

AD-A173 530

PROCEEDINGS OF THE CHINESE CONFERENCE ON INTEGRATED
OPTICS (3RD) HELD AT (U) CALIFORNIA UNIV SANTA BARBARA
DEPT OF ELECTRICAL AND COMPUTER.. 15 OCT 85

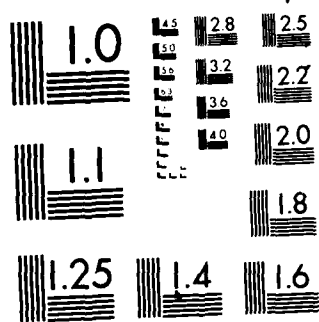
1/3

UNCLASSIFIED

F/G 28/6

NL





MICROCOPY RESOLUTION TEST CHART
NATIONAL BUREAU OF STANDARDS-1963-A

PHOTOGRAPH THIS SHEET

①

INVENTORY

AD-A173 530

DTIC ACCESSION NUMBER

LEVEL

THIRD CHINESE CONFERENCE
ON INTEGRATED OPTICS

Oct. 15, 1985

DOCUMENT IDENTIFICATION



DISTRIBUTION STATEMENT A
Approved for public release
Distribution Unlimited

STATION STATEMENT

ACCESSION FOR	
NTIS	GRA&I ☒
DTIC	TAB ☐
UNANNOUNCED	☐
JUSTIFICATION	
BY	
DISTRIBUTION /	
AVAILABILITY CODES	
DIST	AVAIL AND/OR SPECIAL
A-1	

DISTRIBUTION STAMP

Approved for Public Release. Distribution Unlimited
Per Dr. James L. Merz, University of California, Santa Barbara, Dept. of Elec. and Computer Engineering

This report was not sponsored by the Department of Defense.
Per Dr. James L. Merz, University of California, Santa Barbara

DTIC ELECTE
OCT 30 1986
S D

DATE ACCESSIONED

DATE RETURNED

86 9 09 040

DATE RECEIVED IN DTIC

REGISTERED OR CERTIFIED NO.

PHOTOGRAPH THIS SHEET AND RETURN TO DTIC-DDAC

AD-A173 530

中国光学学会

第三 届

集成光学

学术会议论文集



THIRD CHINESE CONFERENCE
ON INTEGRATED OPTICS

上海

1985年10月15 - 20日

Low Loss LPE AlGaAs Waveguide and Monolithic
Integrated AlGaAs/GaAs Optical Devices

Y.R. Yuan

Changchun Institute of Physics
Chinese Academy of Sciences
Changchun, People's Republic of China

G.A. Vawter and J.L. Merz

Dept. of Electrical and Computer Engineering
University of California, Santa Barbara, CA 93106

ABSTRACT

The fabrication, processing and performance of integrated optical circuits utilizing AlGaAs and GaAs epitaxial layers grown by liquid phase epitaxy (LPE) on a GaAs substrate is described. Wet chemical etching is used to define the circuit structure. Large area (6cm), uniform and low loss (1cm^{-1}) optical AlGaAs/GaAs waveguides (at a wavelength $0.85\mu\text{m}$) have been achieved, and their applications are discussed. Electron microprobe X-ray analysis and low temperature photoluminescence are shown to be a convenient and sensitive means of measuring epitaxial layer uniformity and quality; these data are correlated with waveguide loss measurements.

Proc. 3rd Chinese Conference on Integrated Optics (CCIO '85), Shanghai, China, Oct. 15-20, 1985; pages 191-194.

C-2	H ⁺ -LiNbO ₃ 光波导的制作和研究 王晓路 许政权 陈益新	115
	Study and Fabrication of H ⁺ -LiNbO ₃ Optical Waveguide	
C-3	变波长逆 WKB 折线近似法测量单模渐变波导的折射率分析 浦远 赖祖猷 盛虞琴	120
	Determination of the Index of a Monomode Optical Waveguide by	
C-4	折射率渐变光波导的波导色散的研究 浦远 赖祖猷 盛虞琴	123
	On the Dispersion of the Diffusing Layer of a Graded Optical Waveguide	
C-5	对称金属层介质波导中的表面模 杨傅子 曹庄琪 许政权 盛虞琴 方俊鑫	126
	Surface Mode of Symmetrical Metal Clad Dielectric Waveguide	
C-6	用本征矢方法提高单模光纤截止波长测量重复性的实验条件 陈延平 黄上元 林宗琦	129
	Conditions Improving the Measurement Repetition of SMF Cut-Off wavelength by Means of Eigen Vectors	
C-7	用电子探针法研究 Ti 在 LiNbO ₃ 波导中的深度分布 张雁行 沈定中 李香庭 谭浩然	130
	A Study on Depth Profile of Ti in LiNbO ₃ Waveguide by Method of EPM	
C-8	用于研究光波导传播损耗的测量系统 徐德维 刘德远	132
	A Measuring System for Investigating Propagating Losses of Optical Waveguides	
C-9	三棱镜法测量波导损耗 丁桂兰 陈才和 许成林	134
	Optical Waveguide Loss Measurement by Three-Prism Method	
C-10	有损试样参数的测试及计算方法 陈才和 丁桂兰 赵慧珍 许成林	136
	Measurement and Calculation of Lossy Sample Parameters	

D 无源波导器件

Passive Waveguide Devices

- D-1 无象差波导短程透镜的设计 范俊清 许承杰 140
 Design of Aberration Free Geodesic Lenses
- D-2 波导模折射率透镜的研制 黄学锋 余国贤 钟保安 142
 Fabrication of Waveguide Modal Refractive Index Lens
- D-3 薄膜棱镜的研制 程志刚 余国贤 钟保安 144
 Fabrication of Thin Film Prism
- D-4 宽带光学衰减片的研制 周虎 张祖好 钟保安 146
 Fabrication of Wideband Optical Attenuation Plate
- D-5 棱镜—光栅耦合器的实验研制 徐力 陈德昭 149
 Fabrication of Prism-Grating Coupler (PGC)
- D-6 反射型变周期光栅透镜 许政权 沈荣桂 金国良 徐英明 陈益新 151
 Reflection Type Chirped Grating Lens
- D-7 由楔形薄膜耦合器连接的薄膜棱镜和薄膜波导 张祖好 周虎 张东佳 153
 Thin Film Prism and Thin Film Waveguide Connected by
 Tapered Film Coupler

E 波导调制器件及双稳态器件等

Optical Waveguide Modulators and Bistable Devices, etc.

- E-1 Ti:LiNbO_3 条波导相移器的研究 韩小逸 杨家岭 陈益新 156
 A Study on Ti:LiNbO_3 Channel Waveguide Phase Shifter
- E-2 Ti -扩散铌酸锂波导棱镜式电—光开关 袁一方 朱瑞永 陈抱雪 158
 张亚炯 邵尧臣
 Ti:LiNbO_3 Guided Wave Electro-Optic Switch of the Prism Type
- E-3 非线性光波导耦合器的光学双稳性 李敏英 李津飞 160
 Optical Bistability of the Nonlinear Optical Waveguide
 Coupler

目 录

A 特邀报告

Invited Papers

A-1	The Crossing Channel Electro-Optical Modulator and Its Comparison With Other Modulators William S.C.Chang, Gray E.Petts and Kamal Goel ...	1
A-2	Integrated Optoelectronic Devices for Integrated Circuits and Communications James L.Merz	49
A-3	Recent Advances in Lightwave Communication Systems Tineye Li	64
A-4	集成光学展望 钟保安	65
	A Prospect for Integrated Optics	
A-5	集成光学研究中的材料问题 于荣金	68
	Materials for Integrated Optics	
A-6	光学双稳态在光计算机中的应用 李淳飞	71
	Application of Optical Bistability in Optical Computers	
A-7	集成光学与微加工 陈益新	72
	Integrated Optics and Micro-fabrication	

B 波导特性分析

Analysis of Waveguide Characteristics

B-1	苯甲酸质子交换LiNbO ₃ 波导折射率分布函数的拟合 董贺超 范俊清...	77
	Best Fitting Routine of Refractive Index Distribution Function of Benzoic Acid Proton Exchanged LiNbO ₃ Waveguide	
B-2	单模Fermi折射率光波导的场分布和模方程	78
	Field Profiles and Mode Equations of Single Mode Waveguide with Fermi Refractive Index	

B-3	矩形介质波导的变分分析	乔力 余守宪	81
	Variational Analysis of Rectangular Dielectric Waveguide		
B-4	矩形介质波导的微扰分析	乔力 余守宪	86
	Perturbation Analysis of Rectangular-core Dielectric Waveguide		
B-5	平板波导色散曲线和阶梯折射率光纤色散曲线的比较	周礼冲 方俊森	90
	Comparison Between the Dispersion Curves for the Planar Waveguide and the Dispersion Curves for the Uniform-Core Fibers		
B-6	随机畸变对确定性分布反馈的影响	张申如	92
	The Influence of Random Deformation on Definite Distributed Feedback		
B-7	衬底激发准波导漏模的研究及其原因	丁铁男	95
	Study on Leaky Modes of Quasi-Waveguide Using Substrate Excitation		
B-8	介质波导色散特性几种计算方法的比较及实验结果	王志玉 唐明光	97
	Comparison on Several Computation Methods of Dispersion Characteristics for Dielectric waveguide and the Experimental Conclusions		
B-9	离子交换玻璃光波导模式	石帮任 王江	100
	Modes of Ion-Exchanged Glass Optical Waveguides		
B-10	弯曲平面介质波导的传播常数	曹庄琪 杨傅子 方俊森	104
	Propagation Constant of Bending Planar Dielectric Waveguide		
B-11	Ti扩散LN光波导的喇曼散射	石帮任	107
	Raman Scattering of Ti Diffused LN Optical Waveguide		
B-12	矩形介质方向耦合器的近似分析	王敬益 于乾鹏 谭叔明	109
	Approximate Analysis of Rectangular Dielectric Directional Coupler		

C 波导性能测量

Measurement of Waveguide Characteristics

C-1	测量条波导折射率分布的新方法	王晓路 许政权 陈益新	113
	New Method for Determining Refractive Index Profiles of Channel Waveguide		

- E-4 光电混合双稳态LED的稳态分析及时间响应 唐运新 钟立展 郭奕理 ... 163
 Analysis of the Steady State and the Time Response for a
 Photoelectric Hybrid OBLD
- E-5 光双稳态半导体激光在光纤回路中的实验研究 钟立展 唐运新 郭奕理 ... 165
 Bistable Optical Semiconductor Laser in Optical Fiber
 Circuitry
- E-6 Ti:LiNbO_3 条波导 F-P 电光调制器的研究
 杨家岭 韩小逸 徐敬典 陈荃新 ... 168
 Fabrication and Characteristics of Ti:LiNbO_3 Channel
 Waveguide Electro-Optic Fabry-Perot Modulator
- E-7 棱镜对耦合单元件光学逻辑门 廖常俊 ... 170
 Prism Butt-Coupled Single Component Optical Gate
- E-8 光计算机及其电子器件技术 王晓冬 郭奕理 ... 173
 Optical Computer and Techniques of the Associated Optical
 Electronics Devices

F 半导体激光器及探测器等

Semiconductor Lasers and Detectors

- F-1 AlGaAs/GaAs 条形激光器线宽理论与实验 高中林 汪开源 章林洛 ... 174
 The Theory and Experiments of Linewidth of AlGaAs/GaAs
 Stripe Geometry Lasers
- F-2 高光增益的 $\text{GaAs/Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ 异质结光晶体管
 黄小康 孙宝寅 孙成城 薛保兴 张培荣 ... 176
 High Optical Gain $\text{GaAs/Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ Heterojunction Optical
 Transistor
- F-3 单腔双接触结构激光器的不稳定研究 王守武 林世鸣 ... 178
 A Study on the Unstability of Two Optically Connected Diode
 Lasers in a Common Cavity
- F-4 锗雪崩光电二极管 (Ge-APD) 的倍增因子测量及其保护电路
 陈启良 徐明年 景星亮 ... 180
 Multiplication Characteristics of Ge Avalanche Photodiodes
 (Ge-APD) and the Protective Circuit in the Measurement

F-5	锗雪崩光电二极管 (Ge-APD) 表面抗反射膜的研究 Surface Antireflection Coatings of Ge APD	陈海文 邱宣 景星亮	183
F-6	光敏栅 InGaAs 场效应管 InGaAs FET with an Extended Light Sensitive Gate Region	沈彭年 杨易 程宗权 吴冠群 潘慧珍	186
F-7	用于光放大器的两层介质减反膜 Two-Layer Dielectric Anti Reflection Coating for Optical Amplifiers	黄德修 樊承钧 刘德明	188
F-8	低损耗液相外延 AlGaAs/GaAs 波导及其单片集成光学器件 Low Loss LPE AlGaAs Waveguide and Monolithic Integrated AlGaAs/GaAs Optical Devices	袁佑荣 G. A. Vawter and J. E. Morz	191
F-9	1.3 μ 低阈值脊形波导 DH 激光器 1.3 μ Low Threshold Ridged Waveguide DH Laser	彭怀德 汪孝杰 王莉 马英雄 胡雄伟 刘新平 张盛康 马朝华 吕卉 王丽明 孙富荣	195
F-10	压缩双异质结 (CDH) Al _x Ga _{1-x} As 激光器的液相外延研究 An Investigation on LPE of Constricted Double Hetero-structure (CDH) Al _x Ga _{1-x} As Laser	闰立 马国荣 余金中	195
F-11	n-In _{0.53} Ga _{0.47} As/InP 转移电子效应光电探测器 n-In _{0.53} Ga _{0.47} As/InP Transferred Electron Effect Photo-detector	朱雨 龚小成 陈益新	199
F-12	单片集成 SCC 激光器的纵模特性 The Longitudinal Mode Behaviors of Monolithic Integrated SCC Lasers	胡礼中 刘式靖	201
F-13	Ge 雪崩光电二极管的特性 Characteristics of Germanium Avalanche Photodiode in the Wavelength Region of 1.0-1.6 μ m	景星亮 朱初沐 龚小成 陈益新 张桂成	206
F-14	GaAs 光导开关的研究 A Study on GaAs photoconductors	王明华 于纯 徐义刚	208

F-15	量子阱激光器	陈良惠 庄婉如	211
------	--------	---------------	-----

Quantum Well Lasers

0 光纤器件

Fiber Optic Devices

G-1	光纤法布里-珀罗传感器及其抗衰落系统	陈小宝 张美敦	212
-----	--------------------	---------------	-----

A New Fiber-Optic Interferometer

G-2	用于两路电视单纤复用传输的光纤波分复用器	曹介元 叶爱伦 殷宗敏	215
-----	----------------------	-------------	-----

An Optical Fiber Wavelength Division Multiplexer for 2-Channel TV Signal Optical Multiplexing Transmission

G-3	一种三波长波分复用器	殷宗敏 叶爱伦 曹介元	217
-----	------------	-------------------	-----

A 3-Channels Optical Wavelength Multiplexer

G-4	四波长光纤波分复用器的滤光模设计	卞福亮 曹介元	219
-----	------------------	---------------	-----

A Design of Optical Filter for 4-Channel Optical Fiber Wavelength Division Multiplexer

G-5	波分复用器损耗最小化的计算公式	陆逸群	220
-----	-----------------	-----------	-----

Computing Equations for the Minimization of Wavelength Division Multiplexer Loss

G-6	光纤声传感器中无复位的PTAC系统	张美敦等	222
-----	-------------------	------------	-----

PTAC System Without the Reset in Fiber Acoustic Jensor

G-7	弯曲单模光纤制作的新型可调波片	徐森祿 张瑜 龙槐生	225
-----	-----------------	------------------	-----

A New Adjusttable Wave-Plate by Bending Single-Mode Optical fiber

G-8	纤芯拼接区的传输特性及其在单模定向耦合器中的应用。		
-----	---------------------------	--	--

	方锡生 茅仲明 黎淳洪	227
--	-------------------	-----

Propagation Characteristics of Guided Modes on Fiber-Core Spliced Sections and Application to Monomode Directional couplers

H 波导材料及制备

Materials and Fabrication of Optical Waveguides

- H-1 在钽酸锂基片上液相外延钽酸锂光波导薄膜 徐玉恒 刘松海 万立德 229
Liquid Phase Epitaxy of $\text{Li}(\text{Nb}_x\text{Ta}_{1-x})\text{O}_3$ Optical Wave-
guide Film with LiNbO_3 substrates
- H-2 微分干涉法测自聚焦棒的折射率分布 孙雨南 王典民 赵雪山 231
Determination of the Refractive Index Profile of Light-
Focusing Rods by a Shearing Interference Method
- H-3 红外光纤材料的研究 张克立 袁启华 夏尚兰 文明达 刘继德 235
Studies of Materials for Infrared Optical Fiber
- H-4 用氟化锂控制铌酸锂与苯甲酸的质子交换过程 孙守瑞 陈铮 238
Proton Exchange Process of LiNbO_3 and Benzoic Acid
Controlled by Lithium Fluoride
- H-5 低温二次液相外延 曹殿生 赵军 刘武靖 241
A Two-Step Liquid Phase Epitaxy with Low Temperature
- H-6 半绝缘 GaAs 台阶衬底上的 LPE 生长 王本忠 孙伟 张国义 刘武靖 243
GaAlAs/GaAs LPE Growth on SI-GaAs Terrace Substrate
- H-7 快速法制作多模厚层的玻璃波导的方法 阮丽真 徐敬舆 李宝贞 吴慧珍
Fast Fabrication Method for Glass Optical Waveguide 246

A 特 邀 报 告

1-1 The Crossing Channel Electro-Optical Modulator and Its Comparison With Other Modulators

by

William S. C. Chang, Gary E. Betts and Kamal Goni
Department of Electrical Engineering and Computer Sciences
University of California at San Diego
La Jolla, CA 92093, USA

Switching or modulation of guided waves is one of the fundamental building blocks in optical communications and signal processing systems. It is shown in this paper that the crossing channel electro-optical modulator (or switch) can be understood from mode interference and mode conversion analysis. It can have a $\Delta V \cdot L$ product as small as the alternating ΔB or Mach-Zahnder devices. It has different regions of operations showing the reflection type of behavior in some cases and the interferometric behavior in other cases, depending on the number of modes in the channel and the adiabatic condition for mode conversion. Comparison of theoretical and experimental results, methods for optimizing the design and comparison with other switches or modulators are described.

I. Introduction

Rapid advances made in single mode fiber optical communication have generated a renewed interest in switching and modulation in optical waveguides. Limitations in the speed of electronic systems for signal processing have also generated renewed interest in optical signal processing, taking advantage of the parallel processing capability in optics. Research in optical signal processing has been concerned primarily with two dimensional arrays because of the desirability of $M \times M$ parallel channels. However the speed of operation of individual pixels in 2 dimensional arrays are slow because large optical modulation must be achieved in a few micrometers of propagation path, thus materials such as liquid crystals or PLZT need to be used resulting in slow speed of operation in each pixel. A one dimensional guided wave M -channel signal processor has the advantage that all the devices and interactions are confined to a layered region near a planar surface. Electronic and optical devices can be fabricated by the batch fabrication processes already well developed in the semiconductor industry. Long interaction length can be obtained through guided wave interactions. Thus materials such as LiNbO_3 , III-V compound and other semiconductors can be used. Moreover, optical and electronic devices can potentially be fabricated and interconnected within the same pixel in semiconductor materials. Thus the speed of operation per pixel can be very high. In comparison with 2 dimensional arrays, the disadvantage of $1 \times M$ parallel channels can be compensated by the increase in speed.

Switching or modulation of guided waves is one of the fundamental building blocks in optical communication and signal processing systems. Three guided wave modulators or switches that have been studied most frequently are: (1) the alternating AB directional coupler modulator, (2) the Mach-Zehnder

interferometric modulator and (3) the crossing channel modulator. Among these three modulators the crossing channel modulator is the one least understood. Thus the major objective of this paper is to discuss its properties with the help of a theoretical analysis and then to compare it with the Mach-Zehnder and the alternating AB modulators. The crossing channel modulator is illustrated in Figure 1 with three variations of the intersection design, the X-, the Y- and the 2An - intersections.

There are a number of papers that have already been published regarding the crossing-channel modulator^[1-15]. In the earlier papers the acronym TIR is often used as a shorthand notation to designate such a modulator, because the behaviors of these devices in some limited regions of operation could be explained by the total internal reflection effect. However, models based on ray tracing or considering the device to function by classical frustrated total internal reflection^[1-5] are not applicable to devices made with narrow waveguides and small angles, and can miss modal effects. Models based upon two mode interference cannot describe the performance of highly multimode devices with wide waveguides and larger crossing angles where mode conversion is significant^[6,7]. A theory based upon the beam propagation method (BPM) is capable of an accurate description of this modulator, but at the time of this writing the BPM has not been applied to devices where mode conversion is significant^[9]. Experiments have yielded a variety of characteristics^[3,4,5,6,7,8,11,12,13,14,15]. Calculated results based on our model will explain in general the experimental behaviors that have been observed in different regions of operations showing the reflection type of behavior in some cases and the interferometric type mode behaviors in other

11. Description of Theoretical Model

Similar to the model used by Burns and Milton^[16], for the sake of simplicity in numerical analysis, all the material index variations in this model are approximated by step-index variations; the effect of the electro-optical effect is modeled also as a single region of ~~voltage-variable step-~~ index change (see Figure 2). The device is divided into many steps along the direction of propagation x . Within each step, $x_j \leq x < x_{j+1}$, the local guided modes of the waveguide structure are calculated. The amplitude and phase of each mode within this step is calculated from the overlap integral of that mode with the total field at the end of the previous step. The propagation from x_j to x_{j+1} adds a phase factor to each mode depending upon the propagation constant for that mode. The summation of all the modes at $x = x_{j+1}$ constitute the total field that will be used to excite different modes in the next step. In summary, let C_{mj} and $E_{mj}(z)E_m(y)$ be the complex amplitude (including phase) and the $E_z(y, z)$ of the m th mode of the total structure (including all the channels and electro-optical change in index). If the radiation field and reflections are neglected at $x = x_j$ and if $E_m(y)$ is approximately the same for all values of x , then the total field at $x = x_j$ is given by

$$\sum_{m=1}^{N_j} C_{mj} E_{mj}(z) E_m(y)$$

and the total field at $x = x_{j+1}$ is given by

$$\sum_{k=1}^{N_{j+1}} C_{k(j+1)} E_{k(j+1)}(z) E_k(y)$$

where

$$(1) \quad C_{k(j+1)}(x=x_{j+1}) = 2\omega_0 \epsilon_0 \sum_{m=1}^{N_j} \frac{C_{mj} \exp[-j\beta_{kj}(x_{j+1}-x_j)]}{\beta_{k(j+1)} + \beta_{mj}} \int_{-\infty}^{+\infty} \epsilon_j E_{mj}(z) E_{k(j+1)}(z) dz,$$

where ϵ_j is the z variation of the dielectric constant (see Fig. 2)[10]. For a given mode-combination at the input (i.e. total incident condition) the amplitude and phase of the subsequent C_{mj} are tracked through the device by repeating this process step-by-step. This process is terminated when the output channel waveguides are so well separated from each other that there is no further interaction between them. Here we have assumed that (1) only those modes with the dominant electric field component in the z directions are excited, (2) the difference of the dielectric variations between adjacent steps j and $j+1$ is sufficiently small so that reflections are neglected, and (3) power converted into radiation modes can be neglected. The most important approximation that may cause inaccuracy in the calculated results is the step-index approximation of the channel waveguides, the numerical inaccuracy will be significant especially for single mode channel waveguides where diffusion length becomes comparable to the waveguide dimensions. However the general behaviour of the crossing-channel modulator is explained nicely by the simple model, for both the single mode and multiple mode operations.

III. Overview of the Operating Characteristics of the Crossing Channel

Modulator

Our numerical results indicate that the modulator characteristics can be classified into various regions of operation based on (1) an "adiabatic criterion" and (2) the number of modes in the input channel waveguide. The adiabatic criterion is defined as

$$A_c = \frac{\theta W}{\lambda} \quad (2)$$

where θ = crossing angle of the waveguides

W = width of the channel waveguide

λ_g = wavelength of light in waveguide = λ_0/n_g

n_g = material index of the step-index guiding channel.

This criterion is an indication of the amount of mode conversion; the higher the value, the more mode conversion occurs. The same criterion was used to divide the characteristic of branching waveguides by Milton and Burns^[16] and to apply to waveguide horns in reference 17. The classification of the behavior of the X-intersection device as a function of these two criteria is shown in Figure 3, where the various regions of device performance are shown. Typical intensity versus voltage characteristics for the device parameters range from region IIIA to region I are shown in Figures 4 and 5. The devices in these figures have waveguide material index $n_g = 2.22$, substrate index $n_s = 2.20$, wavelength = $0.6328 \mu\text{m}$, and electrode length $L = 0.55 \text{ mm}$. The waveguide width w and crossing angle θ are varied from $w = 2.5 \mu\text{m}$, $\theta = 0.50$ (4a) to $w = 14 \mu\text{m}$, $\theta = 2.80$ (5c) to give the values for A_c

and number of modes shown in the figures while keeping the electrode length to be the same as the length of the intersection. In all these figures, we have assumed that only the lowest order mode of the input channel is excited.

In region I, the "reflection region," device operation can be interpreted as voltage-variable reflection. This region is defined by $A_c > 1.1$ for X-intersection devices; however, to avoid high losses, the channels should be able to support at least several modes. In this operation region mode conversion within the intersection region is very large, and since the waveguide width W is large the mutual interaction among modes in the input and output transition regions outside of the intersection region shown in Figure 3 can be neglected. The picture of power following a simple ray path through the device and being partially reflected by the region of lower index under the electrode gap is roughly correct. For example, Figure 6 shows computer-generated plots of the intensity profiles at various points throughout a Y-branch reflection-region device with a lowest-order-mode input. The intensity versus voltage characteristic is saturated for the negative applied voltages as seen in Figures 5b and 5c. The picture of the device as a reflector, even in this region, must be used cautiously. 1) The device behavior for positive applied voltages is very complex, it cannot be explained by a simple ray analysis. 2) Only a simple X- or Y-type device with a lowest-order-mode input gives the type of characteristic shown in Figures 5b and 5c. 3) Even though the device uses multimode waveguides in region I, it is not a true multimode switch in that its performance depends dramatically on the particular mode or mode combination excited in the input channel. Devices built in this region have the advantage of having no critical fabrication tolerances, but they also have the disadvantage of requiring relatively high voltages for switching (note that all devices shown in Figures 4 and 5 have the same electrode length

but the device in Figure 5c requires about three times the switching voltage of the device in 4a).

In region III, the "mode interference region," the X-intersection device operation can be understood as interference between two modes with voltage-variable phase difference. The analysis of the modulation in this operation region has already been discussed in a number of papers^[6,7]. This operation region is defined by $A_c < 0.5$, although the number of possible modes has a significant effect on the device characteristic. Let us consider the operation of an X-intersection device perfectly symmetric with respect to the X-axis in Fig. 3. In this operation region there should be two modes, an antisymmetric and an asymmetric mode, throughout the intersection region. Mode conversion is small in the intersection, so that modes excited at the input to the intersection (primarily the lowest-order symmetric and antisymmetric normal modes) tend to retain most of its amplitude throughout the device. The electrode is along the centerline of the intersection and its electric field has a greater overlap with the symmetric mode than with the antisymmetric mode. Because of this, the electro-optically-induced index change has a greater effect upon the symmetric mode than upon the antisymmetric mode. The applied voltage thus varies the relative phase velocity of the two modes so that the relative phase (and therefore the power distribution) at the output end of the intersection varies. This results in a periodic intensity versus voltage characteristic, as seen in Figure 4. This mode-interference region operation mechanism was first described by A. Neyer^[6,7]. If only a single mode is present for some length in the intersection region, poor modulation would result because most of the power in the antisymmetric mode is lost (the severity of this result may be questioned, however, due to neglect of radiation modes in this model). For an X-

intersection type device the number of modes in the intersection region is the same as in the input channel. Thus the input channel should be wide enough to have two transverse modes for X-intersection devices. If there is any asymmetry between the two channels, voltage-independent mode conversion and phase shift between the symmetric and antisymmetric modes will occur in the input and output transition region adjacent to the intersection regions shown in Figure 3, where the channel waveguides are not separated far enough to neglect mutual interaction. Such mode conversion may reduce the extinction ratio or the maximum modulation depth of the modulator. If significant power is converted to higher order modes, the intensity versus voltage characteristic can deviate from a simple sinusoid of constant modulation depth (see Figures 4b and 4c for examples). This occurs because at a voltage where the lowest symmetric and antisymmetric modes have phases that give a peak power in one output channel, the higher order modes can change the total field profile to either increase or reduce the power in that channel. The phase velocities of higher order modes are also changed by the applied field, but not by the same amount as the two lowest order modes. Such a mode conversion process is responsible for the different modulation depths in different cycles of the basic sinusoidal characteristic. Higher order modes can be significant both in less adiabatic devices with a few higher order modes and in nearly adiabatic devices with many higher order modes. Devices with significantly higher order mode effects may have one potential advantage: it is possible that these effects could be used to increase the linearity of some portion of the modulation characteristic. The most efficient design (i.e. the largest modulation depth with the smallest applied voltage) in this operation region is in the sub-region IIIA, where A_c is very small and there are just two modes in the intersecting region; this gives an even, periodic intensity versus

voltage characteristic (Figure 4a) with a $\Delta V \cdot L$ product comparable to an interferometer type modulator.

Region II is a transition region between regions I and III. In this region mode conversion is large enough that simple mode interference is not adequate to describe device operation; however, mode conversion is small enough that the power has a tendency to remain in the modes of the waveguide structures that were excited at the intersection input. This results in complex intensity versus voltage characteristics that have partially saturated and periodic behaviors (as in Figure 5a). This region is not a region for efficient design because devices in region III have better $\Delta V \cdot L$ products than the periodic portions of the characteristics of region II devices, while devices in region I have larger slopes and better extinction than the saturated portions of the characteristics of region II devices. In addition to the above basic classifications, the "high loss" region occurs when a device has a high A_c value but only supports a few guided modes. Mode conversion is large, but because of the small number of guided modes, significant power is converted to radiation modes. In region I, the saturated intensity versus voltage characteristic is still apparent even in the high loss region, but it is distorted by loss. In such a high loss region, our theoretical calculation may be inaccurate because it ignores the coupling from the radiation modes back into guided modes.

The Y-intersection device design performs well only in region I, where its performance is similar to the X-intersection device (see Figure 7 for a map of classifications of operation regions). This device performs poorly for more adiabatic designs in operation regions III because the power tends to remain in the lowest order mode throughout the intersection region, when the low mode of the input channel is excited. In this case, only a small amount

of power is converted to the antisymmetric mode that is needed for mode interference operation. Another way to see this is to notice that the Y intersection depends on mode conversion for modulation, and in the adiabatic region this is difficult to achieve.

The $2A_n$ intersection design performs predictably only in the most adiabatic case in region III with a small number of modes (see Figure 8 for a map of classification of operation regions). It is useful mostly in the case of single mode waveguides. With the proper choices for waveguide depth and width, it can preserve two and only two modes throughout the entire intersection region with single mode input waveguides. Thus, it has the advantage of single mode input waveguides and it does not suffer from the poor modulation effect seen in X-intersection devices when there is only one propagating mode in the intersection. The $2A_n$ intersection performs in a complex manner in less adiabatic devices (i.e., devices with many modes and/or larger widths and crossing angles). In these devices, the index change represented by the diamond of high index is much larger than the index change created by the electro-optical effect. The large index change of the diamond region causes a complex mode-conversion pattern in devices with several modes. The performance of non-adiabatic $2A_n$ devices is generally poor, although under some excitation conditions (i.e., a particular input mode-combination) they can give very good performance. However, we have found experimentally that the performance is generally not reproducible because of the difficulty in reproducing the specific input excitation condition.

Another intersection type useful in the mode interference region is the beamed-X intersection, shown in Figure 9[18]. This allows the use of single-mode input channels and keeps the antisymmetric mode above cutoff by increasing the width of the intersection region. This type of intersection

has a dimension of flexibility not found in the X and 2An types: the length of the wide section can be chosen independently of the waveguide width and crossing angle. This allows the switching voltage to be easily reduced by lengthening the intersection.

For simplicity, in the remainder of this paper the different device types will be lumped together and referred to as "reflector-type devices" or "mode interference-type devices" based upon the adiabatic criterion calculated from their parameters.

IV. Modulation Characteristics in the Reflective Operation Region

This section will discuss the theoretical results for the reflector region of operation of the crossing channel modulator. This region is defined by $A_c > 1.1$ (i.e. region I of Figure 3). Most of the results will be discussed here in terms of the Y-intersection design. The X-intersection design devices gave similar results in this region. The parameters used in the theoretical calculation for most devices correspond to Ti-indiffused waveguides in LiNbO₃ operating at the HeNe laser wavelength ($\lambda = 0.6328 \mu\text{m}$, $r_{33} = 30.8 \times 10^{-12} \text{ m/V}$, substrate index $n_s = 2.20$, waveguide material index $n_g = 2.21$), which correspond to the parameters for our experimental devices. The voltage is applied so the electric field is along the -z crystalline direction; thus, negative voltage corresponds to negative induced index change.

The primary criterion used for characterizing devices in this region is the maximum slope of intensity modulation at the bias point for linear modulation. The slope is measured as the change of the ratio of output intensity per volt applied to the electrodes to the maximum output intensity (at near the zero bias voltage). Since the saturated intensity versus

voltage characteristics (see Figures 5b and 5c) and varying extinction levels of devices in region I make it difficult to define a specific switching voltage, the maximum slope is the best criteria to compare different modulators. In analog signal processing one is interested in linear modulation, so this is also an important practical performance criterion.

For an interferometric Mach-Zehnder modulator (or any other modulator with a sinusoidal intensity versus voltage characteristic), $\Delta V \cdot L$ product is normally used to characterize their performance where L is the length of the electrode and ΔV is the voltage between maximum and minimum intensity. For the X-, Y-, or 2An- intersection designs of the crossing channel modulator, when the electrode is assumed to completely cross the intersection, the electrode length depends upon the crossing angle and the waveguide width as:

$$L = \frac{W}{\sin(\theta/2)} \quad (3)$$

The electrode length is assumed to completely cross the intersection for all parameter variations discussed in this paper. For crossing channel devices, the $\Delta V \cdot L$ product is related to the maximum slope by:

$$\Delta V \cdot L \text{ product} = \frac{\pi L}{2 \cdot \text{slope}} \quad (4)$$

This relation of $\Delta V \cdot L$ product to slope can be used to make a rough comparison of the reflector-type crossing channel modulator to other modulators for which $\Delta V \cdot L$ products have been reported. However, the $\Delta V \cdot L$ product is not a good number to use for characterizing the performance of the reflector type modulator because 1) The reflector-type device does not have a characteristic switching voltage ΔV , and 2) the $\Delta V \cdot L$ product is not necessarily a constant

when the electrode length is changed. The most efficient reflector-type devices calculated had $\Delta V \cdot L$ products of 25 to 30 V-mm at $\lambda = 0.6328 \mu\text{m}$, or about two to three times higher than the $\Delta V \cdot L$ products reported for interferometric modulators.

The general feature seen during the variation of the crossing or branching angle is that the slope increases as the angle decreases, down to some "minimum angle" that depends upon the width of the channel waveguides (see Figure 10). X- and Y-type devices behave similarly, although the curves are not exactly the same. The "minimum angle" ($\theta_{\min}$) corresponds to the boundary of region I (i.e., $A_c \sim 1.1$). For $\theta > \theta_{\min}$ the slope increases as fast as the angle decreases (i.e. L increases) so that the $\Delta V \cdot L$ product is roughly constant. At the "minimum angle" and below, the device is in region II and the slope no longer increases with decreasing angle, resulting in a sharply increasing $\Delta V \cdot L$ product. The characteristics of the devices deep in region I show good saturation (i.e. nearly monotonic intensity versus voltage characteristics). As the angle decreases, oscillations appear in the positive voltage (positive index change) range. The depth of these oscillations increases and the period decreases as the angle decreases. The slope in some of these oscillations can be steeper than the slope in the negative voltage range for region II devices near the region I/II boundary. However, the $\Delta V \cdot L$ product using these positive bias points is not improved over region I devices using the usual negative bias because of the long electrode length in the smaller angle devices. These observations apply only to devices made near the region I/II boundary; devices deep in region II begin to have characteristics partially like those devices in region III.

Effect of Waveguide Width Variations

The gross effect of varying the waveguide width is that the slope

increases as the waveguide width increases. A closer look at the result of varying the width at a constant angle reveals a sharp reduction in the slope and an increase in the $\Delta V \cdot L$ product as the width is reduced below the width corresponding to the boundary of region I/II operations in Figure 7. This occurs because of decreased mode conversion efficiency in region II. For wider widths, the slope increases. However, this increase in slope is not as fast as the electrode length increase, since the electrode length is directly proportional to the channel width. Thus the $\Delta V \cdot L$ product still increases. The net result is that although the slope is larger for wider W , the $\Delta V \cdot L$ product has a minimum at the width corresponding to the boundary between region I and region II (i.e. $A_c \sim 1.1$). This is typical of the behavior at other crossing angles. The larger L implies also that the r.f. modulation bandwidth is lower.

Effect of Input Excitation

All of the results above have been obtained with an input that is the lowest order lateral mode of the input channel. Using an input mode that is not the lowest order mode of the input channel has drastic and unpredictable results. Figure 11 shows the intensity versus voltage characteristics of a Y-branch device ($\theta = 20^\circ$, $w = 10 \mu\text{m}$) for various input modes. The characteristics for higher-order-mode input (Figures 11b and 11c) are different from the characteristic for the pure lowest-order-mode input (Figure 11a). Similar sensitivity to the input mode is obtained for other choices of the device parameters. Thus, even though this device uses multimode waveguides, it is not a true multimode switch because it requires a particular input mode for reproducible performance.

Generally, performance is worse with input other than the lowest order mode, but some mode combinations can have improved performance (i.e., greater

slope at some bias voltage, although the characteristic may no longer be simple and saturated). It is conceivable that significantly improved performance could occur for some particular mode-combination. This combination would be very hard to find and, if found, difficult to reproduce experimentally. Such an effect has also been observed experimentally and theoretically for the 2An intersection type devices.

V. Experimental Results in the Reflective Operation Region

Several experimental X- and Y-branch devices have been fabricated and evaluated using Ti-indiffused LiNbO₃ waveguides. These devices all have a 20 μ m waveguide width and various crossing angles, diffusion depths, and Ti thicknesses. Evaluation was performed at the 0.6328 μ m HeNe laser wavelength. 2An-intersection-type devices with these parameters were also fabricated, but their performance with lowest order mode input was poor, thus those results will not be discussed here.

The comparison of theoretical and experimental results for the maximum slope versus crossing angle is shown in Figure 12 for Y-intersection and X-intersection devices. The experimental devices were made with typically 230 Å Ti diffused into LiNbO₃ for typically 25 minutes at 1100° C with wet O₂ flowing during diffusion. A buffer layer of 1400 Å SiO₂ was normally used to isolate the electrodes. These figures give an idea of the rough quantitative match between theory and experiment over a range of parameters. Figure 13 shows a comparison of the experimentally measured and theoretically calculated intensity versus voltage characteristics for a Y branch device with $\theta = 20^\circ$. In this figure one can see that all the general features of the characteristics match, not just the maximum slope.

Our experimental results generally support our theoretical calculation

but there is only rough quantitative agreement between theory and experiment. The agreement is good enough to verify the theory as a valid basis for understanding the operation of the device, although the comparison also shows that the theory has shortcomings as an engineering design tool. Disagreement is to be expected for two categories of reasons: 1) the considerable simplifying assumptions involved in the theory and 2) experimental errors. In the first category, the assumption causing the most problems is the step-index approximation. As discussed later in section VI, this problem becomes more significant as diffusion time increases. The other key assumption in the theory that the waveguides are reasonably far from cutoff and that losses are not significant is valid for most devices tested. In the second category, the lack of precise control of input mode control and, to a lesser degree, the electrode gap and placement errors, could cause deviation of the experimental characteristics from the predicted behavior.

The input mode was only controlled approximately in our experiments. Input light was coupled directly to the 20 μm wide channel waveguide using a prism coupler, thus the control of depth mode by the vertical excitation angle is excellent. The lateral mode composition was controlled approximately by the lateral angle of the laser beam with respect to the normal of the prism. The excitations of the lowest order mode was verified only qualitatively by viewing the far field pattern from an output prism coupler. Nevertheless the input excitation of the lowest order lateral mode could be reproduced well enough to get reasonable modulation results for X-intersection and Y-intersection devices, but an unknown mixture of higher order modes was undoubtedly present. But in the 2An intersection devices our methods of excitation did not yield reproducible results. These results agree with the theory in that the devices are sensitive to the input mode.

In the theoretical calculation, increasing the waveguide depth has no effect other than lowering the slope. However, in experimental devices, devices diffused for long times (i.e., 60 minutes at 1100°C) show significantly different characteristics than devices diffused for short times (i.e., 25 minutes at 1100°C). Longer diffusion times give larger diffusion depths which not only increase the depth of the waveguides but also increase the difference between the actual waveguide index profile and the theoretical step-index approximation especially in the wedge shaped region separating the diverging or the converging channel waveguides. As the waveguide depth increases, the electrode gap also becomes smaller in relation to the waveguide depth. This decreases the uniformity of the electric field in the waveguide region and thus decreases the accuracy of the step-index approximation used to represent the electro-optic effect. Finally, longer diffusion times create a more significant planar index increase (in addition to the index change for the channel waveguide) due to the outdiffusion of LiO_2 , an effect ignored in the theoretical model. These effects are more significant in devices with small crossing angles, and more significant in X intersections than in Y intersections. This contributes to the reason that the characteristics for Y intersection devices shows less change with increased diffusion time than the X-intersection devices, and to the reason that theory and experiment match better for the Y intersection with $\theta = 2^\circ$ than for the $\theta = 1^\circ$ case.

VI. Device Properties in Mode Interference Operation Region

The mode interference region of operation of the crossing channel waveguide electro-optic modulator is defined in Figures 3 and 8. The Y-intersection design works very poorly in this operation region. Hence it is not included in this discussion. The method of operation of these devices and

their general characteristics were described in section III of this paper. Since these devices have a periodic intensity versus voltage performance characteristics, similar to the Mach-Zehnder interferometer and the alternating ΔB directional coupler modulator (or switch), the $\Delta V \cdot L$ product is the primary figure of merit used to compare their performances. The only thing to remember is that L is determined here by W and θ according to equation (3). ΔV is the voltage for switching from maximum intensity to the minimum intensity. For comparison with the devices operating in region I, $(E/2\Delta V)$ is equal to the maximum slope. The primary advantage of this type of device over the reflector-type device in operation region I is that these devices have a much smaller $\Delta V \cdot L$ product. Our theoretical calculations show that when fabricated using $Ti:LiNbO_3$ waveguides, these devices have a $\Delta V \cdot L$ product of about 12 V-mm at $\lambda = 0.6326 \mu m$, which is comparable to the $\Delta V \cdot L$ product achieved by the ΔB modulator and the two-electrode interferometric modulator. Small $\Delta V \cdot L$ product is very important for modulation and switching at microwave frequencies because the microwave drive power needs to be minimized at a sufficiently short L that will satisfy the bandwidth requirement.

There has already been a number of papers published concerning the performance of the devices in this operation region^[6,7,9,13,18]. Let us consider first that the two crossing channels are exactly identical to each other and that the electrodes are placed symmetrically in the intersection region, i.e. the total structure is symmetric with respect to the x axis in the xz plane. In this case the z -component electric field profiles of the zeroth order symmetric and antisymmetric mode at different x positions in the transition regions will be like those shown in Figure 14. There is a relative phase shift but no mode conversion between the symmetric and antisymmetric

modes as they propagate through the input and output transition regions marked in Figures 3 and 8. Outside of the transition regions where the two channels are well isolated from each other, there will be neither relative phase shift nor mode conversion. Thus the total effect of propagation through the transition region and beyond is nothing but producing a relative phase shift between the symmetric and the antisymmetric modes. For a given incident guided wave power in an input channel A, its electric field is expressable as the sum of symmetric and antisymmetric modes with equal amplitudes. From there on, the amplitudes of the symmetric and antisymmetric mode never change. Propagation in the transition regions and beyond produces a voltage-independent relative phase shift ϕ . Propagation inside the intersection region produces a relative phase shift $(\beta_s - \beta_a)L$, proportional to V . Thus the output power in channel A is given by

$$\frac{I_{out}}{I_{in}} = \sin^2[(\beta_s - \beta_a)L + \phi] \quad (6)$$

where $(\beta_s - \beta_a) = K_{as}V$. The analysis presented in section 3 and given by Nayer^[6,7], Forber and Ramer^[18] and Nakajima^[11] is basically correct except the constant ϕ was omitted. The existence of ϕ is a minor problem since it can be either compensated by a d.c. bias voltage or changed by adjusting the cross-section angle θ ^[19,20,21]. The extinction ratio for such an ideal modulator or switch is infinite since I_{out} can always be zero at a specific value of V .

The situation is quite different for asymmetric structures in the transition region. Asymmetry can be caused by differences in titanium thickness, channel width, or imbalanced crossing angle created in the fabrication processes. Figures 15b and 15c illustrate the symmetric modes and

antisymmetric modes at different positions in the output transition region. Notice that the profiles of the electric field of the modes change as a function of X throughout the transition region. No matter how small is the asymmetry, the lowest order symmetric mode at $x = 0$ will always be identical with the lowest order guided wave mode of the isolated channel that has the larger n_{eff} , the lowest order antisymmetric mode will be identical with the lowest order guided wave mode of the isolated channel that has the smaller n_{eff} . The degree of asymmetry controls only how fast the mode profiles are changed at different X positions. Note once more that there is a fundamental change of the mode profile at $X = 0$ from Fig (14-a) to Fig (14b) and Fig (14c). As the symmetric and antisymmetric modes propagate through the output transition region, mode conversion also takes place. For a structure with very small asymmetry, the symmetric mode at the beginning of the output transition region (i.e. the end of the intersection region) is converted into both symmetric and antisymmetric modes with approximately equal amplitude at $X = 0$.

Hence there will be an approximately equal amount of power in both channels for a symmetric mode (and zero antisymmetric mode) at the beginning of the branch. Similarly, an antisymmetric mode at the beginning of the output intersection regions is also converted into symmetric and antisymmetric modes with approximately equal amplitude at $X = 0$ (i.e. equal power in each channel). If both symmetric mode and antisymmetric mode with equal amplitude are present at the beginning of the branch, the superposition theory applies. There will be two components of symmetric mode at $X = 0$. One component has a complex amplitude produced by the symmetric mode at the beginning of the branch, while the second component has a complex amplitude produced by the antisymmetric mode at the beginning of the branch. If the relative phase between the symmetric and the antisymmetric mode at the beginning of the

branch is adjusted such that these two complex amplitudes have a π phase difference at $X=0$ with approximately the same amplitude, there will be very little power carried by the symmetric mode at $X=0$ (i.e. very little power in the larger n_{eff} channel waveguide). Conversely when these two amplitudes have zero phase difference at $X=0$ maximum power will be in the larger n_{eff} channel. Similarly there will also be two components of antisymmetric mode at $X=0$. The relative phase between the symmetric and the antisymmetric mode at the beginning of the branch can be adjusted to produce either maximum or very little power in the lower n_{eff} channel. Note that we have arrived at essentially the same conclusions about the power in two channels as the case of perfectly symmetric structures. The reasoning is different because the mode profile at $X=0$ is fundamentally different for a structure with perfect symmetry or with a slight asymmetry. At large asymmetry, the magnitudes of the antisymmetric and symmetric modes excited by either the symmetric or the antisymmetric mode at the beginning of the branch can be substantially different at $X=0$. The larger is the asymmetry, the larger is the difference in the magnitudes at shallow angles of crossing channels. When the relative phase between the symmetric and antisymmetric modes at the beginning of the branch is changed by the applied modulation (or switching) voltage so that the two components of the symmetric modes excited by them at the output have a π phase difference, the power in the channel with a larger n_{eff} will not be zero because of incomplete cancellation of the two components of the symmetric mode. Similar situation exists for the antisymmetric mode in the smaller n_{eff} channel at a different applied voltage. This incomplete cancellation is the root of the lowering of the extinction ratio in switching and modulation created by asymmetry in the fabrication processes. This effect was not taken into account by the published papers on crossing channel modulators (or

switch).

