为从事光通信器件专业的科学技术人员的参考用书。

图书在版编目(CIP)数据

微纳光子集成/何赛灵,戴道铎编著. —北京:科学出版社, 2010

ISBN 978-7-03-027054-2

I. 微… II. ①何…②戴… III. 纳米材料:光电材料-应用-光子-集成电路-研究 IV. ①TN204②O572.31

中国版本图书馆 CIP 数据核字(2010)第 046999 号

责任编辑:刘宝莉 闫井夫 责任校对:刘小梅

责任印制:赵 博 封面设计:耕者设计工作室

科学出版社出版

北京东黄城根北街 16 号

邮政编码:100717

<http://www.sciencep.com>

铭浩彩色印务有限公司印刷

科学出版社发行 各地新华书店经销

*

2010 年 4 月第 一 版 开本: B5(720×1000)

2010 年 4 月第一次印刷 印张: 15 1/2

印数: 1—3 000 字数: 302 000

定价: 48.00 元

如有印装质量问题,我社负责调换

前 言

1969年,美国贝尔实验室的 Miller 首次提出了“集成光学”的概念,从此揭开了光子器件集成化研究的序幕。在过去的几十年,光子集成相关理论与制备技术都得到了长足的发展。

本书首先介绍了光波导基础理论(见第1章)和光波导器件数值模拟方法(见第2章和第3章),然后对各类光波导(包括最新发展的硅纳米光波导等)的基本特性以及相关制作工艺进行了介绍(见第4章)。

光纤通信的兴起,为集成光子器件的发展提供了充分驱动力和无可比拟的契机。经过多年的发展,人们已经研制出一系列用于光通信的高性能集成光子器件。除了长距离光纤通信系统以外,光纤到户接入网掀起了光纤通信发展的新一轮机遇。为此,本书在第5章重点介绍了针对光纤到户系统需求的新型集成光子器件,使读者对此新方向有所了解。然后本书在第6章和第7章则分别介绍了光通信系统中最具代表性的集成光子器件,包括波分复用器、微环滤波器等。利用微环谐振效应,还可以实现具有高灵敏度的光传感集成器件,尤其是硅纳米光波导出现以后,微环传感器受到广泛的关注。本书在第7章对其最新进展作了相关介绍。

正如集成电子电路的发展历程一样,光集成也正朝着更高集成度的方向发展。所谓更高集成度,包含多层含义:①单个光器件具有更小的尺寸;②单个芯片上集成有更多的功能器件。为了实现更高集成度的目标,必须设计出超小尺寸的光波导结构。基于表面等离子体波的金属光波导可突破衍射极限,为未来实现纳米光子集成提供一种新的途径。为此,本书在第8章对最新发展的表面等离子金属光波导的原理、结构以及发展前景进行了详细的介绍。光子晶体波导则是另一种新型光波导,在过去的十年里也得到了广泛的关注和发展。本书在第9章也对此进行了相关介绍。

此外,硅光子学是当前集成光学的热点研究领域之一。它将硅材料和光子学结合在一起,研究硅材料或硅基材料上实现各种光子功能器件的制作和集成,形成了一个独特的学科研究方向。本书在第10章着重介绍了硅光子学的最新研究进展。

本书的编写是本课题组多年来科研成果的结晶,这里要感谢时尧成博士、陈学文博士、韩张华博士、郎婷婷博士、宋军博士、金毅博士以及盛振、王喆超、王博文等的辛勤工作。特别感谢时尧成博士为此书出版所做的许多协调工作,感谢盛

振、陈朋鑫对全书的校对工作。

本书从光子集成的基础理论与应用需求出发,介绍了国际最新研究进展,阐述了集成光子学的发展特点及趋势,力求深入浅出、通俗易懂。希望本书的出版能够对读者了解光子集成方向有所帮助。本书也将作为浙江大学《集成光子学》课程的教材。