In order to maximize the extinction ratio, we need to fabricate a structure as symmetric as possible. In order to minimize the $\Delta V \cdot L$ product for devices operating well within Region III, one needs only to minimize the coefficient K_{AS} in equation (6). In order to minimize ΔV , one can lengthen L . L in a X- or 2An- intersection design is given by the crossing angle θ according to equation (3). It can be lengthened indefinitely in the widened X- intersection design shown in Figure 9. Eventually L will be limited by the bandwidth considerations for high microwave frequency operations. K_{AS} can be maximized by appropriate design variations of the guide width, the electrode design, the Ti thickness and diffusion time and temperature and to a much lesser degree by the crossing angle θ . K_{AS} can be optimized by theoretical calculations provided a sufficiently accurate mode profile and electro-optical change of index are used in the analysis. As the channel width W widens, one eventually gets more than the zeroth order symmetric and antisymmetric modes in the intersection region. This is specially true in the X- intersection design as one needs to have a double mode input channel waveguide in order to maintain two modes in the intersection region (see Section 3). When there are more than two propagation modes in the intersection region, mode conversion will affect seriously the extinction ratio and the periodic behaviour of the intensity versus voltage characteristics. Figure 15 shows the calculated characteristics of an X- intersection device with $W = 2.5 \mu$, $\theta = 0.5^\circ$ ($A_C = 0.0P$) and various number of propagating modes in the input channel. Notice both the reduction in modulation depth and the increase in aperiodic behaviour of the intensity versus voltage characteristics as the number of modes increase. Increasing the crossing angle θ (i.e. increasing A_C) will also increase mode conversion in the intersection when there are more than the two

lowest order modes.

An X type switch has been fabricated by H. Nakajima and co-workers at Fujitsu Laboratories^[8,11]. This switch uses z-cut LiNbO₃ and TM polarized light, so its electrode structure differs from the one analyzed in this paper because the vertical component of the electric field must be used. The index change induced is approximately the same as that induced by our electrode configuration on our X device, so the devices are comparable. The width of this electrode (equivalent to our electrode gap width) is 4.0 μm . The fabricated device used 7.5 μm wide Ti strips (390 Å diffused five hours at 1035°C) crossing at a 1.3° angle. The waveguides were single mode at the 1.3 μm optical wavelength. A nearly sinusoidal characteristic was observed with a switching voltage of 100 V and an extinction ratio of -25 dB in each channel. Since the electrode length apparently equaled the pre-diffusion intersection length, their $\Delta V \cdot L$ product was 66 V-mm. The switching voltage was also reported for various interaction lengths, and showed a nearly constant $\Delta V \cdot L$ product of 70 V-mm as the length was changed. The anti-symmetric criterion for this device is $A_c = 0.29$ so the device is just barely outside region IIIA. Our theoretical calculation predicts a nearly sinusoidal intensity versus voltage characteristic for this device, which agrees with the experimental observation. When the parameters for this device are used in our theoretical calculation, we obtained ΔV of 360 volts for 4 μm electrode separation, giving a $\Delta V \cdot L$ value of 238 V-mm. When the theoretically predicted optimum electrode gap (1.5 μm) is used in the numerical calculation (but all other parameters are the same as in the experimental device), the ΔV is 106 volts, giving a $\Delta V \cdot L$ product a 70 V-mm. Thus, our theoretical result is in close agreement with the experimental result except for the electrode gap width.

Andreas Neyer^[6,7] has fabricated experimental models of the 2A-intersection type using Ti-indiffused waveguides in LiNbO_3 . His single mode device used 4 μm wide Ti strips (400 Å diffused six hours at 980 °C) crossing at a 1° angle, and an electrode with a gap of 3.0 μm and a length of 1.0 mm. The optical wavelength used was 0.6328 μm . The extinction ratios observed were -23 dB in the straight through channel ("ON" channel in this paper) and -10 dB in the crossover channel. He has observed a sinusoidal dependence of the output power from each channel upon the applied voltage. The switching voltage was approximately 13 volts, given a $\Delta V \cdot L$ product of 13 V-mm. The adiabatic criterion for this device is $A_c = 0.24$ so the device is nearly in region IIIA. Our theoretical calculation gives a sinusoidal output power versus voltage characteristic with a switching voltage of 71 volts for this device, which gives a $\Delta V \cdot L$ product of 33 V-mm (in our step-index model the electrodes do not extend outside the intersection). When an electrode gap of 1 μm is used in the calculations (but all other parameters are the same as in the experimental device), the switching voltage is 36 volts, which gives a $\Delta V \cdot L$ product of 17 V-mm. With this electrode gap, the calculated $\Delta V \cdot L$ product is close to the reported experimental result. The switching voltage calculated theoretically is larger than reported experimentally because the electrode in the theoretical calculation does not extend outside the intersection region (so it is only 0.46 mm long), while the electrode in the experimental device ($L = 1\text{mm}$) extends for a considerable length beyond the ends of the pre-diffusion intersection. Since the diffusion length is roughly 2.5 μm , the waveguides are blurred together by diffusion for several hundred nm before and after the pre-diffusion intersection region.

The above comparison shows that our basic model is valid, but that our method of approximating both the waveguide by a step-index at a width equal to

the $2l$ width before diffusion and the effect of the electric field with a single region of uniform index gives an erroneous quantitative prediction of the performance when the electrode gap is comparable to the channel waveguide width. Our approximation methods gave good agreement with experimental results when applied to a device with wide multimode channels (see section 5) where the diffusion length and the electrode gap were both much smaller than the channel width. In that case the diffusion length is small compared to one λ , and the electric field extended only over a small fraction of the mode width. In the case of experimental devices in the transverse magnetron operation region with an electrode gap that is a significant fraction of the width of the intersection region (even at its widest points), the electric field from the electrodes extends over a significant fraction of the mode width (this can be seen by comparing the electric field strength profiles [22] with the mode intensity distribution). The lateral diffusion length also becomes comparable with waveguide width. This means that the actual mode electric field profile may be much wider than our calculated profile. The mode electric field also changes substantially over the region in which the applied electric field is strong. In this case the overlap between the applied electric field and the mode electric field is poorly approximated by a single region of uniform index. All these effects lead to the erroneous quantitative predictions of performance with small electrode gaps.

vii. Comparison of the Crossing Channel Modulator with Others

The common criteria used to compare various switches or modulators are the $AV \cdot L$ product, the extinction ratio (or modulation depth), the bandwidth, the drive power requirement and the convenience and simplicity of fabrication. A device may have an advantage in one criterion and a

disadvantage in another criterion. Thus in this paper we will compare the crossing channel modulator (or switch) with the Mach-Zehnder interference modulator (or switch)^[23] and the alternating ΔB directional coupler modulator (or switch)^[24,25] in terms of each criterion separately.

The one feature that attracted most of the people to the crossing channel modulator (or switch) is the convenience and simplicity of fabrication especially if an array of switches is desired. The Mach-Zehnder and the alternating ΔB switches require branching waveguides and bonds to interconnect the various sections together. Such interconnections take up surface area on the chip and requires more complex lithographic patterns or processes in the fabrication. In an array of X-, $2\Delta n$ - or Y- intersection modulators (or switches) the input and output channel waveguides are also the interconnection themselves. Thus the crossing channel devices usually have the advantage of simplicity and require less amount of surface area on the chip.

The two features that have been considered most commonly as the disadvantages of the crossing channel modulator or switch are poor extinction ratio and large $\Delta V \cdot L$ product. To some degree the large $\Delta V \cdot L$ product is a misunderstanding. Only the multimode crossing channel device has a $\Delta V \cdot L$ product much larger than that of the Mach-Zehnder and alternating ΔB devices. On the other hand the multimode crossing channel devices offer better power handling capacities because of the wider channel width if optical damage is a limitation. They also have the potential of having a more linear response within certain depth of modulation because the mode conversion effects may be used to change the shape of the intensity versus voltage curve. The fabrication tolerance is very generous. The single-mode crossing channel device has a $\Delta V \cdot L$ product the same as the alternating ΔB and the Mach-Zehnder device with electrode across only one arm of the interferometer. All

three types of devices have the same sinusoidal intensity versus voltage curve. The poor extinction ratio of the crossing channel devices was primarily the result of poorer fabrication tolerances (i.e. asymmetry) obtained in the earlier devices. Recently Forber and Marom^[19] have demonstrated experimentally 28-29 dB of extinction ratio in a widened-X-interaction design with curved input and output guides. In comparing the three types of devices, we found that asymmetry of the separating channels is the major limitation in the extinction ratio of the crossing channel modulator (or switch), that unequal recombination of power in the Y junction is the major cause of extinction ratio limitation in Mach-Zehner devices^[26] and that phase mismatch is the major cause of extinction ratio limitation of the alternating AB devices. No systematic quantitative investigation has yet been made to assess the difference in the sensitivity to fabrication tolerance that will indicate which type of device will ultimately have the largest extinction ratio. Even the determination of fabrication tolerance is a difficult task in itself.

An area of intense research activity that has just begun in recent years is the study of the microwave circuit properties of the switching or modulation electrodes of the traveling wave devices. First of all, it is well known that within the constraints of fabrication line width, microwave circuits in the coplanar waveguide (CPW) geometry and coplanar strip (CPS) geometry^[27,28] have different microwave attenuation and impedance properties. Secondly, the microwave electric field (i.e. the electro-optical change of index) that can be produced for modulation or switching will depend on the microwave circuit design. Thirdly, whether a given microwave field pattern combined with the optical design of a type of modulator will yield the minimum required microwave device power depends on a complex set of trade-off

factors that include the microwave circuit attenuation, the microwave field pattern, the orientation of the LiNbO_3 crystalline axes (e.g. Z-cut or Y-cut or X-cut), the profile of the optical electric field of the guided wave mode and the modulation or switching mechanism. For example, although the modulation or switching mechanism for both the crossing channel devices in the interferometric mode and the Mach-Zehnder devices is the same ($\beta_s - \beta_a$), the benefit to minimize microwave drive power by using CPW or CPS geometry and by using Z or Y cut LiNbO_3 is already quite different due to the difference in the separation distance between channels. Fourthly, although in simple analyses the assessment of the bandwidth limitations for traveling wave modulators (or switches) is just an analysis of the phase velocity mismatch between the microwave and the optical signal within the electrode length L , Korotky and Alferness [29] had already shown that directional coupler devices have a faster response in the time domain than the Mach-Zehnder device of the same L and the same mismatch in optical and microwave velocities. More complex schemes for compensating the velocity mismatch have also been proposed by Alfernes et al. [30] and Thylén et al. [31]. Therefore a comparison of the relative advantages of various modulators at microwave frequencies will require a great deal of study, and it is not available at the present time.

References

1. T. Kurokawa and Oikawa, "Optical Waveguide Intersections without Light Leak," "Applied Optics" 16, pp. 1033-1037 (1977).
2. M. Wilson, C. Pitt, R. Manku, A. DeOlivera, O. Parriaux, "Optical power Division in a Multimode Waveguide Intersection," Electronics Letters, 12, pp. 434-435.
3. F. El-Akkari, C. Chang and C. T. Tsai, "Electrooptical Channel Waveguide Matrix Switch Using Total Internal Reflection," 1980 Integrated and Guided Wave Optics Proceedings, pp. TuE4.1-4.4.
4. C. I. Chang, Optical Channel Waveguide TIR Devices and Applications, (Ph.D. Thesis, Carnegie-Mellon University, 1982).
5. C. S. Tsai, B. Kim, and F. R. El-Akkari, "Optical Channel Waveguide Switch and Coupler Using Total Internal Reflection," IEEE Journal of Quantum Electronics, QE-14, pp. 513-517 (1978).
6. A. Neyer, "Electrooptic X-Switch Using Single Mode Ti:LiNbO_3 Channel Waveguides," Electronics Letters 19, pp. 553-554 (1983).
7. A. Neyer, "operation Mechanism of Electrooptic Multimode X-Switches," IEEE E Journal of Quantum Electronics QE-20, pp. 999-1002 (1984).
8. H. Nakajima, I. Sawaki, M. Seino, K. Asama, T. Horimatsu and K. Murakami, "Integrated Optic Switching Circuit Using Ti:LiNbO_3 Waveguide network," 7th Topical Meeting on Integrated and Guided Wave Optics Technical Digest, pp. TuA4.1-4.4 (1984).
9. A. Neyer, W. Mevenkamp and L. Thylén, "A Beam Propagation Analysis of Active and Passive Waveguide Crossings" to be published .
10. G. E. Betts, Crossing Channel Waveguide Electro-optic Modulators, (Ph.D. Thesis, University of California at San Diego, 1985).

11. H. Nakajima, I. Sawaki, M. Seino and K. Asama, "Bipolar Voltage Controlled Optical Switch Using Ti:LiNbO_3 Intersecting Waveguides," Fourth International Conference on Integrated Optics and Optical Fiber Communication Technical Digest, pp. 364-365, June 27-30, Tokyo (1983).
12. H. Nakajima, I. Sawaki, M. Seino, K. Asama, T. Horimatusu and K. Murakami, "Integrated Optic Switching Circuit Using Ti:LiNbO_3 Waveguide Network", 7th Topical Meeting on Integrated and Guided Wave Optics Technical Digest, pp. TuA4.1-4.4 (1984).
13. C. S. Tsai, C. C. Lee, and Phut Te, "A 815 GHz Bandwidth Single-mode crossed Channel TIR Modulator and Switch in LiNbO_3 ," 7th Topical Meeting on Integrated and Guided Wave Optics, Technical Digest, PD5, April 24-26, Florida (1984).
14. K. U. Adachi, T. Kawaguchi, K. Ohji, K. Setsune, "Optical TIR Switches Using PLZT Thin Film Waveguide on Sapphire", 4th International Conference on Integrated Optics and Optical Fiber Communication Technical Digest, p. 356, June 27-30, Tokyo (1983).
15. O. Yamazaki, K. Wasa, T. Kawaguchi, Y. Manabe, H. Adachi, H. Higashino and K. Setsune, "High Speed PLZT Optical Switches," 7th Topical Meeting on Integrated and Guided Wave Optics, Technical Digest, pp. TuA6.1-6.4, April 24-26, Florida (1984).
16. W. Burns and A. Milton, "Mode Conversion in Planar Dielectric Separating Waveguides," IEEE Journal of Quantum Electronics QE-11, pp. 32-39 (1975).
17. A. Milton and W. Burns, "Mode Coupling in Optical Waveguide Horns," IEEE Journal of Quantum Electronics QE-13, pp. 828-835 (1977).
18. R. A. Fober and E. Marom, "Optimization of Symmetric Zero-gap Directional Couplers for large Switch-Array Applications", Conference on Lasers and Electro Optics, Technical Digest, p. 288, May 21-24, Maryland (1985).

19. E. E. Bergmann, L. McCaughan and J. E. Watson, "Coupling of Intersecting Ti:LiNbO₃ Diffused Waveguide", Applied Optics, 23, pp. 3000-3003 (1984).
20. M. D. Feit and J. A. Fleck, Jr. "An Analysis of Intersecting Diffused Channel Waveguides", paper submitted to IEEE Journal of Quantum Electronics.
21. H. Nakajima, T. Horimatsu, M. Seino and I. Sawaki, "Crosstalk Characteristics of Ti:LiNbO₃ Intersecting Waveguides and Their Application as TE/TM Mode Splitters," IEEE Journal of Quantum Electronics, QE-18, pp. 771-775 (1982)
22. U. Ramer, "Integrated Optic Electrooptic Modulator Electrode Analysis" IEEE Journal of Quantum Electronics, 18, pp. 386-392 (1982).
23. F. Leonberger, "High Speed Operation of LiNbO₃ Electrooptic Interferometric Waveguide Modulators", Optics Letters 5, pp. 312-314 (1980).
24. R. Alferness, "Waveguide Electro-optic Modulators", IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, MTT-30, pp. 1121-1137 (1982).
25. H. Kagelnik and R. Schmidt, "Switched Directional Couplers with Alternating ΔB" IEEE Journal of Quantum Electronics, QE-12, pp. 396-401 (1976).
26. R. H. Rediker and F. J. Leonberger, "Analysis of Integrated Optics Near 3dB Coupler and Mach-Zehnder Interferometer Modular Using Four-Port Scattering Matrix", IEEE Journal of Quantum Electronics, QE-18, pp. 1813-1816 (1982).
27. K. C. Gupta, R. Grag and I. J. Bahl, "Microstrip Lines and Slotlines", Artech House, (Dedham, Mass.), Chap. 7, 1979.
28. J. S. Wei, "Distributed Capacitance of Planar Electrodes in Optics and Acoustic Surface Wave Devices", IEEE Journal of Quantum Electronics, QE-

- 13, p. 152 (1977).
29. S. K. Korotky and R. C. Alferness, "Time and Frequency-Domain Response of Directional-Coupler Traveling-Wave Optical Modulators", Journal of Light Wave Technology LT-1, pp. 244-251 (1983).
30. R. C. Alferness, S. K. Korotky and E. A. J. Marcatili, "Velocity-Matching Techniques for Integrated Optic Traveling Wave Switch/Modulators," IEEE Journal of Quantum Electronics, QE-20, pp. 301-309 (1985).
31. L. Thylén, A. Djupsjöbacka, M. Janson, W. Doldissen, "Integrated Optics Device for High Speed Data Bases," Eighth Conference on Optical Fiber Communications, Technical Digest, MD5, San Diego, Feb. 11-13 (1985).

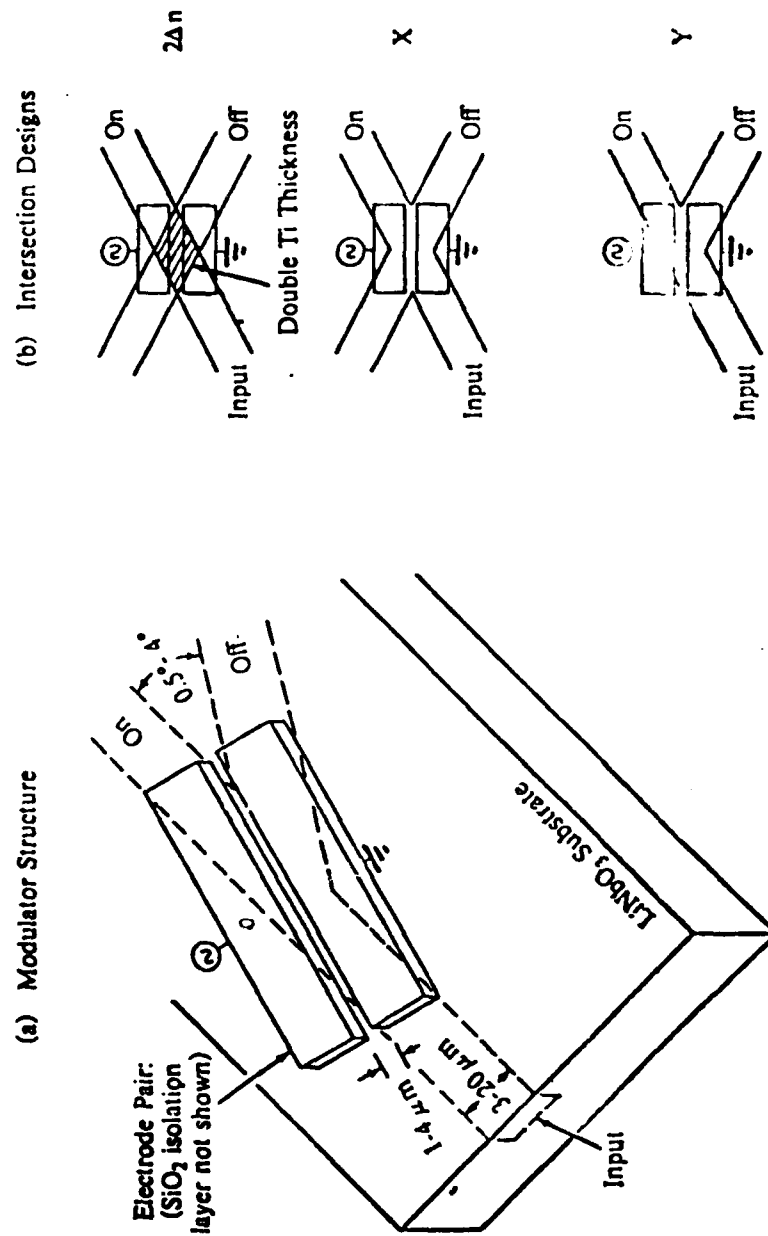


Figure 1 The crossing channel modulator. Parameters shown are for use at $\lambda = 0.6328 \mu\text{m}$. Waveguides can be either single mode or multimode.

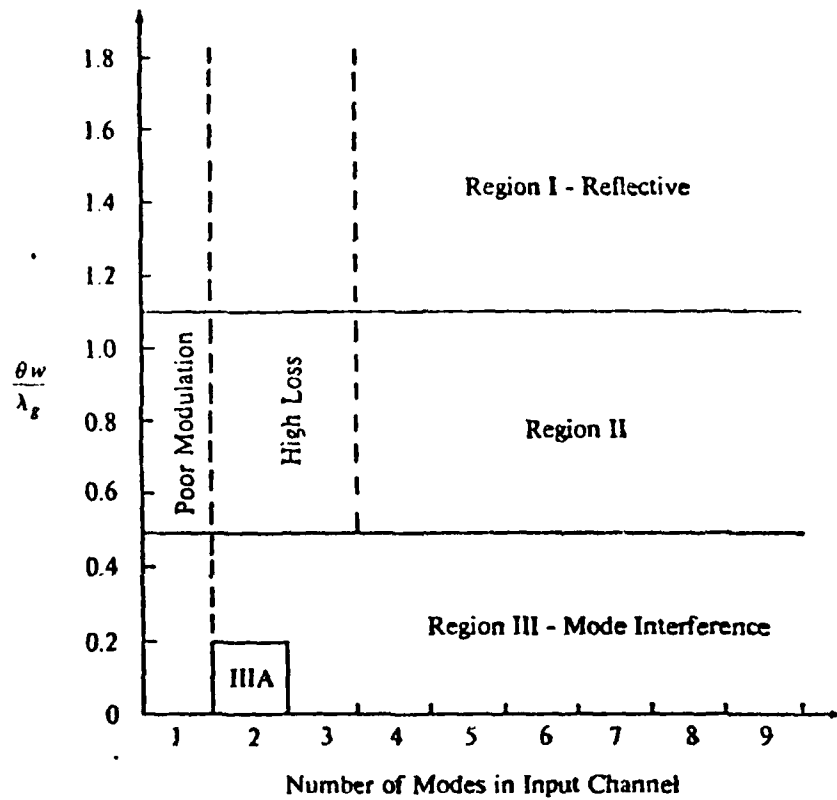
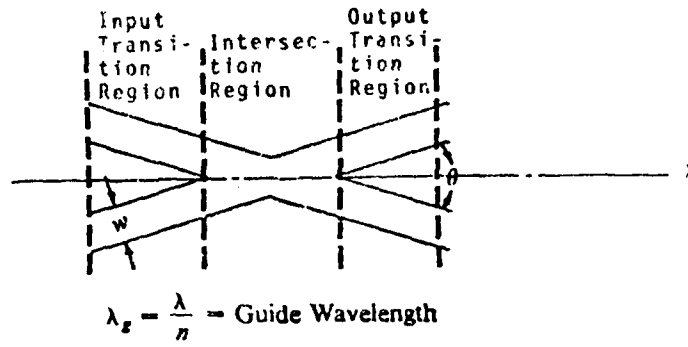


Figure 34. Map of the operation regions of X-intersection devices.

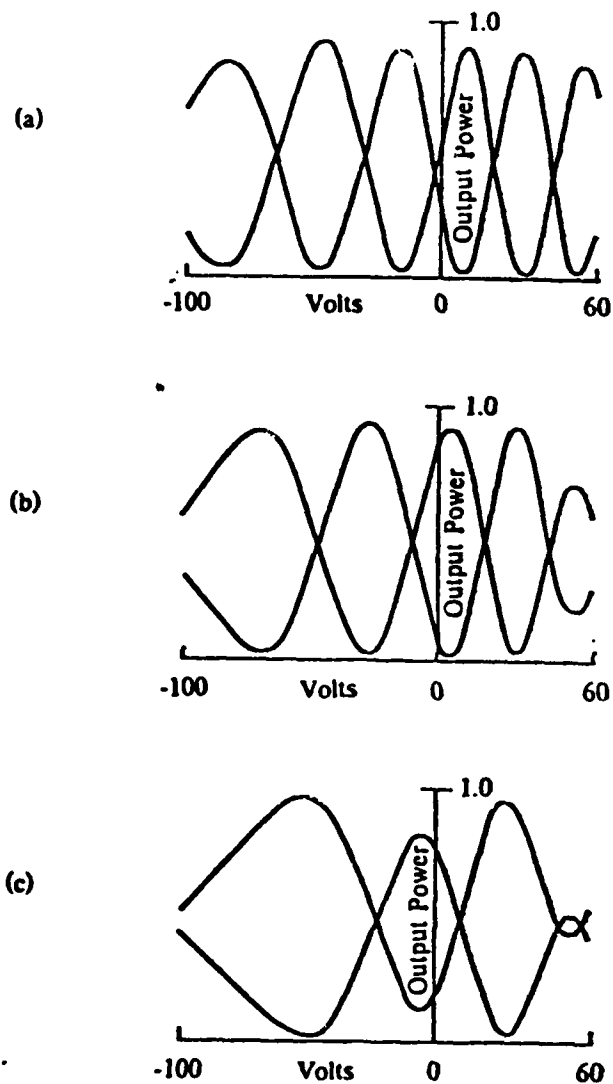


Figure 4. Intensity versus voltage characteristics for various X-intersection devices. (Output power measured as a fraction of total input power.) Electrode length = 0.5 mm. (a) $A_c = 0.076$, 2 modes (region IIIA). (b) $A_c = 0.15$, 3 modes (region III). (c) $A_c = 0.30$, 4 modes (region III).

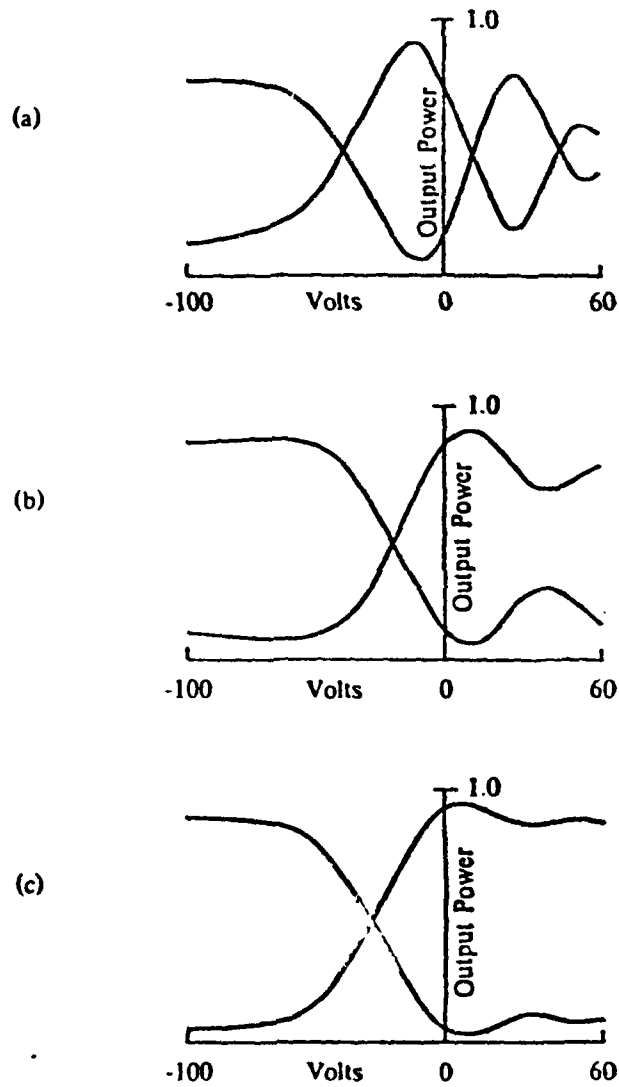


Figure 5. Intensity versus voltage characteristics for various X-intersection devices. (Output power measured as a fraction of total input power.) Electrode length = 0.5 mm. (a) $A_r = 0.60$, 6 modes (region II). (b) $A_r = 1.2$, 8 modes (region I). (c) $A_r = 2.4$, 11 modes (region I).

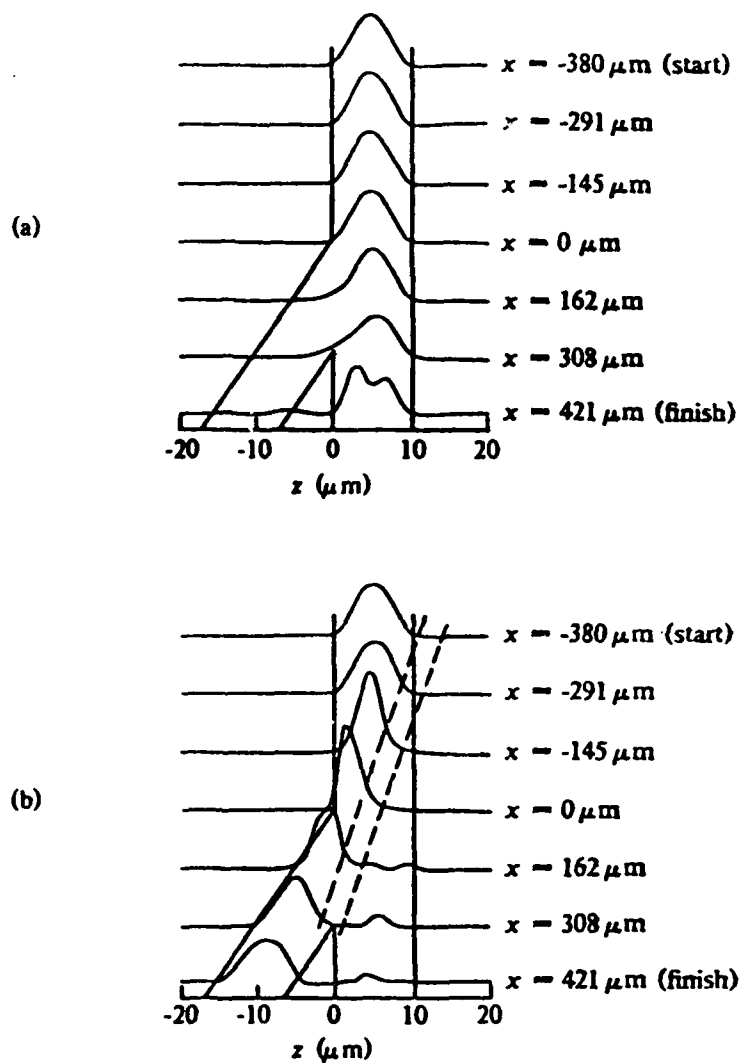


Figure 6. Intensity profiles through a region I device (Y branch, $\theta = 2^\circ$, $w = 10 \mu\text{m}$); $x = -380 \mu\text{m}$ = electrode start, $x = 0 \mu\text{m}$ = branch start, $x = 314 \mu\text{m}$ = output waveguide separation point. (a) $V = 0$ volts, (b) $V = -60$ volts.

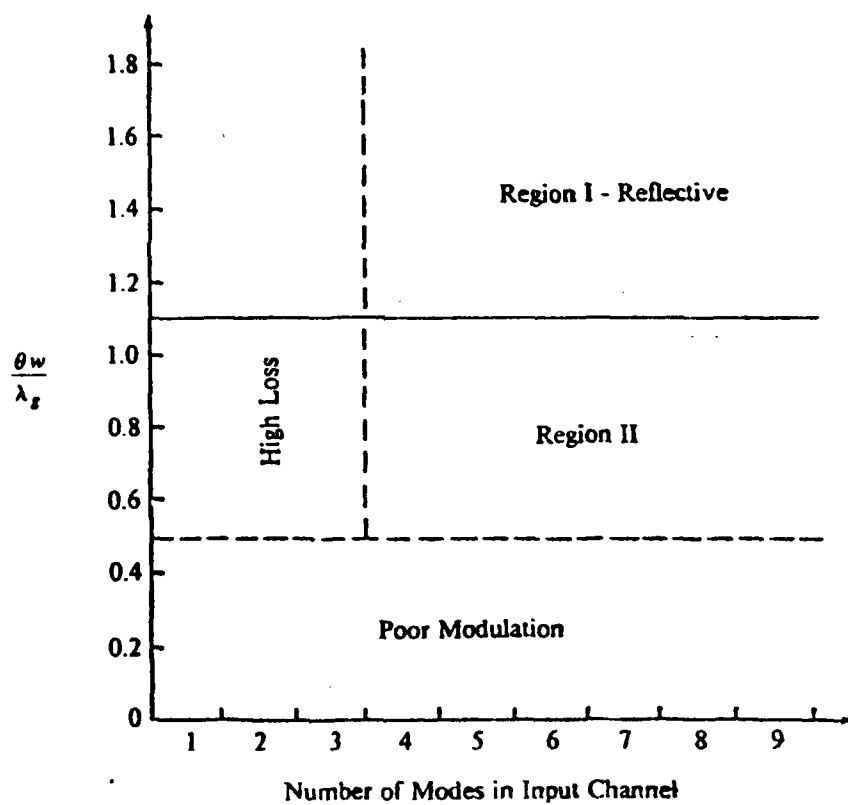
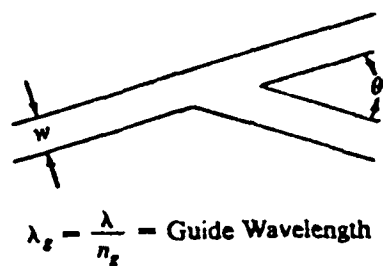
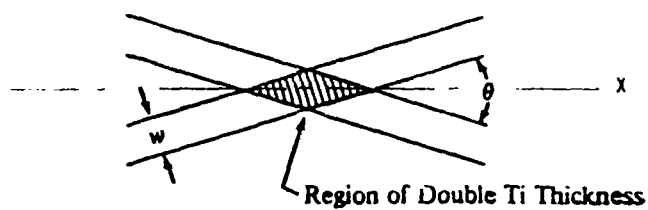


Figure 7. Map of the operation regions of Y-intersection devices.



$$\lambda_g = \frac{\lambda}{n_g} = \text{Guide Wavelength}$$

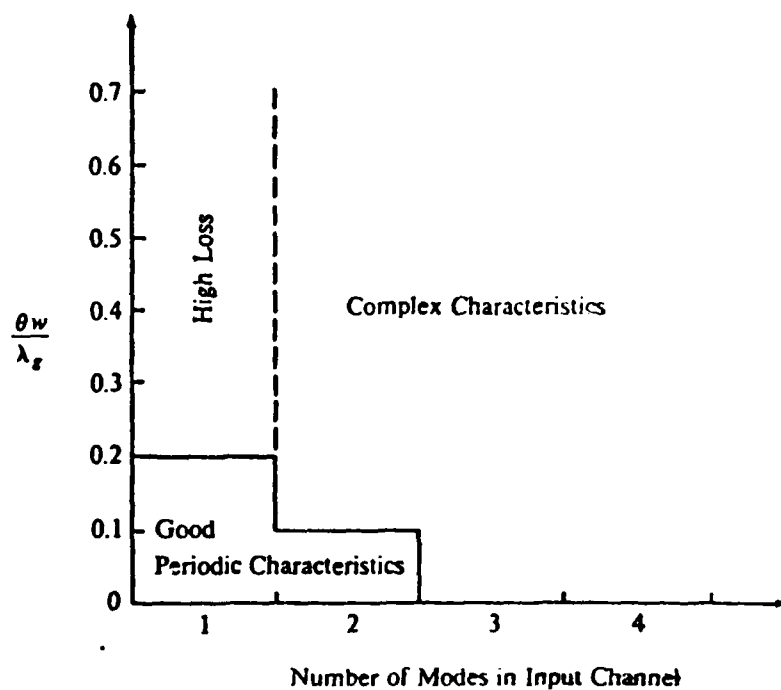


Figure 8. Map of the operation regions of $2\Delta n$ devices. Characteristics become less periodic and more complex as parameters move away from region of good periodic characteristics.

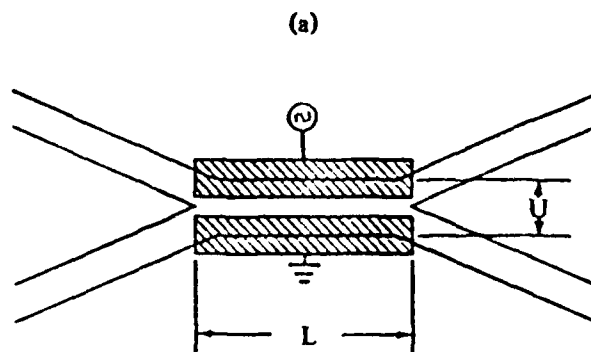


Figure 9. Illustration of the widened X-intersection design. Widened-X: U = width-at-center; L = overall length.

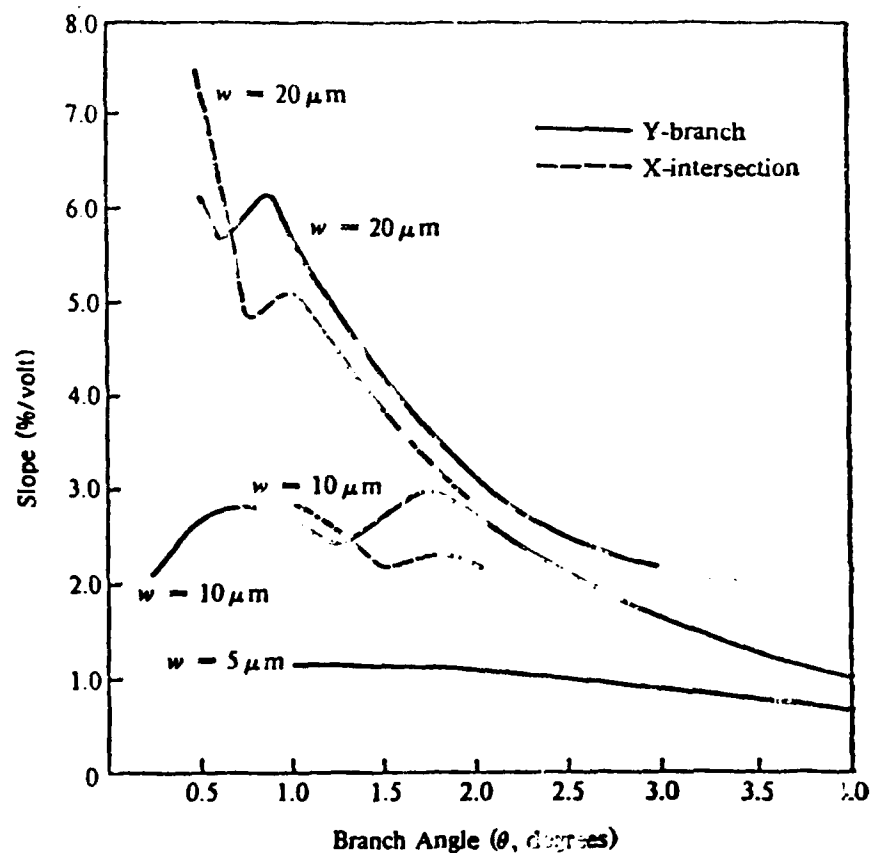


Figure 10, Slope versus branching angle for X and Y intersections using waveguides of various widths.

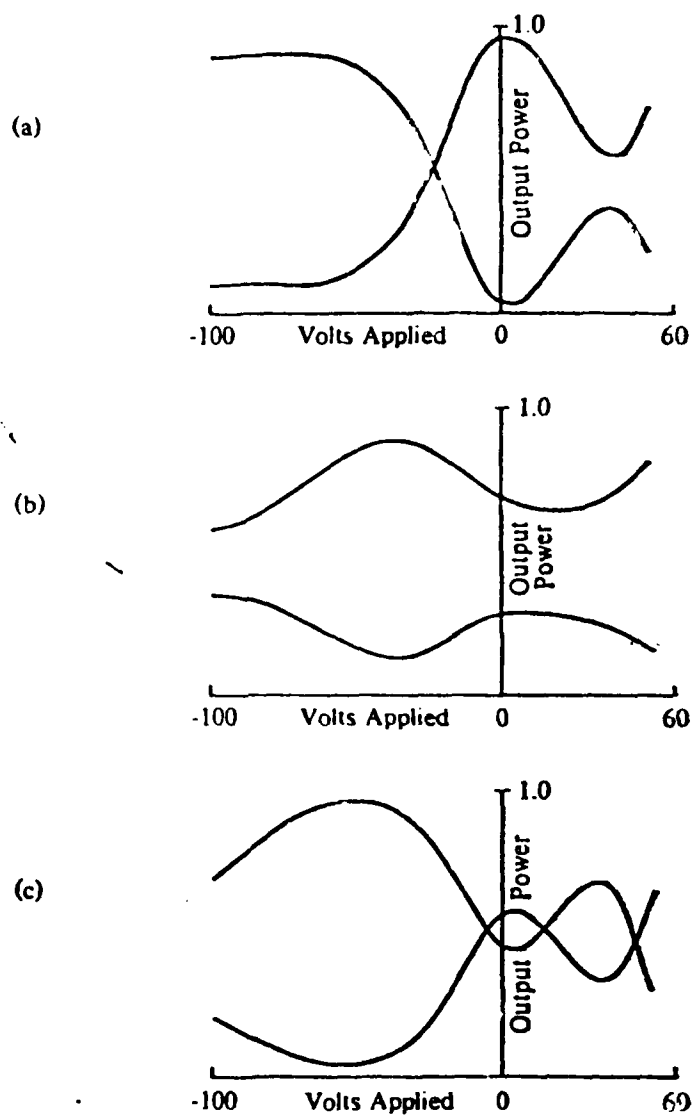


Figure 11. Effect of different input modes upon the intensity versus voltage characteristic (Y intersection, $\theta = 2^\circ$, $\omega = 10 \mu\text{m}$, electrode gap = $2.0 \mu\text{m}$). (a) Lowest order mode. (b) Second transverse mode. (c) Third transverse mode.

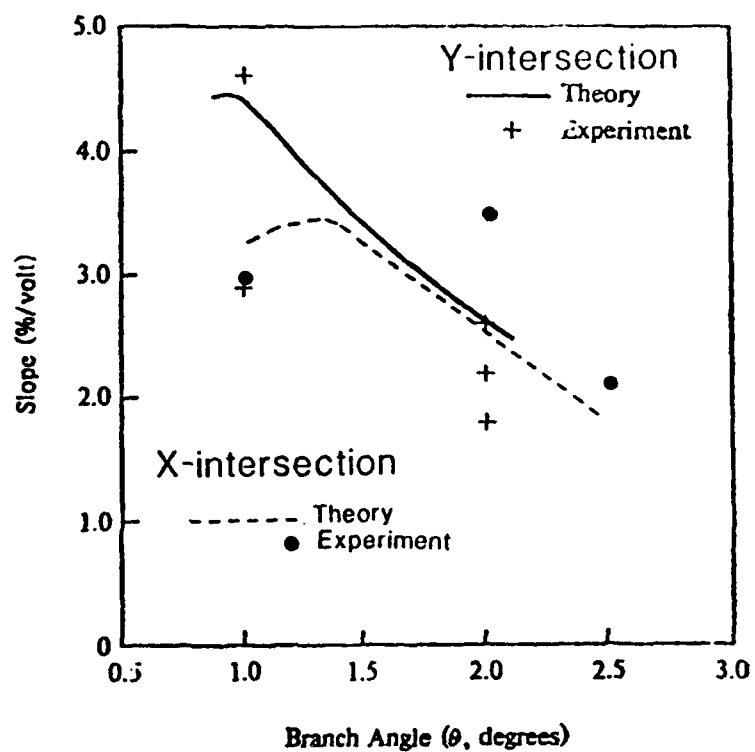


Figure 12. Comparison of theoretical and experimental results for variation of slope with branching angle experimental $w = 20 \mu m$, theoretical $w = 15 \mu m$.

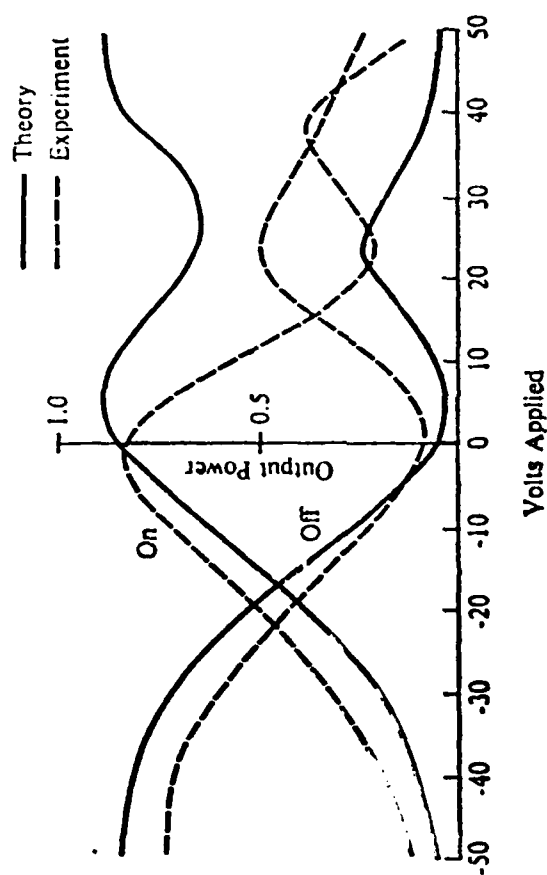


Figure 13. Comparison of experimental and theoretical intensity versus voltage characteristics for the 2 μ Y-branch device. Theory: 3 μ m electrode gap, $n_z = 2.2100$, $w = 15 \mu$ m, and 2.0 μ m deep. Experiment: 3 μ m electrode gap (1400 $\text{\AA}$ SiO_2), 235 $\text{\AA}$ Ti diffused 25 minutes at 1100 $^\circ\text{C}$, and Ti strip width = 20 μ m.

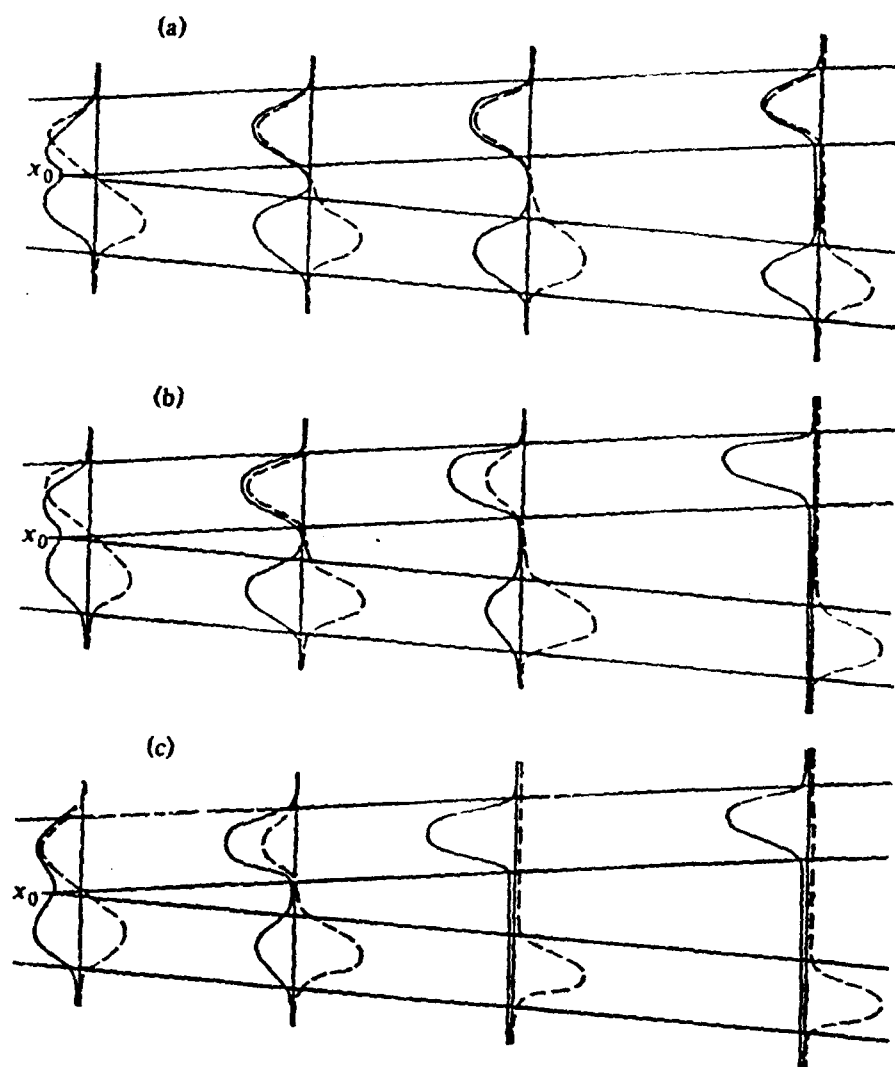


Figure 14. Electric field distribution of the lowest symmetric and antisymmetric normal modes of separating channel waveguides. (a) Completely symmetric waveguides. (b) Slight index asymmetry (top channel higher index). (c) Large index asymmetry (top channel higher index).

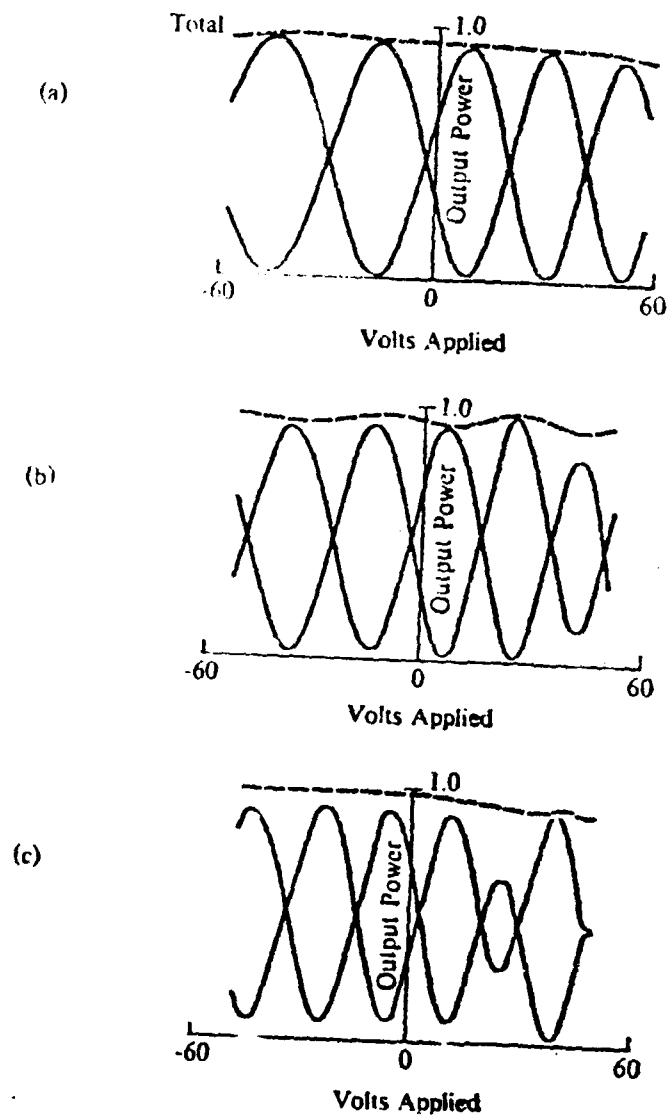


Figure 15. Output intensity versus voltage characteristics for Y-intersection devices with various numbers of modes possible in the input channel ($\lambda = 2.5 \mu\text{m}$, $\theta = 0.5^\circ$, $A_c = 0.08$). (a) $n_1 = 2.22$, 2 modes. (b) $n_1 = 2.24$, 3 modes. (c) $n_1 = 2.24$, 6 modes.

A-2 **INTEGRATED OPTOELECTRONIC DEVICES**
for
INTEGRATED CIRCUITS AND COMMUNICATIONS

James L. Merz
Department of Electrical and Computer Engineering
University of California, Santa Barbara 93106

This paper was invited for presentation at the
Third Chinese Conference on Integrated Optics (CCIO'85)
Shanghai, People's Republic of China
October 15-20, 1985

INTEGRATED OPTOELECTRONIC DEVICES
for
INTEGRATED CIRCUITS AND COMMUNICATIONS

James L. Merz
Department of Electrical and Computer Engineering
University of California, Santa Barbara 93106

ABSTRACT

Research involved in the design and fabrication of Integrated Optical Circuits (IOCs) is reviewed in this summary; details are given in a companion paper recently published in Optical Engineering. The motivation for these investigations is discussed, both in terms of optical communications (i.e., long distance transmission) and electronic integrated-circuit interconnects (short distance transmission). A simple IOC is described that utilizes many of the essential device components: integrated lasers, passive waveguides, modulator, detector, and output coupler. Problems encountered in the design and fabrication of each of these components are discussed.

INTRODUCTION

The use of compound semiconductors, particularly GaAs and its related ternary alloys, for optoelectronic devices is well established. Double heterostructure (DH) lasers fabricated from the GaAs/AlGaAs system serve as ideal sources, and many other components, such as light-emitting diodes, modulators, and photovoltaic and avalanche detectors, can be made from these materials. This technology began with GaAs, the best understood and best characterized of the direct-gap III-V compounds; the major driving force was that of optical communications utilizing optical fibers as the transmission medium. The fiber technology developed extremely rapidly, however, and it was soon found that a transmission "window" existed for certain carefully-prepared fibers at approximately 1.3 μm and 1.55 μm . Since this window was not accessible using GaAs-based compounds, the development of the InGaAsP quaternary system rapidly followed improvements in fiber technology. At the present time the large majority of research on long-distance lightwave communications focuses on the InGaAsP/InP system.

Both GaAs and InP are also ideal materials for use in high-speed integrated circuits (ICs) because these materials have extremely high

intrinsic electron mobilities and electron saturation velocities. These advantages have long been recognized, and extensive programs are now underway in many laboratories to develop medium to large scale integrated circuits using MESFETS, high-electron-mobility transistors (HEMTs), and hetero junction bipolar transistors (HBTs). In this arena, where low background densities of impurities and/or defects is essential to high mobility operation, the technology for GaAs is far ahead of that for InP, and the large fraction of the research and development activity focuses on GaAs and its closely related III-V compounds. The existence of the efficient optical devices mentioned above, which can be fabricated from these same materials, has suggested the monolithic integration of both electronic and optical devices on the same chip, and makes possible the use of optical interconnects between high density circuits used for storage and/or processing. In the case of Si VLSI, device architectures for large mainframe computers are already limited by the transit times for signals between chips and between different parts of a single chip; this transit-time limitation results from the stray capacitance associated with the conventional interconnects used. Therefore, even for Si devices, optical interconnects are envisioned which make use of a hybrid

technology. These optical interconnects are obviously short distance communication links, so that fiber loss and dispersion are much less serious. Both inter-chip and intra chip connections need to be investigated.

In both cases (i.e., optical communications and optical chip interconnects), the move from discrete optical components to simple integrated optical circuits (IOC's) is a most important one; eventually higher levels of integration will have to be developed. In this paper, we focus on a simple, single-chip IOC which incorporates many of the device and circuit features which are needed for more complex operations. This circuit is shown in Figure 1. It consists of one or more integrated DH lasers, a pair of passive waveguides which can be phase-coupled to form a modulator, waveguide bends to bring appropriate low-loss waveguides together to form the modulator interaction region, integrated detectors fabricated utilizing procedures compatible with the formation of the integrated sources, and an output coupler to direct light beams to other, nearby circuits. For the purposes of this paper, the circuit shown in Figure 1 will be used as a vehicle to carry the description of progress made on the development of each individual component. Details for each component

are given in the companion paper to this summary, "Photonics for integrated circuits and communications" by Merz, Yuan and Vawter,¹¹ subsequently referred to as MYV.

The circuit shown in Figure 1 is strictly an IOC, with no purely electronic function. However, each of the active components of the circuit (laser, modulator, detector) can be controlled by a high-speed electronic IC which, at least in principle, can be fabricated either in GaAs or Si. Thus, storage and logic functions can be coupled to optical functions where needed for improved performance.

ELECTRONIC VS. OPTICAL INTEGRATION

The integration of optical devices with electronic integrated circuits can take two forms, the electronic circuitry is either GaAs-based or Si-based. The first alternative is clearly the easiest. However, most of the early work on this problem was carried out by investigators whose principal experience lay in the field of semiconductor lasers, having very little experience with GaAs ICs. Hence, many of the processing steps for lasers are incompatible with GaAs IC processing. Real progress can be made only when people experienced in the electronic or optoelectronic

technologies collaborate interactively. We feel that an ideal environment for this interaction exists at the University of California - Santa Barbara (UCSB), where the microelectronics research group has strong thrusts in both GaAs ICs and DH lasers.

The second possibility, that of combining the advantages of two very important materials, Si and GaAs, is even harder to realize. The epitaxial growth of a binary (or ternary) compound such as GaAs (AlGaAs) on an elemental semiconductor such as Si invariably leads to poor quality epilayers containing large numbers of anti-phase domains. There is currently a great deal of research activity throughout the world on the problem of growing GaAs on Si. Professor Kroemer at UCSB has made significant progress on this problem by choosing to grow on the (211) orientation of Si.

COMPONENTS OF A SIMPLE IOC

Laser

Two techniques are generally used to fabricate laser cavities without cleaving the wafer to form resonating mirrors: the formation of either gratings or etched mirrors to provide the necessary feedback. In

both cases complicated processing techniques are required. The lead for this technology now belongs to InP based compounds, rather than GaAs, since many of these processing steps work better for InP. Although most of the effort in the last 10 years has concentrated on the fabrication of grating devices utilizing either the distributed feedback (DFB) or distributed Bragg reflector (DBR) configurations, the performance of such devices has been disappointing, probably because of the strict tolerances required for the periodic corrugations producing the laser feedback. This author has emphasized the formation of Fabry-Perot resonators by etching techniques, with the large majority of this work utilizing wet chemical etching. Results are given in MYV.

Although the results obtained by wet chemical etching have been extremely encouraging compared to grating devices, wet chemistry is very difficult to control; the resulting mirrors are usually rough and striated, and show low reflectivity (often as low as a few percent). More recently dry etching techniques have been investigated. Reactive ion etching (RIE) combines the directional qualities obtained by sputtering, while producing far less surface damage; already excellent results have been obtained for the InGaAsP/InP system, and work is proceeding in a number of

laboratories to extend this to GaAs. Perhaps more important in the future will be the use of reactive ion beam etching, with its better inherent geometrical control, and very low energy etching techniques in order to minimize surface damage. Future research must concentrate on the development of more sophisticated processing techniques utilizing a variety of wet and dry etches to form smooth, vertical mirrors.

Attempts to produce stripe-geometry lasers with etched mirrors have been less successful than the integration of broad area lasers on a single chip. MYV used a channeled-substrate crescent configuration, which did indeed lase, but with low differential transfer efficiency, $\approx 5\%$ (the differential efficiency for the transfer of energy from laser to detector via passive waveguide). However, single transverse mode operation was obtained.

Passive Waveguides

Conceptually the simplest device included in Figure 1, a low loss passive waveguide nevertheless represents an important key to the IOC technology. Much attention has been given to the transmission, scattering, and loss properties of GaAs/AlGaAs waveguides (cf MYV and the references therein). Characterization of the transmission and *uniformity*

of these waveguides is essential: two-dimensional photoluminescence and x-ray analysis have been combined to determine the homogeneity of waveguides grown in the author's laboratory by liquid phase epitaxy (LPE).

Equally important to low loss *straight* waveguides is the ability to fabricate low loss *curved* waveguides, in order to efficiently utilize chip real estate. Curved multimode waveguides with integrated etched lasers have been reported by Yuan *et al* ⁽²⁾, with differential transfer efficiencies of 4-5% for laser/curved-waveguide/detector structures. Several authors have attempted to make ring lasers or lasers with some sort of bend. It has been demonstrated unambiguously that such devices can be made to lase, but no one has succeeded in extracting the optical energy from the ring with high efficiency.

Modulators

A crucial component of the circuit shown in Figure 1 for high speed operation is the modulator. Shown in this figure is a so-called stepped- $\Delta\beta$ configuration, where voltages can be applied to the electrodes independently to achieve complete crossover between the waveguides (i.e., 100% coupling). The characteristics of various types of GaAs/AlGaAs optical directional couplers in GaAs (e.g., strip-loaded, rib, and

strip-loaded-rib waveguide couplers) have been studied in detail in our laboratory. ⁽³⁾ We are currently in the process of fabricating such devices and have observed switchable coupling in parallel waveguides without bends.

Detectors

Once the problem of integrating lasers using etched mirrors has been solved, the fabrication of detectors follows in a straightforward way. Thus, an integrated laser mesa could also be used as a detector in the photocurrent or photovoltage modes. Reverse-biased avalanche photo diodes (APDs) have also been investigated in several of the compound semiconductor systems.

Output Coupling

Figure 1 shows an unterminated passive waveguide which serves as a simple output coupler at the semiconductor/air interface. However, the problem of output coupling is much more serious for interconnects between chips. Several possibilities are envisioned. In Figure 1 the output waveguide could terminate in an optical fiber, which is either butt-coupled to the chip, or buried in some sort of etched well.

More interesting than obtaining output in the plane of the chip is

the possibility of obtaining output perpendicular to the layer. A number of configurations are under investigation in various laboratories, including several laser structures whose optical cavity is formed in the direction normal to the substrate. These devices have very short lengths and are, therefore, single longitudinal mode devices, but they usually operate with low efficiency and high threshold.

CONCLUSION

The simple IOC shown in Figure 1 has been used to illustrate the various functions which are required to form integrated optics devices for optical communications or for electronic IC applications. The most difficult aspect of this technology remains the mastery of the necessary fabrication and processing steps needed to fabricate compound semiconductor devices.

ACKNOWLEDGEMENTS

The author wishes to thank all of the members of his integrated optics research group for their contributions to this report: K. Eda, L. Perillo, A. Vawter, and Y. Yuan, as well as B. Kincaid of Lockheed Missile

and Space Co. for his participation in this work. We also thank Don Zak for countless hours of technical support. This program has received support from Lockheed Missile and Space Co., Rockwell International, and International Business Machines.

REFERENCES

- (1) J. L. Merz, Y. R. Yuan, and G. A. Vawter, Optical Engineering,
24, 214-219 (March/April 1985).
- (2) Y. R. Yuan, L. Perillo, and J. L. Merz, J. Lightwave Technology
LT-1, 630-637 (December 1983).
- (3) K. Eda, Y. R. Yuan, G. A. Vawter, and J. L. Merz, to be published.

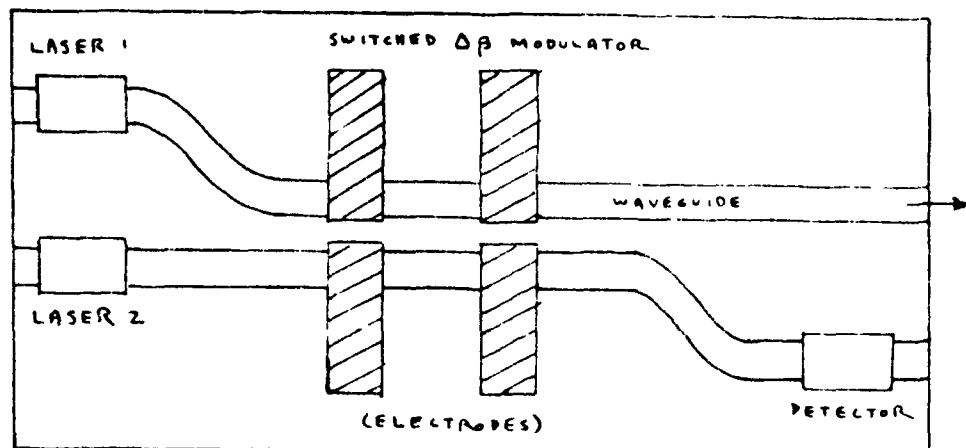


Figure 1. A simple Integrated Optical Circuit (IOC) with lasers, passive waveguides, stepped- $\Delta\beta$ modulator, detector, and chip output. Problems encountered in the design and fabrication of each of these components are discussed.

A-3 RESEARCH ADVANCES IN
LIGHTWAVE COMMUNICATION SYSTEMS

Tingye Li
AT&T Bell Laboratories
Crawford Hill Laboratory
Holmdel, NJ 07733
U.S.A.

Present research on optical fiber communications is driven by the desire to exploit the vast transmission bandwidth of single-mode fibers for long distance trunking as well as for local distribution of wideband services. Therefore, single-frequency lasers, sensitive photo-receivers, high-speed optoelectronics, methods for wavelength multiplexing, and coherent modulation and detection techniques are of current interest. This talk reviews the state-of-the-art of the fibers and photonic devices for high-speed (1Gb/s) lightwave transmission, discusses performance limitations due to fiber material effects and device non-idealities, and reports results of recent systems experiments.

A-4 集成光学展望

钟 保 安

(北京邮电学院 应用物理系)

引 言

当前的世界正处在由工业化社会急速向信息化社会转变的时代,其主要标志之一就是计算机的广泛应用。近几年来,电子计算机已经经历了几代的更新。但是,依然不能满足当前人类生产和生活方面的需要。未来的计算技术能否用光子取代电子以发挥其特有的优越性,是摆在现代科学工作者面前的一大课题。

集成光学是在半导体集成电路、微波集成电路的强烈冲击下诞生的。它为光信息处理提供几乎所有的条件。它可以实现并行、宽带、高速、坚固、抗电磁干扰的开关、调制器以及其它功能器件。尤其使世人瞩目的是将激光器件和光纤传输、光探测器联结一起的网路。

多数集成光学器件使用如下三种材料系中之一。在 SiO_2/Si 衬底上溅射玻璃波导,它便宜。不仅属于低折射率系统,而且具有在同一衬底上集成PIN探测器的潜力。¹⁾但这种系统既非光电型、也非压电(声光)型,难于制作。其次是铁电体材料(如 LiNbO_3 与 LiTaO_3),它们兼有电光和声光效应。光电系数高,但没有和激光器或探测器集成的可能。所以只能是混合集成的。第三是GaAs/AlGaAs或InGaAsP系统。它们是最有希望实现全光型集成系统的。目前看来,工艺上尚复杂,进展不快。

集成光学十五年来的成就

集成光学第一个十年(1969~1979)的特征是它开始的时期。相当的力量是花在了了解导波光学的物理基础与其在应用方面发展的可能。随后的五年,无论在理论或是在实践方面都有更快的发展。前期,理论上大量的引用了麦克斯韦电磁场理论。在阶跃折射率波导的基础上出现了梯度折射率波导²⁾、波纹波导³⁾、建立了耦合模理论⁴⁾及全息波导理论⁵⁾。在常规光学功能器件(如聚焦、反射、分束等)和类似于波导功能器件(如光束耦合、模式变换、电光开关等)方面的集成光学元件得到发展⁶⁻¹⁰⁾。

硫族化物玻璃已成为对集成光学有用的材料¹¹⁾。典型的As₂S₃对短波光敏感,在光时会引起折射率变化。此外还有:它们在近红外波段透明并具有高折射率。可应用于长波长光纤通讯和近红外波段光信息处理。在集成光学器件上制造透镜也用得着它。

LiNbO_3 (与 LiTaO_3)是当前集成光学中制备无源器件的理想材料。用这种材料已经制成频谱分析器¹²⁾、16通道干涉计量的电压比较器¹³⁾、高效调制器¹⁴⁾、4×4光开关¹⁵⁾。以及在 SiO_2/Si 片上制备的8通道、20Mb/s波分复用器件。

光学双稳态器件的研究工作更是独具一格。器件本身已由最初的谐振腔式发展到无腔式¹⁵⁻¹⁸⁾。国内也有人作了相当的工作¹⁹⁻²⁰⁾。无腔式双稳态器件不仅取消了对

准的麻烦,而且提高了开关的速度。在1984年ICO-13会议上,光双稳态器件受到了极大的重视。用这种器件可以作成各种功能的光学逻辑门。有人已作了实验室的16门全光程序逻辑系统。

集成光学器件已经具备了光学器件所特有的优点。但是,有些光学元件很难集成到一个芯片上。芯片与芯片之间的联接已经出现了问题。光学的功能很多是由于相位变化的起因而最后表现为强度变化的效果。所以,级间只能并行,而很难串行。GaAs系列芯片上的激光器,不可能与LiNbO₃上的功能元件集成。能否利用异质结构外延生长晶体薄膜,同时在晶格失配的情况下加入某种缓冲层,这是值得考虑的。

未来十五年的集成光学

当然,到目前为止,集成光学还不是成熟的。尽管如此,它已在如下几个主要方面显示了其潜在的应用前途。

光通信

光通信已在许多国家中实现。单模光纤的带宽更宽,传输损耗低,所以,无中继传输距离更长。单模单偏振光纤也已报导²²⁾。这些都是对集成光学发展的一个重大推力。由于大多数集成光学器件(开关、调制器等)是偏振敏感的,所以,在光纤中保持偏振对与集成光路对接是重要的。Hsu & Milton²³⁾研究了将单模光纤耦合到LiNbO₃波导中去的方法。Steinberg & Diauorenzi²⁴⁾研究了维持偏振的重要性。

混合双稳态器件可以做成多谐振荡器。Schlaak等人的文章²⁵⁾提出了有三个振荡模式的振荡器,各模式间相间约20MHz。它可以在多路波分复用中使用。双稳态器件还可以起到单稳器件的作用,它可用作再生中继器。

目前的光通信还是属于光—电—光型的,即传输是光,而信息处理还是属于电的。这样光—电、电—光之间的转变复杂,速度不会快,设备价值高。集成光路如能走出实验室,对于光通信而言必然是全光型的。

光计算

光学双稳态器件的发展已显示了其广阔的应用前景。如能提高检光灵敏度,同时不断降低器件的半波电压,就可以实现全光型器件。现在已经出现了几种光学逻辑门,如OR AND NOR NAND等²⁶⁾。光学计算机的研制工作已有报导²⁷⁾。人们已经意识到光计算机具有电子计算机所不能比拟的优点。但是用光学方法实现独立的计算单元要比用电子学方法困难得多。

由于光学系统的特点,光学计算机决不是仅仅以光学器件代替电子器件。它必须建立在新的原理上,要考虑光学系统中的独特结构与本质。

光的连接问题固然困难,由于已经有了光纤,也有一定的进展。在连接问题中,如内连带宽,时滞等限制了运算速度,带来了处理器设计的复杂性。在机—机、子系—子系统、

板一板、芯片—芯片间的连接都需要精心设计，没有现在电路连接那样方便。

光计算机的本身特点确定了它的美好前景。但是，要使它成为现实，还必须付出巨大的努力。

光纤传感及其它

当把光纤的研究与开发的主要力量放在光信息传输的时候，人们利用光纤检测非光学物理量的认识增长了。例如，利用光纤可以检测旋转、声场、电学量、磁学量、温度²⁸⁾、应力、压力²⁹⁾等。这种测量方法统称为光纤传感器。估计不久光纤传感与集成光路组合在一起，会在商用方面有一急速的高涨。

大多数集成光学应用的特点是为特定的需要设计的。Bulmer等人³⁰⁾用集成光学传感器检测电磁场，并论证了超过40dB范围输入的线性。Walker³¹⁾提出了一无源激光加速指示器作为惯性波导，并已提出集成光学形式的轮廓。

集成光学的另一个领域是在某些应用中代替体光学器件，它可以给仪器带来高效、高速而且结构紧密。

结 束 语

在迎接2000年的时候，集成光学的发展与应用方面的增长必然出现。但是，还必须解决以下一系列的问题：

理论方面：当前考虑光的传输比较多，其理论基础还是建立在麦克斯韦电磁场理论上的。事实证明，光波导与光和传输介质的相互作用不可分割。这样，单靠麦克斯韦电磁场理论还不够用，必须开展量子光学、光电子学的研究。

材料方面：如前所述，现有的材料要使光学元件实现单片集成还有不少困难，必须开发对新材料的研究。

工艺方面：由于集成光路是传光的，所以，其几何尺寸必然要与光波波长相比拟。其工艺与目前集成电路的常规工艺相比较，当然要苛刻得多。微细加工方面如：分子束外延，电子束曝光，等离子刻蚀还有大量的工作可作，而且是相当耗资的。

根据光纤通信系统发展的趋势有可能向较长的光波波长方向偏移，以降低色散与散射损失。在某些领域，波长还有趋于更长的可能。这样，一方面会减轻某些制造上的困难，而另一方面又会给实验工作带来不便。

最后，集成光学的发展是一个总的趋势。在突破了某些困难以后，会有一个大的发展。但是，也可能会有那么一天，微波与光波导间的界限变得模糊了。

参考文献

- 1) IEEE J. Quantum Electr. QE-13, 268-275 (1977)
- 2) IEEE J. Quantum Electr. QE-11, 270-176 (1975)
- 3) IEEE Trans. Microwave Theory Tech. MTT-23, 123-133 (1975)

- 4) IEEE J. Quantum Electr. QE-9, 919-933 (1973)
- 5) J. Appl. Phys. 46 4545-4551 (1975)
- 6) Appl. Phys. Lett. 16. 523-525 (1970)
- 7) BSTJ. 49. 1602-1608 (1970)
- 8) J. Opt. Soc. Am. 61, 1467-1477 (1971)
- 9) Appl. Opt. 16. 1026-1032 (1977)
- 10) Appl. Opt. 11 1442-1443 (1972)
- 11) J. Electr. Matis, 3. 79-99 (1974)
- 12) Topical meeting on Integrated optics, New Orleans, LA, Jan. 21-24 (1974) Paper WA-8
- 13) Int. Conf. on Integ. Optics and Optical Fiber Comm. July 18-22 Tokyo, Japan, Technical Digest, 193-196 (1977)
- 14) Topical Meeting on Integrated and Guided-wave Optics, Incline Village, NV. Jan. 28-30 (1980) Paper TuB6
- 15) Appl. Phys. Lett. 30, 280-281 (1977)
- 16) Appl. Phys. Lett. 32. 320-321 (1978)
- 17) Appl. Phys. Lett. 33. 24-26 (1978)
- 18) Optics Lett. 3. 69-71 (1978)
- 19) 光学学报 1, 3 (1981)
- 20) Conference Digest, ICO-13, SAPPORO'84, Paper B5-B
- 21) Electron. Lett. 12. 575-577 (1976)
- 22) Optical and Quantum Electronics 12, 187-191 (1980)
- 23) IEEE J. Quantum Electr. QE-13, 224-233 (1977)
- 24) Appl. Opt. 15. 2440-2452 (1976)
- 25) Optics Comm. 32. 72-74 (1980)
- 26) Conference Digest, ICO-13, SAPPORO'84, Paper A1-3
- 27) 中国光学学会纤维光学和集成光学专业委员会成立大会论文集 (1984) A3
- 28) IRCON. Inc. 7555 N. Linder Ave., Skokie. Ill. 60077
- 29) SPIE Conference Proc. 224 (Technical Symposium East 1980, Apr. 7-11, Washington. DC. Paper 224-01
- 30) Optics Lett. 5, 176-178 (1980)

A-5 集成光学研究中的材料问题

于荣金

(中国科学院长春物理研究所)

集成光学要解决的实质问题, 是制作具有不同功能、不同集成度的集成光路或集成光甲

回路。没有合适的材料，不能制作光学回路，就是做一个不实用的回路。因此材料和相应的制作工艺技术，在研究集成光路中占有相当重要的地位。

在集成光学研究的初期，对光波导及其器件的材料，就提出了比较明确的要求：(1)材料要具有一定的折射率，光波导的折射率比衬底折射率高 $10^{-3} \sim 10^{-1}$ ；(2)材料做成薄膜光波导以后，在使用波长范围内的传输损耗，必须低于 1 dB/m ；(3)具有多种功能，即不仅能传输光，而且应具有产生光，接收光和调制光等功能，以便在同一衬底上做成多种功能的元件，实现单片集成；(4)便于波导及器件的制作，在外界各种工作环境下性能稳定。

集成光学中最常用的材料是半导体、铁电体、玻璃和有机物，见表1。

表1 已研究过的光波导及其器件的材料

材 料	制 作 工 艺
$\text{LiNbO}_3 (\text{LiTaO}_3)$	外扩散、内扩散、离子注入、外延、溅射、离子交换、质子交换
$(\text{Pb}_{1-x}\text{La}_x)(\text{Zr}_y\text{Ti}_{1-y})\text{O}_3$	溅 射
$\text{Ba}_2\text{NaNb}_5\text{O}_{15}$	加 氧
$\text{K}_3\text{Li}_2\text{Nb}_5\text{O}_{15}$	熔融外延、溅射
$\text{Sr}_2\text{Nb}_2\text{O}_7$	溅 射
石榴石	外 延
$(\text{NH}_4)_{x-1-x}\text{H}_2\text{PO}_4$	外 延
玻 璃	Ag, K, Tl, Rb, Cs, Li $\rightarrow$ Na 离子交换、加电场低温扩散、溅射、离子注入
Nd 玻璃	溅 射
Si_3N_4	低压化学汽相淀积
Ta_2O_5	溅 射
Nb_2O_5	溅 射
硅酸钡	溅 射
$\text{NaP}_3\text{O}_{14}$	溅 射
掺 Nd ³⁺ 的 YAG 和 CaWO_4	外 延
有机硅	辉光放电聚合
向列型液晶	夹在两片玻璃之间
掺杂的聚合物薄膜	光锁定和加热
间一硝基苯胺	区域熔化
对一氯苯	真空蒸发
聚环己基丙烯酸甲酯	光致聚合

光致抗蚀剂 (如M-1350, KPR), 环氧, 硅- 二氧化硅, PMMA+SAN, 聚氧亚甲酰胺……	溶剂蒸发
ZnO	外延, 溅射
Ge	溅射
Si	外延
AgBr	外延
PbSnTe	分子束外延
GaP	质子注入
II-VI族化合物	同管扩散
ZnTe	离子注入 (质子和负离子)
CdS	电子束蒸发
CdTe	高能质子轰击
GaAs-GaAlAs	液相外延, 分子束外延, 汽相外延, 质子注入, Zn扩散
GaAsP	汽相外延
InP-InGaAsP	外延

从折射率来看, 半导体和铁电体比较高, 一般大于2.0; 大部分玻璃和有机材料, 折射率较低, 一般为1.4~1.8. 从功能来看, 半导体的功能比较齐全, 因而是多功能单片集成光路最有希望的材料; 铁电体非线性系数较大, 但不能做光源和探测器; 掺Nd离子的玻璃和某些有机材料, 可以做成光源和具有光放大功能, 但很难与半导体相竞争. 从传输损耗来说, 玻璃、铁电体、有机材料都较小, 而半导体的传输损耗, 一般较大. 从工艺来说, 半导体的各种外延技术、铁电体的扩散和质子交换, 以及玻璃的离子交换工艺, 都比较成熟. 从研究进入实际应用的角度看, 铁电体和半导体器件走在前面.

在目前光计算机元件的探索研究中, 最寄希望于半导体光学双稳态器件. 已利用InSb, GaAs, CuCl, CdS, ZnS, ZnSe, Te, InAs, CdHgTe, InGaAsP/InP材料实现了光学双稳态. 欧州联合研制的世界上第一台光计算机, 就是考虑由半导体(InSb, ZnSe)光学双稳元件以及集成光路构成的. 集成光学开关, 也是光计算机可能采用的元件. 已利用钽扩散LiNbO₃光波导开关等, 实现了各种逻辑功能.

GaAs-GaAlAs和InP-InGaAsP材料体系, 经过集中而深入的研究, 半导体激光器性能已提高到完全可以提供工程应用的程度, 各种元件之间也已初步实现了集成. GaAs-GaAlAs光波导的传输损耗, 现已降低到基本能满足要求.

大量使用的Ti扩散LiNbO₃波导存在的导致折射率效应(光损伤)问题,通过提高某些金属杂质离子不同价态比,提高纯度,注意波导制备条件,甚至采用其它波导制作技术,使LiNbO₃波导抗光损伤能力有一定的提高。存在的另一个铁电畴倒置问题,最近发现它与扩散温度、时间和Ti浓度有关,并且C⁻表面要比C⁺表面好得多。

值得注意的是某些有机晶体,具有很大的非线性系数,并且抗光损伤阈值也很高。具有施主基团和受主基团而没有对称中心的共轭有机分子,具有很大的二阶光学非线性系数,例如一些苯的衍生物、丁二烯衍生物的单晶聚合体,它们的非线性系数比LiNbO₃要高得多,已在有机薄膜中得到了相位匹配的倍数。

目前看来,Ⅲ—V族半导体化合物是集成光学最重要的材料,GaAs和InP及其三元和四元合金在集成光路中的地位,可能相当于Si在集成电路中的地位。当然各类材料都有自己的长处,互相结合也能构成一批实用的混合集成光路。

材料的改性、探索和突破,是决定集成光学器件应用甚至前途的重大问题。应该在集成光学领域引起更多的注意。

A-6 光学双稳态在光计算机中的应用

李 淳 飞

(哈尔滨工业大学应用物理系)

光计算机具有优于电子计算机的特点,如并行性、高带宽、高传递速度和开关速度等,因而能克服电子计算机的局限性,如互联带宽不足、时钟畸变与信号堵塞现象以及冯·诺曼瓶颈问题等,具有很大的发展潜力。近二十年来人们研究了各种光学逻辑元件和光计算方案,但进展不很显著。近几年来半导体光学双稳态器件的发现,使光计算的发展有很大突破。半导体双稳态器件不仅具有开关、放大、限幅、振荡和各种光逻辑功能,而且有可能做到小尺寸(微米)、高速度(10⁻¹³秒)、低功耗(10⁻¹⁵焦耳)以及室温下运转,易于与集成光学和光纤技术配套。目前半导体光学双稳器件分为无源器件和有源器件两大类。美国亚利桑那大学光学科学中心吉布斯教授与贝耳实验室合作着重发展GaAs被动器件,英国赫里奥特-瓦特大学物理系的史密斯教授着重发展InSb被动器件,而且日本则着重发展有源的半导体激光器双稳器件。其中包括在谐振腔内添加饱和吸收区的本征器件和以输出反馈控制泵浦源的混合器件。其他还有CdS、ZnSe、CuCl₂、HgCdTe等半导体器件。这些器件都在不同指标上已接近半导体双稳器件的极限条件,实现了光学双稳性及光学逻辑功能。1984年3月英、法、德、比五国的八个研究单位联合申请了一项光学双稳态和光学计算研究计划。

获得了欧洲共同体资助的经费150万美元。这件引人注目的事情说明,各国政府已把对光学双稳态用于光计算机研究的重视,可以相信光计算机的实现已不再是空话的预示。

本文介绍了三种典型的光学双稳态逻辑计算方案,一种是用单个集成器件或分立器件完成的六种全光学二进制逻辑,另一种是用两个光学双稳器件组合而成的异或器实现,以及一种用半导体激光器双稳器件构成的集成光学逻辑运算器件。

5-7 集成光学与微加工

陈 益 新

(上海交通大学应用物理系)

1. 引言

集成光路(OLC)的微加工技术的发展对提高器件的性能和加速实用化的进程都有十分重要意义。由于在集成光路中传输的激光束其波长通常在 $0.6 \sim 1.7 \mu\text{m}$ 范围内,因而如果加工后的光波导及器件的尺寸对其理论设计有亚微米级的偏差就可能使其性能如消光比,插入损耗效率和信噪比等大大下降^[1]。另外,这些光波导和器件的边缘缺陷由于加工而造成的亚微米数量级的粗糙及缺陷会引起附加的散射和衰减,使性能恶化。另一方面,集成光路的实用化还要求其设计和加工能适应于大量生产,使成本降低,器件性能具有良好的重复性和可靠性。这些都与改进和开发集成光路的微加工技术有密切关系。

目前光波导器件所采用的加工方法主要是引用了半导体集成电路的制造工艺。但是就现在的水平来说,还不能完全满足集成光路加工的要求。一般来说,IC制造中容许的加工公差在亚微米范围,这相当于集成光路中传输的光波长的相当可观的一部分。在集成光路的加工在许多场合要求具有毫米级的公差。其次,集成光路中器件的几何图形比较复杂,包括二维和空间三维的几何图形,因为集成光路中有些器件的功能主要通过特定的几何图形来实现的,例如光栅的衍射和反射,费涅耳波导透镜使光束会聚或准直等。另外,集成光路中使用材料的多样性也给加工带来更多的困难。由于集成光学器件的设计原理是利用了固体的光、电、声、磁和热以及它们之间相互作用等多种效应,集成光路的加工往往可能涉及半导体、绝缘体,压电和铁电体,磁性体,金属和合金等多种类型的材料。

集成光路制造过程所应用的微加工技术有以下几个主要方面:

1. 外延和淀积,包括液相外延(LPE),分子束外延(MBE),金属有机化学气相淀积(MOCVD),蒸发,溅射和化学气相淀积等。

2. 材料的局部改性,包括离子注入,扩散和交换等。

3. 图形的发生和传递, 包括前端的紫罗兰制版, 激光和电子束曝光, 离子束制版, 离子束制版, 离子束制版等。

4. 刻蚀, 包括湿法刻蚀和离子束及反应离子刻蚀等干法刻蚀。

5. 引线和对装, 包括光的耦合及连接, 同时还有电的引线和连接。

下面就几项主要的要求、特点, 国内发展的现状和值得注意的动向分别作一些简要的讨论。

三 外延和淀积

1. 液相外延^(2, 3), 这是一项比较成熟的用于制造半导体电子器件和单片集成电路的基本方法, 主要材料是化合物半导体。它的最大优点是能生长出质量好的单晶薄膜, 适用于制成集成光路中的光源和探测器。目前性能最好的半导体激光器就是采用这种方法。这种方法在国内已半导体激光器的探测器的研究和生产中得到普遍采用。但在设备和工艺的研究方面还不能适应发展器件的需要。例如, 操作程序和温度的计算机控制, 氢纯化系统, 反应炉的设计和加工等都需要作进一步研究。据认为, LPE生成的基板面积有限制, 不能适应大量生产的需要, 但仍会得到继续的重视和进一步的改进和完善。

2. 分子束外延(MBE)⁽⁴⁾, 其特点是能精确地控制生成厚度和化学成分, 能获得很薄的外延层和周期性的多层量子阱结构, 从而能设想并验证了一代新的电子和光子器件。几十多年来在技术上不断改进, 目前已日趋成熟, 由MBE方法制造的半导体激光器的性能已与LPE方法接近, 而且已用MBE方法研制成了能单纵模工作的AlGaAs/GaAs激光器。图1就是用MBE生长的具有多层量子阱结构的激光器, 具有输出功率大, 量子效率高, 线性好, 温度灵敏性低等一系列优点⁽⁵⁾。显然MBE生长速度较慢, 用于大量生产还有困难, 目前人们正在设法提高其生长速度。但是, 世界上生产MBE的公司, 和拥有台数的总量正在迅速增加。据估计, MBE在开发新一代的电子和光子器件方面将发挥更大的作用。目前国内拥有MBE设备和从中的研究工作都很薄弱, 今后应大力加强。

3. 有机金属气相外延(MOVPE)⁽⁶⁾, 也称为金属有机化学气相淀积(MCVD)⁽⁷⁾, 这是一项正在迅速发展中的新技术, 具有大面积均匀生长, 杂质范围广和界面陡峭等特点。图二表示一种MOVPE方法生长的多层异质结构, 以及用俄歇谱对其多层界面的分析⁽⁸⁾。MOVPE几乎同时兼有LPE和MBE的优点⁽⁸⁾, 设备比MBE简单, 不需超高真空条件, 生长速率高, 有可能进行大量生产, 因而不仅在研究部门而且也在生产企业引起极大兴趣。但是, 我国目前在MOVPE方面的研究几乎等于空白, 需要特别引起重视。

三 图形的发生和传递

1. 概述。光子和集成光路器件与电子和集成电路器件相比有一个显著的特点是几何图形及其尺寸精度对前者的影响比后者有更大的影响。例如在激光器和集成光路中, 使光束反

射、偏转、准直、会聚、发散等元件是最难做的，过去已提出了多种实现的方法，但是零件的获得易于控制，重复性好，适于大量生产的器件是周期性结构，包括等周期和变周期的光导光栅和不同轮廓的波导菲涅尔透镜等。这些器件不仅要求具有严格的几何图形，而且要求亚微米的尺寸以及毫微米的公差。

目前发生这种图形的方法主要有激光全息，电子束制版，X射线和离子束制版正在研究开发中。

2 电子束制版，由计算机控制的电子束制版是加工上述周期性结构的波导器较为理想的方法。国外在研究菲涅尔透镜、变周期光栅透镜，激光器中的布拉格反射镜等方面都普遍采用了EBES (Electron Beam Expose Systems) 但目前国内尚没有合适的EBES可用。在这种情况下，采用改装扫描电子显微镜用于电子束制版¹⁰，也许是比较可行的一种途径。图3是用电子束描绘的图形。图4是制造变周期光栅反射型聚焦镜的流程和结构图。图5是一种聚焦光栅耦合器¹¹。

3 聚焦离子束技术¹²，离子束技术在集成光路制作中可用于使抗蚀剂曝光、刻蚀、掺杂、淀积和外延生长。近年发展的聚焦离子束技术在计算机控制下可以实现完全无掩模工艺这是一项具有极大潜力的新技术，虽然目前尚处于开发的初阶段，但值得引起高度重视，并且要迅速开展研究。

4. 刻蚀

由于上面已提到的集成光路器件对几何图形准确性，公差和边缘平滑性的严格要求，一般来说，湿法刻蚀已不能满足要求，必需采用干法刻蚀。为了得到高质量的图形和边缘，需要保证获得必要的选择性和各向异性。在许多形式的干法刻蚀中，目前研究和应用得较多的是离子束刻蚀和反应离子刻蚀。图6即为一种采用激光全息和反应离子刻蚀（反应溅射刻蚀）制作的光栅滤波器¹³。

五、结论：

1 我国发展集成光学的工作中，在微加工方面是一个薄弱环节，应该引起充分的重视。否则我国的集成光学与国际先进水平的差距越来越大，并且也很难向实用化方面努力。

2 除了对目前已大量采用的常规工艺继续做稳定和提高的工作，还应加强对有很大潜力的新工艺进行研究。

3 特别要引起重视的几项重要新工艺是分子束外延，有机金属气相外延，电子束制版，离子束技术（包括曝光，注入，刻蚀、淀积和外延等），以及反应离子刻蚀等。这些工艺对提高现有器件性能，开发新品种和推进实用化都有十分重大的意义。

参考文献

- (2) L.H. Dawson "Liquid Phase epitaxy (LPE) techniques for compound semiconductor growth" SPIE vol. 523, P. 138-145, 1982.
- (3) W. Suzuki "Liquid Phase Epitaxy for Integrated Optics" Post-Conference Meeting of IOO'83, PC 2-03, (1983)
- (4) W. T. Tsang, "MBE Technology for Integrated Optics" Post-Conference Meeting of IOO'83, PC 2-01, (1983).
- (5) Y.H.Wu, M.Werner, and S. Wang, "Channeled-Substrate GaAs/Al Ga As Multiple Quantum-Well Lasers Grown by MBE". The Topical Meeting on Integrated and Guided-Wave Optics, TuC 2, 1984.
- (6) S.Sugou, A. Kameyama, Y. Miyamoto, O. Watanabe, K. Furuya, and Y. Juematsy, "OMVPE GaInAsP/InP Crystal Growth for Integrated Optics" 7th Topical Meeting on Integrated and Guided-Wave Optics, Th 1 (1984)
- (7) T. Makenishi, "MOCVD Technology for Integrated Optics" Post-Conference Meeting of IOO'83, PC 2-02, (1983)
- (8) M. Razegni and J. Duchemin, "MOCVD Technology for Quaternary alloy", Post-Conference Meeting of IOO' 83 PC4-03, (1983)
- (9) R.D. Burnham, D.R.Scifres, W. Streifer, T.L Paoli and C.Lindsfrom, "GaAs/GaAlAs DHLasers Fabricated by OM-VPE", IOO' 83 Technical Digest, 27B4-2 (1983)
- (10) H. Nishihara and T. Suhara "Applications of Electron-Beam written Gratings to Optical IC" IOO' 83 Technical Digest 29A 2-1, (1983)
- (11) T. Suhara, H. Nishihara and J. Koyama, "High-Performance focusing Grating Coupler Fabricated by Electron-Beam Writing" The Topical Meeting on Integrated and Guided-Wave Optics, Th D 4, (1984)
- (12) K. Gamo and S. Namba, "Ion Beam Lithography for Integrated Optics" Post-Conference Meeting of IOO' 83, PC 3-01, (1983)
- (13) N. Inoto, N. Shimizu and M. Ikeda, "A Grating Filter for Embedded Silica Waveguides", IOO' 83 Technical Digest, 29A2-4, (1983)

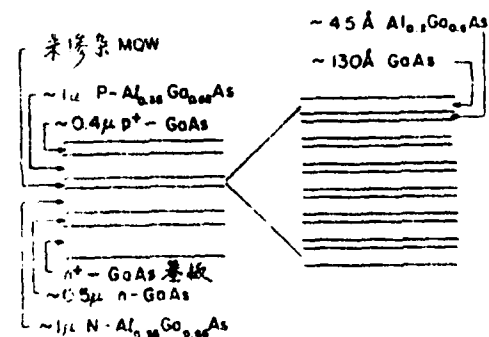
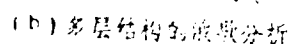
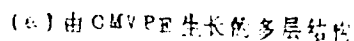
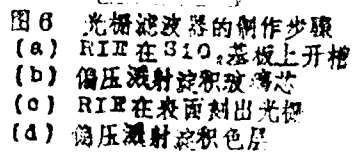
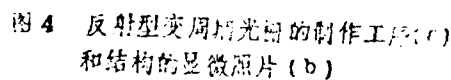
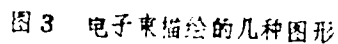


图1 由MBE生成的多层量子阱激光器



Q 2



B 波导特性分析

B-1 苯甲酸质子交换LiNbO₃波

导折射率分布函数的拟合

董贺超 范俊清

(长春物理研究所)

用苯甲酸质子交换LiNbO₃制备平板光波导是制造光波导的方法之一,对其性能还在研究中。已验证其波导折射率分布系准阶跃型⁽¹⁾。但是,这种准阶跃型分布的函数形式还需给出。本文目的就是寻求这种函数形式,以便能利用麦克斯韦方程求得模式场的分布及波导参量,这对集成光学元件的研究是有用处的。

我们用X切LiNbO₃样品(1.5×1.0×3.5mm)为衬底,在苯甲酸熔融液体中(200℃)作质子交换6小时制备了多模波导(6个模)。用金红石对称棱镜把He-Ne激光束耦合到波导中观测m线,在光学转盘上测模式角得到模式有效折射率。利用White and Heidrich⁽²⁾方法确定各模式的深度及表面折射率。我们用Fermi函数对这样得到的折射率分布离散点进行拟合。折射率分布为:

$$n(x) = n_b + \Delta n f(x) \quad \begin{matrix} x \geq 0 \\ -1 \end{matrix} \quad \begin{matrix} x < 0 \end{matrix} \quad (1)$$

式中 n_b 表示衬底折射率, $\Delta n = n_s - n_b$ 为折射率增量, n_s 是表面折射率, $f(x)$ 是折射率分布函数,对理想的折射率分布函数 $f(x)$ 应有:

$$\tilde{n}_m = n(x_m) \quad m = 0, 1, 2, \dots \quad (2)$$

式中 m 是模阶数, $\tilde{n}_m$ 是模折射率理论值, x_m 是模深度(光学隧道点)。令 ϵ 表示拟合误差;

$$\epsilon = \sum_m (\tilde{n}_m - n(x_m))^2 \quad (3)$$

式中 $\tilde{n}_m$ 表示模有效折射率的测量值,显然 ϵ 愈小拟合函数愈接近实验值,所求得的折射率分布函数愈精确。我们拟合曲线的误差为 $\epsilon = 0.148$ 。如图1所示,图中“口”点表示

实验测量的归一化折射率值，光滑的实曲线为拟合的函数曲线。

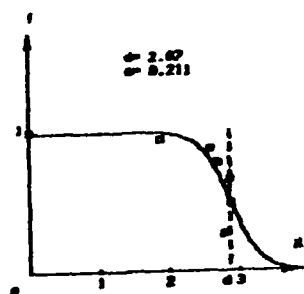


图1 折射率拟合曲线

$$f(x) = (1 - \exp(-d/a) + \exp(x-d)/a)^{-1} \quad (4)$$

式中 $a = 0.211$ (折射率形状的参数), $b = 2.87$ (波导厚度的参数), 表面折射率 $n_s = 2.335$, 衬底折射率 $n_b = 2.2$ 。由图可见, 拟合曲线与实验值基本符合。

这样求得的折射率分布函数是实验基础上的统计结果, 显然, 我们没有研究和分析元素交换扩散的机制。

- (1) 离子迁移 LiNbO₃ 光波导特性 张筱扬 陈益新 第二届全国集成光学学术会议论文集 1983.9
- (2) J. M White and P. F. Heidrich, Appl. Opt. Vol. 15, No. 1, 1976 P151~156

B-2 单模 Fermi 折射率光波导的场分布和模方程

范俊清

(长春物理研究所)

本文推得了 Fermi 折射率单模平面光波导场分布和模方程的完备解, 结果能以任意精度计算, 发展了文⁽¹⁾、⁽²⁾的结果。

设平面光波导的折射率为

$$n^2(x) = \begin{cases} n_b^2 + \Delta n^2 f(x) & x \geq 0 \\ 1 & x < 0 \end{cases} \quad (1)$$

式中 n_b 是衬底折射率, $\Delta n^2 = n_s^2 - n_b^2$, n_s 是表面折射率, f 是 Fermi 函数⁽¹⁾

$$\epsilon(x) = (1 - e^{-d/a} + e^{(x-d)/a})^{-1}$$

其中, a 和 b 分别是与折射率分布形状和波导厚度有关的参数, TE 模的 y 方向电场分量 E_y 满足

$$E_y'' - k^2 (N^2 - n^2(x)) E_y = 0 \quad (3)$$

式中, k 是真空波数, N 是模有效折射率, 令 *

$$\begin{aligned} E_y &= (-\epsilon)^{\eta} u(\epsilon) \\ \epsilon &= \epsilon_0 e^{-x/a} \\ \epsilon_0 &= 1 - e^{-d/a} \\ \eta &= a k (N^2 - n_b^2)^{1/2} \end{aligned} \quad (4)$$

代入式(3)得关于 u 的超几何方程

$$\epsilon(1-\epsilon)u'' + (r - (a+\beta+1)\epsilon)u' - \alpha\beta u = 0 \quad (5)$$