由于作者水平有限,书中难免有不足之处,敬请读者批评指正。

何赛灵

2009年12月于杭州

目 录

前言

第 1 章 光波导基本理论	1
1.1 平板波导	2
1.1.1 射线理论分析法	2
1.1.2 波动理论分析法	4
1.1.3 高斯近似模场	9
1.2 条形波导	10
1.2.1 Macatili 方法	10
1.2.2 等效折射率方法	13
1.3 本章小结	14
参考文献	14
第 2 章 光束传输方法	16
2.1 全矢量波动方程	16
2.2 BPM	17
2.3 BPM 应用实例	21
2.3.1 实例 1:定向耦合器	21
2.3.2 实例 2:马赫-曾德尔干涉仪	21
2.4 本章小结	22
参考文献	22
第 3 章 时域有限差分方法	24
3.1 引言	24
3.2 麦克斯韦方程的 FDTD 计算式及基本性质	25
3.2.1 Yee 元胞及差分格式	25
3.2.2 数值稳定性条件	28
3.2.3 数值色散与噪声	28
3.3 完美匹配层吸收边界条件	29
3.4 激励源设置	32
3.4.1 脉冲源与稳态源	32
3.4.2 总场散射场分离	33
3.5 色散介质的有限差分方法	34

3.5.1	联系 D 和 E 的因果性和几种典型色散模型	34
3.5.2	色散介质的 FDTD 差分算法	36
3.6	计算实例与分析	38
	参考文献	39
第4章	常见光波导材料与结构	40
4.1	典型光波导材料与结构	40
4.1.1	SiO_2 材料及波导	40
4.1.2	Ⅲ-V 族半导体材料及波导	42
4.1.3	铌酸锂 (LiNbO_3) 材料及波导	43
4.1.4	聚合物材料及波导	44
4.1.5	硅绝缘体材料及波导	45
4.1.6	新型纳米光波导	48
4.1.7	光波导材料及结构小结	50
4.2	光波导器件的制造工艺	51
4.2.1	波导层薄膜生长	53
4.2.2	光刻工艺	55
4.2.3	刻蚀技术	59
4.3	光波导器件的测试	63
4.3.1	测试流程	63
4.3.2	测试装置	65
4.3.3	波导传输损耗测试方法	65
4.3.4	光波导器件的封装与测试	68
4.4	本章小结	70
	参考文献	70
第5章	光波导耦合器	73
5.1	光耦合器概述及分类	73
5.2	光耦合器的一般技术参数	75
5.3	Y 分支概述	79
5.3.1	Y 分支的基本原理	79
5.3.2	Y 分支的设计举例	81
5.3.3	可调谐 Y 分支	83
5.3.4	Y 分支的应用	83
5.4	MMI 耦合器	84
5.4.1	MMI 耦合器基本原理	84
5.4.2	MMI 耦合器的应用	87

5.5 定向耦合器	89
5.6 本章小结	91
参考文献	92
第6章 波分复用器	94
6.1 波分复用技术	94
6.2 波分复用器件	95
6.3 AWG	98
6.3.1 AWG 原理和几何设计	98
6.3.2 AWG 的理论建模	112
6.4 EDG	121
6.5 波分复用器件优化设计	124
6.5.1 带通平坦设计	124
6.5.2 偏振不敏感设计	126
6.5.3 热不敏感设计	128
6.5.4 低串扰设计	129
6.5.5 其他优化设计	130
6.6 波分复用器件的应用	130
6.6.1 单纤三向器件	130
6.6.2 光码分多址复用的编解码器应用	131
6.7 本章小结	132
参考文献	133
第7章 微环谐振器及相关器件	135
7.1 概述	135
7.2 基本原理	135
7.2.1 基本结构	135
7.2.2 基本参量	137
7.2.3 基本功能	139
7.3 传输矩阵法	139
7.3.1 振幅耦合方程	139
7.3.2 单环滤波器	140
7.3.3 并联双环滤波器	145
7.3.4 串联双环滤波器	149
7.4 基于微环谐振器的集成光子器件	153
7.4.1 滤波器	153
7.4.2 波分复用器件	154

7.4.3 微环传感器	155
7.4.4 微环激光器	159
7.4.5 微环光调制器	160
7.4.6 微环光开关	161
7.5 本章小结	162
参考文献	162
第8章 基于表面等离子体结构的纳米光集成	164
8.1 引言	164
8.2 表面等离子体的基本性质	166
8.2.1 金属的色散模型	166
8.2.2 金属/介质单界面上的表面等离子体	169
8.2.3 多层结构中的表面等离子体	175
8.3 表面等离子体在亚波长光集成中的应用	184
8.3.1 金属纳米颗粒阵列波导	184
8.3.2 长程表面等离子体器件	186
8.3.3 MIM波导及器件	187
8.4 本章讨论与展望	192
参考文献	194
第9章 光子晶体波导及器件	197
9.1 光子晶体简介	197
9.1.1 光子晶体的概念	197
9.1.2 光子晶体的应用	197
9.2 光子晶体波导	199
9.2.1 二维平板光子晶体	199
9.2.2 光子晶体平板波导	200
9.2.3 基于光子晶体波导的基本单元	202
9.3 基于光子晶体波导的新型集成器件	204
9.3.1 光子晶体功分器	204
9.3.2 光子晶体波分复用器	206
9.3.3 光子晶体光开关	207
9.3.4 光子晶体慢波波导	208
9.3.5 光子晶体高 Q 值微腔	211
9.4 光子晶体波导的制作	213
9.5 本章小结与讨论	215
参考文献	216