其中

$$\begin{aligned} r &= 1 + 2\eta & \alpha &= \eta + 1\tau & \beta &= \eta - 1\tau \\ \tau &= (\tau_0^2 - \eta^2) & \tau_0^2 &= -a^2 k^2 e^{d/a} \wedge n^2 / \epsilon_0 \end{aligned} \quad (6)$$

方程(5)于 $\epsilon \rightarrow 0$ ($x \rightarrow +\infty$) 有限的解是超几何函数 $\tilde{F}(\alpha, \beta, \gamma, \epsilon)$, 因而方程(3)

$$\begin{aligned} E_y &= \begin{cases} A(-\epsilon_0)^{\eta} e^{-\frac{\eta}{a}x} \tilde{F}(\alpha, \beta, \gamma, \epsilon_0 e^{-\frac{x}{a}}) & x \geq 0 \\ A(-\epsilon_0)^{\eta} \tilde{F}(\alpha, \beta, \gamma, \epsilon_0) e^{\frac{p}{a}x} & x < 0 \end{cases} \end{aligned} \quad (7)$$

对应的模方程为

$$\epsilon_0 \tilde{F}'(\alpha, \beta, \gamma, \epsilon_0) = -(P + \eta) \tilde{F}(\alpha, \beta, \gamma, \epsilon_0) \quad (8)$$

式中, $P = a k (N^2 - 1)^{1/2}$, A 是常数。

式(7)、(8)是 TE 模的场分布和模方程的严格解。原则上, 有了它们求解问题已经解决, 但实用上, 把它们表示成超几何级数 F ($\tilde{F}$ 是 F 的解析开拓) 的形式比较方便, 以下分两种情形讨论。

一种情形是 $0 \leq d < a \ln 2$, 这时, 于任意 $x \geq 0$, $|\epsilon| < 1$, 因而, 式(7)、(8)这时可写成

$$E_y = \begin{cases} A(-\epsilon_0)^{\eta} e^{-\eta x/a} F(\alpha, \beta, \gamma, \epsilon_0 e^{-x/a}) & x \geq 0 \\ A(-\epsilon_0)^{\eta} F(\alpha, \beta, \gamma, \epsilon_0) e^{p x/a} & x < 0 \end{cases} \quad (9)$$

$$\sum_{n=0}^{\infty} (P + \eta + n) \frac{(\alpha)_n (\beta)_n}{n! (\gamma)_n} \epsilon_0^n \quad (10)$$

* 文(2)中 E_y 的变换为 $E_y = \epsilon^{\eta} u(\epsilon)$, 与此处差一因子 $(-1)^{\eta}$ 。

式中

$$F(\alpha, \beta, \gamma, \xi) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(\alpha)_n (\beta)_n}{n! (\gamma)_n} \xi^n \quad (11)$$

其中 $(\lambda)_n = \lambda(\lambda+1)\dots(\lambda+n-1)$, $(\lambda)_0 = 1$

第二种情形是 $d > a \ln 2$ 。这时, $x > a \ln(\xi_0)$ 时 $|\xi| < 1$; $0 \leq x < a \ln(-\xi_0)$ 时 $|\xi| > 1$ 且有

$$\widetilde{F}(\alpha, \beta, \gamma, \xi) = B(-\xi)^{-\alpha} F(\alpha, \alpha-\gamma+1, \alpha-\beta+1, \xi^{-1}) + C, C. \quad (12)$$

其中

$$B = \frac{\Gamma(\gamma)\Gamma(-21\tau)}{\Gamma(\beta)\Gamma(\beta+1)} \quad (13)$$

因而式(7)、(8)变成

$$E_y = \begin{cases} A(-\xi_0)^{\eta} e^{-\eta/a x} F(\alpha, \beta, \gamma, \xi_0 e^{-x/a}) & x > a \ln(-\xi_0) \\ 2A|B| \sum_{n=0}^{\infty} C_n D_n(x) (-\xi_0 e^{-x/a})^{-n} & 0 \leq x < a \ln(-\xi_0) \end{cases} \quad (14)$$

$$2A|B| \sum_{n=0}^{\infty} C_n D_n(0) (-\xi_0)^{-n} e^{p/a x} \quad x < 0$$

$$B e^{-1\tau \ln(-\xi_0)} \sum_{n=0}^{\infty} (p-n-1) C_n e^{-1\tau \ln(-\xi_0)^{-n}} + C. C. = 0 \quad (15)$$

式中

$$\left. \begin{aligned} |B| &= \delta \prod_{\ell=1}^{\infty} \frac{((\eta+\ell)^2 + \tau^2)^{1/2} ((\eta+\ell-1)^2 + \tau^2)}{((\ell-1)^2 + 4\tau^2)^{1/2} (\ell+2\eta)} \\ C_n &= \frac{1}{\eta!} \prod_{\ell=1}^n \frac{(\eta+\ell-1)^2 + \tau^2}{(\ell^2 + 4\tau^2)^{1/2}} \quad C_0 = 1 \\ D_n(x) &= \cos(\varphi_n - \arg B + \tau \ln(-\xi_0 e^{-x/a})) \\ \varphi_n &= \sum_{\ell=1}^n \operatorname{tg}^{-1} \frac{2\tau}{\ell} \quad \varphi_0 = 0 \\ \arg B &= \operatorname{tg}^{-1} \frac{\eta}{\tau} + \sum_{\ell=1}^{\infty} \left(\operatorname{tg}^{-1} \frac{2\tau}{\ell} - 2 \operatorname{tg}^{-1} \frac{\tau}{\eta+\ell} \right) \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

$$\delta = 0.572156$$

式(15)成立的条件是其第一项的幅角为 $\pi/2$ 的奇数倍。

$$\tau \ln(-\xi_0) - \arg B + \phi = (2m+1) \frac{\pi}{2} \quad (17)$$

式中, $m = 0, 1, 2, \dots$

$$= \tau \varepsilon - 1 \frac{\sum_{n=0}^{\infty} C_n ((P-n)^2 + \tau^2)^{\frac{1}{2}} \sin(\varphi_n + \tau \varepsilon^{-1} \frac{1}{P-n}) (-\varepsilon_0)^{-1}}{\sum_{n=0}^{\infty} C_n ((P-n)^2 + \tau^2)^{\frac{1}{2}} \sin(\varphi_n + \tau \varepsilon^{-1} \frac{1}{P-n}) (-\varepsilon_0)^{-1}}$$

式(17)是 $d > a \ln 2$ 情形的模方程, 计算表明, 它与式(10)是相容的, 对 $d < a \ln 2$ 和 $d > a \ln 2$ 由式(10)和(17)分别计算的 N 是连续的。

与文(2)比较, 我们研究了文(2)没考虑的 $d < a \ln 2$ 时的模方程, 对单模波导这是必须的, 因为 $d \rightarrow 0$ 时基模未必是截止的。此外, 式(10)、(17)、(18)与文献(2)的相应结果在形式上有所不同。式(10)使计算场分布方便, 式(17)、(18)对任意 a 和 d 的组合 (不限于准阶跃折射率) 都能用于精确计算模有效折射率。

以上只讨论了 TE 模, 对缓变的 $n(x)$, 上述结果稍加修改, 能得到 TM 模的有关公式。

参考文献

- (1) 范俊清 黄贺超 光学学报, 1984, VOL. 4, NO. 7, 628
- (2) 杨桔南 陈周荣 费米折射率平面光波导模式, 光学学报, 待发表。

B-3 矩形介质波导的变分分析

乔 力 余守宪

(北方交通大学应用数理系)

在文献(1)中, 我们已经详细地讨论了计算矩形介质波导的一种近似方法并导出了有关表达式。本文提出一种变分方法, 用以计算导模的传播特性与场分布, 所得结果与 Goell 的圆谐函数计算机分析^{*}结果相符合。

A. Sharma 等人^{*}给出用标量变分分析计算矩形波导基模的方法, 得到了与 Goell 方法符合的结果。我们指出, 用本文采用的尝试函数, 这一方法对高阶模式同样有效, 而且, 这个方法可用以分析各种条形介质波导的导模。

用变分法计算归一化频率与场分布的基本原理是, 为求解本征值方程 $H\psi = P^2\psi$ (P^2 为归一化频率, ψ 为场分布函数), 我们选取一个含有若干参变量的尝试函数 $\psi_t(x, y)$,

代入变分公式:

$$P^2 = \frac{\iint_{\Omega} \epsilon_t H \psi_t^2 dx dy}{\iint_{\Omega} \epsilon_t^2 dx dy} \quad (1)$$

选取适当的参变量数值,使式(1)右边的积分为最小值,则其最小值就是归一化频率 P^2 的近似值,而相应的函数 $\psi_t(x, y)$ 即场函数 $\psi(x, y)$ 的近似式。

按照文献(1),本征值方程

$$H\psi(x, y) = P^2 \psi(x, y)$$

中,对于矩形介质波导而言,算子

$$H = H_0 + H'$$

$$H_0 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + (1 - n_1^2(x) - n_2^2(y)) \quad (2)$$

$$H' = n_1^2(x) \cdot n_2^2(y)$$

其中

$$n_1(x) = \begin{cases} 0 & |x| < v_1 \\ 1 & |x| > v_1 \end{cases} \quad n_2(y) = \begin{cases} 0 & |y| < v_2 \\ 1 & |y| > v_2 \end{cases}$$

以上各式中归一化宽度 v_1 , 归一化高度 v_2 及归一化频率 P^2 定义各为:

$$v_1 = ak_0(n_1^2 - n_2^2)^{\frac{1}{2}} \quad v_2 = bk_0(n_1^2 - n_2^2)^{\frac{1}{2}} \\ P^2 = \frac{\beta^2 - n_2^2 k_0^2}{(n_1^2 - n_2^2) k_0^2} \quad (4)$$

其中 n_1 与 n_2 分别为波导芯区与外面的折射率, $2a$ 与 $2b$ 分别为矩形芯区的宽度与高度(如图1所示), $k_0 = 2\pi/\lambda_0$, λ_0 是自由空间的波长, β 是波导的传播常数。在本

征值方程中,场方程的坐标 x, y 已扩大到原来的

$k_0(n_1^2 - n_2^2)^{\frac{1}{2}}$ 倍,而波导的芯区被限制在

$|x| < v_1, |y| < v_2$ 的矩形区域内。

我们选取尝试函数:

$$\psi_t(x, y) = X_t(x) \cdot Y_t(y) \quad (5)$$

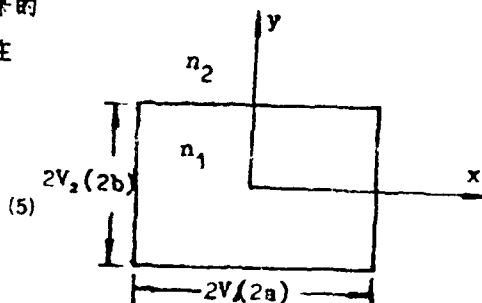


图 1

$$X_t(x) = A \begin{cases} \cos(\alpha_1 x - \delta_1) & |x| \leq v_1 \\ \cos(\alpha_1 v_1 - \delta_1) e^{-\alpha_1 \tan(\alpha_1 v_1 - \delta_1)(|x| - v_1)} & |x| > v_1 \end{cases} \quad (6)$$

$$Y_t(y) = B \begin{cases} \cos(\alpha_2 y - \delta_2) & |y| \leq v_2 \\ \cos(\alpha_2 v_2 - \delta_2) e^{-\alpha_2 \tan(\alpha_2 v_2 - \delta_2)(|y| - v_2)} & |y| > v_2 \end{cases} \quad (7)$$

$$\delta_1 = (m-1)\pi/2 \quad \delta_2 = (n-1)\pi/2 \quad (m, n = 1, 2, 3, \dots)$$

其中 A, B 是任意常数, α_1, α_2 为参变量。该尝试函数 ψ_t 及其梯度 $\nabla \psi_t$ 在 $|x| = v_1, |y| = v_2$ 处已满足连续条件, $X_t(x)$ 和 $Y_t(y)$ 则是两个相互垂直的平板对称波导的标量场函数。显然, 这样选择的尝试函数可以给出较好的结果, 具体的计算证实了这个判断。

A. Sharma 等人的工作仅局限于波导的基模。根据变分计算的有关理论 (例如参看量子力学文献(4)), 因为上面选择函数对应于 Marcattilli 解⁵ 的 E_{mn} 模式的场分布, 因而近似地构成正交系, 所以, 变分方法对于高阶模式同样有效。

将尝试函数 $\psi_t(x, y)$ 代入(1)式, 经过积分运算, 得到:

$$P^2 = P^2((1 - \alpha_1^2 - \alpha_2^2)A_1A_2 + (q_2^2 - d_1^2)A_1B_2 + (q_1^2 + \alpha_2^2)A_2B_1 + (q_1^2 + q_2^2)B_1B_2) \quad (8)$$

其中:

$$q_1 = \alpha_1 \tan(\alpha_1 v_1 - \delta_1), q_2 = \alpha_2 \tan(\alpha_2 v_2 - \delta_2)$$

$$A_1 = \frac{v_1}{2} + \frac{1}{4\alpha_1} \sin(2\alpha_1 v_1 - 2\delta_1), A_2 = \frac{v_2}{2} + \frac{1}{4\alpha_2} \sin(2\alpha_2 v_2 - 2\delta_2)$$

$$B_1 = \frac{1}{2q_1} \cos^2(\alpha_1 v_1 - \delta_1), B_2 = \frac{1}{2q_2} \cos^2(\alpha_2 v_2 - \delta_2)$$

$$P^2 = \frac{4q_1q_2}{(v_1q_1+1)(v_2q_2+1)}$$

我们用计算机方法求出 P^2 为极小值时的 α_1 及 α_2 值 (可采用标准程序来求

$\partial P^2 / \partial \alpha_1 = 0, \partial P^2 / \partial \alpha_2 = 0$ 这一联立方程组的实根, 例如用梯度法⁶), 于是由(8)式及(5)(a)、(7)式即可分别求得相应于给定的 v_1 值 (及 $b/a = v_2/v_1$ 值) 的归一化频率及场分布。对于几种模式的计算结果见表1、表2、表3, 表中同时列出了 Marcattilli 法⁵、文献(1)的微扰法及 Goell¹² 法的相应数值。由表可见, 我们采用的变分法计算结果精确度有显著提高, 与 Goell 的计算机数值分析结果相符合。

表1 变分法求出的E₁₁模式归一化频率 (b/a=0.5)

P2	V ₁	1.2	1.4	1.6	1.8	2.0	2.2
Marcattili				0.011	0.106	0.189	0.261
一级近似				0.077	0.151	0.220	0.284
变分法		0.003	0.047	0.104	0.164	0.229	0.289
Goell		0.020	0.060	0.120	0.180	0.240	0.300

表2 变分法求出的E₂₁模式归一化频率 (b/a=0.5)

P2 \ V ₁	2.8	3.0	3.2	3.4	3.6	4.0
Marcattili		0.051	0.125	0.191	0.250	0.352
一级近似	0.014	0.084	0.150	0.210	0.255	0.361
变分法	0.031	0.094	0.156	0.214	0.268	0.362
Goell	0.040	0.090	0.160	0.210	0.260	0.360

表3 变分法求出的E₁₁模式场分布 (b/a=0.5, V₁=π)

ψ(x, 0)/ψ(0, 0) \ x	0.0	0.5	1.0	1.5	2.0	2.5	3.0	3.5	4.0
Marcattili	1.00	0.982	0.930	0.844	0.729	0.588	0.426	0.270	0.170
变分法	1.00	0.983	0.934	0.853	0.744	0.609	0.455	0.304	0.202

对于一般的条形波导 (如图2所示), 也可用上述方法求解。选取尝试函数:

$$\psi_t(x, y) = X_t(x) \cdot Y_t(y)$$

$$X_t(x) = A \begin{cases} \cos(\alpha_1 x - \delta_1) & |x| \leq V_1 \\ \cos(\alpha_1 V_1 - \delta_1) e^{-P_1(|x| - V_1)} & |x| > V_1 \end{cases}$$

$$Y_t(y) = B \begin{cases} \cos(\sigma - \delta_2) e^{-\gamma_2 y} & y > 0 \\ \cos(\alpha_2 y - \sigma + \delta_2) & -2V_2 < y < 0 \\ \cos(2\alpha_2 V_2 + \sigma - \delta_2) e^{P_2(y + 2V_2)} & y < -2V_2 \end{cases}$$

$$\text{其中 } P_1 = \alpha_1 \tan(\alpha_1 V_1 - \delta_1) \quad P_2 = \alpha_2 \tan(2\alpha_2 V_2 + \sigma - \delta_2) \\ \gamma_2 = \alpha_2 \tan(\sigma - \delta_2)$$

$\alpha_1, \alpha_2, \sigma$ 是三个参变量。

将尝试函数代入相应的变分公式 (算子具体形式从略), 即得

$$P^2 = P^2((1 - \alpha_1^2 - \alpha_2^2)I_{11}J_{11} + (\gamma_2^2 - \alpha_1^2 - \alpha_0^2)I_{21}J_{11} + (P_2^2 - \alpha_1^2)I_{31}J_{11})$$

$$+(P_1^2 - \alpha_2^2 - \Delta_3^2)I_1J_2 + (P_1^2 + \gamma_2^2 - \gamma_0^2)I_2J_2 + (P_1^2 + P_2^2)I_3J_2$$

其中:

$$P^2 = ((I_1 + I_2 + I_3)(J_1 + J_2))^{-1}$$

$$A_0^2 = \frac{n_2^2 - n_0^2}{n_1^2 - n_2^2}, \Delta_3^2 = \frac{n_2^2 - n_0^2}{n_1^2 - n_2^2}$$

$$I_1 = V_2 + \frac{\sin(4\alpha_2 V_2 - 2\sigma + 2\delta_2)}{4\alpha_2}$$

$$- \frac{\sin(2\sigma - 2\delta_2)}{4\alpha_2}$$

$$I_2 = \frac{\cos^2(\sigma - \delta_2)}{2\gamma_2}, I_3 = \frac{\cos^2(2\alpha_2 V_2 + \sigma - \delta_2)}{2P_2}$$

$$J_1 = \frac{V_1}{2} + \frac{\sin(2\alpha_1 V_1 - 2\delta_1)}{4\alpha_1}$$

$$J_2 = \frac{\cos^2(\alpha_1 V_1 - \delta_1)}{2P_1}$$

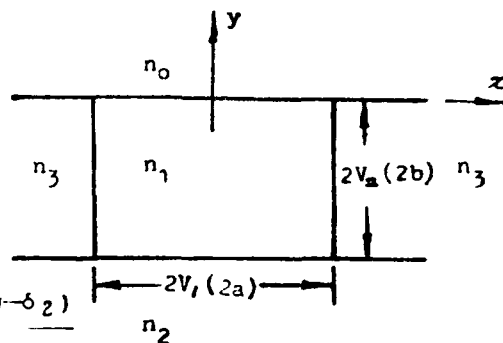


图 2

仿此, 可用上述变分方法计算矩形截面的定向耦合器的耦合特性。

参考文献

参考文献

1. Qiao Li, She Shouxian (乔力, 余守宽), "Propagation Characteristics of Rectangular Dielectric Waveguides", Sino-Japanese Joint Meeting on Optical Fiber Science and Electromagnetic Theory, Beijing, China, May 16-19th, 1985 349-354
2. J. B. Goll Bell Syst Tech Journal 48(1969) 2133-2160
3. Anurag Sharma P.K. Mishra A.k. Ghatak "Analysis of Single Mode Waveguides and Directional Couplers with Rectangular Cross-Section" Second European Conference on Integrated Optics IEE, Oct, 1983
4. L.I. Schiff "Quantum Mechanics", Chapter 8, 3rd Edition, 1968
5. B.A.J. Marcetili Bell Syst Tech Journal 48(1969), 2071-2101
6. 刘德贵等编《Fortran 算法汇编》第一分册, 364-385页, 国防工业出版社, 1980年版。

AD-A173 530

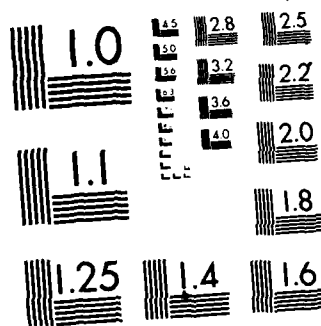
PROCEEDINGS OF THE CHINESE CONFERENCE ON INTEGRATED
OPTICS (3RD) HELD AT (U) CALIFORNIA UNIV SANTA BARBARA
DEPT OF ELECTRICAL AND COMPUTER.. 15 OCT 85

2/3

UNCLASSIFIED

F/G 20/6

NL



MICROCOPY RESOLUTION TEST CHART
NATIONAL BUREAU OF STANDARDS 1963-A

8-4 矩形介质波导的微扰分析

乔力 余守宪

(北方交通大学应用数理系)

在文献(1)中我们已经详细地讨论了矩形(埋入型)介质波导传播特性的一种近似分析方法,即由 Mariani 解²的场分布出发,求得归一化频率的一级近似值。本文进一步给出计算各种带状介质波导场分布的一级近似与归一化频率的二级近似表达式。

我们考虑如图1所示的带状介质波导,其矩形芯区的边长分别为 $2a$ 、 $2b$ 。它概括了下列三种结构(图2): (a)埋入型(亦称矩形) ($n_0=n_3=n_2$), (b)填入型 ($n_3=n_2$), (c)凸条型 ($n_3=n_0$)

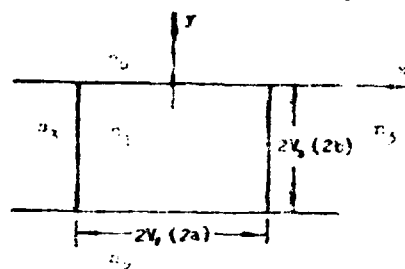


图1 带状介质波导

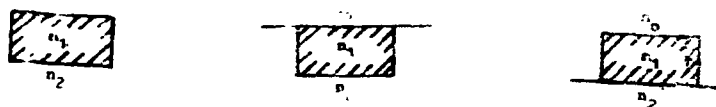


图2 (a)

(b)

(c)

我们定义归一化宽度 V_1 、归一化高度 V_2 及归一化频率 P^2 如下:

$$V_1 = ak_0(n_1^2 - n_2^2)^{1/2}$$

$$V_2 = bk_0(n_1^2 - n_2^2)^{1/2}$$

$$P^2 = \frac{\beta^2 - n_2^2 k_0^2}{(n_1^2 - n_2^2) k_0^2}$$

并将坐标扩大为原来的 $k_0(n_1^2 - n_2^2)^{1/2}$ 倍,则矩形芯区的边长分别是 $2V_1$ 和 $2V_2$ 。以上各式中 $k_0 = 2\pi/\lambda_0$, λ_0 是自由空间的波长, β 是波导的传播常数。

由 Helmholtz 方程得到下列关于场函数的本征值方程:

$$H\psi(x, y) = P^2\psi(x, y) \quad (1)$$

其中算子H定义为:

$$H = H_0 + H' \quad (2)$$

$$H_0 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \{(1-h_1(x))-\gamma_3^2 h_1(x)-h_2(y)-\Delta_0^2 h_3(y)\} \quad (3)$$

$$H' = (1+\Delta_3^2)h_1(x) \cdot h_2(y) \quad (4)$$

而

$$h_1(x) = \begin{cases} 0 & |x| < v_1 \\ 1 & |x| > v_1 \end{cases}$$

$$h_2(y) = \begin{cases} 0 & -2v_2 < y < 0 \\ 1 & y > 0 \text{ 或 } y < -2v_2 \end{cases} \quad h_3(y) = \begin{cases} 1 & y > 0 \\ 0 & y < 0 \end{cases}$$

$$\Delta_0^2 = \frac{n_2^2 - n_0^2}{n_1^2 - n_2^2}$$

$$\Delta_3^2 = \frac{n_2^2 - n_3^2}{n_1^2 - n_2^2}$$

作为零级近似, 略去算子H中的交叉项H', 利用分离变量法可求得零级近似的本征值 P_0^2 和本函数 $\psi_0(x, y)$.

$$H_0\psi_0(x, y) = P_0^2\psi_0(x, y) \quad (5)$$

令

$$\psi_0(x, y) = X_0(x) \cdot Y_0(y) \quad (6)$$

得

$$X_0(x) = A \begin{cases} \cos(a_1 x - \delta_1) & |x| \leq v_1 \\ \cos(a_1 v_1 - \delta_1) e^{-\gamma_1(|x| - v_1)} & |x| > v_1 \end{cases} \quad (7)$$

$$Y_0(y) = B \begin{cases} \cos(\sigma - \delta_2) e^{-\gamma_2 y} & y > 0 \\ \cos(a_2 y - \sigma + \delta_2) & -2v_2 < y < 0 \\ \cos(2a_2 v_2 + \sigma - \delta_2) e^{P_2(y + 2v_2)} & y < -2v_2 \end{cases} \quad (8)$$

$$P_0^2 = P_1^2 + P_2^2 - 1 \quad (9)$$

其中:

$$a_1^2 = 1 - P_1^2, \quad a_2^2 = 1 - P_2^2$$

$$\gamma_1^2 = P_1^2 + \Delta_3^2, \quad \gamma_2^2 = P_2^2 + \Delta_0^2 \quad (10)$$

$$\delta_1 = (m-1)\pi/2, \quad \delta_2 = (n-1)\pi/2 \quad (m, n=1, 2, 3, \dots)$$

以上给出的解 $\psi_0(x, y)$ 已满足在边界上连续的条件, 而 $\nabla\psi_0$ 的连续条件则给出确定 a_1 ,

a_2 与 σ 的下列三个方程:

$$\tan(\alpha_1 v_1 - \delta_1) = -\frac{I_1}{J_1}$$

$$\tan(\alpha_2 v_2 - \delta_2) = -\frac{I_2}{J_2} \quad (11)$$

$$\tan(2\alpha_2 v_2 + \alpha_2 - \delta_2) = \frac{P_2}{\alpha_2}$$

以上求出的解正是 Marcatili 解, 它是本征值方程(1)的零级近似解。

将零级近似本征值函数代入下式

$$P_2 = \frac{\iint \psi_0 H \psi_0 dx dy}{\iint \psi_0^2 dx dy} \quad (12)$$

经过积分运算, 并利用本征值方程(1), 即得本征值的一级近似表达式:

$$P_2 = P_0^2 + \left(1 - \frac{(1 + \Delta_3^2) I_1}{I_1 + I_2 + I_3}\right) \left(-\frac{I_2}{J_1 + J_2}\right) \quad (13)$$

其中:

$$I_1 = \frac{1}{B^2} \int_{-2v_2}^0 Y_0^2 dy = v_2 + \frac{P_2}{2} + \frac{Y_2}{2(1 + \Delta_0^2)}$$

$$I_2 = \frac{1}{B^2} \int_0^\infty Y_0^2 dy = \frac{1 - P_2^2}{2(1 + \Delta_0^2) Y_2}, \quad I_3 = \frac{1}{B^2} \int_{-\infty}^{-2v_2} Y_0^2 dy = \frac{1 - P_2^2}{2P_2}$$

$$J_1 = \frac{1}{A^2} \int_0^{v_1} X_0^2 dx = \frac{v_1}{2} + \frac{Y_1}{2(1 + \Delta_3^2)}, \quad J_2 = \frac{1}{A^2} \int_{v_1}^\infty X_0^2 dx = \frac{1 - P_1^2}{2(1 + \Delta_3^2) Y_1}$$

对于矩形(埋入型)介质波导, $n_0 = n_3 = n_2$, $\Delta_0^2 = \Delta_3^2 = 0$

$Y_1 = P_1$, $Y_2 = P_2$, (13)式化为:

$$P_2 = P_0^2 + \frac{(1 - P_1^2)(1 - P_2^2)}{(v_1 P_1 + 1)(v_2 P_2 + 1)} \quad (14)$$

与文献(1)所给结果一致(色散曲线见图3)。

对于埋入型介质波导, $n_3 = n_2$, $\Delta_3^2 = 0$, $Y_1 = P_1$, (13)式也与文献(1)所给结果一致, 由图4可见, 对某一埋入型波导按(13)式计算的结果比 Marcatili 法准确, 与有限元法^[3]符合很好。

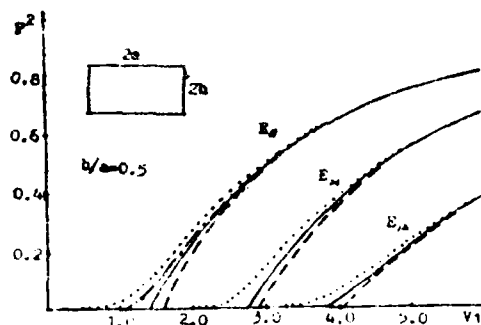


图3 矩形介质波导色散曲线

--- Goell E. D. C.
----- Marcattili, — Eq(11)

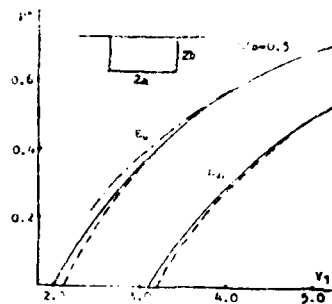


图4 埋入型介质波导色散曲线

--- 有限元法 ----- Marcattili
—— Eq(12)

如果将零级近似解 $\psi_0(x, y)$, P_0^2 , 按由低阶模到高阶模的次序排列为:

$$\psi_0^{(1)} \quad \psi_0^{(2)} \quad \psi_0^{(3)} \dots \dots \psi_0^{(1)} \dots$$

$$P_0^{(1)2} \quad P_0^{(2)2} \quad P_0^{(3)2} \dots \dots P_0^{(1)2} \dots$$

则按微扰理论 (参看例如文献(4)), 对于第1个模式而言, 本征值 P^2 的二级近似和场分布的一级近似分别是 (设 $\psi_0^{(1)}$ 已归一化):

$$P_1^2 = P_0^{(1)2} + \left[1 - \frac{(1 + \Delta_3^2) I_1}{I_1 + I_2 + I_3} \right] \left(\frac{J_2}{J_1 + J_2} \right) + \sum_k' \frac{|H'_{k1}|^2}{(P_0^{(1)2} - P_0^{(k)2})^2} \quad (1)$$

$$\psi_1(x, y) = \psi_0^{(1)}(x, y) + \sum_k' \frac{H'_{k1}}{(P_0^{(1)2} - P_0^{(k)2})^2} \psi_0^{(k)}(x, y) \quad (2)$$

其中:

$$H'_{k1} = \int_0^{V_1} dx \int_{-\infty}^{+\infty} dy \psi_0^{(k)} H' \psi_0^{(1)} \quad (3)$$

对于埋入型波导, 经过积分运算, 得:

$$H'_{k1} = \frac{4\alpha_1(k)\alpha_2(k)\alpha_1(1)\alpha_2(1)}{(P_1(k) + P_1(1))(P_2(k) + P_2(1))} \left[\left(V_1 + \frac{1}{P_1(k)} \right) \left(V_2 + \frac{1}{P_2(k)} \right) \left(V_1 + \frac{1}{P_1(1)} \right) \right. \\ \left. \left(V_2 + \frac{1}{P_2(1)} \right) \right]^{-1}$$

我们可以认为, 第1个模式仅受相邻两模式 $k=1-1$, $k=1+1$ 的影响。这样, (1), (2) 两式右边的求和计算可以简化。对于埋入型波导场分布的一级近似结果与 Marcattili 近似的比较如表1所示。

表1 E₁模场分布的一级修正 (b/a=0.5, $\sqrt{\epsilon_2/\epsilon_1}=1.4$)

$\psi(x, 0)/\psi(0, 0) \times$	0.0	0.5	1.0	1.5	2.0	2.5	3.0	3.5	4.0
Marcattili	1.00	0.982	0.930	0.844	0.729	0.588	0.426	0.270	0.170
一级近似	1.00	0.980	0.924	0.833	0.711	0.564	0.397	0.243	0.155

本文的分析方法容易推广到双沟道定向耦合器的定量分析。

参考文献

1. Qiao Li She Shouxian (乔力, 余守宪), "Propagation Characteristics of Rectangular Dielectric Waveguides", Sino-Japanese Joint Meeting on Optical Fiber Science And Electromagnetic Theory Beijing China, May 16-19, 1985, 349-354
2. E.A.J. Marcattili, Bell Syst Tech Journal 48(1969), 2071-2101
3. C. Yeh, K. Hu, S. B. Dong, W. P. Brown, Applied Optics, 18(1979) 1490-1494
4. L. I. Schiff, "Quantum Mechanics" Chapter 8, 3rd Edition, 1968

B-5 平板波导导波色散曲线和阶梯折

射率光纤色散曲线的比较

周礼冲 方俊鑫

(上海交通大学应用物理系)

光纤的色散是光通信的一个重要的问题, 对于远距离大容量光纤通信, 光纤的色散特性更为重要。就单模光纤而言, 光纤的色散可以分为光纤材料色散和波导色散二个部分。在一般情况下, 两者相比, 以光纤材料色散为主。在光纤材料零色散波长附近, 必须同时考虑光纤材料色散和波导色散。

光纤色散的测量是很困难的, 主要的测量方法有频域法和时域法。就石英系光纤而言, 由于光纤的零色散波长不在光纤的最低损耗区, 一般采用改变材料成分使得零色散波长移到最小损耗区。这就需要研究光纤色散特性随着材料成分的变化而变化的规律。另一方面, 然

长波长光纤(红外光纤)近年来受到了人们广泛的注意。由于超:以长光纤的理论极限损耗比石英光纤的理论极限损耗小1~3个数量级。它们有可能在远距离,大:界光通信中得到应用。最近有人预言,利用金属卤化物光纤,有可能实现10000公里中继通信^[1]。目前已提出了数十种可能的红外光纤材料,其中大部分处于实验探索阶段,尚未制成光纤^[2]。因而如果能对各种材料的光纤的色散特性作系统的研究,无论对超长波长光纤还是石英系光纤都有一定的实际意义。

阶梯折射率单模光纤的色散特性可由传播常数 β 对真空波矢 k_0 的两阶导数来描述,如果能够测量光纤的色散曲线就间接测量了光纤的色散特性。但是,光纤的色散曲线是很难测量的。

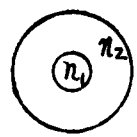


图1 光纤结构示意图 里层是芯子
半径为 a

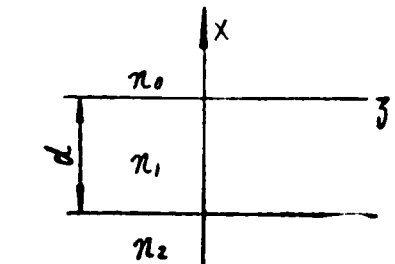
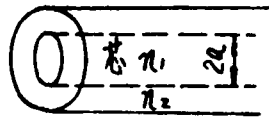


图2 平板波导示意图 波导厚为 d
 $n_0 = 1$

图1所示单模阶梯折射率光纤色散方程由下式决定:

$$\frac{Wk_1(\omega)}{k_0(\omega)} = \frac{uJ_1(u)}{J_0(u)} \quad (m=0) \quad (1)$$

式中:

$$u = (k_0^2 n_1^2 - \beta^2)^{1/2} a \quad (2)$$

$$w = (\beta^2 - k_0^2 n_2^2)^{1/2} a \quad (3)$$

$$v = k_0 n_1 a \sqrt{2\Delta} \quad (3)$$

$$\Delta = \frac{n_1^2 - n_2^2}{2n_1^2} \quad (4)$$

$$n_1^2 = 1 + \frac{E_{01}E_{d1}}{E_{01}^2 - (\hbar\omega)^2} - \frac{E_{D1}^2}{(1/\hbar\omega)^2} \quad (3)(4) \quad (5)$$

$$n_2^2 = 1 + \frac{E_{02}E_{d2}}{E_{02}^2 - (\hbar\omega)^2} - \frac{E_{D2}^2}{(1/\hbar\omega)^2} \quad (6)$$

式中: E_{01} , E_{d1} , E_{D1} 和 E_{02} , E_{d2} 和 E_{D2} 分别是与光纤芯子和敷层材料有关的参量。设光

纤芯子和敷层材料的材料零色散波长分别为 λ_{01} 和 λ_{02} ($\lambda_{01} \neq \lambda_{02}$)

如图(2)所示平板波导导波色散曲线由下式决定:

$$\tan \beta d = \beta (P+q) / (\beta^2 - P^2) \quad (7)$$

式中:

$$P = [(n_1^2 - n_2^2)k_0^2 - \beta^2]^{\frac{1}{2}} \quad (8)$$

$$q = [(n_1^2 - 1)k_0^2 - \beta^2]^{\frac{1}{2}} \quad (9)$$

n_1^2 和 n_2^2 由(5)式和(6)式决定。平板波导导波色散曲线是可以直接测量的。

我们的计算表明, 芯径为 a 的阶梯折射率单模光纤, 当 $v \sim 2.0 \sim 2.4$, $n_1 \sim 1.5$, $\Delta \sim 0.1\%$ 时, 在材料零色散波长 λ_{01} 附近, 色散曲线和厚度 $d = 1.3a$ 的平板波导导波色散曲线符合得很好(相差一个常数), 因而可以利用测量导波色散曲线来间接测量阶梯折射率单模光纤在光纤材料零色散波长附近的色散曲线。

结论: 本文提出了一种间接测量阶梯折射率单模光纤在光纤材料零色散波长附近色散特性的方法。主要优点是无须利用制成的光纤, 这种方法对于系统研究光纤材料成分变化对光纤色散特性的影响和各种超长波长光纤的色散特性有实际意义。

参考文献

- (1) 张秀春, 光纤通信, 第五期, P94, 1984
- (2) 徐世凡, 光纤通信, 第二期(总21期), P1, 1984
- (3) K. Nassal Bell. Sys. Teh. J. 60, 3, 327 (1981)
- (4) 周礼冲, 周小玲, 方俊鑫 氯化铝型离子晶体零色散波长的计算。(待发表)

B-6 随机畸变对确定性分布反馈的影响

张 申 如

(南京通信工程学院)

实际波导系统中会同时存在随机性和确定性两种耦合因素。笔者曾在(1)中以密度矩阵方法讨论了同向传播时随机耦合对确定性耦合的影响。本文则试图将这种方法应用于反向传播模式间, 讨论随机畸变对确定性分布反馈(DFB)的影响。

一列前向和一列后向传播波模式间进行反向耦合时经随机畸变修正后的密度矩阵运动方程为:

$$\begin{aligned}
i d \rho_{11} / dz &= i \gamma (\rho_{22} - \rho_{11}) + K_{21} a_{12} + K_{12} a_{21} \\
i d a_{12} / dz &= 2 \Delta a_{12} + K_{12} (\rho_{11} + \rho_{22}) \\
i d a_{21} / dz &= -2 \Delta a_{21} + K_{21} (\rho_{22} + \rho_{11}) \\
i d \rho_{22} / dz &= i \gamma (\rho_{22} - \rho_{11}) + K_{21} a_{12} + K_{12} a_{21}
\end{aligned} \quad (1)$$

这里 $K_{12}(i, j=1, 2)$ 是确定性耦合系数, 并有 $K_{1j} = -K_{j1}^*$; γ 是随机耦合的功率耦合系数; $2\Delta = \beta_1 + \beta_2 - 2\pi/\lambda$ 为相应失配; $\rho_{ij} = a_i a_j^*$; $a_{12} = \rho_{12} e^{i \frac{2\pi}{\lambda} z}$,

$a_{21} = \rho_{21} e^{-i \frac{2\pi}{\lambda} z}$, 其中 a_1 、 a_2 、 β_1 、 β_2 分别是前向波和反向波的振幅系数和传播常数, 而 λ 为 DFB 区域正弦形光栅的空间周期。

在假定 γ 为常数时, 方程(1)是可以严格求解的。在 $\rho_{11}(0) = 1$, $a_{12}(L) = a_{21}(L) = \rho_{22}(L) = 0$ 条件下, 我们已得到全部解。其中 ρ_{11} 、 ρ_{22} 分别为:

$$\begin{aligned}
\rho_{11} &= \frac{1}{Q} \left\{ -2S_0^2 \operatorname{ch}^2(S_0(Z-L)) - 2\Delta^2 \operatorname{sh}^2(S_0(Z-L)) + 2\gamma K_{12} K_{21} \frac{\operatorname{sh}(2S_0(L-Z))}{2S_0} + 2\Delta^2 \gamma(L-Z) \right\} \\
\rho_{22} &= \frac{1}{Q} \left\{ 2K_{12} K_{21} \operatorname{sh}^2(S_0(Z-L)) + 2\gamma K_{12} K_{21} \frac{\operatorname{sh}(2S_0(L-Z))}{2S_0} + 2\gamma \Delta^2(L-Z) \right\} \quad \dots\dots (2)
\end{aligned}$$

$$\text{而 } Q = -2S_0^2 \operatorname{ch}^2(S_0 L) - 2\Delta^2 \operatorname{sh}^2(S_0 L) + \gamma(2K_{12} K_{21} \frac{\operatorname{sh}(2S_0 L)}{2S_0} + 2\Delta^2 L)$$

其中 $S_0^2 = |K_{12}|^2 - \Delta^2$ 。上述解在 $\gamma = 0$ 即仅存在确定性耦合时可与已有文献结果一致。

现在研究 DFB 区域的反射系数 R 和透射系数 T 。 $R = \rho_{22}(0) / \rho_{11}(0)$, 而 $T = 1 - R$, 由(2)

$$R = \begin{cases} \frac{(KL)^2 \operatorname{sh}^2(S_0 L) + \gamma L \cdot (KL)^2 \operatorname{sh}(2S_0 L) / 2S_0 L - \gamma L (\Delta L)^2}{(S_0 L)^2 \operatorname{ch}^2(S_0 L) + (\Delta L)^2 \operatorname{sh}^2(S_0 L) + \gamma L (KL)^2 \operatorname{sh}(2S_0 L) / 2S_0 L - \gamma L (\Delta L)^2} & \text{当 } \Delta^2 < K^2 \text{ 时} \\ \frac{1 + 2\sqrt{3}\gamma L}{1 + (KL)^{-2} + 2\sqrt{3}\gamma L} & \text{当 } \Delta^2 = K^2 \text{ 时} \\ \frac{(KL)^2 \operatorname{sh}^2(S_0 L) - \gamma L (KL)^2 \operatorname{sh}(2S_0 L) / 2S_0 L + \gamma L (\Delta L)^2}{(S_0 L)^2 \operatorname{ch}^2(S_0 L) + (\Delta L)^2 \operatorname{sh}^2(S_0 L) - \gamma L (KL)^2 \operatorname{sh}(2S_0 L) / 2S_0 L + \gamma L (\Delta L)^2} & \text{当 } \Delta^2 > K^2 \text{ 时} \end{cases} \quad \dots(3)$$

图1(a)、(b)、(c)示出了 $KL = 0.92, 1.84, 2.76$, 及 $\gamma L = 0, 0.05, 0.10$ 时反射系数 R 的数值计算值。

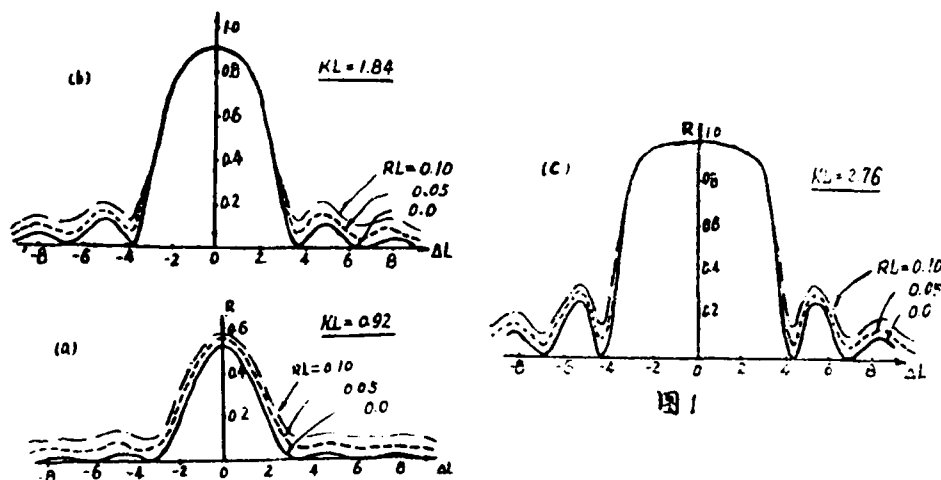


图 1

显见随机耦合的存在会影响反射系数，它使 $\Delta = 0$ 时反射曲线的峰值增高，而 Δ 很大时仍保持一定量的反射，即 $R \xrightarrow{\Delta \gg \frac{\gamma L}{1 + \gamma L}} \frac{\gamma L}{1 + \gamma L}$ 。

以 $\Delta + 1/g$ 替换(2)式中的 Δ ，我们就得到介质存在净增益系数 g 时反向耦合的结果。此时令 $Q = 0$ ，即意味着振荡产生。DFB激光器振荡阈值方程现在可写为：

$$4(\Delta + 1/g)^2(1 + \gamma L) = |K_{12}|^2(e^{2S_0 L}(1 + \frac{\gamma}{S_0}) + 2 + e^{-2S_0 L} \times (1 - \frac{\gamma}{S_0})) \quad (4)$$

其中 $S_0^2 = |K_{12}|^2 - (\Delta + 1/g)^2$ ，图 2 示出了用这个方程数值求解得到 $\gamma L = 0$ 时 ΔL ， $g L$ 与 KL 的关系曲线。图 3 则示出 $\gamma L \neq 0$ 时方程(4)的根相对于 $\gamma L = 0$ 时的修正量。注意 $\delta(\Delta L)$ 为位相修正量，由于它相对很小，图中已予忽略；图 3 示的 $\delta(g L)$ 为振荡增益的修正量，它为正值意味着振荡阈值增益会因随机畸变存在而提高。

在 γL 不大的情况下， $\delta(g L) \approx \frac{\gamma L}{2}$ ，这不仅可以从图 3 曲线来得到，也可从方程(4)中以解析方法证明之。

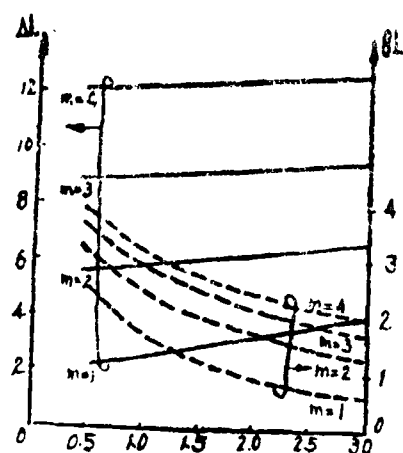


图 2

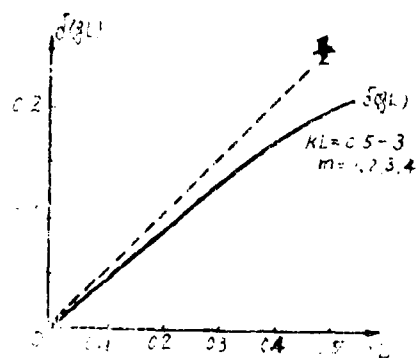


图 3

参考文献

- (1) 张申如：〈模耦合的密度矩阵方法〉《中国光学学会纤维光学和集成光学专业委员会学术交流会论文集》1984.10, P133

7-7 利用激光准导波模的研究及其应用

丁铁男

(中国科学院长春物理所)

一九六九年 P. K. Tien⁽¹⁾ 等人首次提出了用棱镜耦合器研究波导模式的方法，并观察到波导的 m 线。最初人们是把它作为一种把激光束耦合到波导中去，或耦合出去的耦合器而提出来的。但是，人们很快发现它不但是—种很好的耦合器，而且是一种很有前途的测量薄膜参数的方法。因而出现了一系列对这一方法本身的研究工作。^(2, 3, 4, 5) 研究指出，与传统的干涉法、椭圆仪法、机械法相比这种方法具有简便等优点。这些研究工作的目的十分明确，就是要把它发展成一种测量薄膜参数的仪器。经过大量的研究工作^(6, 7, 8, 9) 美国 Metricon 公司首先在一九八一年把它发展成仪器投入市场。该仪器名称为“PC-200 Prism Coupler”。

这项技术自提出以来，经十年的历史发展成为仪器，取得了不小成绩。但是它有一个

根本缺点, 就是需要一个耦合头, 原来把棱镜压在薄膜表面上。由于波导表面上有这样一个棱镜的存在, 使波导不再是一个自由波导, 它必然给测量带来误差。对于某些高分子薄膜, 问题就更为严重。这种加在波导表面上的压力本身就改变了材料的折射率。这就提出一个问题, 能不能去掉波导表面上的棱镜来激发波导的模式, 获得 m 线, 进而测量薄膜参数。

我们知道, 波导的模式是由于光在波导中传播时, 一定要满足相干加强的条件而产生的。对于导模, 光波在上下界面都发生全反射。对于一个真波导来说, 如果一束光从波导的某一侧面进入波导的话, 它也一定能从这个界面折射出来。这就是我们一定要使用一个耦合器把激光束送入波导的原因。