第 10 章 硅光子学	218
10.1 概述	218
10.2 半导体物理基础	219
10.2.1 晶体	219
10.2.2 能带及材料的分类	219
10.2.3 电子的跃迁和空穴	221
10.2.4 直接带隙和间接带隙半导体	222
10.2.5 硅材料的特性	222
10.3 硅基拉曼激光器	223
10.3.1 拉曼散射和受激拉曼散射	223
10.3.2 双光子吸收和自由载流子吸收	224
10.3.3 硅基拉曼激光器	225
10.4 硅基电光调制器	227
10.4.1 自由载流子等离子色散效应	227
10.4.2 基于马赫-曾德尔干涉仪结构的硅基电光调制器	228
10.4.3 基于微环谐振器结构的硅基电光调制器	229
10.5 硅基光电探测器	231
10.5.1 硅基锗探测器	231
10.5.2 硅基离子注入探测器	232
10.5.3 波导和探测器的耦合	233
10.6 硅和Ⅲ-V族材料的混合集成	234
10.7 本章小结	235
参考文献	235

第 1 章 光波导基本理论

1969 年, Miller 首先提出在介质材料上实现复杂的集成光学器件的设想, 并指出集成光学器件具有小尺寸、高稳定性和重复性的突出优点^[1]。介质光波导是集成光波导器件中的基本光学回路, 用以控制光波的传输。人们常常把波导中光学现象(如传播、耦合、调制等)的研究, 称为导波光学。光纤是一种很常见的介质光波导, 其截面为圆形, 但在集成光学(integrated optics)中, 人们更感兴趣的是可在芯片上集成的平面光波导。本章旨在介绍平面波导概念、特征方程及其模式特性。

一般可将平面光波导分为平面平板波导(简称平板波导)和平面条形波导(简称条形波导), 其结构分别如图 1.1 和图 1.2 所示^[2]。平板波导只在横截面内一个方向上对光有限制作用(见图 1.1 中的 x 方向), 条形波导则在两个方向上都有限制作用(见图 1.2 中的 x 、 y 方向)。常用的波导结构和材料可参考表 4.1。平板

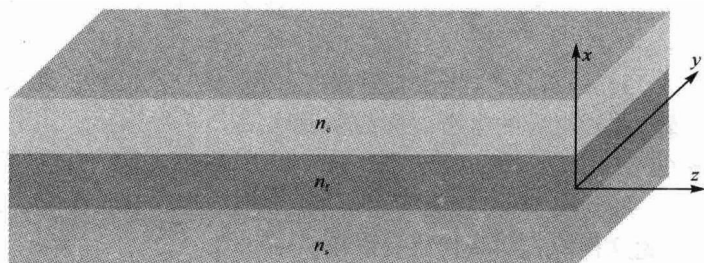


图 1.1 平板波导结构示意图

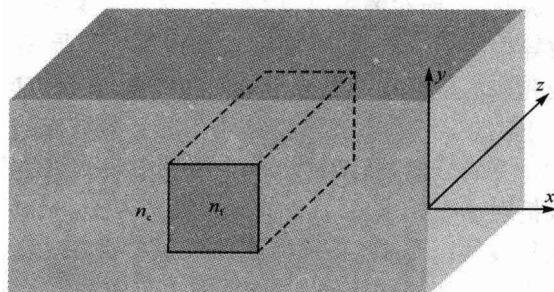


图 1.2 条形波导结构示意图

波导是最简单的波导结构,通过对平板波导的研究,可以建立对光波导中光传输特性的基本认识,并有助于研究各种复杂的波导结构。

1.1 平板波导

平板波导由三层介质组成,中间层介质折射率最大,称为导波层。上、下两层折射率较低,分别称为覆盖层和衬底层。覆盖层折射率记为 n_c ,导波层折射率记为 n_f ,衬底层折射率记为 n_s (见图 1.1)。当 $n_c = n_s$ 时,称为对称型平板波导。反之,则称为非对称型平板波导。