我们称光波在波导的一个界面上是全反射的, 而在另一个界面上是部分反射的波导为准波导或漏波导。当薄膜的折射率小于衬底的折射率而大于包层的折射率时波导是一准波导。在真波导的衬底辐射模范围内, 它也是一个漏波导。稍加注意我们会发现, 在一漏波导内, 如果部分反射回来的波的能量足够强, 它仍可满足相干加强的条件, 而在波导内传播一定距离。当然可以想象到, 这种波导的损耗比导模大得多。我们称这种波为漏模。可见, 这种漏模也具有导模的特点: 它在波导中的传播常数不是连续的, 而是取一系列的分立数值。但完全不同于导模, 它在一个界面上不再是全反射, 而是部分反射, 必然有一部分光要折射出来。把折射出来的光投射到一个屏幕上也可形成 m 线。测量 m 线, 即可得到薄膜参数。我们设计了两个实验, 证实了这种漏模 m 线的存在, 并利用这种方法测量了薄膜的参数。

首先我们用玻璃棱镜作衬底^[1], 用溶液沉积的方法, 在棱镜底面上沉积一层 Polystyrene 薄膜。把氦氖激光从棱镜一侧送入棱镜, 在棱镜另一侧观察到 6 条 m 线, 测量得到薄膜的厚度为 $6.44 \pm 0.04 \mu\text{m}$, 折射率为 $n = 1.58512 \pm 0.00004$ 。在另一实验中^[2], 我们把 PMMA 薄膜, 沉积在普通的矩形玻璃衬底上, 利用棱镜从衬底另一侧, 先激发衬底模, 再通衬底模激发漏模, 也观察到了 m 线, 并测得薄膜的厚度为 $6.53 \pm 0.16 \mu\text{m}$, 折射率为 1.48757 ± 0.00006 。由于准波导漏模的损耗较大, 观察准波导漏模的 m 线是有条件的。我们的实验指出, 当准波导内部部分反射界面的反射系数大于 $\frac{1}{2}$ 时, 可观察到漏模 m 线^[3]。

由于这种方法克服了棱镜耦合器对薄膜的影响, 并具有简便, 可测量折射率低于衬底的薄膜材料等特点, 因此有它特有的用途。我们知道波导表面的包层材料, 对光波导器件的性质有很大影响, 研究包层材料可以改进器件的性质, 甚至导致具有新功能的器件。漏模 m 线方法是研究波导包层材料的有力工具。此外以 Langmuir 薄膜做绝缘层改进 MIS 器件和发光器件性能方面已取得了可喜的成果。在利用 Langmuir 薄膜做探测器传感器、存储器的研究工作也很活跃。在集成光学的领域中, 关于 Langmuir 薄膜的各向异性, 垂

其佳的研究也认为是很有前途的工作。本文所介绍的方法也将是研究这种复杂问题的有力工具之一。

参考文献

- (1) P.K.Tien, et al, Appl.Phys.Lett., 14 291 (1969)
- (2) P.K.Tien, Appl.Opt., 10 2395 (1971)
- (3) A.C.Adams, et al, J.Electrochem.Soc., 126 1539 (1979)
- (4) D.S.Weil, et al, Appl.Phys.Lett., 32 819 (1978)
- (5) D.J.Walter, Thin Solid Films, 23 153 (1974)
- (6) A.Adams, J.Electrochem.Soc., 126 1539 (1979)
- (7) B.A.Rames, et al, Appl.Phys.Lett., 30 26 (1977)
- (8) M.Olivier, et al, Appl.Phys.Lett., 32 386 (1978)
- (9) 长春物理研究所平板光波导组, 光学技术 1 29 (1980)
- (10) Tie-Nan Ding, Elsa Gardine, Appl.Opt.22 3177 (1983)
- (11) Tie-Nan Ding, Elsa Gardine, Optics Communications, 48 113 (1983)
- (12) R.B.Roberts, Contemp.Phys., 25 109 (1984)
- (13) Vincent, P.S and G.G.Polenta, Thin Solid films 68 135 (1980)

B-8 介质波导色散特性几种计算方法的

比较及实验结果

王志玉 唐明光

(成都电讯工程学院)

介质波导在毫米波和光波段有广泛的应用, 如毫米波集成波导和集成光波导均由多层介质组成。对介质波导传播特性的计算, 从1969年Marcattilli和Goell相继发表Marcattilli法⁽¹⁾和点匹配法⁽²⁾ (Point-matching method)以来, 1970年Knox和Toulios提出有效介电系数法⁽³⁾ (即RDC法), 1974年Pregla发表变分法⁽⁴⁾ (Variational method), 1978年Solbach和Wolff⁽⁵⁾用模式匹配法分析了介质波导的传播特性。更近些的研究, 由Oliner和Peng⁽⁶⁾等发现电磁波在介质波导

传播时, 由于在传播方向两侧边界处发生模式变换而产生漏波现象, 这种现象只有当波传播就会发生。他们利用横向谐振模式匹配技术发展了严格的理论和一系列求解介波导的通用计算程序, 使理论和数字分析有机地结合在一起。

Goell 的点匹配法需要用到 Bessel 函数 (在波导芯区) 和修正 Bessel (在波导外区), 且需选择相当多的匹配点, 故计算工作量非常大。虽然这种方法比 Marcattili 法和 EDC 法在低频端更接近实际值, 但它仍然是一种近似算法, 除非选择无穷多个匹配点。

众所周知, Marcattili 法和 EDC 法是介质波导工程中使用最广泛的两种近似算法。在高频区或被强烈地限制在波导芯区的导模, 这两种方法都有足够的精确度, 且有相当简单的计算程序。遗憾的是在低频区或近截止区的计算结果远离实际值。这是因为 Marcattili 法中忽略了矩形波导四个角外阴影线区域的场, 如图 1 所示。在近截止频率时, 这些场不能随意忽略, 因为此时工作波长很长, 场已不再被限制在波导芯区, 而向波导外扩展。Knox 等提出的 EDC 法是考虑到矩形介质波导中独立的本征模 TE 和 TM 模式相互耦合, 引入所谓“有效介电系数 ϵ_{eff} ”的概念。具体是分别从波导的两个横方向 (X、Y 方向) 将矩形介质波导考虑为分层平板均匀介质波导, 如图 2 所示。先求出图 2 (b) 结构的有效介电系数 ϵ_{eff} :

$$\epsilon_{eff} = \epsilon_1 - \frac{k_y^2}{k_0^2} = (k_z^2 / k_0^2) \text{ 平板}$$

图 1

将此 ϵ_{eff} 作为一种假想介质, 沿 X 方向 (如图 2 (c)) 再求得矩形波导的传播常数 k_z :

$$k_z = (\epsilon_{eff} k_0^2 - k_y^2)^{1/2}$$

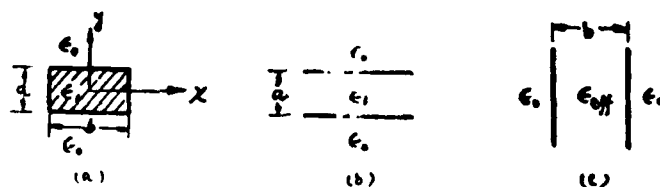


图 2

后来, Itoh⁽⁶⁾等将 EDC 法推广到更复杂的介质波导结构, 使 EDC 法在工程设计领域占据了重要地位。但是, 与 Marcattili 法一样, 在临近截止频率区域, EDC 法所求的传播常数数值偏离实际值, 因为 EDC 法仅考虑了一个模式。而在 Y 和 X 方向的边界面上, 由于介电系数突变, 从而激励起高阶模式。要使边界面处的切向场完全匹配, 仅仅考虑基模是不够的。

EDC 法引入耦合方程, 但是在求解此方程组时必须找出一个合适的模式函数, 而这往

往是十分困难的，特别对于稍微复杂的结构。因此，这种方法虽在理论上的关键，但实际应用范围有限。

Oliner 和 S. T. Peng 等提出的横向谐振模式匹配技术，为求解一般的介质波导传播常数和场分布提供了一种严格的理论，并且能方便地进行数值计算。根据这种理论发现了其他理论未能发现的漏波和谐振现象⁽⁶⁾。该理论对矩形介质波导的求解归结为如图 3 所示的等效传输线网络方法。图中 K_n' 、 K_n'' 分别表示第 n 次 TE 和 TM 模的波数； Y_n' 、 Y_n'' 分别为第 n 次 TE 和 TM 模的特征波导纳；而 $n=1, 2, \dots$ ， Y_{11} 、 Y_{22} 为与相同极化模之间耦合有关的导纳矩阵，而 Y_{12} 、 Y_{21} 为与相反极化模之间耦合有关的导纳矩阵。由于结构的对称性，可在 $x=0$ 对称面将图 3 (a) 的横向等效传输线网络简化为在对称面开路 and 短路的两个网络来分析。由此得出求解波传播常数 k_z 的最终表示式：

$$\det(\vec{Y} + \vec{Y}') = 0$$

式中，

$$\vec{Y} = \begin{pmatrix} Y_{11} & Y_{12} \\ Y_{21} & Y_{22} \end{pmatrix}$$

$$\vec{Y}' = \begin{pmatrix} \vec{Y}' & 0 \\ 0 & \vec{Y}' \end{pmatrix}$$

上述各式中，所有的 Y 均为矩阵。

图 3 (b) 所示传输线开路情况有：

$$\vec{Y}_n' = j Y_n' \tan k_{xn}' \left(\frac{a}{2} \right)$$

$$\vec{Y}_n'' = j Y_n'' \tan k_{xn}'' \left(\frac{a}{2} \right)$$

图 3 (c) 所示传输线短路情况有：

$$\vec{Y}_n' = -j Y_n' \cot k_{xn}' \left(\frac{a}{2} \right)$$

$$\vec{Y}_n'' = -j Y_n'' \cot k_{xn}'' \left(\frac{a}{2} \right)$$

$\vec{Y}$ 矩阵中包含了传播常数 k_{zn} ，而 $\vec{Y}'$ 矩阵不含 k_{zn} 。

对超级矩阵方程(1)求解，即可得 k_z 。

为了对上述计算方法进行比较，我们在微波波段对矩阵介质波导作了模拟实验。图 4 示出几种主要计算方法与实验测量值的比较。由图看出，横向谐振模式匹配法的理论值与实验值的一致性令人相当满意。而 EDC 法和 Marcattini 法在高频区接近实验值，而在近截止频率附近与严格计算法和实验值相比有较明显的偏离。

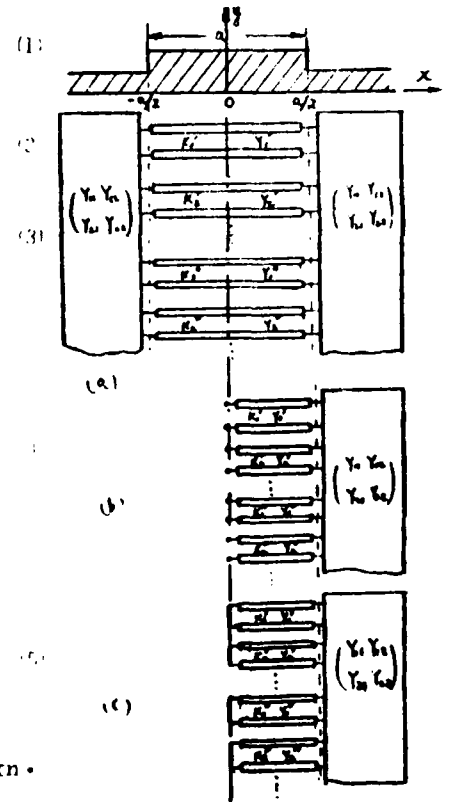


图 3

Goell 的点匹配法与横向谐振模式匹配法相比，因为对前者仅计算了 16 个模式，精确度不够，故与实验值的符合程度不及后者。由图 4 还得出一条严重结论，即在利用 EDC 法计算时，并未指明先沿 X 方向或先沿 Y 方向计算，因此当采用 $TE^Y - TM^X$ 和 $TM^Y - TE^X$ 两种不同计算顺序时所得的结果大不一样。由图看出， $TE^Y - TM^X$ 计算顺序更接近于实际情况。因为在此情况下，Y 方向场几乎大部分集中在波导芯区，波导外区场则很快衰减到零，故一个模式可以近似切向场在边界上匹配。反之，采用 $TE^Y - TE^X$ 计算顺序时，Y 方向场在波导外区衰减得很慢，因而只考虑基模就不能使切向场近似匹配。这样就得到应用 EDC 法的一条原则：首先计算的方向必须沿模式场大部集中在波导芯区的方向。

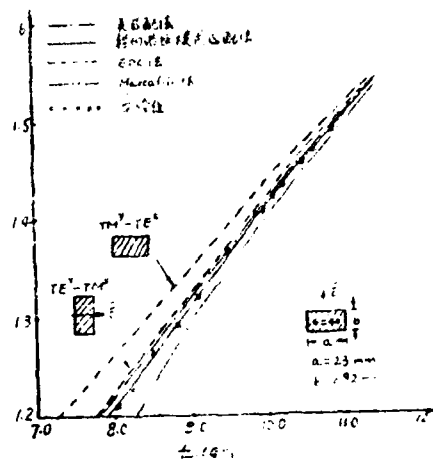


图 4

综上所述，我们认为在设计介质波导时，如果采用近似方法计算，为估计计算结果与实际值的偏离大小，可用横向谐振模式匹配法作为校验。

参考资料

1. E.A.J. Marcattili, B.S.T.J., Vol. 48, pp. 2071--2102, Sept. 1969.
2. J.E. Goell, B.S.T.J., Vol. 48, pp. 2133--2160, Sept. 1969.
3. R.M. Knox and P.P. Toullos, Proc. Symposium on Submillimeter Waves, pp. 497--516, April 1971.
4. K. Solbach and I. Wolff, IEEE Trans. MTT, Vol. 26, pp. 266--274, April 1978.
5. S.T. Peng and Oliner, IEEE Trans. MTT, Vol. 29, pp. 843--855, Sept. 1981.
6. T. Itoh, IEEE Trans. MTT, Vol. 24, pp. 821--827, Nov. 1976.

B-9 离子交换玻璃光波导模式

石邦任 王江

(中国科学院长春物理研究所)

本工作引用前) 用一级微扰理论处理高斯型折射率分布扩散光波导所得到的色散方程和

模场解析式, 并取微扰项系数 a 作为适当选取的波导拟合参数, 对文献(2)高斯型对称玻璃光波导, 计算了 TM 模传播常数和模场, 与实验值相比较得到了满意结果。

文献(2)对高斯型折射率分布玻璃光波导用微扰法做了解析描述, 用波数与厄米函数得出了一级近似的色散方程, 但没有给出一级近似的模场解析式。另外, 从他们的微扰矩阵元表达式(8), 可以明显地看出有误, 即便是纠正了这一点, 其表达式也是非常繁复的, 也不适于一般计算。针对于此, 我们在一级微扰理论近似下, 对高斯折射率分布用三项 Taylor 展开近似其折射率分布, 给出一级近似的色散方程和模场解析式, 公式较简洁, 适于一般计算, 其计算结果也是好的。

本工作就是利用前文一些结果, 对文献(2)研制的玻璃光波导进行理论计算。在计算上我们做了一点改进, 即是选取微扰项系数 a 作为波导的最佳拟合参数, 这样在物理内容上就选用了更近似于实际的波导折射率分布, 提高了计算效果。在数值计算上, 结合实测的波导模谱数值, 用最小二乘法进行曲线拟合计算, 得出最佳的波导参数, 即表面最大折射率 n_0 , 交换深度 d 及参数 a 。

由前文, 在一级微扰近似下高斯折射率分布对称光波导的色散方程和模场解析式。

$$\frac{(\beta/k)^2 - n_0^2}{n_0^2 - n_c^2} = 1 - \frac{2m+1}{\epsilon_m^2} + \frac{3a}{4\epsilon_0^4} (2m^2 + 2m + 1) \quad (1)$$

$$F_m = f_m - \frac{\frac{1}{4} \frac{a}{\epsilon_0^2} [m(m-1)(m-2)(m-3)]^2}{\epsilon_m - \epsilon_{m-4}} f_{m-4} - \frac{\frac{1}{2} \frac{a}{\epsilon_0^2} [m(m-1)(2m-1)^2]^2}{\epsilon_m - \epsilon_{m-2}} f_{m-2} - \frac{\frac{1}{2} \frac{a}{\epsilon_0^2} [(m+1)(m+2)(2m+3)^2]^2}{\epsilon_m - \epsilon_{m+2}} f_{m+2} - \frac{\frac{1}{4} \frac{a}{\epsilon_0^2} [(m+1)(m+2)(m+3)(m+4)]^2}{\epsilon_m - \epsilon_{m+4}} f_{m+4} \quad (2)$$

结合文献(2)玻璃光波导模谱数据, 用最小二乘法求出最佳拟合参数, 由公式(1)和(2)进行数值计算, 传播常数计算值列入表 1。同时也做出了色散特性曲线和模场分布曲线, 如图 1、图 2。对比光波导实测的模谱数值, 可见我们的计算结果是好的, 均方偏差 ± 0.000639 , 所以我们的理论处理和计算是可行的。

• 系 1984 年长春光机学院毕业生。

值得指出的一点是，它的近似值在光纤光学中是很重要的。把 a 作为波导的拟合参数，目的在于使用有限项 Taylor 展开，能给出接近实际波导折射分布的近似。我们选取 a 值为 0.2772 ± 0.0002 ，即光波导折射率分布近似为

$$n^2(y) \approx n_0^2 - \frac{1}{2} n^2 \left(y^2/d^2 - 0.2772 y^4/d^4 \right)$$

表1 玻璃光波导 β/k 的观测值和理论值的比较

衬底折射率 $n_s = 1.5125$, β/k 的实验误差 ± 0.0003

TM 模 $m =$	观测	抛物线近似		高斯近似	
		理论	偏差	理论	偏差
0	1.5993	1.5965	-0.0028	1.5979	-0.0014
1	1.5925	1.5914	-0.0011	1.5923	-0.0002
2	1.5858	1.5863	0.0005	1.5867	0.0009
3	1.5802	1.5812	0.0010	1.5812	0.0010
4	1.5751	1.5761	0.0010	1.5758	0.0007
5	1.5697	1.5710	0.0013	1.5704	0.0007
6	1.5650	1.5659	0.0009	1.5651	0.0001
7	1.5604	1.5607	0.0003	1.5599	-0.0005
8	1.5551	1.5555	0.0004	1.5547	-0.0004
9	1.5503	1.5503	0.0000	1.5496	-0.0007
10	1.5449	1.5451	0.0002	1.5445	-0.0004
11	1.5398	1.5399	0.0001	1.5395	-0.0003
12	1.5347	1.5347	-0.0000	1.5346	-0.0001
13	1.5298	1.5297	-0.0004	1.5297	-0.0001
14	1.5245	1.5241	-0.0004	1.5249	0.0004
15	1.5199	1.5188	-0.0011	1.5202	0.0003

均方偏差

± 0.000999

± 0.000639

拟合参数

$n_0: 1.5990 \pm 0.0002$ $n_c: 1.6007 \pm 0.0002$

$d: 6.4790 \pm 0.0002$ $a: 5.8189 \pm 0.0002$

$a: 0.2772 \pm 0.0002$

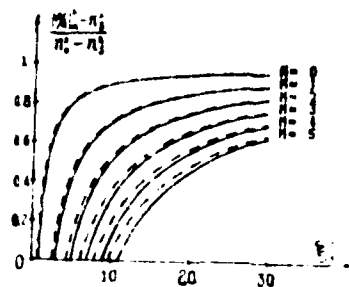


图1 模式色散特性曲线: 实线抛物线分布、虚线高斯分布 ($a=0.2772$)

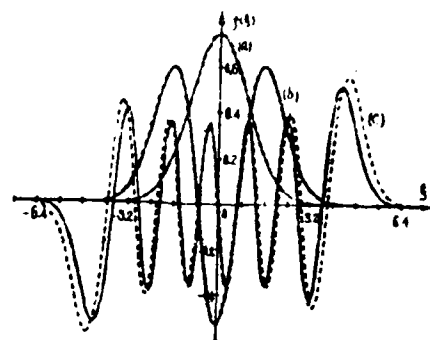


图2 模场分布: 实线抛物线分布: 虚线高斯分布 ($a=0.2772$)

(a) $m=0$ (b) $m=2$ (c) $m=11$

参考文献

- (1) 石邦任、文雨水:《光学学报》1984.4.No.6(Jue) 541
- (2) I Savat'ina, E. Nadjakov; Appl. Phys., 1975.8.No.3(Nov) 245

E-10 弯曲平面介质波导的传播常数

曹庄琪 杨傅子 方俊鑫

(上海交大应用物理系)

图1所示的弯曲平面介质波导的辐射损失系数可以通过四层平面介质波导近似法求得,⁽¹⁾所得结果与 Marcuse 的理论⁽²⁾完全一致。但文献(1)(2)所采用的理论基本上是零级近似,因而无法求出弯曲平面介质波导的传播常数。文献(3)用二次微扰法推导弯曲平面介质波导的传播常数,但推导方法比较繁琐,所得结果也比较繁杂。本文在文献(1)的基础上,用一级近似理论,导出了弯曲平面介质波导的传播常数的解析公式。

对于图2所示的四层平面介质波导,设各层介质的折射率满足下述关系:

$$n_3 > n_1 > n_0 > n_2$$

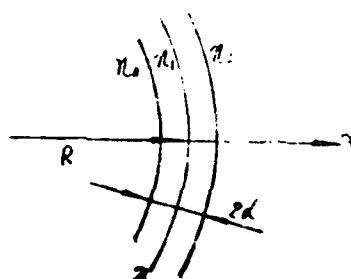
光在折射率为 n_1 的介质内传播,对 T_{EM} 波,设波动方程在四个区域中的解分别是:

$$H_y = \begin{cases} \frac{A_1 \exp(-1b_1 x) + A_2 \exp(1b_1 x)}{-d \leq x \leq d} \\ \frac{B_1 \exp(-P_2(x-d)) + B_2 \exp(P_2(x-d))}{d \leq x \leq d+s} \\ \frac{C_1 \exp(P_0(x+d))}{x \leq -d} \\ \frac{D_1 \exp(-1b_3(x-(S+d)))}{x \geq S+d} \end{cases} \quad (1)$$

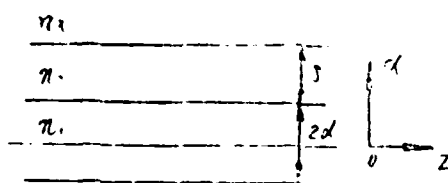
其中

$$\begin{aligned} b_1 &= (k_0^2 n_1^2 - \beta^2)^{\frac{1}{2}} \\ b_3 &= (k_0^2 n_3^2 - \beta^2)^{\frac{1}{2}} \\ P_0 &= (\beta^2 - k_0^2 n_0^2)^{\frac{1}{2}} \\ P_2 &= (\beta^2 - k_0^2 n_2^2)^{\frac{1}{2}} \end{aligned}$$

根据边界条件,可得到光在四层平面介质波导中传播的色散方程:



图一 弯曲平面波导



图二 四层结构波导

$$(e^{2i(2b_1d-\varphi_{10})} - e^{-2i\varphi_{12}}) e^{-2P_2S} e^{2i\varphi_{32}} = e^{2i(2b_1d-\varphi_{10}-\varphi_{12})} - 1 \quad (2)$$

其中

$$\varphi_{10} = \operatorname{tg}^{-1} \frac{n_1^2 p_0}{n_0^2 b_1}$$

$$\varphi_{12} = \operatorname{tg}^{-1} \frac{n_1^2 p_2}{n_2^2 b_1}$$

$$\varphi_{32} = \operatorname{tg}^{-1} \frac{n_3^2 p_2}{n_2^2 b_3}$$

在弱耦合情况下, 即 S 较大时, 有

$$e^{2i(2b_1d-\varphi_{10})} \approx e^{2i\varphi_{12}} \quad (3)$$

于是(2)式变为

$$2i \sin 2\varphi_{12} e^{-2P_2S} e^{2i\varphi_{32}} = e^{2i(2b_1d-\varphi_{10}-\varphi_{12})} - 1 \quad (4)$$

已知弯曲平面介质波导表面附近 ($x \geq d$) 场的形式为

$$\exp(-P_2(x-d)) + A \exp(P_2(x-d)) \quad (5)$$

式中

$$A = -\frac{1}{2} \exp(2P_2d - 2R(\beta l n \frac{P_2 + \beta}{k_0 n_2} - P_2)) \quad (6)$$

若令

$$A = \frac{B_2}{B_1} = e^{-2P_2S} e^{2i\varphi_{32}} \quad (7)$$

则把弯曲平面介质波导近似变换为四层平面介质波导, 四层平面介质波导的参数 S 和 n_3 可由(6)(7)两式确定。

由(6)、(7)两式, (4)式变为

$$-2i \sin 2\varphi_{12} \cdot A = e^{2i(2b_1d-\varphi_{10}-\varphi_{12})} - 1 \quad (8)$$

而三层平面介质波导的色散方程为:

$$e^{2i(2b_1d-\varphi_{10}-\varphi_{12})} - 1 = 0$$

由(8)、(9)二式, 可得:

$$\frac{\beta^0}{b_1^0 w_{eff}} \delta\beta = \sin 2\theta_{12} \cdot A \quad (10)$$

其中

$$w_{eff} = 2d + \frac{1}{p_0^0 \zeta} + \frac{1}{p_0^0 \bar{\zeta}} \quad (11)$$

$$\zeta = \beta^{02} / k_0^2 n_1^2 + \beta^{02} / k_0^2 n_2^2 - 1 \quad (12)$$

因为在折射率为 n_3 的介质中是辐射场, 说明在四层平面介质波导中, 传播常数是复数。令

$$\beta = \beta^0 + \delta\beta = \beta^0 + \delta\beta_1 + i\delta\beta_2 \quad (13)$$

则由(10)式可得

$$\delta\beta_2 = - \frac{F U}{2\beta^0 (1 + F^2 U^2 (\frac{V}{\beta^0} + \frac{\theta}{2})^2)} \quad (14)$$

$$\delta\beta_1 = - \frac{F^2 U^2 (\frac{V}{\beta^0} + \frac{\theta}{2})}{2\beta^0 (1 + F^2 U^2 (\frac{V}{\beta^0} + \frac{\theta}{2})^2)} \quad (15)$$

式中

$$F = \frac{2n_1^2 n_2^2 b_1^{02} p_2^0}{(n_2^4 b_1^{02} + n_1^4 p_2^{02}) w_{eff}} \quad (16)$$

$$B = \left(\frac{1}{p_2^{02}} - \frac{1}{b_1^{02}} \right) + \frac{2(n_1^4 - n_2^4)}{n_2^4 b_1^{02} + n_1^4 p_2^{02}} \quad (17)$$

$$U = \exp(2p_2^0 d - 2R \frac{p_2^{03}}{3\beta^{02}}) \quad (18)$$

$$V = \frac{\beta^{04}}{p_2^0} - \frac{p_2^{04} R}{\beta^0} - \frac{p_2^{03} R}{3\beta^{03}} \quad (19)$$

是微扰, (17) 式中都是三层平面波导的参数, 因此计算是方便的。

在做微扰时, B 很大, 因此 β 是小量, 若忽略 (14) 式分母中的二阶小量, 则有

$$\delta \beta_2 = - \frac{\pi U}{2 \beta_1} \quad (20)$$

而这即是文献(1)、(2)的结果。

B-11 Ti 扩散 Li 光波导的喇曼散射

石邦任

(中国科学院长春物理研究所)

Ti 扩散 LiNbO₃ (LN) 光波导具有优良的性能, 是集成光学器件中实用性很强的新材料。光波导中的喇曼光谱是研究薄层内部结构的一种方法, 是分析其晶格振动的重要手段, 从而提供该层的空间构型及其光学性能。

我们实验是在室温条件下测量了 Ti 扩散 LN 光波导的直角喇曼散射光谱。对光波导样品采用棱镜耦合光学激发的方法, 进行了四种配置的喇曼光谱测量, 测得了 $A_1(TO)$ 模和 $E(TO)$ 模。它表征了 LN 光波导中氧八面体构型的特征振动型式。并发现在 $X(ZZ)Y$ 、 $Y(YZ)Y$ 任何配置下异常的喇曼光谱现象。

从实验技术上讲, 我们的测量是利用集成光学波导耦合技术作为光激发薄膜的手段, 有效地给出了薄膜喇曼光谱, 从而提供分析膜结构的有效方法。

室温条件下 LN 晶体是铁电晶体, 结构属于三角晶系, 点群为 $3m(C_{3v})$ 。在每个初基晶胞中包含两个分子, 共 10 个原子, 总共有 30 个振动自由度。除了个声学支外, 还有 27 个光学支。根据群论分析⁽¹⁾, 在 Γ 点光学振动器的对称分类为

$$4A_1 + 5A_2 + 9E,$$

其中 A_1 模和 E 模既是喇曼活性的又是红外活性的, 而 A_2 模是非喇曼活性的和非红外活性的。 A_1 和 A_2 模是非简并的, E 模为二度简并的。

在我们散射组态配置下, $X(ZZ)Y$ 配置, 应当观测到全部 $A_1(TO)$ 模。 $X(ZX)Y$ 、 $X(YX)Y$ 、 $X(YZ)Y$ 配置, 应当观测到 $E(TO)+E(LO)$ 模。

我们实验用法国 T-800 型激光喇曼谱仪。入射光用 $4880\text{\AA}^+ \text{Ar}^+$ 激光, 输出功率 400

仪器分辨率 0.25cm^{-1} , 波长精度 $\pm 0.2\text{nm}^{-1}$.

样品分两组: 一组是Y切Ti扩散LN光波导样, 尺寸为 $x:y:z=25:2:20\text{mm}$, 波导损耗约 1dB/cm , 波导深度约 $1\mu\text{m}$. 另一组是Y切抛光LN晶片, 尺寸为 $x:y:z=25:2:20\text{mm}$.

我们测量了LN晶体样在四种几何配置的直角喇曼散射光谱. $X(ZZ)Y$ 配置测得了 $A_1(\text{TO})$ 模, 如图1(a). $X(ZX)Y$ 、 $X(YX)Y$ 、 $X(YZ)Y$ 配置测得了 $E(\text{TO})+E(\text{LO})$ 模, 如图1(b)~(d). 对Ti扩散LN光波导样, 用棱镜耦合法引入激发光, 同样进行了四种几何配置的直角喇曼光谱测量, 如图2(a)~(d).

从我们测量的喇曼光谱图中, 可以发现一个有意思的结果. 对比 $X(YZ)Y$ 配置下两种样品的谱图, 明显看出波导样异常的喇曼光谱现象, 正如图所示.

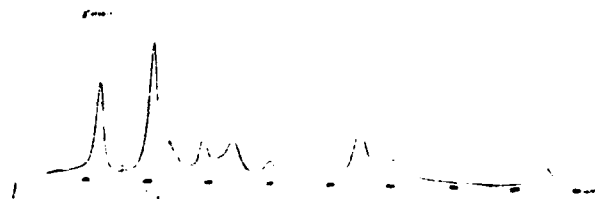


图1 LN晶体喇曼光谱(d) $X(YZ)Y$ 配置

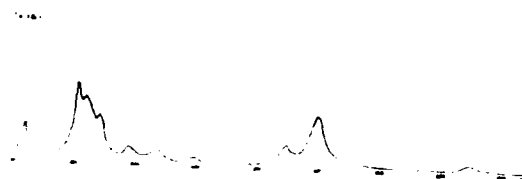


图2 Ti扩散LN光波导喇曼光谱(d) $X(YZ)Y$ 配置

参考文献

- (1) R.F. Schaufele and M.J. Weber: Phys. Rev., 1966, 152, No2 (DEC) 705

B-1.2 矩形介质方向耦合器的近似分析

王敬益 于瑞鹏 谭叔明

(北方交通大学)

摘 要

本文对矩形介质方向耦合器提出一种近似分析法, 所得结果的零级近似与 Marcatili 的结果完全一致, 一级近似与 A. Sharma 的结果接近, 而本法较为简便。

用矩形介质波导构成的方向耦合器是集成光学基本元件之一。对这种耦合器, 原则上可用 Maxwell 方程或光波耦合理论及数值法来分析⁽⁵⁾⁽⁶⁾, 但迄今未见其严格解析解或数值解。数学上的繁难迫使人们寻求其近似分析法, 较有代表者首推 Marcatili 法⁽¹⁾, 该法由于许多假设而精度欠高。Sharma 等⁽¹⁾将变分法应用于单根矩形波导, 得到很接近 Boell 数值解⁽⁸⁾的结果; 然后通过二阶波动方程引入等效折射率和等效波导结构进而推广到耦合器分析。本文则始终直接针对双根波导耦合系统进行分析。

考虑如图 1 所示的对称介质方向耦合器, 其折射率分布为

$$n(x, y) = \begin{cases} n_1 & (\text{波导 } a, b \text{ 芯区}) \\ n_0 & (y > 2L_0, x \text{ 任意}) \\ n_2 & (\text{其它各处}) \end{cases}$$

其中 $n_1 > n_2 > n_0$ 。仿文献⁽³⁾将坐标尺扩大

$$k_0 \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \text{ 倍, 作变换 } v_j = L_0 k_0 \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad (2)$$

并定义归一化传播常数 P 。

$$P^2 = (\beta^2 - k_0^2 n_2^2) / k_0^2 (n_1^2 - n_2^2) \quad (3)$$

为便于与文献(1)、(2)比较, 用 $\psi(x, y)$ 表示耦合器基模的场函数。(本法易推广到弱导模, 对于弱导引, 因 E_{mn}^x 与 E_{mn}^y 模近似简并, 可用一个 ψ 表示之)。 ψ 满足波动方程

$$\hat{H}\psi = P^2 \hat{I}\psi \quad (4)$$

式中 $\hat{I}$ 为单位算子, 实微分算子 $\hat{H}$ 分区定义为

$$\hat{H} = \begin{cases} \nabla_t^2 + 1 & (n_1 \text{ 区}) \\ \nabla_t^2 & (n_2 \text{ 区}) \\ \nabla_t^2 - Q^2 & (n_0 \text{ 区}) \end{cases} \quad (5)$$

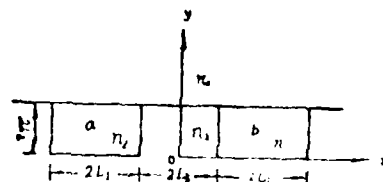


图 1

$$H = -\frac{1}{2} \nabla^2 + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \quad Q = (n_2^2 - n_0^2) / (n_1^2 - n_2^2)$$

用 \$\psi\$ 乘式(4)两边, 然后积分得到

$$P = \iint_{-\infty}^{\infty} \psi \hat{H} \psi dx dy / \iint_{-\infty}^{\infty} \psi \hat{I} \psi dx dy \quad (6)$$

可以证明⁽⁴⁾, 由于 \$\hat{H}\$ 的自伴性, 式(6)是一个变分表达式, 它对变分 \$\delta\$ 是常定的或不敏感的。

因此, 如所选试探函数 \$\psi_t\$ 是 \$\psi\$ 的较好近似, 则式(6)必定给出 \$P^2\$ 的更高级近似 \$P_t^2\$。

运用 Ritz 程序可使 \$\psi_t\$ 与 \$P_t^2\$ 逐次逼近真实场的 \$\psi\$ 和 \$P^2\$。顺便指出, 在弱导条件下, 可适当选择扰算子 \$\hat{H}'\$ (例如选为折射率平方之差), 此外, 所选未扰场函数 \$\psi_0\$。如果同上述 \$\psi_t\$ 一致, 则可预期, 若将文献⁽¹⁾的微扰法推广应用于耦合器, 其结果预计与本法相当。但是, 这种相当关系并非在任何条件下都必然存在。

我们选 \$\psi = X(x)Y(y)\$ 作

为 \$\psi\$ 的零级近似, 这里 \$X\$ (或 \$Y\$)

方向五 (或三) 层平板波导的

TE 导模解, 其折射率和分界面

取法和耦合器的基本一致, 如

图 2 所示。由于介质波导的磁

导率可看作常数 \$\mu_0\$。因此, 根

据一维波动方程和 \$X\$ (或 \$Y\$) 及其导数在边界上连续条件, 即可写出 \$X\$ (或 \$Y\$) 及相应的色散方程:

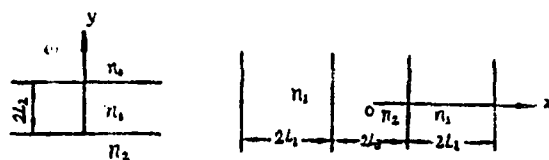


图 2

$$X(x) = \begin{cases} \frac{C \cos \alpha_1 V_3 + D \sin \alpha_1 V_3}{\exp(P_1 V_3) + \eta \exp(-P_1 V_3)} (\exp(P_1 X) + \eta \exp(-P_1 X)) & X \leq V_3 \\ C \cos \alpha_1 X + D \sin \alpha_1 X & V_3 \leq X \leq V_3 + 2V_1 \\ (C \cos \alpha_1 (V_3 + 2V_1) + D \sin \alpha_1 (V_3 + 2V_1)) \exp(P_1 (V_3 + 2V_1 - X)) & X \geq V_3 + 2V_1 \end{cases} \quad (7)$$

$$\begin{cases} \tan(\alpha_1 V_3 - \delta_1) + (m-1)\pi = -P_1 Q_1 / \alpha_1 Q_2 & (m=1, 2, \dots) \\ \tan(\alpha_1 (V_3 + 2V_1) - \delta_1 + (m-1)\pi) = P_1 / \alpha_1 \end{cases} \quad (8)$$

$$Y(y) = \begin{cases} (A \cos 2\alpha_2 V_2 + B \sin 2\alpha_2 V_2) \exp(-r_2 (y - 2V_2)) & y \geq 2V_2 \\ A \cos \alpha_2 y + B \sin \alpha_2 y & 0 \leq y \leq 2V_2 \\ A \exp(P_2 y) & y \leq 0 \end{cases} \quad (9)$$

$$\tan(2\alpha_2 V_2 + (n-1)\pi) = \alpha_2 (P_2 + r_2) / (\alpha_2^2 - P_2 r_2) \quad (n=1, 2, \dots) \quad 00$$

$$\text{式中 } r_2^2 = P_2^2 + Q_2^2, a_2^2 = 1 - P_2^2, a_1^2 = 1 - P_1^2$$

$$\delta_1 = \cos^{-1} (C / \sqrt{C^2 + D^2})$$

$$Q_1 = \exp(P_1 V_3) - \eta \exp(-P_1 V_3) + \eta \exp(-P_1 V)$$

$$Q_2 = \exp(P_1 V_3) + \eta \exp(-P_1 V_3)$$

且 $\eta = \pm 1$ 分别对应于对称面 $X=0$ 是磁壁或电壁。应用式(7)-(10), 将式(6)分区积分得

$$P_\eta^2 = P^{2(0)} + (I_2 + I_3)(J_1 + J_3) / (I_1 + I_2 + I_3)(J_1 + J_2 + J_3) \quad (11)$$

式中 $P^{2(0)} = P_1^2 + P_2^2 - 1$ 是 P_η^2 的零级近似, 第二项是其一级修正项 (记作 P_M , 它反映电

磁场能量向角区的渗透, 忽略这种渗透, 即得零级近似, 此时取 $P_M = 0$)。各分区积分表

达式简化为

$$I_1 = \frac{V_2}{1 - P_2^2} - \frac{2P_2^2 - 1}{1 - P_2^2} \cdot \frac{(1 - P_2^2 - P_2 r_2)}{2(1 + Q^2)} \cdot (P_2 + r_2) + \frac{P_2(P_2 + r_2)^2}{1 + Q^2}$$

$$I_2 = \frac{1}{2P_2}, \quad I_3 = \frac{1}{2r_2(1 + Q^2)}, \quad J_3 = \frac{D^2}{\sin^2 \delta_1} \cdot \frac{1}{2P_1} \cdot \frac{a_1^2}{P_1^2 + a_1^2}$$

$$J_2 = \frac{D}{\sin^2 \delta_1} V + \frac{1}{2a_1} \frac{P_1 a_1 (Q_2 + Q_1)}{(P_1^2 a_1^2 (Q_1 + Q_2)^2 + (a_1^2 Q_2 - P_1^2 Q_1^2)^2)^{\frac{1}{2}}} \times$$

$$\frac{(a_1^2 Q_2 + P_1^2 Q_1)}{(P_1^2 a_1^2 (Q_2 - Q_1)^2 + (a_1^2 Q_2 + P_1^2 Q_1)^2)^{\frac{1}{2}}}$$

$$J_1 = \frac{D^2}{\sin^2 \delta_1} \left(2\eta V_3 + \frac{1}{P_1} \sinh(2P_1 V_3) \right) \frac{1}{2(\eta + \cosh(2P_1 V_3))} \times$$

$$\frac{a_1^2 Q_2^2}{P_1^2 Q_1^2 + a_1^2 Q_2^2}$$

将式(11)的 P_η 代入式(3)得对称模与反对称模式的传播常数 β_+ 及 β_- 。从而求得耦合系数。

$$K_{21} = K_{12} = K = \frac{1}{2}(\beta_+ - \beta_-) \quad (12)$$

及耦合长度

$$L_c = \pi / 2K = \pi / 2(\beta_+^2 - \beta_-^2) \quad (13)$$

式中 $\alpha = \frac{1}{2}(\alpha_1 + \alpha_2)$ 正是波导导的传输常数。经过较繁运算，可将式(3)改写为如下简便形式：

$$E_0^2 / S E_1^2 \approx \alpha^2 / \gamma_1^2 (P_1^2 - P_2^2 + P_3 + P_{M-1}) \quad (4)$$

式中 P_1 由式(2)确定， P_1^2 及 E_0^2 的下标中的“±”号分别对应于 $n = \pm 1$ 。

在 P.C. 计算机上计算的结果如图 3 所示，图上还绘有文献 [4] 的相应曲线。本法近似曲线同 Marcatili 的曲线完全一致，一级修正曲线同 A. Sharma 的曲线接近。

最后指出：本法不是以单模波导分析为基础，而是始终严格针对波导进行耦合分析。例如，对于四次导波区及波导之间的区域，本文 § 4 中就用波动方程的线性独立解并用 $n = \pm 1$ 区分耦合器的两大类基本模式。另外，本法直接应用式(3)计算，而未有求与于弱耦合近似条件去导出式(3)的近似式。因此，本法比较自然地适用于强耦合区域（直至 $\gamma_1 \rightarrow 0$ ），并无必要去应用尚待证明其合理性的外推法。

参 考 文 献

1. E.A.J. Marcatili, B.S.T.J., 48(1969), 2071~2101.
2. A. Sharma, P.K. Mishra, A.K. Ghatak, 2nd European Conference on integrated optics
3. Qiao Li, She Shouxian, in "proceedings of the Sino-Japanese Joint Meeting on Optical Fiber Science and Electromagnetic Theory", Beijing, May, 1985
4. P.M. Morse, H. Feshbach, "Methods of theoretical physics", 1953
5. Huang Hung-Chia, Radio Science, 16(1981), 495~499
6. J.A. Arnaud, B.S.T.J., 53(1974), 217~224

C 波导性能测量

C-1 测量条波导折射率分布的新方法

王晓路 许政权 陈益新

(上海交通大学应用物理系)

对光波导的折射率分布进行研究和测量是一项非常重要又很基本的工作。到目前为止,已发展了许多测量波导折射率分布的方法:有效模折射率法(1, 2),干涉法(3, 4),光子探针法(5),聚焦法(6),变角反射法(7),近场法(8)等。

在本文中,我们提出一种测量条波导折射率分布的新方法,它具有以下特点:测量简便且非破坏性,结果直观,不需经繁复的数学运算,特别是,可以测量单模条波导的折射率分布,并可进一步推广应用于光纤和平面微透镜的折射率分布的测量。

图(1)是测量条波导折射率分布的相衬显微系统。测试样品的折射率表示成:

$$n(x, z) = \begin{cases} n_s + n_w(y, z) & \text{波导区域} \\ n_s & \text{基底区域} \end{cases} \quad (1)$$

我们假定条波导的折射率分布可以表示成两正交方向折射率的乘积⁽⁹⁾,

$$n_w(y, z) = G(z)F(y) \quad (2)$$

则条波导与基底间相位差:

$$\begin{aligned} \phi_w(y) &= kF(y) \int_{-\infty}^0 G(z) dz \\ &= kF^0 \end{aligned}$$

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (3)$$

式(3)中右边的积分是一常数,它与波导的有效深度有关,若将 $G(z)$ 归一,会发现这个积分与有效深度只差一个常数因子,例:若 $G(z)$ 是指数分布,有效深度就等于积分值。由相衬

法的原理⁽¹⁰⁾及式(3)推得:

$$F^*(y) \propto I(\eta) \quad (4)$$

$F^*(y)$ 与象面上的光强分布成线性关系。由式(1)~(3)得:

$$k \int_{-\infty}^0 O(y) dy = \frac{F^*(y)_{\max}}{n_w(y, 0)_{\max}} \quad (5)$$

对由离子交换或扩散所形成的波导, 折射率变化较缓慢, 入射到波导面的光的反射率只与波导表面折射率有关, 而与波导层的折射率分布无关⁽⁷⁾, 故可采用反射法测量波导表面的折射率, 由费涅尔公式⁽¹¹⁾, 当光垂直入射波导表面时, 推得:

$$n_w(y, 0) = \frac{(n_s^2 - 1)(1 - \sqrt{R_w/R_s})}{(n_s - 1)\sqrt{R_w/R_s} - (n_s + 1)} \quad (6)$$

式中: R_w/R_s 是波导区域与基底区域的反射率之比。

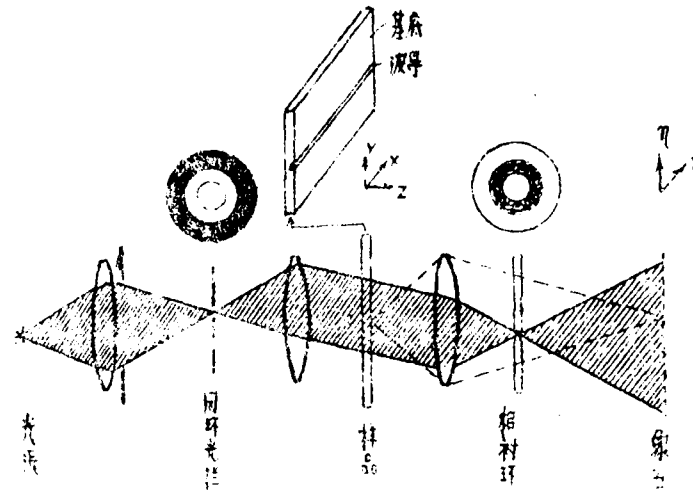
推导到现在, 可见只要测出成象面的光强分布由式(4)就可以求得波导折射率的横向分布, 再通过测量波导面的反射率, 由式(6)就可以求得波导表面折射率, 再由式(5)就可以求出波导的纵向有效深度, 从而就可以导出折射的纵向分布, 并定出折射率横向分布的具体值。这样就求出了条波导折射率的两维分布值。

用这方法, 我们测量了条宽分别为 4, 6, 8 μm 宽的 Ti-LiNbO_3 , $\text{H}^+-\text{LiNbO}_3$ 单模和多模条波导的折射率分布。图(2)是波导的正相衬显微照片。 Ti-LiNbO_3 和 $\text{H}^+-\text{LiNbO}_3$ 条波导折射率的横向分布分别如图(3)和图(4)所示。图中实线是折射率分布, 虚线是通过相衬环的衍射光引起扰动, 叫做光晕("halo")。为了验证方法的精度, 我们也用逆WKB法⁽²⁾计算了 $\text{H}^+-\text{LiNbO}_3$ 多模波导的有效深度, 发现由这种方法求得的有效深度值符合得很好。

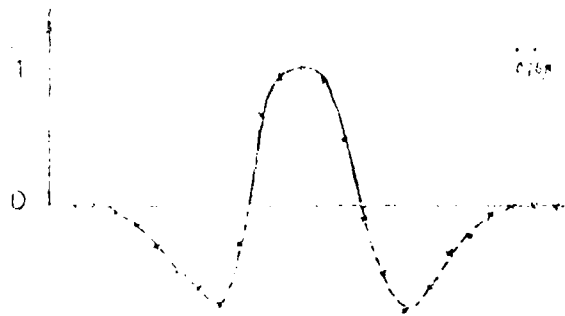
参考文献

1. D. Sarid, Appl. Opt., 19, 1606(1980)
2. J. M. White, Appl. Opt., 14, 946 (1975)
3. Z. Y. Huang, Chinese Laser, 10, 230(1983)
4. L. Goldberg, Appl. Opt., 20, 3580(1981)
5. M. Minukata, J. Appl. Phys., 50, 3063(1969)
6. H. M. Presby, IEEE J. Q. E., QE-16, 634(1980)
7. J. Heibel, IEEE J. Q. E., QE-14, 501(1978)
8. L. Mooshagian, IEEE J. Q. E., QE-19, 241(1983)
9. K. S. Guritskii, Sov. J. Q. E., 12, 484(1981)
10. 傅国光"光学"