分析介质波导有两种基本理论方法,即射线理论分析法(几何光学)和电磁场理论分析法(导波光学)^[2]。射线理论分析法简单、直观、物理概念清晰,并能得到一些光在光波导中的基本传输特性。但若描述波导中的模场分布,则需用严格的电磁场理论来分析。

1.1.1 射线理论分析法

射线理论分析法认为波导中的波是由均匀平面波在导波层两个界面上全反射形成的。根据折射定律可知,光线在上、下两个界面的全反射临界角分别为 $\theta_c = \arcsin(n_c/n_f)$, $\theta_s = \arcsin(n_s/n_f)$ 。很显然,随着入射角 θ 的增大,会出现以下三种情况:

(1) $0 < \theta < \min(\theta_s, \theta_c)$, 光线将从衬底和覆盖层透射出去,光波并不能限制在导波层中传输,此时对应的电磁波称为辐射模。

(2) $\min(\theta_s, \theta_c) < \theta < \max(\theta_s, \theta_c)$, 光线将从衬底($\theta_s > \theta_c$)或覆盖层($\theta_s < \theta_c$)透射出去。一般情况下,薄膜波导的覆盖层为空气,故有 $\theta_s > \theta_c$,此时光从衬底透射出去,因此这种模式叫做衬底辐射模。

(3) $\max(\theta_s, \theta_c) < \theta < \pi/2$, 在上、下界面上均可发生全反射,因而光线沿着锯齿形路径传播,光能量基本上限制在导波层内,此时对应的电磁波称为导模。导模在导波层内形成驻波,而在覆盖层、衬底层形成指数衰减的消逝场。

导模是在光波导中传播的模式,下面将着重讨论一下导模。图 1.3 所示为平板波导的侧视图及相应的坐标系。设光沿 z 方向传播,在 x 方向受到限制,而在垂直 xz 平面的 y 方向上波导结构和光波都是均匀的。导波光的传输常数 β 为波矢量 $k_0 n_f$ 在传输方向 z 上的分量,即 $\beta = k_0 n_f \sin \theta$, 其中 k_0 是光在真空中的波矢。这里引入波导的有效折射率 n_{eff} (见 1.2.2 节),其定义为 $n_{\text{eff}} = \beta/k_0 = n_f \sin \theta$ 。

要维持光波在导波层内传播,必须使光波经过导波层上、下界面两次反射之后到达波导中某一点与入射光到达同一点(见图 1.3 中的 C 点)之间的位相差 $\Delta\varphi$ 为 2π 的整数倍(称为自洽条件),即

对于 TE 模

$$k_0 t \sqrt{n_f^2 - n_{\text{eff}}^2} = m\pi + \arctan\left[\left(\frac{n_{\text{eff}}^2 - n_s^2}{n_f^2 - n_{\text{eff}}^2}\right)^{\frac{1}{2}}\right] + \arctan\left[\left(\frac{n_{\text{eff}}^2 - n_c^2}{n_f^2 - n_{\text{eff}}^2}\right)^{\frac{1}{2}}\right] \quad (1.4)$$

对于 TM 模

$$k_0 t \sqrt{n_f^2 - n_{\text{eff}}^2} = m\pi + \arctan\left[\frac{n_f^2}{n_s^2} \left(\frac{n_{\text{eff}}^2 - n_s^2}{n_f^2 - n_{\text{eff}}^2}\right)^{\frac{1}{2}}\right] + \arctan\left[\frac{n_f^2}{n_c^2} \left(\frac{n_{\text{eff}}^2 - n_c^2}{n_f^2 - n_{\text{eff}}^2}\right)^{\frac{1}{2}}\right] \quad (1.5)$$

1.1.2 波动理论分析法

波导理论^[2,4]是把平板波导模式看作满足介质平板波导边界条件的麦克斯韦方程的解。由时谐电磁场的麦克斯韦方程组

$$\begin{cases} \nabla \times \mathbf{E} = -i\omega\mu_0 \mathbf{H} \\ \nabla \times \mathbf{H} = i\omega\epsilon \mathbf{E} \end{cases} \quad (1.6)$$

将矢量各分量展开,得

$$\begin{cases} \frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} = -i\omega\mu_0 H_x \\ \frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} = -i\omega\mu_0 H_y \\ \frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} = -i\omega\mu_0 H_z \end{cases} \quad (1.7)$$

$$\begin{cases} \frac{\partial H_x}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} = i\omega\epsilon E_x \\ \frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} = i\omega\epsilon E_y \\ \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} = i\omega\epsilon E_z \end{cases} \quad (1.8)$$

考虑到 y 方向是均匀的,即 $\frac{\partial}{\partial y} = 0$,得到六个标量方程。

$$\begin{cases} \frac{\partial E_y}{\partial z} = i\omega\mu_0 H_x, & \frac{\partial H_y}{\partial z} = -i\omega\epsilon E_x \\ \frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} = -i\omega\mu_0 H_y, & \frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} = i\omega\epsilon E_y \\ \frac{\partial E_y}{\partial x} = -i\omega\mu_0 H_z, & \frac{\partial H_y}{\partial x} = i\omega\epsilon E_z \end{cases}$$

设波沿着 z 方向传播,则沿 z 方向场的变化可用一个传输因子 $\exp(-i\beta z)$ 来表示。电磁场写成如下形式:

$$E = E(x, y) \exp(-i\beta z), \quad H = H(x, y) \exp(-i\beta z)$$

式中可用 $-i\beta$ 代替 $\frac{\partial}{\partial z}$, 由此可得两组自洽类型的解。其中第一组电场矢量只包含 E_y , 这就是 TE 模, 其方程为

$$\begin{cases} E_y = -\frac{\omega\mu_0}{\beta} H_x \\ \frac{\partial E_y}{\partial x} = -i\omega\mu_0 H_z \\ -i\beta H_x - \frac{\partial H_z}{\partial x} = i\omega\epsilon E_y \end{cases} \quad (1.9)$$

第二组磁场矢量只包含 H_y , 这就是 TM 模, 其方程为

$$\begin{cases} H_y = \frac{\omega\epsilon}{\beta} E_x \\ E_z = -\frac{i}{\omega\epsilon} \frac{\partial H_y}{\partial x} \\ -i\beta E_x - \frac{\partial E_z}{\partial x} = -i\omega\mu_0 H_y \end{cases} \quad (1.10)$$

1.1.2.1 TE 模

对于 TE 波, 由于仅有 E_y 分量, 故得到如下波动方程(即亥姆霍茨方程):

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + [k_0^2 n^2(x) - \beta^2] E_y = 0 \quad (1.11)$$

对于平板波导, 可以写出如下三个区域的波动方程:

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + [k_0^2 n_c^2 - \beta^2] E_y = 0, & \text{覆盖层} \\ \frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + [k_0^2 n_f^2 - \beta^2] E_y = 0, & \text{导波层} \\ \frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + [k_0^2 n_s^2 - \beta^2] E_y = 0, & \text{衬底层} \end{cases} \quad (1.12)$$

根据物理意义可以预见在导波层内是驻波解, 可用余弦函数表示, 而在覆盖层、衬底层中是倏逝波, 应是衰减解, 用指数函数表示。故有解为

$$E_y(x) = \begin{cases} A_c \exp[-p(x-a)], & x > a, \text{覆盖层} \\ A_f \cos(hx - \varphi), & |x| \leq a, \text{导波层} \\ A_s \exp[q(x+a)], & x < -a, \text{衬底层} \end{cases} \quad (1.13)$$

式中, a 为波导半宽度;

$$\begin{cases} p^2 = \beta^2 - k_0^2 n_c^2 \\ q^2 = \beta^2 - k_0^2 n_s^2 \\ h^2 = k_0^2 n_f^2 - \beta^2 \end{cases} \quad (1.14)$$

因 p, h, q 均应为实数, 故需满足

$$k_0 n_i > \beta > \max(k_0 n_s, k_0 n_c)$$

即 $\max(\theta_s, \theta_c) < \theta < \pi/2$, 这与前文利用射线分析法所得的导模条件一致。下面再根据问题的边界条件求解式中的常数 A_c, A_s, A_i 。