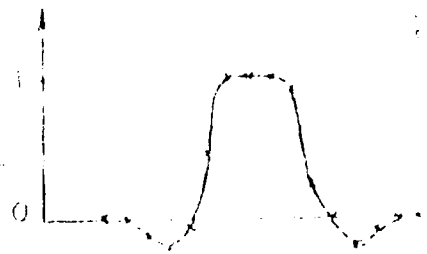
// Max, Born "The Principle of Optics"



图(1) 相衬显微系统



图(3) $T_1-L_1NbO_3$ 条波导折射率的横向分布



图(4) $H^+-L_1NbO_3$ 折射率的横向分布

C-2 $H^+-L_1NbO_3$ 光波导的制作和研究

王晓路 许政权 陈益新

(上海交通大学 应用物理系)

如表 1 所列, 我们在三种切制的 L_1NbO_3 上制作了多种质子交换波导, 有平面的; 也

有条形的, 有多模的, 也有单模的。用我们所提出的相衬方法⁽¹⁾, 在偏振正相衬显微镜下, 如图1所示, 研究了三种切制的 $H^+-LiNbO_3$ 波导。得到以下结果:

(1) $z-cut$ 的波导: 任意转动入射光的偏振方向, 波导区域始终比基底亮, 且亮度不随偏振方向而变, 说明经过质子交换后沿 x 和 y 轴的折射率减小, 且两轴变化基本相同。

(2) $x(y)-cut$ 波导: 当入射光的偏振方向平行光轴(z 轴)时, 波导区域比基底暗, 如图2所示, 说明经质子交换后, z 轴的折射率以大; 当偏振方向垂直光轴时, 波导由比基底暗逐渐变成比基底亮, 其中当偏振方向与 z 轴约成 60° 角附近时, 存在一个转变角。这时波导与基底亮度相同, 混为一体。

由此, 我们得出经质子交换后 $LiNbO_3$ 的折射率椭球的变化规律: 与质子交换前的椭球相比, z 轴的折射率增加; x 和 y 轴的折射率变小, 且基本相同; 在波导区域, $LiNbO_3$ 从负单轴晶变为正单轴晶。图4是折射率椭球的 YZ 截面, 虚线和实线分别表示波导区域和基底区域的折射率椭圆。为了清楚起见, 绘图不按实际比例。

接着, 我们通过转变角的测量并结合有效模折射率法, 直接计算了波导区域的折射率椭球随制作工艺条件的变化, 而这是现有的其它方法很难办到的, 图5是在 $21.5^\circ C$ 的苯甲酸中, $LiNbO_3$ 片子的质子交换时间与 n_e 和 n_o 增减量的关系曲线。

由于 $H^+-LiNbO_3$ 的特殊光学特性, 其导波特性与 $T_1-LiNbO_3$ 外扩散波导相比将会有很大的不同。图(6)是 TE 模在 X 切 $H^+-LiNbO_3$ 波导内以不同方向(θ)传播时, 折射率椭球的变化, 图中 n_{ow} , n_{cw} 和 n_{os} , n_{cs} 分别表示波导和基底的正常光, 反常光的折射率。由图可见存在两特殊的角度 θ_c 和 θ_o (θ 是光传播方向与 Y 轴的夹角, 也就是图6B中光的偏振方向与 Z 轴的夹角)

(I) 当 $\theta < \theta_c$ 时:

$$n_w(\theta) = \left(\frac{\cos^2 \theta}{n_{cw}^2} + \frac{\sin^2 \theta}{n_{ow}^2} \right)^{-1/2} > n_{os}$$

波导只能激励 PE 模

(II) 当 $\theta_c < \theta$ 时:

$$n_w(\theta) < n_{os}$$

有部份 TE 模在波导与空气界面处转换成 TM 模, 并从基底漏出波导, 形成漏模(leaky mode), 它的存在增加了传输损耗。对于 $T_1-LiNbO_3$ 和 $LiNbO_3$ 外扩散波导的漏模, 在理论上和实验上已作了大量的研究⁽²⁻⁴⁾。图7和图8分别是 $LiNbO_3$ 外扩散波导和 $T_1-LiNbO_3$ 波导的折射率椭球的变化情况。

对 $LiNbO_3$ 外扩散波导, 与基底相比, z 轴折射率增加, $Y(x)$ 轴折射率不变, 即:

$$\begin{cases} n_w(\theta) < n_{os} & \theta \neq \theta_c \\ n_w(\theta) = n_{os} & \theta = \theta_c \end{cases}$$

只有当光的传播方向与Y轴垂直时,才无明显漏模产生。

对 $T_1-L_1NbO_3$ 波导,三个轴的折射率均增加,即:

$$\begin{cases} n_w(\theta) < n_{os}, & \theta < \theta_c \\ n_w(\theta) > n_{os}, & \theta > \theta_c \end{cases}$$

只有当光的传播方向与Y轴夹角大于 θ_c 时,一般 $\theta_c \sim 7.5^\circ$ 左右,才无漏模。

L_1NbO_3 晶体O轴的电光系数最大,因此,集成光学器件中,一般总是让光沿O轴方向传播,这样,在一般情况下, L_1NbO_3 和 $T_1-L_1NbO_3$ 波导总存在漏模。

而 $H^+-L_1NbO_3$ 波导与上面两种波导的情况完全不同:

$$\begin{cases} n_w(\theta) > n_{os}, & \theta < \theta_c \\ n_w(\theta) < n_{os}, & \theta > \theta_c \end{cases}$$

光的传播方向与Y轴夹角小于 θ_c 时,才无漏模。这就部份解释了光在 $\lambda(0)$ 切 $H^+-L_1NbO_3$ 波导的传输损耗比 $T_1-L_1NbO_3$ 波导的低。(5)

经简单的计算, $H^+-L_1NbO_3$ 波导的 θ_c 值在 40° 附近,且 θ_c 随质子交换时间的增加(波导模数的增加)而变小,也就是说,无漏模传播的范围被小,这与 $T_1-L_1NbO_3$ 波导的情况正好相反。

(II) θ_c

$H^+-L_1NbO_3$ 波导与 $T_1-L_1NbO_3$ 波导相比,另一明显的差别为 $H^+-L_1NbO_3$ 随 θ 波导的折射率有明显变化,存在一特殊的转变角 θ_0 。

$$\begin{cases} n_w(\theta) > n_s(\theta), & \theta < \theta_0 \\ n_w(\theta) < n_s(\theta), & \theta > \theta_0 \end{cases}$$

$$n_s(\theta) = \left(\frac{\cos^2 \theta}{n_{es}^2} + \frac{\sin^2 \theta}{n_{os}^2} \right)^{-1/2}$$

当TE模以不同 θ 角在波导传播时,有效折射率有很大变化,存在模截止。 $H^+-L_1NbO_3$ 波导的这种特性,会很大地影响器件的各项性能。

按WKB法近似下波导的模方程:

$$\int_0^Z \sqrt{n_w^2(z, \theta) - N_{eff}^2(\theta, m)} dz = \frac{(4m-1)}{8} \lambda \quad (1)$$

$H^+-L_1NbO_3$ 波导折射率近阶梯型分布,上式可近似表示为:

$$d_{eff} \sqrt{n_w^2(\theta) - n_{eff}^2(\theta, m)} = \frac{(4m-1)\lambda}{8} \quad (2)$$

$$n_{eff}(\theta, m) = \sqrt{\left(\frac{\cos^2 \theta}{n_{ow}^2} + \frac{\sin^2 \theta}{n_{ow}^2} \right)^{-1} - \left(\frac{(4m-1)\lambda}{8d_{eff}(m)} \right)^2} \quad (3)$$

图3是有效折射率的测量值和计算值的比较,两者基本相符。

我们还初步估计和实际测量了模的截止条件,由式(1)近似得:

$$m = \frac{2d_{eff}}{\lambda} \sqrt{n_w^2(\theta) - n_s^2(\theta)} \quad (4)$$

计算结果和实验值比较,发现高阶模的截止条件的计算值和实验值符合得很好,例如对74#样品的2阶模,截止角的计算值为 37° ,而实验值是 35° ,但对低阶模,特别是基模计算值和实验值差别较大,例74#样品的一阶模,截止角的计算值是 52° ,而实验值是 40° ,这是由于当 $\theta < 40^\circ$ 时,产生了明显的漏模。

关于对TE模在x(y)切 $H^+-LiNbO_3$ 光波导上传播特性的详细的理论分析和计算,将另文发表。

参考文献

1. 见本文集“测量条波导折射率分布的新方法”王晓路等
2. S.K. Sheen Opt. Lett, 3, 76(1978)
3. D. Marcuse IEEE J. QE-15, 92(1979)
4. K. Yamanouchi IEEE Trans. MTT-26, 298(1978)
5. 张筱扬“离子迁移 $LiNbO_3$ 光波导的研究”

上海交通大学硕士论文(1983)

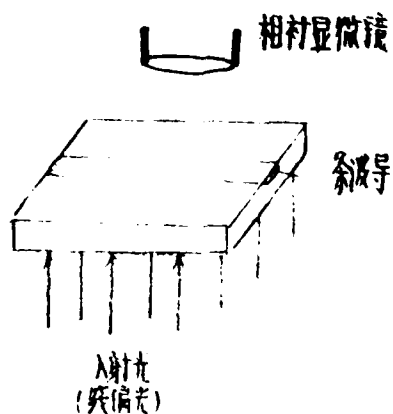


图1 实验示意图

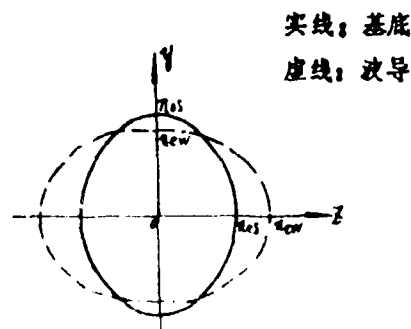


图4 波导区域的折射率椭球

表1 $H^+-LiNbO_3$ 波导

样品	切向	类型	工艺条件		模数	基模的有效折射率
			时间(分)	温度($^{\circ}C$)		
51#	Y	平面	7	205	1	2.2429
51#	Y	条形	7	205	1	2.2488
71#	X	平面	9.25	215	1	2.2175
71#	X	条形	9.25	215	1	2.2190
73#	X	平面	30	215	4	2.2765
73#	X	条形	30	215	4	2.2828
74#	X	平面	60	215	4	2.2882
74#	X	条形	60	215	4	2.2885
72#	X	平面	120	215	4	2.2890
72#	X	条形	120	215	4	2.2906
D#	Z	平面	9.25	215	1	2.2183
D#	Z	条形	9.25	215	1	2.2203
A#	Z	平面	15	212	2	2.2627
E#	Z	平面	30	215	3	2.2814
C#	Z	平面	120	215	3	2.2933

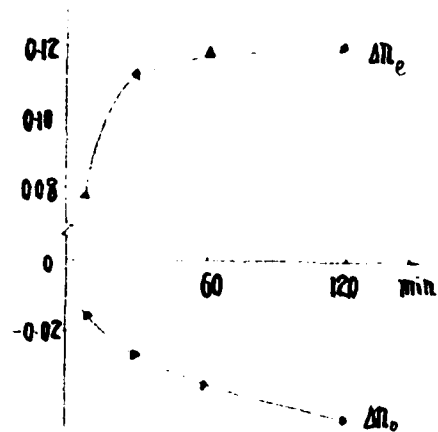


图5 Δn_e 和 Δn_o 随交换时间的变化曲线

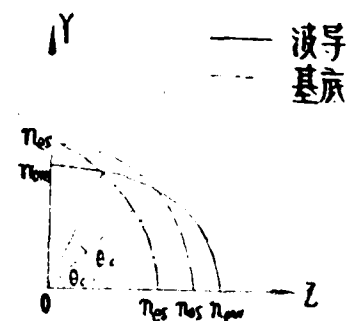


图6 $H^+-LiNbO_3$ 波导的折射率
横轴

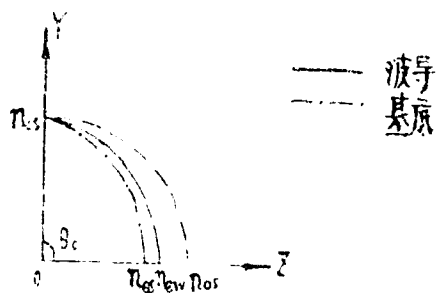


图7 L_1NbO_3 外扩散波导的
折射率椭圆

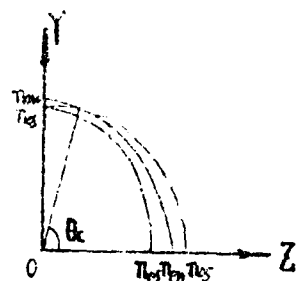


图8 $T_1-L_1NbO_3$ 波导折射率
椭圆

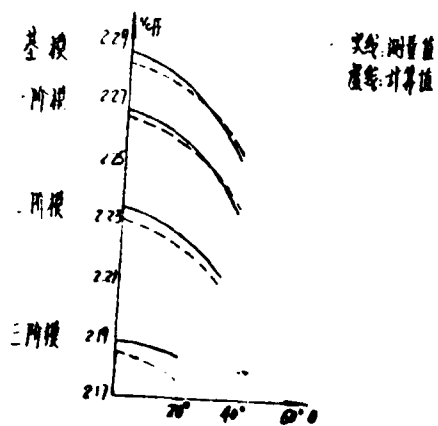


图9 有效折射率随光传播方向的变化

C-3 变波长逆WKB折线近似法测量单模渐变

波导的折射率分布

浦 远 赖祖猷 盛虞琴

(上海交通大学应用物理系)

在变波长情况下, 假设渐变型平面光波导的折射率为

$$\begin{cases} n = n_{a1} r & z < 0 \\ n = n_g(\lambda) + (n_0 - n_g) \varepsilon(\lambda) r(z) & 0 \leq z \leq L \end{cases} \quad (1)$$

其中 n_{a1} 、 n_g 、 n_0 分别是空气、波导衬底和波导表面的折射率, $r(0) = 1$, $r(\infty) = 0$, $\varepsilon(\lambda)$ 是归一化函数, 上式的物理意义: 同时考虑波导衬底和波导层两部分色散, 其中波导层色散在不同位置只相差一个与位置有关的乘积因子 $r(z)$, 它的导模模式方程对于第一个 TE 模可近似表示如下:

$$\int_0^{Z_t(\lambda)} (n^2(z, \lambda) - N^2(\lambda))^{1/2} dz = 3\lambda/8 \quad (2a)$$

$$n(Z_t(\lambda), \lambda) = n_g(\lambda) + \Delta n \varepsilon(\lambda) r(z) = N(\lambda) \quad (2b)$$

$Z_t(\lambda)$ 为该模式在波导中的转折点, $N(\lambda)$ 为有效折射率。

一般讲, 波长超短, $Z_t(\lambda)$ 超小, 故可以由小至大改变波长, 把 (2) 的积分化为分段积分:

$$\int_0^{Z_t(\lambda_{i+1})} (n^2(z, \lambda_k) - N^2(\lambda_{k-1}))^{1/2} dz = 3\lambda/8$$

$$0 \leq Z_t(\lambda_1)$$

$$(Z_t(\lambda_{i+1}) - Z_t(\lambda_1), i = 0, 1, 2, \dots, n)$$

在各小段内, 作折线近似:

$$n(z, \lambda_k) - N(\lambda_k) \approx n(Z_t(\lambda_{i+1}), \lambda_k) + \frac{n(Z_t(\lambda_{i+1}), \lambda_k) - n(Z_t(\lambda_{i+1}), \lambda_{k-1})}{Z_t(\lambda_{i+1}) - Z_t(\lambda_1)} \times (Z_t(\lambda_{i+1}) - z) = \varepsilon(z_k)$$

$$(4a)$$

$$n(z, \lambda_k) + N(\lambda_k) \approx \frac{n(Z_t(\lambda_1), \lambda_k) + n(Z_t(\lambda_{i+1}), \lambda_k)}{2} + \frac{Z_t(\lambda_{i+1}) - z}{Z_t(\lambda_{i+1}) - Z_t(\lambda_1)} (n(Z_t(\lambda_{i+1}), \lambda_k) - n(Z_t(\lambda_1), \lambda_k))$$

$$(4b)$$

将 (1)、(2) 式:

$$n(Z_t(\lambda), \lambda) = n_g(\lambda) + \Delta n \varepsilon(\lambda) r(Z_t(\lambda))$$

由 (2b)、(5) 两式消去 $r(Z_t(\lambda))$ 得:

$$n(Z_t(\lambda), \lambda) = n_g(\lambda) + (\varepsilon(Z_t)/\varepsilon(\lambda)) (N(\lambda) - n_g(\lambda))$$

为计算方便, 先假定 $\varepsilon(\lambda) = 1$, 即波导层部分色散部分设为零, 将 (1)~(6) 式代入 (1) 式得:

$$(\lambda_k) = Z_t(\lambda_{k-1}) + \frac{3}{2} \times \left(\frac{n_g(\lambda_k) + N(\lambda_{k-1}) - n_g(\lambda_{k-1}) + 3N(\lambda_k)^{-1/2}}{2} \right)$$

$$\times (n_g(\lambda_k) + N(\lambda_{k-1}) - n_g(\lambda_{k-1}) - N(\lambda_k))^{-1/2} \times \left\{ \frac{3\lambda_k}{8} - \frac{2}{3} \times \sum_{i=0}^{k-2} \right\}$$

$$\times \left(\frac{n_s(\lambda_k) + N(\lambda_1) - n_s(\lambda_1) + N(\lambda_{k-1}) - N(\lambda_{1+1}) - n_s(\lambda_{1+1})}{2} + N(\lambda_k) \right)^{1/2}$$

$$\times \left(\frac{z_t(\lambda_{1+1}) - z_t(\lambda_1)}{n_s(\lambda_k) + N(\lambda_1) - n_s(\lambda_1) - n_s(\lambda_k) - N(\lambda_{1+1}) + n_s(\lambda_{1+1})} \times (n_s(\lambda_k) \right.$$

$$\left. + N(\lambda_1) - n_s(\lambda_1) - N(\lambda_k) \right)^{3/2} - n_s(\lambda_k) + N(\lambda_{1+1}) - n_s(\lambda_{1+1}) - N(\lambda_k) \left. \right)^{3/2} \quad (7)$$

$$z_t(\lambda_1) = \frac{3}{2} \times \frac{3\lambda_1}{8} \times \left(\frac{n_s(\lambda_1) + c(0) + 3N(\lambda_1)}{2} \right)^{-1/2} \times (n_s(\lambda_1) + c(0) - N(\lambda_1))^{-1/2} \quad (8)$$

其中 $c(0) = N(\lambda_0) - n_s(\lambda_0)$ 。

由此可知，在测得 $N(\lambda)$ 、 $n(\lambda)$ 的情况下，只需假定 $c(0)$ 即可逆推出 $z_t(\lambda_1)$ ，并由 (2b) 得到 $r(z_t(\lambda_1))$ ，进而画出 $n(z) \sim z$ 曲线。 $c(0)$ 选取使相邻三个分段点所包围的面积之和为最小所对应的值，也可以选取这样的值，使 $n(z) \sim z$ 曲线的相邻分段直线的斜率的变化率在各个分段点的平方累加达最小；即

$$G = \sum_{i=0}^{k-2} \left| \left(\frac{n(z_t(\lambda_{i+2}), \lambda_k) - n(z_t(\lambda_{1+1}), \lambda_k)}{z_t(\lambda_{i+2}) - z_t(\lambda_{1+1})} - \frac{n(z_t(\lambda_{1+1}), \lambda_k) - n(z_t(\lambda_1), \lambda_k)}{z_t(\lambda_{1+1}) - z_t(\lambda_1)} \right) / \left(\frac{z_t(\lambda_{i+2}) + z_t(\lambda_{1+1})}{2} - \frac{z_t(\lambda_{1+1}) + z_t(\lambda_1)}{2} \right) \right|^2 \quad (9)$$

达到最小。(1)

为了验证上述方法的精确度，假设有两块折射率分布分别遵循双曲正割和抛物线变化的理想渐变波导。

$$\text{双曲正割: } n(z) = \begin{cases} n_{air} & z < 0 \\ n_s + \Delta n \operatorname{sech}^2(\alpha z/D) & z \geq 0 \end{cases} \quad (10a)$$

$$\text{抛物线: } n(z) = \begin{cases} n_{air} & z < 0 \\ n_s + \Delta n (1 - z^2/D^2) & 0 \leq z \leq D \\ n_s & z > D \end{cases} \quad (10b)$$

其中 D 、 Δn 已给定， $\alpha = 1.04$ 。这两种分布的波导的有效折射率是可解的 (2)，分别是

$$\text{双曲正割: } N(\lambda_1) = (n_s^2(\lambda_1) + (a/\kappa_0)^2 (2H(\lambda_1) - 1))^{1/2} \quad (11a)$$

$$H(\lambda_1) = ((8\kappa_0^2 n_s^2(\lambda_1) \Delta n D^2 / a^2 + 1)^{1/2} - 1) / 4$$

$$\text{抛物线: } N(\lambda_1) = ((n_s^2(\lambda_1) + \Delta n)^2 - 3\lambda_1 ((n_s^2(\lambda_1) + \Delta n)^2 - n_s^2(\lambda_1))^{1/2} / (2\pi D))^{1/2} \quad (11b)$$

κ_0 为真空波矢。

这样我们便可以用计算出来的 $N(\lambda)$ 模拟测到的 $N(\lambda)$ ，而“忘记”其他与分布有关的信息，代入(7)、(8)式计算，得出不同 $c(0)$ 下的 $r(z) \sim z$ 曲线和 θ ，按(9)式确定 θ_0 ，从而最后得到 $r(z) \sim z$ 曲线，再与 θ_0 式比较，便可看出这种方法的精确度。

对于 LiNbO_3 : Ti 波导， $\lambda > 8000(\text{\AA})$ 时， $g(\lambda)$ 近似为 1⁽⁴⁾，但一般情况下，必须考虑 $g(\lambda)$ 随 λ 的变化。在假设同种材料的多模和单模渐变波导具有相同 $g(\lambda)$ （但 $r(z)$ 不同）的前提下，有两种方法可测算出 $g(\lambda)$ ^(5, 6)。采用本文所述的方法得到较高的精度，必须在尽可能宽的波长范围和尽可能密的波长下测量 $N(\lambda)$ ，以能够在 $z \sim z_c(\lambda_k)$ 范围内平均而又高密度地分判，使折线近似更接近真实曲线，故不可能采用单光测量。我们已在实验上成功地借用了 ATR 频率扫描的方法。由于光源波长范围的限制和光路中的器件对紫外光线 ($\lambda < 3500(\text{\AA})$) 的强烈吸收，使短波长下的 $N(\lambda)$ 测量比较困难，但可通过用抛物线近似代表折线近似来加以改善。

这种方法的特点是能够测量多模和单模渐变波导的折射率分布，尤其是对后者不依赖于假设待求的折射率分布形式，这对于研制新型渐变波导具有实用价值。与其它方法^(1, 3, 4)相比，其精度高一个数量级以上。

(1) J. M. White et Appl. Opt. Vol. 15, No. 1, P151 (1976)

(2) 金锋等 《集成光学》上册 (国防工业出版社) 1981

(3) 林盛强 中国激光 Vol. 9, No. 6, P. 391 (1982)

(4) A. E. Kaulice et Opt. Comm Vol. 48, No. 5, P. 313 (1984)

(5) M. Olivier 《New Direction in Guided Wave and Coherent Optics》Vol. 2, P. 639 (1984)

(6) 浦远等 待发表

C-4 折射率渐变光波导的波导层色散的研究

浦远 赖祖猷 盛虞琴

(上海交通大学应用物理系)

如果不考虑色散, 波导折射率的横向分布可表示为⁽¹⁾,

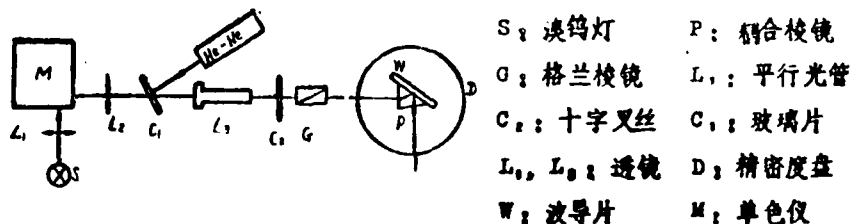
$$n(z) = S + Anr(z) \quad (1)$$

$$\begin{cases} r(0) = 1 \\ f(a) = 0 \end{cases} \quad (2)$$
$$n(z, \lambda) = S(\lambda) + \Delta n f(z, \lambda) \quad (3)$$
$$r(z, \lambda) = \delta(\lambda) r(z) \quad (4)$$

由(3)、(4)兩式可得:

$$\{n(z, \lambda) - S(\lambda)\} / \{n(z, \lambda')\} = \varepsilon(\lambda) / \varepsilon(\lambda') \quad (5)$$

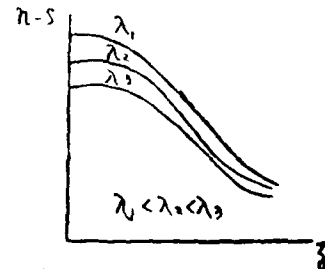
起表面抛光后的 Na 玻璃在 290°C 左右温度下, 置 AgNO_3 溶液中进行 10 分钟的离子交换后, 制成的波导, 在 6328 Å 波长下有 6 个 TE 模。用 45° 等腰棱镜 (重火石 ZF6) 作为耦合器, 在不同波长下, 测量出各个模式的同步角 (测试装置如图(1)), 计算出相应的有效折射率, 利用 white 方法⁽²⁾, 推算出波导在这些不同波长下的折射率轮廓 (示意图见图(2))。



图(1) 同步角测量装置

表一 衬底玻璃色散

波长 λ (Å)	4361.3	4861.3	5460.7
折射率 $S(\lambda)$	1.52365	1.51917	1.51502
波长 λ (Å)	5892.9	6562.7	
折射率 $S(\lambda)$	1.51286	1.51034	



图(2) 不同波长下折射率

分布示意图

玻璃的色散用V-棱镜法测出(数据见表一)。在所测出各波长下的折射率轮廓中,选取其中三组数据,其结果列于表二和表三。

由表三可见,在 z 的中段,此值基本上保持不变。 $z=0$ 处的数据偏大。原因在于用White方法对小于10个模式的波导,在拟合折射率分布时 $z=0$ 处的精度不是很高。而 $z>3.0$ 时,由于高阶模 M 线的间距变小,测量的精确度下降。加上单色光的线宽, ($<15\text{Å}$),玻璃棱镜色散 ($\Delta n < 10^{-4}$) 及角度测量精度 ($<2'$) 等引进的误差造成了上述的结果。

表二 三种波长下 $(n-S) \sim z$ 的关系值

$z(\mu)$	$(n-S)_{\lambda=0.4884\mu}$	$(n-S)_{\lambda=0.5302}$	$(n-S)_{\lambda=0.6745}$
0.0	0.010300	0.010160	0.097600
1.0	0.084619	0.082714	0.080810
1.5	0.075636	0.074233	0.072261
2.0	0.066698	0.065626	0.063811
2.5	0.057381	0.056295	0.054798
3.0	0.047539	0.046885	0.045774
3.5	0.035445	0.035251	0.034155

表三 $(n-S)/(n-S_1) \sim z$ 关系值

$z(\mu)$	$(n-S)_{\lambda=0.4884}$ $(n-S)_{\lambda=0.6745}$	$(n-S)_{\lambda=0.5302}$ $(n-S)_{\lambda=0.6745}$
0.0	1.055327	1.040984
1.0	1.047127	1.023555
1.5	1.046703	1.027294
2.0	1.046244	1.028442
2.5	1.047050	1.036454
3.0	1.038566	1.024285
3.5	1.037748	1.032072

结论:从以上实测的数据和理论上的物理考虑,我们认为作(4)式的假设是合理的,这就为我们进一步对单模波导的折射率轮廓测量提供了有力的依据。(见另文)

(参考文献):

(1) 金 锋等《集成光学》上册 (国防工业出版社) 1981

(2) J. N. White et al. Appl. Opt. 15, 1, 151, 1976

3-5 对称金属包复介质波导中的表面模

杨海子 曹庄琪 许政权 盛虞琴 方俊森

(上海交通大学应用物理系)

金属包复介质光波导是集成光学的一个重要领域,也是许多实际的集成光学器件,如薄膜激光器,探测器,偏振器及电-光调制器的基础,所以对于它的深入研究对于导波光学的理论和了解集成光学实际器件的机理及探索新的光波导器件等方面都有很大的意义。

Kaminow⁽¹⁾等人和Otto⁽²⁾曾对双层金属包复介质光波导进行了理论分析,指出 TM_0 和 TM_1 二个模式都具有表面模的性质。Kovacs⁽³⁾等人用角度扫描ATR方法研究了 $Ag-MgF_2-Ag$ 波导结构中表面等离子激元波(SPW)的光学激励。但他们没有系统地研究这种波导结构中二个表面模及它们和导模的关系随介质层厚度的变化。李瑞铺等人⁽⁴⁾则用频率扫描ATR方法研究了 $Ag-L_1F-Ag$ 波导结构中的模式色散性质,但他们仅对一个较厚的 L_1F 层(2.34 μm)作了工作,所以只得到一个ATR吸收峰,这实际上应该是 TM_0 和 TM_1 简并的,但作者错误地认为这个ATR吸收峰就是 TM_0 表面模而 TM_1 仍然是导模。

本文首先从理论上简单地分析了如图1所示的对称金属包复介质光波导中的二个表面模的性质。显然,在 $x=0$ 和 $x=-d$ 处二个金属-介质界面上可以激励起二个 TM 偏振的表面等离子体激元波——SPW(Surface Plasmon Wave)。对于这二个表面波的对称结合模式,应有色散关系式

$$\alpha d = 2 \operatorname{arctg} \left(-\epsilon_1 P / \epsilon_2 \alpha \right) \quad (1)$$

$$\text{其中 } \alpha = \sqrt{K_z^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_1}$$

$$P = \sqrt{K_z^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_2}$$

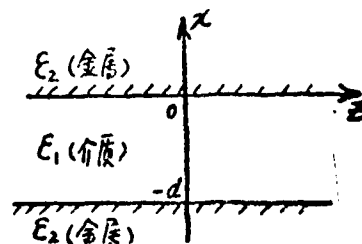


图1 对称金属包复介质波导

而对于这二个表面波的反对称结合模式,有色散关系是

$$ad = 2 \operatorname{aroth}(-\epsilon_2 a / \epsilon_1 p) \quad (2)$$

a 和 p 的表示同上。在可见光和近红外区,对于一般的介质和金属而言,金属的介电系数为负实部的复数,其虚部大大小于实部的绝对值,故虚部可略去,且有 $|\epsilon_2| > \epsilon_1$ 。显然

$d \rightarrow +\infty$ 时,二个模式的波矢具有相同的极限,即

$$\epsilon_1 p / \epsilon_2 a = \epsilon_2 a / \epsilon_1 p, P = -1 \quad (3)$$

$$\text{从而有 } K_z = \frac{\omega}{c} \left(\frac{\epsilon_1 \epsilon_2}{\epsilon_1 + \epsilon_2} \right)^{1/2} \quad (4)$$

所以这二个模式在 $d \rightarrow +\infty$ 时是简并的。

另外,由图1所示波导结构中 TM 波的模式本征方程

$$\sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} - \epsilon_1 - K_z^2} d = 2 \operatorname{tg}^{-1} \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} \sqrt{\frac{K_z^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_2}{\frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_1 - K_z^2}} + m\pi \quad m=0, 1, 2, \dots \quad (5)$$

($\epsilon_2 < 0$)

可以看出,对于 TM₀ 模 ($m=0$), (5) 式变为 (1) 式,所以 TM₀ 模是二个表面波的对称结合模式。对于 TM₁ 模 ($m=1$), 在 $d \leq d_c = \frac{c}{\omega} \frac{2\epsilon_2}{\epsilon_1 \sqrt{\epsilon_1 - \epsilon_2}}$ (6) 时, (5) 式变为 (2) 式,此时

$\frac{\omega}{c} \left(\frac{\epsilon_1 \epsilon_2}{\epsilon_1 + \epsilon_2} \right)^{1/2} \geq K_z \geq \frac{\omega}{c} \epsilon_2$, 所以此时 TM₁ 模是二个表面波的反对称结合模式,也是

一个表面模。而在 $d < d_c$ 时, TM 满足方程 (5) 是一个导模。

实验采用角度扫描 ATR 方法。波导结构如图 2 所示。入射光采用 He-Ne 激光, $\lambda = 6328 \text{\AA}$, 棱镜是由 ZF₂ 玻璃制作的, 它对 6328 Å 光的折射率 $n_p = 1.749$ 。波导样品是由真空蒸镀法制备在棱镜底面上的, 经标定银膜厚度 d_1 控制在 $450 \text{\AA}$, $d_2 > 2000 \text{\AA}$ 。介质膜 (MgF_2 层) 厚度用透射极值法控制, 控制波长是 $5600 \text{\AA}$ 。蒸镀 MgF_2 层对 6328 Å 光的折射率经测量取为 1.36。

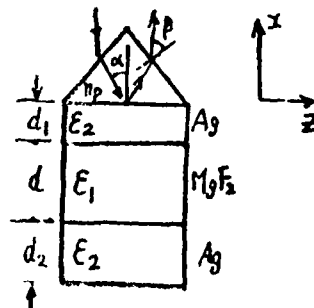


图2 棱镜耦合对称金属

包复介质波导结构。实验中所得到的其中一条 ATR 曲线如图 3 所示。由实验结果最后得到的这种对称金属包复介质波导的 TM₀ 和 TM₁ 二个模式的 Z 向波矢 (以内角 α 示 ϵ) 和介质层厚度 d 的关系如图 4 所示。图中实线是根据 (1) 式和 (2) 式的理论计算结果。计算中取 $\epsilon_2 = -16.32$ (银在 6328 Å 光的复介电系数是 $-16.32 + 20.5414i$) 从图 4 中可以看出,除了 $d = 9600 \text{\AA}$ 的一个点外,其余各点实验值与理论曲线皆有一点定向偏移。考虑了棱镜耦合的影响和 Ag 的介电系数的虚部,用特征矩阵法由菲涅耳公式来严格计算 ATR 曲线,所得结果仍然与由 (1) 和 (2) 式计算结果十分一致。这说明这定向偏移另有原因。按

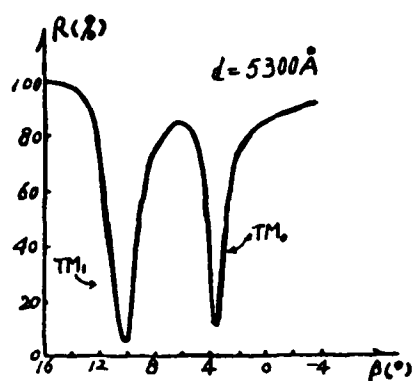


图3 角度扫描ATR曲线

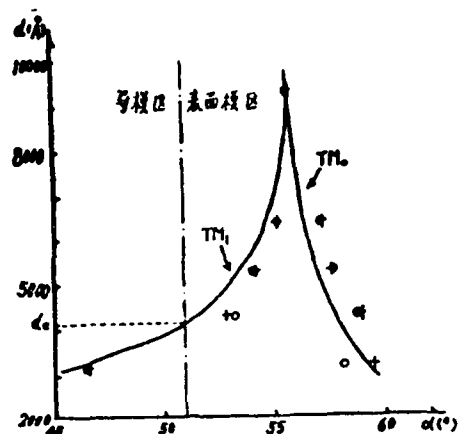


图4 TM_0 和 TM_1 模的 K_2 和厚度 d 的关系——理论曲线, $\circ$ 实验点 $+$ 考虑金属陶瓷层面的理论值

照 Maxwell-Garnett 的理论, 认为蒸镀的 MgF_2 层和最后蒸镀上去的银层形成一个薄的金属陶瓷层 (Cermet), 其介电系数⁽⁵⁾

$$\epsilon_G = \epsilon_s (\epsilon_s (1+2q) + 2\epsilon_s (1-q)) / (\epsilon_s (1-q) + \epsilon_s (2+q)) \quad (7)$$

其中 q 是金属组份的体积份数。使 q 在 0.45-0.4 范围内取值, Cermet 层厚度在 40Å - 20Å 范围内取值, 考虑棱镜 - Ag - MgF_2 - Cermet - Ag - 空气六层结构, 用特征矩阵法。由计算机计算可得结果如图 4 中 “+” 号所示, 显然已十分接近实验结果, ATR 峰的半峰宽表征着所激励模式的辐射

损耗和传输损耗。本文的具体情况主要是传输损耗, 所以图 5 实际上给出了这种波导中 TM_0 和 TM_1 二个模的传输损耗与 d 的关系, 这与 (1) 的计算结果是一致的。

所以由本文结果可以看出, 考虑到表面模式, 对称金属包复介质波导能够容纳模式的有效折射率范

围可以扩展到 $0 < R_0 N < \infty$ 。在 $\beta = 1_0$ 处, 存在一个 $R_0 N = \sqrt{\epsilon_s}$ 的导模和表面模的过渡

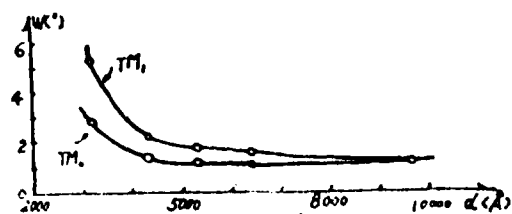


图5 TM_0 和 TM_1 模半峰宽 (外角) W 和 d 关系的实验曲线

模式。

(参考文献)

- (1) I.P.Kaminow et.al., Appl.Opt.13, 396, (1974)
- (2) A.Otto, (Optical Properties of Solids New Developments)
(Ed.by B.O.Seraphin, North-Holland Publishing Co.1976),
677.
- (3) G.J.Kovacs et.al., Phys.Rev.B, 16, NO.4, 1297 (1977)
- (4) 李瑞藩等, “光学学报”, 4, NO.1, 6, (1984)
- (5) J.C.Maxwell Garnett, Phil.Trans.R, Soc.Lond, A203, 385,
(1904)

C-6 用本征矢方法提高单模光纤截止波长

测量重复性的实验条件

陈建平 黄上元 林宗琦

(上海交通大学电子工程学院)

为获得既简便又有较高重复性的单模光纤截止波长测试方法, 本文提出了一种基于单模光纤线偏振本征矢⁽¹⁾, 根据输出光消光比的变化规律来判断截止波长的方法。对于工作在单模状况的光纤, 总能找到一对正交的线偏振本征矢⁽²⁾, 因而此方法适用于各种实际的光纤。

本文首先从理论上分析, 计算了 LP_{11} 模中各分立模 (TM_{01} 、 TE_{01} 及 HE_{21}) 的传输常数之间的细微差别。从而得出, 对于工作在双模区的光纤, 当输入光是线偏振光时, 虽然在输入端激发出的场是线偏振的, 但经数十公分的传输后, 场结构就将发生明显畸变。因此, 光纤一旦进入多模状况本征矢就无法找到。本征矢的消失意味着从任何方向输入给光纤以线偏振光都无法得到线偏振的输出光。相应地, 消光比

$$\eta = (I_{\max} - I_{\min}) / (I_{\max} + I_{\min})$$

始终无法接近于 1 (在单模区, 本征矢的存在总能通过输入端起偏器及输出端解偏器的两维搜索使约 $I_{\min} = 0$, 亦即 $\eta = 1$)。因此, 根据消光比的变化可方便地确定出光纤的截止波长。

本文也给出了许多实验结果及其规律性, 从中总结出用本文所提出的方法测试截止波长的实验条件, 即:

1. 测试时光纤允许自由放置, 只要不引入半径小于 5 cm 的弯曲; 同时入射光可采取对轴正入射。

2. 避免光纤受到应力。

3. 光纤具有 2 米或 2 米以上的长度。

我们所做的大量实验表明, 本测试方法不仅简单, 且具有良好的测试重复性及一致性, 是一种测量截止波长的实用、可靠的方法。

附: 参考文献:

- (1) 黄上元, 林宗琦, 应用科学学报, 第 3 卷第 1 期, 1985 年 1 月
- (2) M. Monerie and L. Jeunhomme, Optical and Quantum Electronics 12, 449 (1980)

C-7 用电子探针法研究 T_1 在 L_1NbO_3 中的深度分布

张雁行 沈定中 李香庭 谭浩然

(中国科学院上海硅酸盐研究所)

光波导是集成光学及其器件的基础。 T_1 扩散 L_1NbO_3 光波导由于制作工艺简单, 波导性能良好, 而且可以利用 L_1NbO_3 晶体优良的电光、声光效应制成各种功能器件。因此对 T_1 扩散 L_1NbO_3 波导的研究引起人们极大的兴趣。

我们用电子探针法测量了 T_1 在 L_1NbO_3 波导中的深度分布。同时用棱镜耦合法测量了扩散 T_1 的 L_1NbO_3 波导的有效折射率, 并分别用指数函数和高斯函数计算了评价函数值以与 T_1 浓度分布曲线进行比较。

采用 Y 切 L_1NbO_3 晶片, X、Y、Z 方向的尺寸分别为 40、2 和 8 毫米。晶片表面抛光到 $\lambda/4$ 的平整度。用高频溅射把 T_1 淀积在 L_1NbO_3 基片的 Y 向上。样品放在石英管内加盖的石英舟中, 在 2 升/分的 Ar 气氛中进行扩散。在保温的最后半小时通 2 升/分的 O_2 气以补偿扩散过程中引起的缺氧。然后样品在石英管内自然冷却。

波导样品中 T_1 浓度的深度分布, 使用 JCA-733 型电子探针测定。电子束直径约 1 微米, 探针电流 $2 \sim 3 \times 10^{-8}$ 安, 加速电压 20 千伏。由于 T_1 扩散层只有数微米厚, 因此在制备样品时采用把波导剖面磨成与波导表面成 30° 角的斜面, 以便提高深度分布测量的精度。 T_1 膜厚度及扩散条件列于表 1。

表 1

样 品 编 号	T_1 膜厚度 $\text{\AA}$	扩散温度 $^{\circ}\text{C}$	扩散时间 h_r	扩散后表面情况	模数
LN-Y-A-16	107	1000	7	无色透明	1
LN-Y-A-11	196	"	10	"	1
LN-Y-A-19	291	"	"	"	1
LN-Y-A-21	716	"	"	透光性稍差	
LN-Y-A-25	1371	"	"	有白色残留物	3
LN-Y-A-33	2600	"	13	"	4
LN-Y-A-35	2600	"	"	"	4

对于探测到的 T_1 浓度没有定标, 测得的为相对值。LN-Y-A-25 的表面浓度比 LN-Y-A-16 要大十倍左右, 表面浓度的相对值大致与 T_1 膜厚度成比例。测量结果表明, T_1 浓度的深度分布对 T_1 膜厚度有明显的依赖关系。典型分布曲线见图。图 1 为 T_1 膜在 $300\text{\AA}$ 以下的样品; 图 2 为 T_1 膜厚度在 $700\text{\AA}$ 以上的样品。图 1 的 T_1 浓度分布呈高斯型, 图 2 的 T_1 浓度分布呈指数型。

用棱镜耦合法测得 LN-Y-A-35 样品有四个模, 对应于 $m = 0, 1, 2, 3$ 的有效折射率分别为 2.2231, 2.2149, 2.2088, 2.2047。用统计试验法⁽¹⁾编制了用指数和高



图 1 T_1 膜厚度 $201\text{\AA}$ 的波导样品
(LN-Y-A-19) T_1 浓度分布曲

线, 白线长度为 5 微米



图 2 T_1 膜厚度 $2600\text{\AA}$ 的波导样品
(LN-Y-A-35) T_1 浓度分布曲

线, 白线长度为 5 微米

斯函数作试验函数的计算机程序, 并计算了样品的 Δn 和 z , 以及这两种函数的评价函数值结果列于表 2。

计算得到的评价函数值表明折射率指数分布接近指数型分布。这与电子探针测得的浓度分布曲线是吻合的。

表2

试验函数	Δn	d	评价函数
指数	0.0410	3.72	0.0801
高斯	0.0316	4.58	1.505

在我们的扩散条件下, T_1 膜厚度小于 $300\text{\AA}$ 存在一个模, 折射率指数呈高斯分布; T_1 膜厚度在 $700\text{\AA}$ 以上折射率指数呈指数分布。

参考资料

- (1) 李勃、陈英礼、方俊鑫, 光波导理论论文集(1)P. 10-1.

C-8 用于研究光波导传播损耗的测量系统

徐德维 刘德远

(中国科学院长春物理研究所)

集成光学光波导损耗的理论和实验研究, 不仅对于探索和制备高质量光波导薄膜, 而且对于表面相度、晶体缺陷和表面物理等方面的研究, 都具有重要的意义。到目前为止, 测定光波导损耗有几种方法, 已广泛采用的有滑动棱镜法⁽¹⁾。为了获得精确的损耗测量值, 输入和输出棱镜耦合器的耦合效率必须保持恒定。实际上, 要分别确保不变的输入耦合效率和 100% 输出耦合效率是困难的。Won 等人⁽²⁾还采用了三棱镜测量方法, 但是上述方法只能测量平面波导的模式传播特性, 而对于诸如透镜、棱镜、光栅等二维结构的波导器件却无法进行研究。

为了解决上述问题, 在报道过的文章⁽³⁻⁵⁾中, 曾采用了纤维探针法, 显微光度计法以及配有微处理机的测量技术, 本文采用了带有纤维探针扫描系统的微处理机测试方法。

图1示出了用于研究波导模式传播损耗的测量系统, 激光源是波长为 $6328\text{\AA}$ 的 $\text{He}-\text{Ne}$ 激光器。采用光波耦合器激励待测的波导模式, 将波导样品装在旋转台上, 以便激光束可以按需要的角度入射在棱镜底面上, 为免除输入棱镜边棱的散射光叠加在导波光束的条纹上, 必须加上挡视。为了消除纤维探针沿传播方向纵向扫描时因与导波光束未能精确对准而带来的偏差, 我们增加了横向扫描部分。这样, 装在夹持架上的纤维探针, 就能够借助纵向滑动部和横向升降部由两部反应式步进电机进行驱动, 可完成纵、横向扫描。为使波导样品与纤维探针保持精确的平行, 波导样品需要夹持在机架上。除在垂直方向靠平机体外, 纵向也必须沿着机架下立平面靠平。

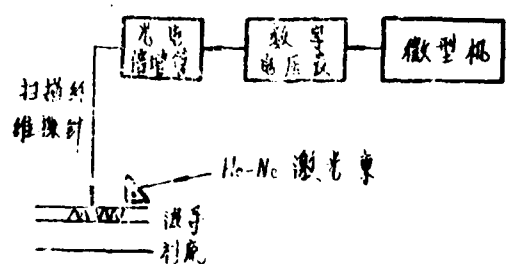


图1 用于研究波导模式传播损耗的测量系统

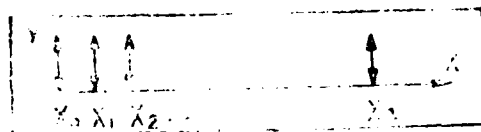


图2 纤维探针运动图

每次精确置定探针位置后，光强信号在光电倍增管中变为电压信号送到数字电压表中，数字表输出BCD码通过接口电路送入微型机中，在X和Y方向取点个数以及在Y方向运动次数都可按操作者予先根据样品情况选定后，打入计算机中，程序控制自动完成采集数据过程。

设X方向起始点 X_0 处测得的散射光强为 I_0 。沿X方向各点 X_1 、 X_2 、…… X_n 处的散射光强分别为 I_1 、 I_2 、…… I_n 。根据散射光强随传播距离变化的数据，采用最小二乘法拟合数据的直线，即可将波导模式传播损耗值确定下来。

我们通过上述的测量系统，对银离子交换波导的传播损耗进行了实验研究，衬底是钠玻璃，波导是在温度为 300°C 熔化的硝酸银溶液中浸泡了三十分制备的，在同一波导样品中，沿不同部位测量损耗值约有两倍的变化（ $\sim 1\text{ dB/cm}$ ），这说明制备的波导存在局部不均匀性，如果取离子交换波导的一部分沉积金属包层， TM_0 模式的损耗值约有两个数量级的增大。

实验表明，采用微型机控制的扫描纤维探针测试系统，可用于低损耗到高损耗范围内损耗值的测量。如果经过适当的改进，本测量系统使我们有可能研究信道波导以及二维结构波导器件的传播特性。

参考文献

- (1) H.P.Weber, et al., Applied Optics., 12(1973), 755

测量系统的整个工作过程是在微型机控制下进行的。首先令探针定位在 X_0 处，如图2所示，然后令探针沿Y方向运动，为消除因激光源的波动所产生的误差，要求在X方向上探针定位的每一点处，沿Y方向各点多次采集数据。因此，需要探针在Y方向上往复运动多次，设为P。随后令探针沿X正向运动到下一点 X_1 处。

再重复Y方向的P次运动，如此直到

形分配器和驱动级，故不采用由程序设定环形指针而输出环形代码的方法，我们采用的是由微型机输出驱动脉冲的数目，就可以精确确定探针的位置，控制精度为一步。

每次精确置定探针位置后，光强信号在光电倍增管中变为电压信号送到数字电压表中，数字

表输出BCD码通过接口电路送入微型机中，在X和Y方向取点个数以及在Y方向运动次数都可按操作者予先根据样品情况选定后，打入计算机中，程序控制自动完成采集数据过程。

设X方向起始点 X_0 处测得的散射光强为 I_0 。沿X方向各点 X_1 、 X_2 、…… X_n 处的散射光强分别为 I_1 、 I_2 、…… I_n 。根据散射光强随传播距离变化的数据，采用最小二乘法拟合数据的直线，即可将波导模式传播损耗值确定下来。

我们通过上述的测量系统，对银离子交换波导的传播损耗进行了实验研究，衬底是钠玻璃，波导是在温度为 300°C 熔化的硝酸银溶液中浸泡了三十分制备的，在同一波导样品中，沿不同部位测量损耗值约有两倍的变化（ $\sim 1\text{ dB/cm}$ ），这说明制备的波导存在局部不均匀性，如果取离子交换波导的一部分沉积金属包层， TM_0 模式的损耗值约有两个数量级的增大。

实验表明，采用微型机控制的扫描纤维探针测试系统，可用于低损耗到高损耗范围内损耗值的测量。如果经过适当的改进，本测量系统使我们有可能研究信道波导以及二维结构波导器件的传播特性。

实验表明，采用微型机控制的扫描纤维探针测试系统，可用于低损耗到高损耗范围内损耗值的测量。如果经过适当的改进，本测量系统使我们有可能研究信道波导以及二维结构波导器件的传播特性。

参考文献

- (1) H.P.Weber, et al., Applied Optics., 12(1973), 755

- (2) Y.H.Won, et al., Appl. Phys. Lett., 37(1980), 269
- (3) J.E.Goell, et al., Bell. Syst. Tech. J., 48(1969), 3445
- (4) Y.Akao et al., "Nonreciprocal Devices", in Optical Guided-Wave Electronics, H.Yanai and T.Makimoto, Eds (Marusen, Tokyo, 1981), in Japanese.
- (5) Y.Okamura, et al., Appl. Opt., 22(1983), 3892.

C-9 三棱镜法测量波导损耗

丁桂兰 陈才和 许成林

(天津大学精仪系集成光学研究室)

在集成光学和光通讯中,要求使用低损耗的光波导器件,因此能够精确地测出光波导中个别模式的损耗是相当重要的。测量波导衰减系数的最广泛使用的方法是测量作为波导长度函数的传输功率。

众所周知的滑动棱镜法测量波导损耗有以下缺点:使用匹配液,当波导存在多个模式时,各输出模趋向于重叠,因此很难单个模的损耗不使用匹配液,要求用力挤棱镜,使输入耦合效率发生变化,这样就影响测量精度。

现在我们用三棱镜测量波导损耗,克服了以上困难。该方法对于输入和输出耦合效果是独立的,并可适用于各种平面波导。

一、测量原理

图1所示,棱镜1、2和3分别固定在波导片上,将波导片安放在旋转台的测试架上。光通过棱镜进入波导中并激励所要求的模式。令 P_2 和 P_3 为棱镜2、3的输出功率。

$$P_2 = \gamma_2 I(Z_2) \quad \dots\dots\dots (1)$$

$$P_3 = \gamma_3 [I(Z_3) - P_2] e^{-\alpha(Z_3 - Z_2)} \quad \dots\dots\dots (2)$$

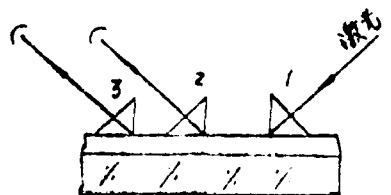


图1

其中 γ_2 、 γ_3 分别为棱镜2和3的耦合效率, $I(Z)$ 是波导中的光强, Z_1 为棱镜1的位置, α 是波导的衰减系数。

$$\text{令 } \gamma_z = 0 \text{ 得 } P_z^0 = \gamma_z I(Z_z) e^{\alpha P(-\alpha(Z_z, -Z_z))} \dots\dots\dots (3)$$

(3)-(2))+P⁰, 可得:

$$I(Z_z) = P_z P_z^0 / \Delta P_z \dots\dots\dots (4)$$

同样可以测得 $I(Z'_z)$

$$\text{则 } I(Z'_z) = I(Z_z) e^{\alpha P(-\alpha(Z'_z, -Z_z))} \dots\dots\dots (5)$$

$$\therefore \alpha = (\ln I(Z_z) - \ln I(Z'_z)) / (Z'_z - Z_z) \dots\dots\dots (6)$$

三 测量仪器及其结构原理图

本试验是在自制的 PW-Ⅱ型平面波导测试仪上进行的。该仪器的关键部件是自动定位三棱镜式的棱镜——薄膜耦合机构。此机构以波导面为定位基准实现耦合棱镜自动定位，达到最佳耦合。具有如下特点：

1 耦合棱镜自动定位。波导片勿须加压变形，只对耦合棱镜施加很小的力即可实现最佳耦合。因此，不会划伤波导表面，易于实现低损耗易碎基片波导器件的测量。

2 三个棱镜相互独立，互不影响。

3 损耗测量与耦合效率无关。

如图2所示为测量系统简图

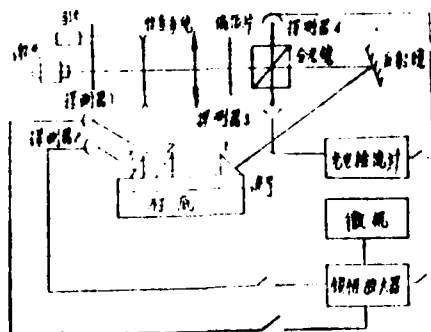


图 2

经过大量的实验得出了初步结果。结果如下表：

0 模

Z	V _z	V _z	V _z ²	I(Z _z)
7.60	11	130	200	31.43
8.05	7	90	130	22.75
8.60	7.7	78	130	19.25
9.60	5	75	130	11.82
10.05	3.5	78	130	8.75
10.60	3	73	120	7.66
11.05	2	80	130	5.20

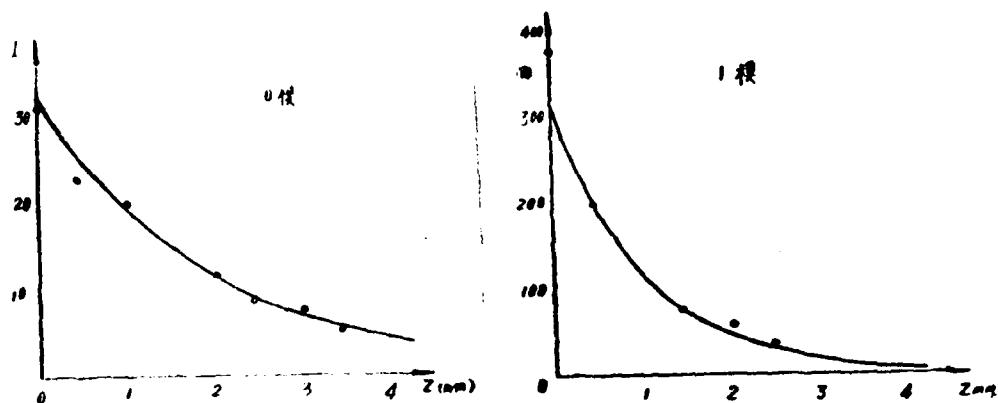
1 模

Z	V _z	V _z	V _z ²	I(Z)
7.60	22	160	170	374
8.05	22	71	80	195
9.05	23	56	80	77
9.60	10	53	64	58
10.05	12	82	130	33

利用公式(6), 两两代入求得 $a_{12}, a_{13}, \dots, a_{23}, \dots, a_{67}$, 最后利用数学统计的方法求得:

$$\bar{a}_0 = 5.1 \times 10^{-2} \text{ cm} \quad \bar{a}_1 = 9.7 \times 10^{-2} \text{ cm}^{-1}$$

后附实验曲线其中“0”表示实验点



C-10 有损试样参数的测试与计算方法

陈才和 丁桂兰 赵慧珍 许成林

(天津大学精仪系集成光学研究室)

一 前言

有损试样的光学参数可用复折射率 $n_c = n_r - jn_{31}$ 描述。散射体存在的条件下, 其参数很难用一般方法精确测定。根据消逝场不受散射体影响的特点, 我们用集成光学方法对其参数的测量原理及测试方法进行了研究。找出了试样吸收 (n_{31}) 与波导损耗 (n_{21}) 的数量关系, 提出了有损试样光学参数 n_{3r} 、 n_{31} 的测试及计算方法, 并进行了实验研究, 取得了初步实验结果。

三 测量原理及测量系统

在我们研制的“PW-1”型波导测试仪上进行了实验研究。图1为仪器外型, 图2为测量系统简图。

待测试样经样品槽A置于低损波导表面。波导参数 d_1 、 n_1 已精确测定, 如2#波导 $n_1 = 1.55795$, $d_1 = 2.708\mu m$ 。在A中加入有损试样后, 光波在波导传输过程中, 由于试样的散射、吸收, 使波导损耗增加。我们用三棱镜法精确测得波导衰减系数为:

$$\alpha = -\frac{\ln(I(Z_2)/I(Z_1))}{Z_2 - Z_1} \quad (1)$$



图1 仪器外型

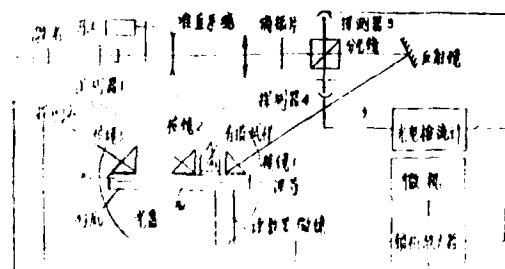


图2 测量系统简图

且有关系式 $I(Z_2) = P_2 P_1^0 / \Delta P$, ... (2)

由(2)显见, $I(Z_2)$ 与输出耦合效率 γ_2 、 γ_1 无关, 且不必加匹配段。因此输出模式不致于重叠。由于利用了自动定位耦合机构, 耦合时无需加很大的力, 防止了变形, 输入耦合效率保持恒定。且采取了锁相微信号处理系统, 提高了 α 的测量精度。

据关系式: $\alpha = 2\pi \cdot n_{21} / \lambda$ (3)

可求得 n_{21} 。进一步求得模方程即可求得有损试样参数 n_{3r} 、 n_{31} 。

三 参数测量及求解方法

1. 相互作用比R

损耗测量最终可用波导衰减系数 α 或损耗常数 n_{21} 来表示。而试样液渡往往由其本身的

吸收特征所反映。因此有必要求出 α (或 α_{31})，求该

样吸收 α_{31} 的直接关系。现定义：

$$R = \alpha_{21} / \alpha_{31} \quad (4)$$

R 反映了试样吸收对波导损耗的影响程度，亦即反映了

机械灵敏度。其关系为：

$$R_{TE} = \alpha_{3Y} \{ n_2^2 \gamma (n_1^2 - n_{3Y}^2) (n_2^2 \gamma - n_{3Y}^2)^{1/2} \}^{-1} / \{ (n_2^2 \gamma - n_1^2)^{-1/2} (n_1^2 - n_1^2) + (n_2^2 \gamma - n_{3Y}^2)^{-1/2} (n_1^2 - n_{3Y}^2) + (n_1^2 - n_2^2)^{-1} (R_{012} + (n_2^2 \gamma - n_1^2)^{1/2} / (n_1^2 - n_1^2) + (n_2^2 \gamma - n_{3Y}^2)^{1/2} / (n_1^2 - n_{3Y}^2)) \} \quad (5)$$

以上式看出；不同的 n_1 、 n_2 和 n_{3Y} 有不同的 R 值。我们在 K_9 玻璃基片上，溅射制备了 K_9 玻璃波导。经测试计算得： $n_2 = 1.55795$ (TE模0模) $n_{3Y} = 1.34$ ， $\lambda = 0.6328 \mu m$ 计算结果得 $R - d_s / \lambda$ 曲线。如图4所示。

结果表明当 $d_s = \lambda$ 时取极大 R_{max} ，因此在制作波导时使其厚度控制在 $0.6328 \mu m$ ，以便得到最大灵敏度。

表1为 $R - d_s / \lambda$ 计算结果简表。

表1 $R - d_s / \lambda$ 结果

模式	d_s	R_{max}
0	0.71970	0.01678
1	2.10832	0.00793
2	3.49740	0.00577
3	4.90350	0.00456
4	6.27049	0.00378

2 有损试样参数求解

设基底、波导均透明“有损试样”条件下模方程为：

$$K_0^{-1} \{ (n_1^2 - (n_{2Y} - jn_{21})^2)^{1/2} - \tanh^{-1} \left(\frac{n_1^2 - (n_{2Y} - jn_{21})^2}{n_1^2 - (n_{2Y} - jn_{21})^2} \right)^{1/2} - m\pi - \tanh^{-1} \left(\frac{(n_{31} - jn_{31})^2 - (n_{2Y} - jn_{21})^2}{n_1^2 - (n_{2Y} - jn_{21})^2} \right)^{1/2} = 0 \quad (6)$$

式中 $m = 0, 1, 2, \dots$ ， K_0 ——真空中波数。 n_{2Y} ——模折射率实部分量。 n_{21} ——模折射率虚部分量。

由同步角公式得：

$$n_{2Y} = \sin \theta \cdot \cos \epsilon + (n_p^2 - \sin^2 \theta)^{1/2} \cdot \sin \epsilon \quad (7)$$

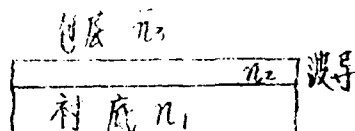


图3 波导结构简图

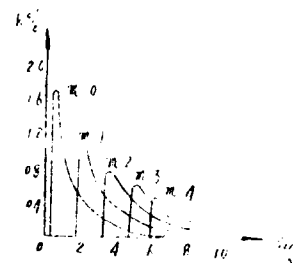


图4 $R - d_s / \lambda$ 关系曲线

式中 θ ——同步角， ϵ ——校镜角， n_p ——校镜折射率。 n_2 ， d_2 在空气包层下经测同步角并解模方程已精确求得。 n_p ， ϵ 用其它方法已精确测到。（ $n_2=1.55792$ ， $d_2=2.708\mu m$ ， $n_p=1.74978$ ， $\epsilon=44.141667^\circ$ ），波导本身损耗已精确测定。结果如下：

利用 $\alpha = -\ln(I(Z')/I(Z))$

$$\sqrt{Z_0'} - Z_0$$

两两代入得： α_{12} α_{13} α_{23}

α_{67} 然后利用统计方法求得 $\bar{\alpha}=0.051$
 $m=1$

在样品槽中加入“有损试样”后，测得“同步角”，由式(7)求得 n_{21} 。用三棱镜法精确测得波导损耗 α 后，由式(3)求得 n_{31} 。将参数 d_2 ， n_2 和 n_{21} 代入方程(1)即可求得待测试样参数 n_{31} 及 n_{32} 。

参考文献

- (1) Y.H.WON, P.O.Jussied, and Chartier, Appl. Phys. Lett. 37 (1980), P. 269
- (2) J.H.Harris, K.Shubert, and J. Polky, J. Opt. Soc. Amer. 60, (1970), P. 1007
- (3) P.K.Tien, G.Smolinsky, and K.J.Martin, Appl. Opt. 11, (1972), P. 637
- (4) J.N. polky and J.H.Harris, J. Opt. Soc. Amer. 62, (1972), P. 1081

Z	V _z	V _y	V _z ^o	I(Z)
7.60	11	130	200	31.43
8.05	7	90	130	22.75
8.60	7.7	78	130	19.25
9.60	5	75	130	11.82
10.05	3.5	78	130	8.75
10.60	3	73	120	7.66
11.05	2	80	130	5.20

D 无源波导器件

D-1 无象差波导短程透镜的设计

范俊清 许承杰

(中国科学院长春物理研究所)

集成光学频谱分析方法要求使用无象差波导透镜。用于导波准直和富里埃变换。本文以三次样条函数的线性组合表示非球凹面,采用文(1)、(2)的方法,以BASIC语言编制的程序,设计了带光滑圆边的无象差波导短程透镜。

设以柱坐标 ρ 、 φ 、 z 示踪波导透镜上的点,透镜在波导平面上的投影如图1所示。 C_j 表示入射到透镜P点的光线与光轴的距离,该光线经透镜后在 a 点处出射。对于理想的无象差波导短程透镜,如其焦距为 f ,孔径为 $2\rho_0$,则 C_j 在透镜中扫过的角度 $2\Delta\varphi_j$ 为

$$\Delta\varphi_j = \frac{\pi}{2} - (\sin^{-1}(C_j/\rho_0) + \sin^{-1}(y_j/\rho_0))/2 \quad (1)$$

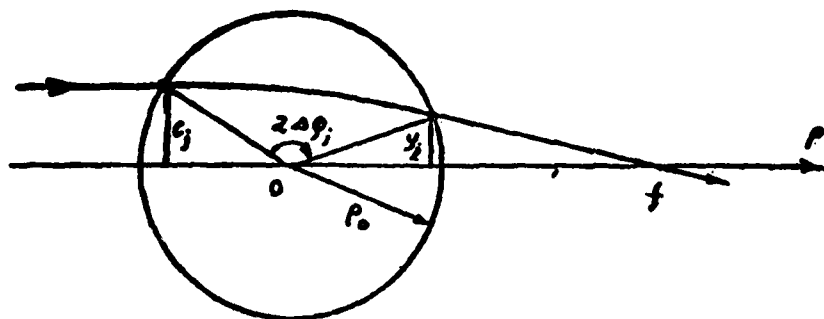


图1 短程透镜在波导平面上的投影

其中

$$y_j = \frac{c_j}{r} ((r^2 - c_j^2)^{1/2} - (\rho_0^2 - c_j^2)^{1/2}) \quad (2)$$

对通过光轴的光线, $c_j = 0$, $\Delta\psi_j = \pi/2$.

设带光滑园边的透镜凹面母线表示

$$z(\rho, \vec{\lambda}) = \sum_{i=1}^N a_i \psi_i(\rho) \quad 0 \leq \rho < \rho_1 \quad (3)$$

$$-\gamma + (\gamma^2 - (\rho_0 - \rho)^2)^{1/2} \quad \rho_1 \leq \rho \leq \rho_0$$

式中, γ 是光滑园边的曲率半径, ρ_1 是非球凹面母线与园边的连接点位置, a_i 是特定系数, ψ_i 是等间距三次样条函数. 要求曲面是连续光滑的, 所以有条件

$$\sum_{i=1}^N a_i D_{im} = V_{N+m} \quad (4)$$

式中, $m = 1, 2, 3$,

$$\begin{aligned} D_{11} &= \psi_1(\rho_1), D_{12} = \psi_1'(\rho_1), D_{13} = \psi_1''(0) \\ V_{N+1} &= -\gamma + (\gamma^2 - (\rho_0 - \rho_1)^2)^{1/2} \\ V_{N+2} &= (\rho_1 - \rho_0) / (\gamma^2 - (\rho_0 - \rho_1)^2)^{1/2} \\ V_{N+3} &= 0 \end{aligned} \quad (5)$$

对于式(3)表示的曲面, 由光线追迹可得

$$\begin{aligned} \Delta\varphi_1(\vec{\lambda}) &= F(\rho_1, \vec{\lambda}) \cos^{-1}(c_j/\rho_1) - \int_{c_j}^{\rho_1} F'(\rho, \vec{\lambda}) \cos^{-1}(c_j/\rho) d\rho \\ &+ \gamma c_j \int_{\rho_1}^{\rho_0} \frac{d\rho}{\rho (\gamma^2 - (\rho_0 - \rho)^2)^{1/2} (\rho^2 - c_j^2)^{1/2}} \end{aligned} \quad (6)$$

式中, $F(\rho, \vec{\lambda}) = (1 + z^2)^{1/2}$.

如果要求式(3)尽可能接近理想的曲面, 应使 $\Delta\varphi_j - \Delta\varphi_j(\vec{\lambda})$ 极小化, 求 $\vec{\lambda} = (a_1, \dots, a_N)$ 的问题变成求下式极小问题

$$\varepsilon(\vec{B}) = \sum_{j=1}^M (\Delta\varphi_j - \Delta\varphi_j(\vec{\lambda}))^2 + \sum_{m=1}^3 a_{N+m} (\sum_{i=1}^N a_i D_{im} - V_{N+m}) \quad (7)$$

式中, M 表示光线数目, a_{N+m} 是 Lagrange 乘子. 若 $\vec{\lambda}_0$ 是 $\vec{\lambda}$ 的起始估计, 则依 Taylor 展开近似

$$\Delta\varphi_j - \Delta\varphi_j(\vec{\lambda}) \approx \Delta\varphi_j - \nabla_{\vec{\lambda}}(\Delta\varphi_j(\vec{\lambda}_0)) \cdot \vec{\lambda} \quad (8)$$

式中

$$\Delta_j = \Delta\varphi_j - \Delta\varphi_j(\vec{A}_0) + \nabla_A(\Delta\varphi_j(\vec{A}_0)) \cdot \vec{A}_0 \quad (9)$$

利用式(7)、(8)及条件 $\partial\epsilon/\partial a_k = 0$ ($k=1, 2, \dots, N+3$) 得线性方程组

$$\begin{pmatrix} G_{11}, & \dots, & G_{1N} & D_{11}, & D_{12}, & D_{13} \\ \vdots & & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ G_{N1}, & \dots, & G_{NN} & D_{N1}, & D_{N2}, & D_{N3} \\ D_{11}, & \dots, & D_{N1} & 0 & 0 & 0 \\ D_{12}, & \dots, & D_{N2} & 0 & 0 & 0 \\ D_{13}, & \dots, & D_{N3} & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_1 \\ \vdots \\ a_N \\ a_{N+1} \\ a_{N+2} \\ a_{N+3} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} v_1 \\ \vdots \\ v_N \\ v_{N+1} \\ v_{N+2} \\ v_{N+3} \end{pmatrix} \quad (10)$$

式中

$$G_{m,k} = 2 \sum_{j=1}^M \frac{\partial \Delta\varphi_j(\vec{A}_0)}{\partial a_m} \cdot \frac{\partial \Delta\varphi_j(\vec{A}_0)}{\partial a_k} \quad (11)$$

$$v_k = 2 \sum_{j=1}^M \Delta_j \frac{\partial \Delta\varphi_j(\vec{A}_0)}{\partial a_k} \quad (1 \leq m, k \leq N) \quad (12)$$

如果选定了 $\vec{A}_0$ ，则由式(10)可解出更精确的近似 $\vec{A}$ ，令此 $\vec{A}$ 作新的 $\vec{A}_0$ ，可求得高级近似。反复迭代，直至 $\vec{A}$ 不再改变，便得到所要的 $\vec{A}$ ，由式(3)得到所求曲面母线。

为了选择 $\vec{A}_0$ ，取一特殊球面母线作初始近似，这个母线带与式(3)相同的圆边，其旋转面使在通光半径中点入射的光线汇聚在设计焦点。然后，以式(3)拟合这条曲线求得系数作 $\vec{A}_0$ 。为了使迭代收敛，解方程(10)采用了麦夸脱方法。

依上述方法，我们用 BASIC 语言编制的程序，在 M-160 计算机上进行了计算。所需参数是： $M=5$ ， $\rho_0=4\text{mm}$ ， $\gamma=0.4\text{mm}$ ，通光半径 $W=0.8\rho_0$ ， r 分别取 10、20、30mm，在这些参数下，计算一组数据小于 15 分钟。

参考文献：

- (1) J.C. Bradley et al., SPIE, 1979, Vol. 176, Guided Wave Optical Systems and Devices, I, 75~84
- (2) B. Chen and O.G. Ramer, AD A069711, 1979

D-2 波导模折射率透镜的研制

黄学峰 余国贤 钟保安

(北京邮电学院应用物理系)

薄膜透镜较之体光学透镜具有许多特点。随着激光技术的发展,对于薄膜透镜的研究在许多方面,尤其是在光信息处理方面展示了十分诱人的前景。目前,国际上已经研制了几种薄膜透镜。本文报导了对模折射率透镜进行的设计、制备,并对结果进行了观测及分析。

在集成光学系统中,光都是在光导薄膜中传输的。根据全反射和相长干涉条件,对于TE波,可以导出平板波导模式特征方程⁽¹⁾:

$$(n_f^2 - N_Y^2)^{1/2} k d = \gamma \pi + t_g^{-1} \left(\frac{N_Y^2 - n_s^2}{n_f^2 - N_Y^2} \right)^{1/2} + t_g^{-1} \left(\frac{N_Y^2 - n_c^2}{n_f^2 - N_Y^2} \right)^{1/2} \quad (1)$$

式中, γ 表示模阶数 ($\gamma = 0, 1, 2, \dots$), d 为薄膜厚度, n_f 、 n_c 、 n_s 分别为薄膜、表面介质及衬底折射率, $k = 2\pi/\lambda$ 是光波在真空中的传播常数, N_Y 为其模折射率, $n_s < N_Y < n_f$, 当 $N_Y = n_s$ 时, γ 阶模截止, 对应的 d_Y 为其截止厚度。依此可画出 $N-d$ 关系曲线。同一个 N 值, 不同模式所对应的厚度 d_Y 是不同的。

模折射率透镜是在波导层上引进一个厚度台阶, 且这个台阶的边界为透镜形状。利用薄膜厚度的不同造成模折射率的差别, 使入射光束在边界上折射产生透镜作用。一种象差比较小的模折射率透镜边界的二维结构表示为⁽²⁾:

$$y^2 = 2fx(1 - (N_1/N_2)) + ((N_1/N_2)^2 - 1) x^2 \quad (2)$$

式中, N_1 、 N_2 分别为透镜及波导部分的模折射率, f 为透镜焦距, 如图一所示。

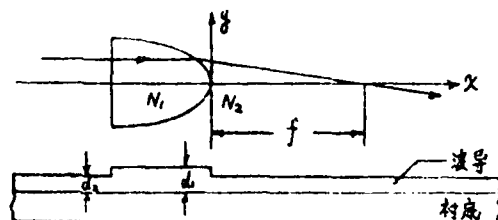


图 一

可见, 此二维结构仅与 N_1 、 N_2 的比值有关, 而与 n_s 、 n_f 以及可传输的模式个数等无关。制备中, 只要用所选材料能控制 N_1/N_2 保持不变, 原则上就可以制得透镜部分二维结构相同的, 材料不同, N_1 、 N_2 值不同, 可传输模式个数不同的一系列透镜。

制备中, 我们选取了如下条件:

光源 N_0-N_0 激光器, $\lambda = 6328\text{\AA}$
衬底 QK₃ 玻璃, $n_s = 1.480$
源材料 B₂K₇ 玻璃, 形成的膜层 $n_f = 1.560$

(用椭圆光测厚仪测定)

取定 $r_1 = 0.300 \mu\text{m}$, $t_1 = 0.500 \mu\text{m}$, $N_1 = 1.530$, $N_2 = 1.500$, $N_1/N_2 = 1.020$.

由(1)式作出 $N-d$ 曲线如下:

由图二可见, N_2 对应的 TE_0 、 TE_1 、 TE_2 模的厚度分别在可传输单模、双模、三模的厚度范围内。这里还有一个值得注意的问题: 当可传输多模时, 设计透镜只对其中的某一个模式适用。

以第5号样品为例: 此样品制备的是一个可传输两个模式的透镜。由图二查得:

$$d_1 = 1.77 \mu\text{m}, \quad d_2 = 1.14 \mu\text{m}$$

图二

在波导和透镜部分的制备中, 我们采用了高频溅射工艺并在制备厚度台阶时, 运用了双层掩膜工艺。现将制备方法概述如下:

1. 衬底: 我们所使用的 $5 \text{ mm} \times 15 \text{ mm} \times 40 \text{ mm}$ 国产 QK3 玻璃衬底, 经光学抛光, 制备前用常规清洗方法彻底清洗, 脱水。

2. 波导层: 采用了高频溅射工艺。经试验, 成膜参量重复性好。

3. 透镜部分掩膜的制备: 采用了常规光刻工艺。为抗得住长时间的高频溅射, 使用了双层掩膜。第一层为铝, 第二层为 AZ1350 胶。

4. 透镜区膜层的生长: 将上述带有双层掩膜的波导片再放入溅射机继续进行溅射, 就可形成图一所示结构。

5. 利用剥离工艺去掉掩膜。

最后, 我们对制备的薄膜透镜用棱镜耦合的方式进行了观测, 如图三所示。

从图中可以观测出聚焦, 进而又发散的透镜特性。结果与理论设计基本符合。

本文的工作表明, 利用高频溅射工艺淀积的薄膜波导透镜与双层掩膜工艺的应用都是很成功的。

参考文献:

- (1) 《集成光学》上册 金 锋 范俊清编著
- (2) L. P. Boivin, Appl. Opt. Vol. 13, P. 391 (1974)

D-3 薄膜棱镜的研制

程志刚 余国贤 钟保安

(北京邮电学院 应用物理系)

近年来,国内在实现常规光学元件的平面工艺上做了很多工作。从已报告的情况来看,做进一步探索工作仍是有必要和有意义。本文介绍的就是用射线光学理论设计非对称平板光波导中的薄膜棱镜,并用溅射工艺实现了这一设计。

光在波导中传播,其垂直于波导面方向的光场是驻波分布。根据驻波本征条件,得出波导模存在的特征方程如下:

$$2hd - 2\varphi_{12} - 2\varphi_{13} = 2\gamma\pi \quad (1)$$

有效折射率定义为:

$$N_Y = \beta_Y / K = n_1 \sin \theta_Y \quad (2)$$

在(1)(2)式中, h 是波矢 K 在垂直波导面方向的分量; φ_{13} 、 φ_{12} 分别是光波在波导上下界面的全反射相移; n_1 是波导材料折射率。TE 模的全反射相移是:

$$t_g \varphi_{TE} = (\beta^2 - n_2^2 K^2)^{1/2} (n_1^2 K^2 - \beta^2)^{1/2} \quad (3)$$

其中 n_2 是衬底材料折射率。将式(1)(2)(3)联立,得到导模方程:

$$(n_1^2 - N_Y^2)^{1/2} kd = \gamma\pi + t_g^{-1} \left(\frac{N_Y^2 - n_2^2}{n_1^2 - N_Y^2} \right)^{1/2} + t_g^{-1} \left(\frac{N_Y^2 - n_2^2}{n_1^2 - N_Y^2} \right)^{1/2} \quad (4)$$

我们选用 KQ3 玻璃作衬底,其折射率 ($6328\text{\AA}$) $n_2 = 1.48$; 膜材料是高频溅射 BaK7 玻璃其 $n_1 = 1.56$ 。将所选材料参数代入方程(4),用数值解法做出 $N_Y - d$ 曲线,见图(一)。

由图(一)可见, $d_{c0} = 0.23\mu\text{m}$, $d_{c1} = 0.88\mu\text{m}$, $d_{c2} = 1.52\mu\text{m}$ 其中 d_{c0} 、 d_{c1} 、 d_{c2} 分别对应零阶模、1 阶模、2 阶模的截止厚度, (工作波长为 $6328\text{\AA}$)。由于溅射工艺成膜较慢,我们综合考虑决定做允许两个模式存在的波导。同时考虑到溅射膜厚出现误差不至使膜厚超出模式限,决定波导膜厚为 $1.14\mu\text{m}$ 。

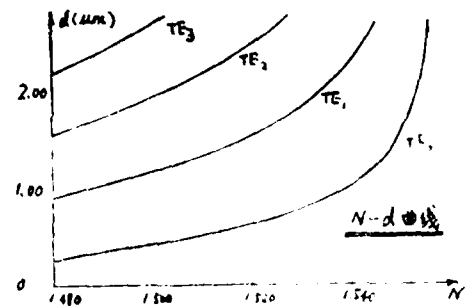


图 (一)

光通过棱镜时的偏折角与入射角 θ 及棱镜顶角 θ_0 之间关系为:

$$\theta_{\text{偏}} = \theta_0 - \theta_1 = \sin^{-1} \left\{ \frac{N_{Y2}}{N_{Y1}} \sin \left(\theta_0 - \sin^{-1} \left(\frac{N_{Y1}}{N_{Y2}} \sin \theta_0 \right) \right) \right\} \quad (5)$$

其中 θ 是入射角; θ_0 是棱镜顶角; N_{Y1} 、 N_{Y2} 分别是波导区和棱镜区的有效折射率。从 $N_Y - d$ 曲线中可以看到, N_Y 随 d 的增加而增加,并逐渐趋于 n_1 。即增加膜厚可以在一定范围内提高有效折射率。我们提高棱镜区折射率正是利用了这个道理。考虑到能观察到明显

的偏折现象和溅射条件。消光棱镜区厚度为 $d = 1.77 \mu\text{m}$ ，设计棱镜顶角分别是 90° 和 120° 。底边为 $5 \mu\text{m}$ ，经常光刻后仍用B₂E7玻璃溅射棱镜区。按上面设计用公式(5)估算偏转量一般在几度数量级。

工艺上我们是用溅射——光刻——溅射来实现我们的设计。溅射前先将衬底玻璃分别用三氯乙烯和丙酮做超声清洗，脱水后以每分钟50A的速度溅射，观测波导时，用棱镜耦合6328A激光，在接收屏上观察到两条 π 线。这与我们设计是一致的。由溅射时间长，我们采用铝和AZ1350胶的双层掩膜，效果很好。经溅射后的基片用丙酮去胶，再用水浴浓磷酸去铝。

将制成片进行实测，用棱镜将6328A的He-Ne激光束(TE波)耦合进波导，使光束通过波导棱镜区，观察到光束通过波导棱镜区后有明显的偏折现象。图1表示了光线在波导中传输遇棱镜后产生偏折的照片。

观测结果与我们的设计符合得很好。溅射工艺成膜致密，质量好，用它可以实现一般光学器件，使用高频溅射工艺，膜生长的慢，溅射时间长，这给掩模带来一定的困难，用铝和光刻胶的双层掩模解决这个问题是很成功的。应用这种方法选择适当的衬底和靶材料，制作薄膜棱镜实现 10° 以内的偏转还是容易的。

参考书：《集成光学》 金 译 范俊清编著

D-4 宽带光学衰减片的研制

周 虚 张祖好 钟保安

(北京邮电学院 应用物理系)

前 言

光学衰减片是光学衰减器的核心元件，已有的光学衰减器一般都是利用吸收玻璃或镀制光学薄膜的方法制成的，它们共同的特点都是对使用波长有着严格的限制。而我们制作的光学衰减片在某一特定的波段内衰减值几乎不变，这就给使用带来了极大的方便。

一、材料的选择

由于光通信中使用的波长在 $0.85 \sim 1.5$ 微米，因此在材料问题上我们研究了在玻璃衬底上制备吸收薄膜的可行性。将光吸收材料蒸镀在玻璃衬底上，制成吸收截止滤光片。已知可供选择的材料有：(见表一)

表一

材料名称	折射率(红外)	透明区(μm)
硅	3.5	1.1~10
锗	4.0	1.7~100
碲	4.9	3.4~20
碲化铅	5.5	3.4~30

由于碲、碲化铅毒性大,制备薄膜时要采用一定的防护措施,又因硅自1.1微米处开始变为透明,不适于设计宽带光学衰减器,因此我们选用锗作为吸收薄膜材料。

三 工 艺 条 件

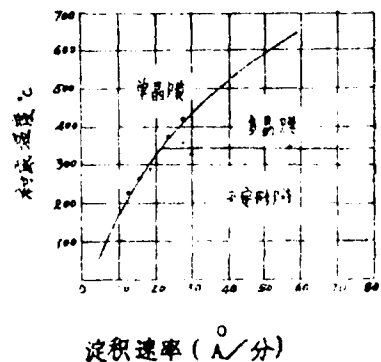
锗是一种无毒的半导体材料,但锗薄膜的光学性质受制备工艺的影响很大⁽¹⁾,因此在设计宽带光学衰减片时,力求薄膜结构简单。

锗薄膜有晶形和非晶形(无定形)之分,晶形又分单晶和多晶,根据多次实验,我们需要制备非晶形锗薄膜。一般说来,淀积速率愈高,衬底温度愈低,则淀积的薄膜越容易形成无定形薄膜。淀积速率与衬底温度对锗膜的结构关系如图一。

提高淀积速率,虽然能使薄膜的牢固度有所提高,但由于淀积速率的提高,必然带来蒸发材料温度的提高,这样易使锗料造成大颗粒飞溅,从而形成粗糙的薄膜表面。降低淀积速率,可避免锗料的大颗粒飞溅,但又会使薄膜变得疏松。因此淀积速率既不能太快,也不能太慢。根据我们的经验,将淀积速率控制在 $100\sim 200\text{\AA}/\text{分}$ 之间较好。衬底温度的高低也是影响薄膜结构的关键,因此为达到镀制无定形锗膜的目的,我们将衬底温度控制在 $< 150^\circ\text{C}$ 。

因为锗膜受蒸发舟的形状、光亮度影响很大,所以我们采用电子束蒸发工艺来制备半导体薄膜,电子束蒸发工艺制备出的薄膜在纯度方面优于其它制备薄膜的方法,其制备出的薄膜牢固度也较好。

在蒸镀时还应注意防止锗球滚动,以避免由于锗球滚动造成多角度蒸发,影响薄膜的质量。薄膜蒸发完毕,要对其作热处理。热处理温度控制在 $< 160^\circ\text{C}$,则消光系数 K 可在 $0.1 < K < 1$ 的范围之内。



图一 淀积在锗衬底上的锗膜的结构和衬底温度、淀积速率的关系⁽²⁾

三 测试及结果分析

衬底材料为玻璃, 折射率 $n_s=1.52$, 消光系数 $K_s < 10^{-3}$ 可忽略不计。($\lambda = 6328\text{\AA}$)

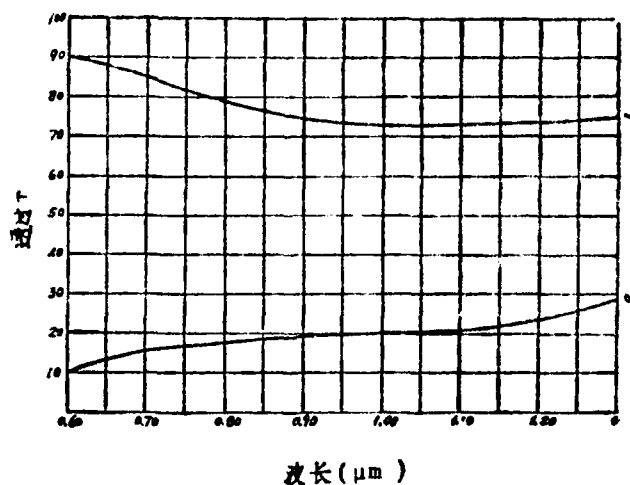
锗薄膜的光学参数是利用 TP-77 型椭圆测厚仪测量的, 用微处理机进行计算的。

表二

样品号	入射角 ρ	椭圆参数		折射率 n	消光系数 K	几何厚度 $d(\text{\AA})$
		$\varphi(\text{度})$	$\Delta(\text{度})$			
1#	60.00°	24.69	153.49	3.48	0.50	688.25
	55.00°	28.52	160.47			
2#	60.00°	28.46	154.07	3.94	0.25	610.58
	55.00°	31.55	160.06			
3#	60.00°	26.54	151.32	3.89	0.30	642.72
	55.00°	30.12	158.98			

由图二的透射比曲线看出光学损耗片的损耗值在 0.70~1.0 微米范围之内均为 $7.8\text{dB} \pm 0.5\text{dB}$ 。

经过适当的清洁处理, 用合适的工艺条件, 制备出的锗薄膜表面光滑, 将其暴露于空气



图二 1. 玻璃衬底的光谱特性曲线

2. 光学损耗片的光谱特性曲线

中, 经过一段时间, 再进行复测, 其光谱特性基本不变, 由于锗薄膜微溶于水⁽¹⁾, 为防止长

期暴露于空气中与水蒸汽作用，因此在锗薄膜表面上镀制二氧化硅作为保护膜。

热处理也是制备无定形锗薄膜的关键。在不同温度下进行热处理，使锗膜的光学性质有显著变化。从表三中看出将锗膜用不同温度进行热处理，其折射率实部变化不大，但消光系数却有非常显著的变化。若在较高的温度下进行热处理将使薄膜的晶化程度增大，甚至可使锗膜由无定形完全变成晶态。

表三

样品号	热处理温度	复折射率实部	消光系数
4 #	> 200 °C	4.63	1.75
5 #	150 ~ 200 °C	4.55	0.80
6 #	< 150 °C	4.74	0.24

表三中的数据是我们对样品反复测量，经微机计算的结果。这与O.S. 希文斯^[1]的结果有很大不同。

这种宽带衰减片的工艺重复性好，但由于半导体薄膜的折射率较高，有一定的反射，为防止反射可将衰减片稍微倾斜放置，就可避免反射波对入射波的干扰。倾斜放置时光学衰减片的光谱特性及带宽保持不变。

结 束

宽带光学衰减片，由于使用波长不再受波长的严格限制，因此有着实际应用意义。

参考文献

- (1) 制备工艺对锗薄膜性质的影响——张宝仁 “光学学报” 1984. VOL. 4 NO. 2
- (2) 半导体及薄膜物理——恽正中等“第二篇薄、膜物理部分”
- (3) 固体光学薄膜的性质——O.S. 希文斯 中译本

D-5 棱镜——光栅耦合器的实验研制

徐 力 陈德昭

(北京邮电学院应用物理系)

去年在光学学会的西安会议上我们报道了关于棱镜——光栅耦合器 (POC) 的理论研究和计算机分析。这里将报道关于POC的实验研制。

我们首次用A2-1350丁胶在玻璃棱镜上做成了低成本的、耐用的POC。观察到了明显

为耦合效应，实验结果和相应理论条件中的理论结果符合得很好。

实验大过程是：1. 清洗和处理棱镜；2. 稀释和过滤乳胶；3. 甩胶；4. 坚膜；5. 全息光路布置；6. 全息曝光和显影；7. 器件参数测试；8. 耦合效应现象和测试。

典型的光栅制作参数如下：

甩胶时间：30秒

甩胶速度：3600转/分

洗液配方：重铬酸钾50~60克，去离子水100毫升；浓硫酸1000毫升

坚膜时间（速度）：20分（80℃）

激光波长：4880Å

激光功率：0.083mw/cm²

予曝光时间：40秒

干涉曝光时间：20秒

显影时间：30秒

棱镜外形为直角等腰三角形，折射率为1.515。棱镜的一直角边制有光栅，光栅的典型值为

棱镜编号	1	2	3	4	5	6
光栅密度 (mm ⁻¹)	488	723	1030	1129	1129	1137
胶膜厚 (μm)	1.85	0.265	0.189	0.088	0.393	1.955
光栅齿深 (μm)	0.18	0.053	0.106	0.066	0.106	0.106

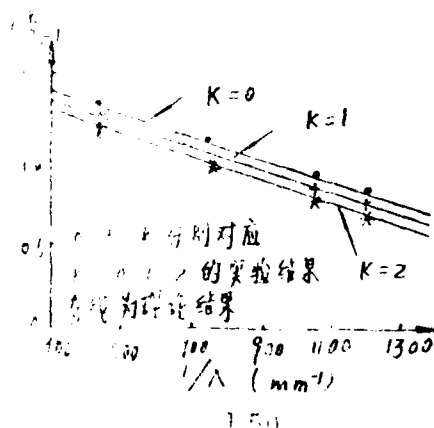
在LiNbO₃和BaK₇材料波导上使用POC都观察到了耦合效应。耦合系统的相位匹配条件为

$$n_{e,m}^k = n_{e,0}^k + m \frac{\lambda_0}{\lambda}$$

其中 $n_{e,m}^k$ 代表模式为 k ，谐波次数为 m

的等效折射率，右图为理论和实验值对照。

可见相符很好。



D-6 反射型变周期光栅透镜

沈荣桂 金国良

徐英明 许政权 陈益新

(上海交通大学应用物理系)

一 引言

集成光学频谱分析是集成光学得以实际应用的第一个集成光路,它在电子信号调制、处理方面有着重大意义。透镜是该分析仪的重要组件,因此透镜性能的优劣、制作的难易程度对该仪器影响极大。透镜的制作,国外有几种方法,例如,采用程差透镜(Grating Lens)(1),朗伯透镜(Luneberg Lens),以及端面耦合的变周期光栅透镜(Chirped Grating Lens)(2)。一般来说,程差透镜是在 LiNbO_3 晶体表面的非球面加工,制作工艺较复杂,所需时间较长,因此费用昂贵。朗伯透镜的加工是在 LiNbO_3 表面制作呈球冠状的非球面,工艺要求也甚高。另外采用电子束曝光制作变周期光栅,当然是一种较为理想的方法,但是由于受到实验条件的限制,国内尚不能开展这工作。我们采用全息干涉的方法制作出反射型变周期光栅透镜,获得初步效果,认为此方法简便易行,制作的光栅质量尚好,透镜的参数容易控制,有一定实际意义。

二 透镜的制作

全息干涉法制作透镜的光路如图1所示。

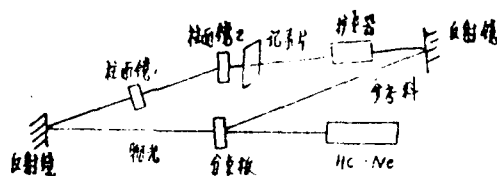


图1 透镜制作光路

为了制作反射型的光栅,所以物光与参考光面向传播。激光器发出的光经分束镜分成透射光和反射光。透射光经两只相互垂直的柱面镜后成为一束扩散的柱面波,其作为物光;反射的一束光经扩束器成为一束扩束的平面波,其作为参考光。它们之间的夹角约 180° 。它们在记录片处相互干涉,干涉图就成一只变周期光栅透镜。

制作原理是众所周知的光栅方程:

$$d(\sin\varphi + \sin\theta) = k\lambda$$

式中 φ 为参考光束与记录片法线的夹角,是一个常数, θ 是发散的柱面光束与记录片法线的夹角,所以是一个变量。由此得出的光栅周期 d 就是一个变量,达到了变周期的目的。

三 透镜参数的测量

图2是用重现光照射光栅后所得焦线的照片。经测量,该透镜的焦距为32毫米。使用高倍显微镜观察该全息光栅,测得光栅周期从0.17微米渐变到2.0微米。

采用狭缝(10微米)扫描,光电倍增管检测,锁相放大器放大,对变周期光栅成的实象(焦线)进行强度分析,并用函数记录仪记录,焦线的半功率点宽度约10丝,记录的光强曲线如图3所示。



图2 焦线的照片

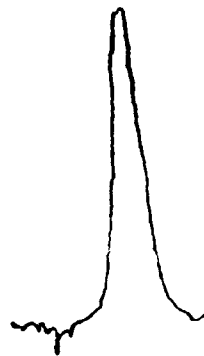


图3 光强分布曲线

四 结 论

实验结果表明,用全息干涉法制作反射型变周期光栅透镜,透镜的各项参数容易控制,对制作频谱分析仪是一种有实际意义的途径。

参考文献

- (1) D. Mergerian and E. C. Malarkey "Integrated Optical RF Spectrum Analyzer" Microwave Journal Sept. 1980 PP. 37-44
- (2) T. Suhara, H. Wishihara, and J. Koyama, "A Folded-Type Integrated-Optic Spectrum Analyzer Using Butt-Coupled Chirped Grating Lenses" IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol. QE-18, No. 7, July 1982, PP. 1057-1059.