这里边界条件为: $x = \pm a$ 处切向 E_y 分量连续, 切向分量 H_z 也连续, 由 $\partial E_y / \partial x = -i\omega\mu_0 H_z$ 知 $\partial E_y / \partial x$ 连续。利用此边界条件, 得

(1) $x = -a$ 处, 有

$$\begin{aligned} A_i \cos(ha + \varphi) &= A_s \\ -hA_i \sin(hx - \varphi) \big|_{x=-a} &= qA_s \exp[q(x+a)] \big|_{x=-a} \end{aligned} \quad (1.15)$$

即

$$hA_i \sin(ha + \varphi) = qA_s \quad (1.16)$$

(2) $x = a$ 处, 有

$$\begin{aligned} A_i \cos(ha - \varphi) &= A_c \\ -hA_i \sin(hx - \varphi) \big|_{x=a} &= -pA_c \exp[-p(x-a)] \big|_{x=a} \end{aligned} \quad (1.17)$$

即

$$hA_i \sin(ha - \varphi) = pA_c \quad (1.18)$$

式(1.16)除以式(1.15), 得

$$\tan(ha + \varphi) = \frac{q}{h} \quad (1.19)$$

式(1.18)除以式(1.17), 得

$$\tan(ha - \varphi) = \frac{p}{h} \quad (1.20)$$

由于三角函数的周期性, 并根据式(1.19)和式(1.20), 可得

$$2ha = m\pi + \arctan \frac{q}{h} + \arctan \frac{p}{h} \quad (1.21)$$

式中, p, q, h 均为 β 的函数, 因此式(1.21)是一个关于 β 的超越方程, 即平板波导的特征方程。式(1.21)与式(1.4)实际上是一致的[只需将式(1.14)代入式(1.21)即可], 各项的物理意义也是相同的。

引入几个变量和几个定义

$$\begin{cases} u = ha \\ w = qa \\ w' = pa \end{cases}$$

$$\text{归一化频率 } \nu \quad \nu^2 = k_0^2 a^2 (n_i^2 - n_s^2) = u^2 + w^2$$

归一化传播常数 b
$$b = \frac{n_{\text{eff}}^2 - n_s^2}{n_i^2 - n_s^2}$$

由此定义可知 $0 \leq b \leq 1$ 。

平板波导非对称系数 γ 为

$$\gamma = \frac{n_s^2 - n_c^2}{n_i^2 - n_s^2}$$

则

$$w' = \sqrt{\gamma v^2 + w^2}$$

波导本征方程可化简为

$$2\nu \sqrt{1-b} = m\pi + \arctan \sqrt{\frac{b}{1-b}} + \arctan \sqrt{\frac{b+\gamma}{1-b}} \quad (1.22)$$

在对称波导情况下有

$$\nu \sqrt{1-b} = \frac{m\pi}{2} + \arctan \sqrt{\frac{b}{1-b}}$$

上式也可表示成如下形式:

$$u = \frac{m\pi}{2} + \arctan \frac{w}{u}$$

即

$$w = u \tan\left(u - \frac{m\pi}{2}\right)$$

根据上式与归一化频率 ν 的定义 ($\nu^2 = u^2 + w^2$), 可以通过作图得到 u, w , 如图 1.4 所示。其中横坐标、纵坐标分别为变量 u, w , 细线为 $w = u \tan\left(u - \frac{m\pi}{2}\right)$ (取 $m=0, 1, 2, \dots, 6$), 粗线由归一化频率 ν 的定义 $\nu^2 = u^2 + w^2$ 给出。从图 1.4 中粗线与细线的交点即可获得本征方程各阶模式的解 (u, w) , 由此则可得到传播常数 β 以及本征模场分布。此外, 从图 1.4 可以很容易获得对称平板波导的单模条件。所谓单模条件, 是指平板光波导中仅存有一个模式(即基模)

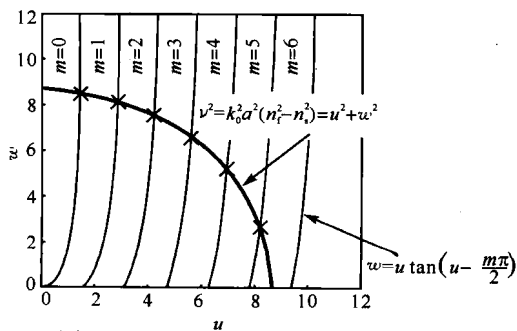


图 1.4 图解法求解平板波导本征方程