0-7 由楔形薄膜耦合器连接的

薄膜棱镜和薄膜波导

张祖舒 周 虚 张东伟

(北京邮电学院应用物理系)

一、基本原理

由楔形薄膜光波耦合器连接的制备在同一衬底上的不同介质的波导之间,其耦合效率非常之高,光波导在楔形过渡区的行为呈“准静态绝热过程”,不发生模式转换⁽¹⁾⁽²⁾

薄膜棱镜是集成光学中重要的无源元件。棱镜三角区由高折射率材料制成。当光线从三角区外的低折射率波导进入三角区内的高折射率波导时要发生折射;当光线离开三角区再度进入低折射率波导时将再次发生折射。根据二维光学的斯涅耳定律,

$$N_V \sin A_V = N_V' \sin B_V \quad (1a)$$

即

$$B_V \sin A_V = B_V' \sin B_V \quad (1b)$$

以上二式中, N_V 、 N_V' 为模式的有效折射率; B_V 、 B_V' 为模式本征值; A_V 为在波导中的入射角; B_V 为另一波导中的折射角。

这种表达形式与射线光学的斯涅耳定律不同之处是:以导波模式的有效折射率代替薄膜折射率,它们之间的另一个区别是:当光入射到体器件的界面时,总是部分反射、部分折射,然而带有楔形薄膜光波耦合器的薄膜棱镜和薄膜波导,由于在交界区的正方向上折射率是缓慢变化的,因此完全消除了反射,光波导在三角区的边缘只产生折射。

二、设计与制备

1. 设计思想

我们选用四层波导结构:在经过严格抛光的2mm厚的硅衬底上进行热氧化,生成 SiO_2 薄膜,在 SiO_2 层上制做带有楔形薄膜耦合器的薄膜波导和薄膜棱镜。主要考虑的是:

(1) 对于 $\text{Si}_1\text{--SiO}_2$ 构成的系统,为了防止导模电磁场大量泄漏到硅衬底上,要求 SiO_2 层生长得足够厚,必须大于 $1\mu\text{m}$ 。

(2) 棱镜三角区用高折射率材料,我们用热蒸发 ZnS 来实现;三角区外的波导层用低折射材料,我们用溅射 BaK 、玻璃来实现。

(3) 在三角区内、外均能承载两个导波模式。

(4) 棱镜的边缘与波导的边缘都必须做成缓慢变化的楔形。

2. 制备方法

已经报导用活掩膜制做楔形薄膜光波耦合器的方法⁽²⁾。利用活掩膜,我们采用下面两种制备方法。

方法1：先用三角形掩膜板掩蔽校镜区，用射频溅射机溅射B₂K7玻璃，再将B₂K7玻璃薄膜掩蔽，露出边缘部分，蒸发ZnS，如图I所示。

方法2：先用活掩膜板露出三角区，蒸发ZnS层，然后不加掩膜溅射B₂K7玻璃，如图II所示。

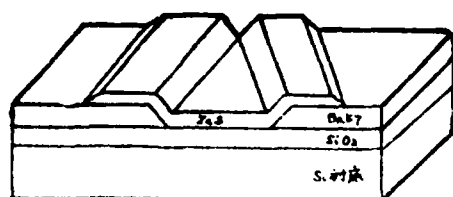


图 I

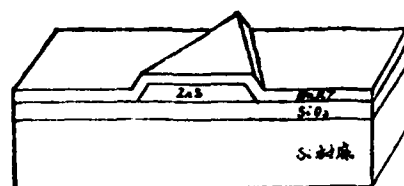


图 II

3 对活掩膜法制备的薄膜边缘形状的分析

如图III所示，设波导沿X方向传播，L为淀积源至衬底的距离，h为掩膜板厚度。淀积源的右部对衬底上任何位置所生长的薄膜贡献均相同，而在淀积源的左部，由于掩膜板的影响，将使交界处的薄膜厚度呈现有规律地变化——形成楔形区。

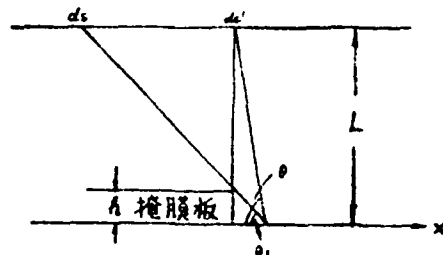


图 III

设 dn 为 ds 淀积在 x 轴掩膜板附近的粒子数， $dn \propto v_s \sin \theta ds'$ (v_s 为淀积粒子的速率) ds' 为淀积源正对掩膜板边缘的小区域，在淀积源的左部 ds 至 ds' 的区域淀积在掩膜板附近的衬底上的粒子数

$$n \propto \int_{\theta_1}^{\theta_2} \sin \theta d\theta = \cos \theta_1 - \cos \theta_2$$

$$= \frac{x}{x^2 + h^2} - \frac{x}{x^2 + L^2} \quad (2)$$

由于(2)式中的 L 为几十厘米，而 h 为零点几毫米，因此在掩膜板边缘，可以认为 $L \gg h \gg x$ ，由(2)式可以得到：

$$n \propto \frac{1}{h} \left(1 + \frac{x}{h} \right)^{-\frac{1}{2}} - \frac{1}{L} \left(1 + \frac{x}{L} \right)^{-\frac{1}{2}} \approx \left(\frac{1}{h} - \frac{1}{L} \right) x \quad (3)$$

(3)式说明：在掩膜板附近，粒子数随 x 线性地增加，因而形成楔形区。

而对于衬底上的其它部位，即 $L \gg x \gg h$ ，则由(2)式可以得到：

$$n \propto \left(1 + \frac{h}{x} \right)^{-\frac{1}{2}} - \frac{1}{L} \left(1 + \frac{x}{L} \right)^{-\frac{1}{2}} \approx 1 - \frac{1}{L} = \text{常数} \quad (4)$$

(4) 式说明：在高掩膜板几毫米处，即可形成平板薄膜，因而楔形区的斜率非常之小。

三 分析与讨论：

用方法1制备的样品，薄膜的光学参数如下： SiO_2 层的折射率为1.46，厚度为 $1.234\mu\text{m}$ ； BaK7 薄膜的折射率为1.56，厚度为 $1.201\mu\text{m}$ ，其中存在两个TE模式，它们的有效折射率 $\bar{N}_1 = 1.545$ ， $\bar{N}_2 = 1.502$ ； ZnS 薄膜系由极值法控制其厚度的，其值为 $0.46\mu\text{m}$ ，其中两个TE模式的有效折射率 $N_1' = 2.129$ ， $N_2' = 1.998$ 。比较它们的势模型如图N所示。

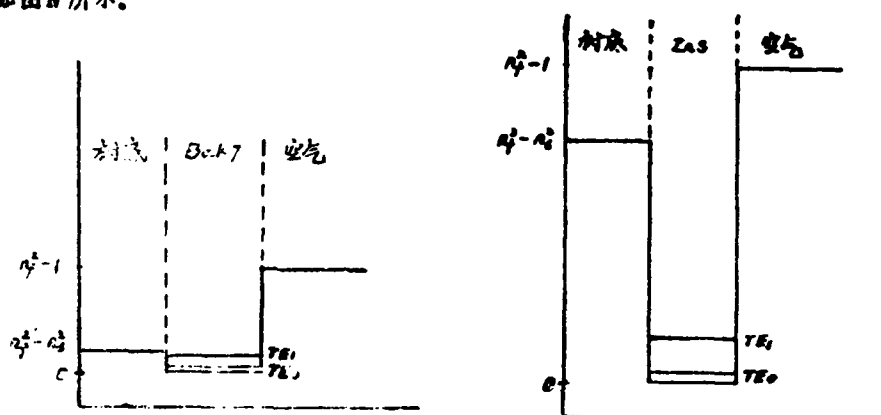


图 N

由图N可知： ZnS 的势阱底部很深，两个TE模式都处于势阱深处。尽管如此，它们仍然同 BaK7 势阱中的两个TE模式分别处于“同一水平”。

由于热蒸发的 ZnS 膜散射较大，因此实验上观察到在三角区导波模式的“亮线”有较为明显的衰耗。如图N所示，电子枪蒸镀 ZnS ，将能改善实验结果。

参考文献：

(1) 《集成光学和光学波导中新的波现象》 P.45—P.70 (美) 田炳耕著
袁小农译

(2) 楔形薄膜光波耦合器的研究 张祖行 周 虚

《中国光学学会纤维光学和集成光学专业委员会成立 学术交流大会论文集》1984.10

《北京邮电学院学报》待发表

E 波导调制器件及双稳态器件等

E-1 Ti:LNbO₃ 波导相移器的研究

韩小逸 杨家岭 陈益新

上海交通大学 应用物理系

用 LiNbO_3 晶体制作的各种条波导调制器具有转换速度快, 驱动功率低, 体积小, 信息量大等优点, 因而得到越来越广泛的重视和研究。据 84 年国外报导表明⁽¹⁾, 目前有些条波导调制器的带宽已达 10GHz (调制深度为 50%), 并已进入长波长应用的研究。国内只是最近几年才有几篇关于条波导和波导器件的制作报告⁽²⁾。本文作者在成功地制作出了单模 Ti:LNbO_3 条波导的基础上⁽³⁾, 通过理论计算, 认为: 用 X 切 Y 向传播或 Y 切 X 向传播的 Ti:LNbO_3 条波导, 用 Z 向的电场, 在电极对称于波导放置下, 能得到性能比较好的条波导相移器。

由于 LiNbO_3 晶体的电光系数中 γ_{33} ($30.8 \cdot 10^{-2} \text{m/V}$) 为最大, 故一般采用电场沿着 Z 轴, 导波光的偏振方向平行于 X 轴, 这时导波光在加电场前后通过 LiNbO_3 所产生的相移为:

$$\phi = \frac{\pi}{\lambda_0} \gamma_{33} n_e^3 \frac{eV}{d} \quad (1)$$

式中 d 是电极宽度, l 是电场长度, V 为所加的电压。这样, 导波电压为:

$$V = \frac{\lambda_0 d}{\gamma_{33} n_e^3 l} \quad (2)$$

(2)式是在电场与光场完全均匀且平行的理想情况下得到的。而在实际情况中光场和电场都不是均匀的, 存在一个交叠问题, 这样(2)式中要引进一个因子 T 称为交叠因子, 则(2)式变为:

$$V = \frac{\lambda_0 d}{\gamma_{33} n_e^3 l T}$$

$$0 < r < 1.$$

根据 Marcus 等人的分析^(4,5), 并且考虑到相移器对带宽的要求不高, 而感兴趣的是要得到较低的半波电压, 因此, 我们设计对电极成对称于波导放置, 长度为 1 cm , 电极间距取 $12 \sim 20\text{ }\mu\text{m}$, 电极宽度为 $490\text{ }\mu\text{m}$ (这样宽的电极对只有 $1000\text{ }\text{\AA} \sim 2000\text{ }\text{\AA}$) 的电极来说是需要的⁽⁶⁾).

Y 切或 X 切 LiNbO_3 基片清洗后, 用 Lift-off 法得到条形的下层, 然后放入炉中, 在 1000°C 下保持几小时. 在扩散中, 为了避免晶体中的 Li_2O 外扩散, 作者采用了将待扩散的 LiNbO_3 基片放在一盛有 $\text{Li}_2\text{CO}_3 + \text{Nb}_2\text{O}_5$ 粉末的坩埚中, 坩埚不盖盖而放入炉中, 扩散时通以 95°C 的湿氧或干氧 (氧气纯度高于 99.9%)⁽³⁾. 条波导制得后, 要做电极及对端面进行抛光. 问题是先抛光还是先制作电极, 如果先做电极, 则可避免做电极时可能对抛光端面边缘产生影响, 但反过来, 在抛光中电极表面将受到影响. 作者改革了光刻掩膜版的夹具, 使掩膜版的四周均匀受到夹持, 这样在光刻时, 掩膜版的形变很小, 对抛光后的边缘即波导的出射面几乎没有任何影响. 最后采用常规蒸镀和光刻工艺在波导二侧做上铝层电极.

光通过波导时, 如果在波导两侧的电极间施加电压会引起折射率的变化, 相位将产生一个差值, 然而要想测出相位的变化, 最简单的方法是让相位的变化变成强度变化, 作者采用的是 Mach-Zehnder 干涉光路 (如图一所示), 这是因为 Mach-Zehnder 干涉光路对其中某一路中的相位变化十分灵敏. 由于干涉原理可知: 当一路光中的折射率产生变化时, 干涉条纹将产生移动. 所以, 当相移器的电极加上电压后, 由电光效应产生的相位变化可通过对干涉条纹的移动得到观察和测量. 不难理解, 当观察屏上的最亮点变成最暗点时, 相位正好变化 π , 这时的电压即为半波电压. 图二、图三分别是相移器和干涉条纹相片, 从图三中的两张相片可以看到条纹移动了半级.

为了精确地得到半波电压值, 作者在观察屏位置上放置了一个光电倍增管, 管前放置一平行于干涉条纹的狭缝. 将光电倍增管的输出信号和加到电极上的电压信号分别加到 X-Y 函数记录仪的 Y 方向上. 这样条纹随电压的变化便可得到如图 4 所示, 图中两峰值间的电压差的 $1/2$ 便是该相移的半波电压: 即 V_π 为 5 伏. 此外, 当电极间距为 $22.2\text{ }\mu\text{m}$, 电极长为 1 cm , 由 (2) 式得 $V_\pi = 4.2$ 伏. 这与实测值是同一数量级. 如果再考虑到交变因子的影响, 因而, 实验值与理论值符合得很好.

作者在观察相移时发现, 当激光器输出光强增至 20 mW 左右时, 干涉条纹随所加电压正反两个方向的变化是不一样的. 作者初步认为: 这是由于波导内部产生光损伤所致. 如果真是这样, 这将可以用来对条波导中光损伤的阈值问题进行研究. 进一步的研究还有待于今后的工作.

由于相移器的电容 (包括引线) 为 9.6 pF , 如果考虑匹配电阻为 $50\text{ }\Omega$, 则带宽为:

$$\Delta f = \frac{1}{\pi RC} \quad 660\text{MHz} \quad (4)$$

综合各方面的数据可见,该器件的半波电压是小的,但要作为一个高速的调制器是不够的,如要进一步的提高,一方面应尽量降低杂散电容,另一方面应按前面的讨论制作好电极和波导。

参考文献

- (1) R.C.Alferness: Seventh Topical Meeting on Integrated and Guide-Wave Optics, April, 1984. Tboriaa, TuA 1-1
- (2) 黄章勇等 中国光学学会, 纤维光学和集成光学专业委员会成立 学术交流大会 P.162.1984.10.1 西安
- (3) 韩小逸、徐敬典、陈益新 中国光学学会、纤维光学和集成光学专业委员会成立 学术交流大会 P.141.1984.10. 西安
- (4) D. Marcuse: IEEE J. Quan. Elect Von. QE-18, P.393.1982.
- (5) D.G. Ran res: IEEE, J. Quan. Elect Von. QE-18, P.386.1982.
- (6) F. Quracher, Wave Electronics, Vol. 4, P.129.1980.

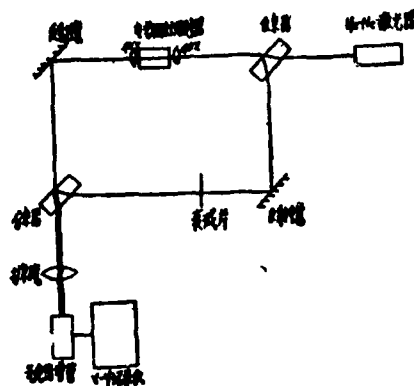


图1 相移测试光路图

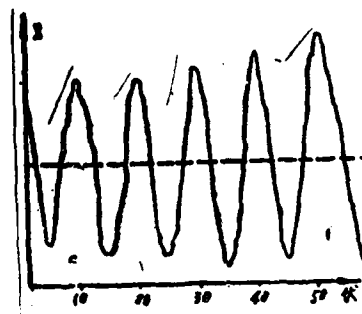


图4 光强度与电压曲线

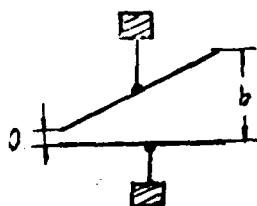
图-2 T1-扩散硅膜钽波导式电-光开关

袁一方、朱瑞永 陈抱雷 张亚翔 邵光臣

(上海机械学院)

基本原理与概述

在集成光学电光器件中,研究用作开关、偏转或调制器的结构形式很多。例如,全反射型⁽¹⁾、干涉型、X-型⁽²⁾等等。我们研究了单个模拟电光棱镜及多个模拟电——光棱镜型的开关或偏转器⁽³⁾。其形式如图一所示,实际上它兼有普通电——光棱镜偏转和折射率渐变的偏



转器的功能。当光束通过棱镜后,光束的方向要发生偏折。根据几何光学原理,在空气中,当一束光投射在棱镜表面上时,一部分光束折射,经棱镜折射回到第一介质,此时出射光束的方向和原来入射光束偏离了一个角度,这里条件是棱镜的折射率大于传播介

质的折射率。如图结构的电光棱镜就是根据这样的原理设计出来的。我们采用Y-切 LiNbO_3 ,制成T1-内扩散光波导,电极做成如图的形式,其中一个电极稍有倾斜,组成模拟薄膜电——光棱镜。当电压或信号加在倾斜电极上时,棱镜区的折射率发生变化,对于铌酸锂晶体来说,C轴方向的折射率变化可表示为:

$$\Delta n_3^2 = -\frac{1}{2} n_3^2 \gamma_{33} E_3 \quad \dots\dots\dots (1)$$

由于光束在倾斜电极的变化孔径中传播,因此TE模导光束的波前在波导平面中扫描,波前扫描是由光束中不同光线遇到不同的感应变化,由电极电场分布计算知道,沿棱镜底面电极电场分布是非均匀的⁽⁴⁾。在整个光束孔径中,波前扫描也是非均匀的。根据计算在整个光束孔径上全部的感应相位差,可算出在不同电极结构,不同电压下的可分辨的瑞利光斑位置

$$N = \frac{1}{\lambda_0} \left(\frac{1}{2} n_e^3 \gamma_{33} \frac{L}{b-a} \ln \left(\frac{b}{a} \right) \right) V \quad \dots\dots\dots (2)$$

其中

λ_0 ——自由空间中光波长

n_e ——光束的折射率

γ_{33} ——相对电光系数

这种感应棱镜结构可以设计成并联型,也可以设计成串联型以满足不同的需要,并联型可获得较多的光束位置,以满足多路开关或偏转的需要,而串联型可获得大的相对偏转位置,这有利于器件的工艺制作。

实验与工艺

Y-切T1-扩散 LiNbO_3 光波导制作。扩散时间6小时,温度1000℃,抑制外扩散,用普通光刻工艺做成如图一型式的电极, $a=10\mu\text{m}$, $b=180\mu\text{m}$, $L=10\text{mm}$,铝电极宽度为10~15 μm 。器件的电容在频率为1KHz时测得11Pf,器件开关电压10~15V,

由于制作工艺影响, 电极的腐蚀, 点焊, 装配等, 使得几个器件的性能不太一致。根据公式 $\tau = 1/2\pi \Delta f$, 可算得器件开关时间为 275 PS。

讨论

本文着重介绍的是单个模拟棱镜电——光开关。当用几个类似的棱镜并联时可得到更好的效果。由于可以得到多个光束的瑞利斑, 因此可用作信息处理和光通讯中的多路开关或调制器, 如果把波导和电极工艺做得更精细些, 可望得到更佳的结果, 开关电压可降至 10 V 以内。

参考文献

- (1) I. SAVATINOVA AND S. TONCHEV APPL. PHYS. A31. 187-190 (1983)
- (2) A. NEYER ELETRONICS LETTERS 7TH JULY 1983 VOL. 19, NO. 14, 553-554
- (3) C. S. TSAI AND P. SAUNIER APPL. PHYSICS LETTERS, VOL. 27, NO. 4, 14 AUGUST 1975
- (4) D. MARCUSE IEEE J. QUANTUM ELECTRON. VOL. QE-18, NO. 3, 393 (1982)

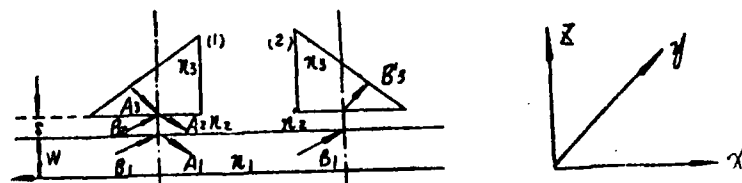
E-3 非线性光波导耦合器的光学双稳性

李敏英 李津飞

(哈尔滨工业大学应用物理系)

在平面光波导和耦合棱镜之间夹以非线性液体介质薄膜构成非线性光波导耦合器。该装置无需 P-P 标准具和反射镜而具有光学双稳性。据此原理有可能发展成一种结构简单的光波导双稳器件。

非线性光波导耦合器的装置如下图:



波导与输入棱镜(1)之间以非线性薄膜, 介质的折射率为 $n_2 = n_{20} + n_{21} I_2$, 波导与输出棱镜(2)之间仍是空气膜, 其折射为 n_3' 。

4. 波导传输性质研究

如果把 R_1 , R , 和 T , T' (R_1 和 T 是波导膜上界面的反射与透射率, R 和 T' 是棱镜底部的反射与透射率) 看成反射与透射率, 则此装置可视为 Lummer-Gehrke 平行平面干涉仪⁽¹⁾。

在输入棱镜处, 设在低功率入射时, 色散方程⁽²⁾满足匹配条件, 即

$$2b, W - 2\varphi_{10} - 2(\varphi_{12}') = 2m\pi \quad (1)$$

φ_{12}' 是反射波位相偏移角, (φ_{12}') 。为低光强入射情况。当入射光强增加时非线性耦合层的折射率 n_2 随光强发生变化, 使 φ_{12}' 也随之变化, 从而破坏了色散方程的匹配条件。设由非线性引起的光束位相偏离角为 δ , 则色散方程匹配条件为

$$2b, W - 2\varphi_{10} - 2\varphi_{12}' = 2m\pi + \delta \quad (2)$$

那么导波方程⁽²⁾化为

$$(A_1)_n = T'(A_1)_n + \gamma_1 e^{i\delta} (A_1)_{n-1} \quad (3)$$

令 $(A_1)_0 = 0$ 在 $X = 0$ 点, $(A_1)_1$ 在 $X = 2W \tan \theta$, 为 $T'(A_1)$ 则在 $X_q = 2qW \tan \theta$ 处, 由(3)式得

$$A_1(q) = T'(A_1) \frac{1 - \gamma_1 e^{iq\delta}}{1 - \gamma_1 e^{i\delta}} \quad (4)$$

所以输入棱镜处的透过率为

$$\tau_1 = \frac{(A_1(q))(A_1(q))^*}{(A_1)(A_1)^*} = \frac{|T'|^2 (1 - \gamma_1^q)^2}{(1 - \gamma_1)^2} \cdot \frac{1 + \gamma_1^q \sin^2(\frac{q\delta}{2})}{1 + \gamma_1 \sin^2(\frac{\delta}{2})} \quad (5)$$

$$\text{式中 } \gamma_1^q = 4\gamma_1^q / (1 - \gamma_1^q)^2, \quad F = 4\gamma_1 / (1 - \gamma_1)^2 \quad (6)$$

同理输出棱镜处的透过率为

$$\begin{aligned} \tau_2 &= \frac{(B_1')(B_1')^*}{(A_1)(A_1)^*} = \frac{(B_1')(B_1')^* n^2 \cos \theta}{(A_1)(A_1)^* n_1 \cos \theta} \cdot \frac{n_1 \cos \theta}{n \cos \theta} \\ &= |T'|^2 \cdot \frac{n_1 \cos \theta}{n \cos \theta} \end{aligned} \quad (7)$$

总透过率为

$$\tau = \frac{(B_1')(B_1')^*}{(A_1)(A_1)^*} = \frac{(A_1(q))(A_1(q))^*}{(A_1)(A_1)^*} \cdot \frac{(B_1')(B_1')^*}{(A_1(q))(A_1(q))^*} = \tau_1 \cdot \tau_2$$

$$= \frac{|T|^2 |T'|^2 (1-\gamma_1^2)^2}{(1-\gamma_1^2)^2} \cdot \frac{n_1 \cos \theta_1}{n_2 \cos \theta_2} \cdot \frac{1+Q_q \sin^2 \frac{\phi_0}{2}}{1+F \sin^2 \frac{\delta}{2}} \quad (8)$$

讨论: (1) 在(8)式中 $Q = \frac{l}{2W \tan \theta_1}$, 一般很大,

$\gamma_1 < 1$, 所以 $\gamma_1^2 \rightarrow 0$

$$(2) |T'|^2 \approx 4e^{-2P_2 S} \sin 2\phi_{12} \cdot \sin 2\phi_{32}$$

由于 $e^{-2P_2 S}$ 很小, 所以 $|T'|^2$ 受 n_2 变化的影响很小, 可认为是常数, 由 $|R_1|^2 + |T'|^2 = 1$ 可推出 $|\gamma_1|^2 = 1 - |T'|^2$ 也是常数, $|T|^2$ 同样为常数。所以(8)式的系数可用常数 M 表示。 δ 的调制曲线为

$$\tau = \frac{M}{1 + F \sin^2 \frac{\delta}{2}} \quad (9)$$

I、 δ 与 I_1 的关系:

$$\begin{aligned} \phi_{12}' &= \phi_{12}(I) + e^{-2P_2 S} \sin 2\phi_{10} \sin 2\phi_{32} \approx \phi_{12}(I) \\ &= \arctan^{-1} \sqrt{\frac{\beta^2 - (kn_2)^2}{(kn_2)^2 - \beta^2}} \end{aligned}$$

做 Taylor 展开, 忽略高阶项

$$\phi_{12}' = (\phi_{12}')_0 - KI_1 \quad (10)$$

代入等式(2)再利用等式(10)得

$$2KI_1 = \delta \quad (11)$$

II、反馈特性的研究

对于 TE 模, 非线性介质层的场分布为

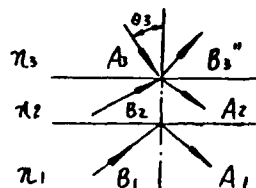
$$\begin{cases} E_{y2} = B_2 e^{-P_2(Z-W)} + A_2 e^{P_2(Z-W)} \\ H_{x2} = -\rho \frac{P_2}{k} B_2 e^{-P_2(Z-W)} + \rho \frac{P_2}{k} A_2 e^{P_2(Z-W)} \end{cases}$$

波导薄膜的场分布为

$$\begin{cases} E_{y1} = B_1 e^{-jb_1(Z-W)} + A_1 e^{jb_1(Z-W)} \\ H_{x1} = \rho B_1 n_1 \cos \theta_1 e^{-jb_1(Z-W)} - \rho A_1 n_1 \cos \theta_1 e^{jb_1(Z-W)} \end{cases}$$

由电磁场的边界条件得

$$\begin{cases} B_1 + A_1 = B_2 + A_2 \\ -\rho \frac{P_2}{k} B_1 + \rho \frac{P_2}{k} A_1 = -\rho B_2 n_2 \cos \theta_2 - \rho A_2 n_2 \cos \theta_2 \end{cases}$$



解以上方程组得 $A_s = \gamma A_i$ (12)

其中 $\gamma = \frac{1}{2} ((1 + e^{-2j\phi_{10}}) + \frac{jk}{P_s} n_s \cos \theta_s (1 - e^{-2j\phi_{10}}))$ (13)

$$I_s = A_s \cdot A_s^* = \gamma \gamma^* A_i \cdot A_i^* = \gamma \gamma^* B_i \cdot B_i^* / \tau_s = \alpha I_{out} \quad (14)$$

所以 $\delta = 2KI_s = 2K\alpha I_{out} = KI_{out}$ (15)

$$\text{由此得反馈曲线 } \tau = \frac{I_{out}}{I_{in}} = \frac{\delta}{KI_{in}} \quad (16)$$

由(9)式与(16)式显见此种光波导非线性耦合装置具有光学双稳性。只要适当地选择波导和耦合材料, 实现这类光学双稳器件是可能的。

参考文献

- (1) M. Born and E. Wolf, Principle of Optics, 3rd ed
- (2) J. Opt. Soc. Am. Vol. 60, P1326, 1970

E-4 光电混合双稳态LD的稳态分析及时间特性

唐运新 钟立展 郭奕理

(清华大学无线电电子学系)

光学双稳态在十几年前还是一个鲜为人知的奇特现象, 自从1970年SZOKE首先从理论上证实了在含有饱和吸收物质的F-P腔中存在着光学双稳现象, 1976年被Gibbs等人首次在实验上观察到以来, 它越来越受到理论和实验工作者的重视, 在十余年间取得了很大的进展, 现今已发展成为光学研究中的一个主要领域。

光学双稳态器件有可能作为光开关、光存储器、微分放大器、限幅器、脉冲整形应用光数字通讯系统, 完成一些数字信息处理的功能, 最近, 光学双稳态半导体激光器的研究成为这一领域的一大热门。由于它是一种具有增益的主动器件, 不同于以往的被动式光双稳器件, 而且它体积小, 集成度高, 在高速、高集成化的光数字通讯中有着极广泛的应用前景。这种集成化的光双稳半导体激光器的出现, 使得第五代计算机——光计算机的实现成为可能。

此外, 光双稳以及自脉动、倍周期分叉和混沌现象的理论研究, 在量子光学界产生了很大的影响, 丰富和发展了量子光学。Bonifacio和Lugiato在这方面作出了显著的成就使光双稳的理论臻于完善。

本文中, 我们利用速率方程导出了LD/PIN系统的状态方程, 分析了我们所建立的光电混半导体光学双稳态系统的稳态性质和对输入光信号的响应时间, 得到了和实验相一致的结

果, 并对这个光学双稳态系统中的非稳态性质进行了讨论。

在如图1所示的光学双稳态系统中:

如果假设LD只以单纵模, 单横模振荡,

则描述此系统的速率方程为:

$$\frac{dn_1}{dt} = \rho_b + n_d - \frac{n_s}{\tau_{nr}} - g(n_1)n_p - Bn_1^2 \quad (1)$$

$$\frac{dn_p}{dt} = g(n_1)n_p - \frac{n_p}{\tau_p} + \alpha Bn_1^2 \quad (2)$$

$$\frac{dn_d}{dt} = K \frac{n_{p1} + f_s n_p}{1 + (n_{p1} + f_s n_p)/n_{ps}} - \frac{n_d}{\tau_d} - n_d \quad (3)$$

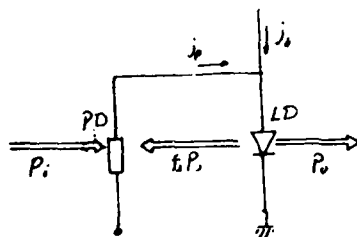


图 1

其中 $\rho_b = \frac{I_b}{eV}$ 为泵浦速率, V 是LD有源区的体积, n_1 是LD的载流子密度, e 为电子电荷量, τ_{nr} 是LD载流子的非辐射复合寿命, B 是LD中自发辐射几率, $g(n_1)$ 是LD的增益, n_p 为LD的光子数密度, τ_p 是谐振腔的光子寿命, α 是自发辐射进入到激光模式中的几率, n_{p1} 是入射光子数密度, n_{ps} 为PD的饱和光子数密度, n_d 为PD的载流子密度, τ_d 是PD载流子的寿命, K 为PD的光子——载流子的转换系数, f_s 为输出光的反馈系数。

考虑 $\frac{d}{dt} = 0$ 系统处于稳态时的情形, 对方程(1)~(3)式进行归一化, 考虑阈值处或高于阈值的情形, 忽略自发辐射对光子数密度的影响。

$$\text{得: } N_{p1} = - (1 + f_s N_p) - \frac{G}{N_p - G\xi} \quad (4)$$

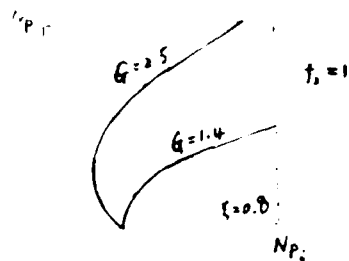
N_{p1} 、 N_p 分别为归一化的输入光子数密度和LD的光子数密度, G 为等效增益, 它与PD的光电转换系数 k 成正比, 与LD的光子寿命 τ_p 和激光器的增益 g 成反比, ξ 是一个与PD光电转换系数, 偏置激励电流及自发辐射几率等有关的等效阈值参量。

在 $\xi > 0$ 时, 对(4)式求极值并使 $\frac{d^2 N_{p1}}{d N_p^2} > 0$ 得产生光双稳的条件: $f_s G \xi' > 1$ 。当

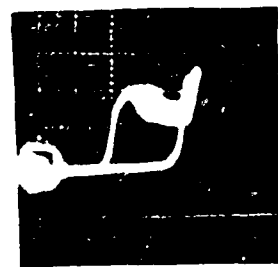
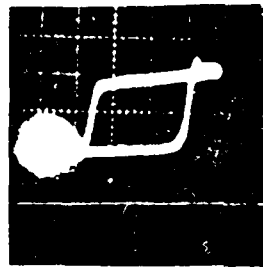
$f_s G \xi' \leq 1$ 时, 只能得到微分增益。

可由 $N_p = 0$ 的 N_{p1} 值和 N_{p1} 的极小值求得迟滞环的宽度。 $W = N_{p1}(0) - N_{p1 \min} = \frac{1}{\xi} (\xi \sqrt{f_s G - 1})^2$ 。增大 f_s , 环的宽度也增大, 与实验结果相符合。

当有一个阶跃光脉冲输入时, 系统从下稳态跳变到上稳态有一个时间延迟, 这个响应



图二



时间与输入光脉冲的过激励有关。当输入光脉冲刚好能把系统从下稳态激发到上稳态，此时响应时间最长，得到所谓的临界慢变效应。通过用龙格——库塔方法对速率方程求数值解可得对光脉冲输入的LD输出光响应。

此外用类似Lugiato的方法，可以讨论系统的自脉动和非稳等效应。

参考文献

- (1) Yoh OGAWA, Hiromasa ITO and Humio INABA, J.J.Appl.Phys., 20, L646 (1981)
- (2) H.Kawaguchi, Electron.Lett., 17, 74, (1981)
- (3) H.Kawaguchi, IEE.Proc., 129, Pt.I, 141 (1982)
- (4) 小川洋, 渣泽正明, 伊藤弘昌, 稻场文男, OQE82-32, 1, (1982)

五-5 光双稳半导体激光在光纤回路中的实验研究

钟立展 唐运新 郭奕理
(清华大学无线电电子学系)

由于半导体激光器件及光导纤维技术的飞速发展，在不到十年的时间内已使现代光通

讯进入了实用化阶段。不过目前的信号处理的限于在电路中进行,所以还不能充分利用光纤所具有的将近 10^{12} 的高速率传输信息的巨大潜力。关键在于目前尚无实用的一系列光学数值信号处理元件^[1]。这种元件的一种理论模式,就当前很多实验室和大学正在努力进行研究的光双稳器件^[2]它具有如下功能:光开关、光记忆、光放大、光学限幅、光脉冲整形、光脉冲发生、光学逻辑等等。从1984年召开的CLEO和IQEC会议来看,光双稳性和光双稳器件的研究已经向实用化方向跨进了一大步,并且有两种趋势:欧美以Bell实验室为中心推动了全光学型双稳器件的研究^[3]而日本是以半导体激光和成熟的集成半导体外延工艺为基础推动了光双稳半导体激光(BILD)的研究。

从实用化角度来看,BILD有很多优点:它是具有增益特性的有源器件,对输入光波长和强度限制小;集成半导体激光在工艺上和光集成相容,因此实现微型化的条件已具备。

理论和实验上都已证明,具有阈值的激光振荡可以类比成非平衡二级相变,在适当条件下激光的二级相变可转变成光双稳的一级相变。一种办法是在半导体激光的光腔中引入可饱和吸收体,例如YARIV和KAWAGUCHI等的BILD便属这一类型;另一种方法是Inaba方案,即输出反馈泵浦法。后一种方案容易作实验,而且有很高地实用意义^[4]。

本文的BILD实验便属INABA方案。我们实验光路又全部用光纤耦合,这是我们的特点。为灵活多变,我们在本文的实验中使用的是分立元件。这样可为我们下一步的混合集成BILD提供大量实验数值。

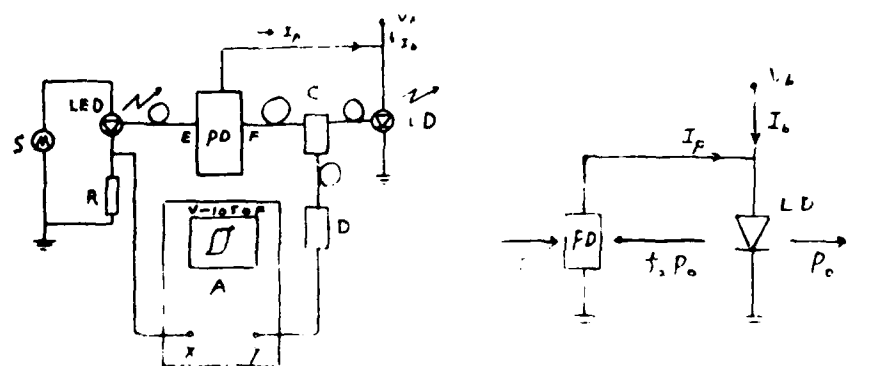


图1 (a) BILD的光电路结构

(b) 简化原理图

我们的光双稳态器件是由PIN光电二极管和激光二极管组合成的。图1是实验光电路结构。PD表示硅PIN管和宽带线性放大器的总体。LD是有光纤接头的GaAlAs双异质结激光二极管:工作波长为 $0.83\mu\text{m}$ 。阈值电流为65mA。硅PIN光电二极管的响应时间小于 $1\mu\text{s}$,光敏面直径 $\phi=1.0\text{mm}$,工作波长为 $0.9\mu\text{m}$ 。LED是有光纤接头的GaAlAs双异质结发光二极管,峰值波长为 $0.86\mu\text{m}$ 。S是XC-14型脉冲信号发生器,工作频率在 50MHz 以内可调,由它提供LED的三角波信号源。C是光纤定向耦合器。它的一个输入头和LD耦合;二个输出头分别同PD和光检测器D耦合,提供了反馈光路和

BI LD 的输出光路。耦合比为 1:1.4。放大器和光检测器 D 把光信号变成电信号加到日立 100MHz 双线示波器的 Y 信道。X 信道的输入电信号直接取自 LED 回路上的匹配电阻 R。E 和 F 分别表示输入和馈光纤端面，它们由精密调节架控制，同 PIN 光敏面直接耦合。调节 F 到光敏面的距离便可改变反馈光路的衰减系数 f_2 。为了简洁，图 1 (b) 只画出原理图。

本文只讨论静态特性，LD 和 PD 的光-电流特性可以简单地用折线表示。⁽¹⁾ 若 I_P 是 PD 的光电流， I_0 是 LD 输出光强， P_1 是 PD 的由 PIN 输入光强则 $I_P = K(P_1 + f_2 P_0)$ ， $P_0 = a(I_P - I_{on})$ 。其中 I_{on} 是 BI LD 开启光路。在 $P_0 - P_1$ 平面上产生光双稳所特有的滞后回线的关键，是利用了 PIN 光电二极管非线性饱和特性。若 P_s 为饱和光强，饱和时 $I_P = KP_s = I_s$ ， I_s 是 PD 饱和光电流。K 是 PD 的光-电变换系数，并且 $K = GK'$ ，G 是电流增益， K' 是 PIN 的光-电系数。a 是 LD 的光-电变换系数。为了方便光电路调试，实验中 P_1 用光电流表示，即 $I_1 \equiv KP_1$ 。我们得到如下一些关系：

$$akI_2 > 1 \quad \text{可产生滞后回线} \quad (1)$$

$$akf_2 < 1 \quad \text{可产生微分增益} \quad (2)$$

$$Gf_2 = A(I_w / (I_s - I_{on}) + 1) \quad (3)$$

$$PG = (A/G - f_2)^{-1} \quad (4)$$

其中 $A = 1/ak'$ 是一常数， I_w 是用光电流表示的回线的宽度，PG 是光放大时的微分增益系数。

当示波器以 X-Y 模式工作时，在示波器上直接观测到滞后回线（见图 2 (a)）和相应的 P_1 和 P_0 的时间波形（图 2 (b)）。这时 (1) 式成立。

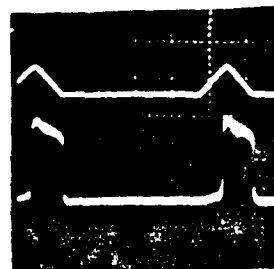
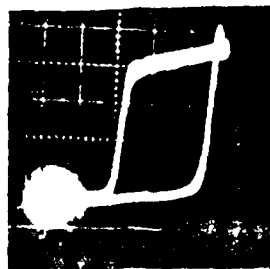


图 2 (a) BI LD 的滞后回线

(b) 对应的输入输出波形

当 f_2 满足条件 (2) 时，在示波器上可观测到图 3 所示的微分增益曲线。本文还利用了 (3) 式和 (4) 式研究了 f_2 ，G， I_w 等等参数之间的定量关系。在光放大模式下也研究了 (4) 式。关于光限幅、光脉冲整形、光逻辑的实验，限于篇幅，准备另文发表。我们在本次会议投稿的第二篇文章中，利用速率方程的解研究了 BI LD 的静态不稳定性和谐方程。中图 3 所

見, BILD 可在很低光功率 ($< 40\mu\text{W}$) 下工作, 输出可达几百 μW 。



图3 BILD 的微分增益曲线

引 文

- (1) P.W.SMITH The Bell System Technical Journal
Vol 61, No 8, P1075 (1982)
- (2) E.Abraham, S.D.Smith, Rep.Prog.Phys.Vol 45, 1982
- (3) O plus E.1984年9月 P74~78
- (4) Y.Ogawa, H.Ito, H.Inaba, Japanese Journal of Applied
Physics, Vol.20, No.9, PL646-L648 (1981)

E-6 $\text{Ti}:\text{LiNbO}_3$ 条波导 F-P 电光调制器的研究

杨家岭 韩小逸 徐敬典 陈益新

(上海交通大学 应用物理系)

利用集成光路进行光信号处理具有很大的潜力。波导电光调制器是实现光信号处理过程的一种基本器件。利用各种不同的波导电光调制器可以完成光信号的 A/D 转换、逻辑计算等功能。例如已经实验成功的 A/D 转换器有的用平衡桥式调制器⁽¹⁾, 有的用 Mach-Zehnder 干涉调制器⁽²⁾, 也有采用 Fabry-Perot 干涉调制器⁽³⁾。这些调制器的共同特点是转换速度快和信号频带宽。

波导 Fabry-Perot 电光调制器⁽⁴⁾是将通道波导的两端进行抛光, 并且使两端面做得严格平行, 这样就形成了一个 Fabry-Perot 干涉器, 在通道波导的两侧做上电极,

制成为 F-P 电光调制器, 如图 1 所示。由于这种调制器只利用单根直条波导, 因而具有结构简单, 几何尺寸小, 便于集成和光插入损耗低等显著优点。本文在讨论了 F-P 电光调制器的工作原理和器件几何尺寸的计算以后, 介绍了这种调制器的制作工艺以及特性测量的初步结果。

首先在 X 切或 Y 切 LiNbO_3 衬底上, 用 lift-off 法进行光刻, 扩 T1 形成单模条波导, 将波导的两端面抛光成镜面, 从而使它成为波导 F-P 干涉器。然后, 采用常规蒸镀和光刻工艺在波导两侧做上铝层电极, 如图 1 所示, 其中条波导的宽为 $4\mu\text{m}$, 长 25mm ; 电极宽 $500\mu\text{m}$, 长 10mm , 厚 $1500\text{\AA}$ 电极间隔为 $10\mu\text{m}$ 。当电压信号加于电极后, 波导的折射率发生变化, 从而光的相位发生变化, 导致了波导中光的传输特性的改变, 结果在波导中形成了 F-P 干涉电光调制。

图 2 为 F-P 电光调制器的测试光路。从 He-Ne 激光器 ($6328\text{\AA}$) 输出的光, 经过 ~ 40 倍的透镜直接耦合到条波导中, 另一 40 倍的透镜将从波导中输出的光聚焦到光放大器中, 最后信号由示波器显示出来。此外, 作图还利用了 Mach-Zehnder 干涉光路 (图 3 所示), 对器件的半波电压进行了测量, 得到了较好的结果。

参 考 文 献

1. S. Yamashi, M. Minakata and J. Noda, Appl. phys. Lett, vol 39, No. 4, P124 (1981).
2. F. J. Leonberger, C. E. Woodward, and R. A. Packer Appl. Phys. Lett, vol 40 No 7 P365 (1982)
3. C. L. Chang and C. S. Tsai, Technical Digest of IOOC'83 30 B2-4 (1983)
4. P. W. Smith, I. P. Raminow, P. J. Maloney and L. W. Stulz, Appl. Phys. Lett, vol 33, P24- (1978).

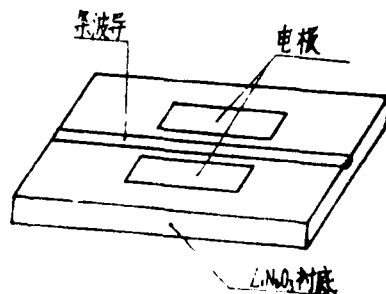


图 1 波导 F-P 干涉器

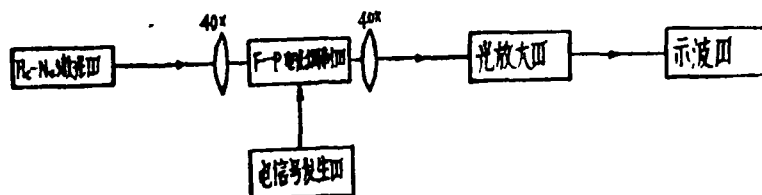


图2 F-P电光调制器的测试光路

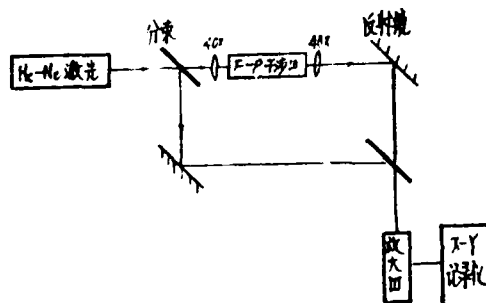


图3 Mach-Zehnder干涉光路

E-7 棱镜对耦合单元光学逻辑门

廖常俊

(中国科学院光电技术研究所)

本征光学双稳态器件和纯光学开关对于光学数字运算及光学逻辑的应用前景已经引起很大的注意。因为没有分布电容的影响,光的逻辑运算可以比电子逻辑高很多倍。在光通讯中,可以用作脉冲整形,开关及中继放大。更引人注目的是单个光学元件就可以完成多种逻辑功能。目前,在实验上最成功的本征光学双稳态器件是F-P标准具结构。为了使工作能量降到实际操作可以接受的程度,我们提出了棱镜波导耦合方式,并从实验上证明了非线性棱镜耦合的限能效应。^{1,2}对这种耦合方式的优化条件也作了分析。

现在提出的棱镜对耦合方式将具有更多的优越性。它得到两个分开的出口,而且可以得到两个或多个分开的入口,从而可以得到多种逻辑操作。实验已经证明了这种耦合方式用作开关的可能性(图一)。在两高折射率棱镜底部镀上低折射率介质层形成耦合系介质,再在其间夹上非线性介质二硫化碳,便制得了这种易于操作的器件。胡功箭等人得到的如图一所示的光滞回线是不理想的,表明这种器件的操作条件仍需作优化处理。有关优化的问题正在进行研究。

本文集中讨论用这种对耦合方式形成的单元件光学逻辑门。这种单元件光学逻辑门的构成及工作方式如图二及图三所示。图二所示的结构在实验上容易实现,也便于操作。作为谐振腔介质的非线性光学材料采用液晶或二硫化碳等液体。所以,不但可以用耦合角来调谐,也可以用改变腔长(即棱镜间液体层的厚度)来调谐。图三所示的结构在工艺上实现也不太难。采用真空镀膜的方法,制成适当的挡板,镀上一窄条冰晶石($n=1.35$)。经过仔细调节,使其边沿接近最佳耦合分布而得到较高的耦合效率。热蒸发制得的硒化锌薄膜具有较高的三级非线性光学效应($n_2=5 \times 10^{-7} \text{ m}^2/\text{V}$, 对应于 $0.6 \mu\text{m}$ 光波)。即材料的折射率随光强的变化较大。

从图中可以见到,在耦合模式,光透过另一耦合而出射,则透射状态为“1”;反射状态为“0”;在非耦合模式,反射状态为“1”;透射状态为“0”。透射出口与反射出口是完全分开的。从不同方向和不同耦合角(不同模式,甚至基底模),还可以获得两个或多个分开的入口,分别或同时操作器件开关。

当器件工作于耦合状态时,耦合点相当明亮。然后,适当选择偏置角,使器件工作于非耦合状态。这样一来,使耦合状态的变化只是

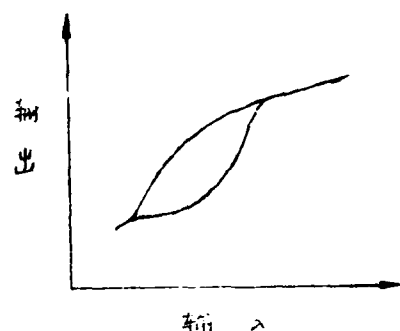


图 一

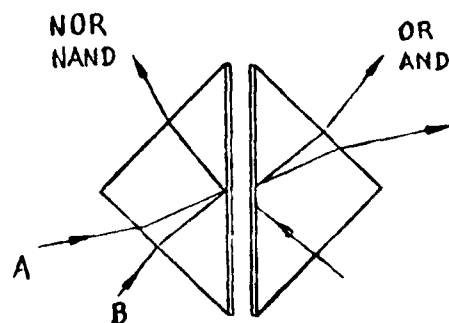


图 二

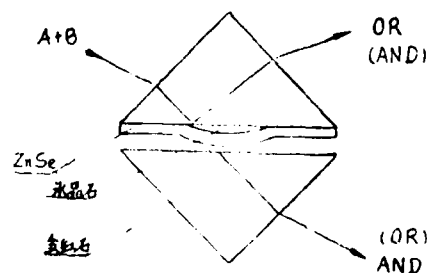


图 三

光强度的函数。光学能量相关折射率可以写成 $n = n_0 + n_2 I$, I 为局部光能量密度。当导波薄膜或谐振腔内介质具有这种能量相关折射率时, 使透场或透射光将会使这类介质的折射率发生变化, 结果是对应的光学厚度, 和边界条件发生变化。当这种变化使器件趋于耦合状态, 就会有更多的光进入导波膜或谐振腔而加速这一过程。这是一种正反馈, 器件状态反转非常快。这正是本征光学双稳态器件的特点。

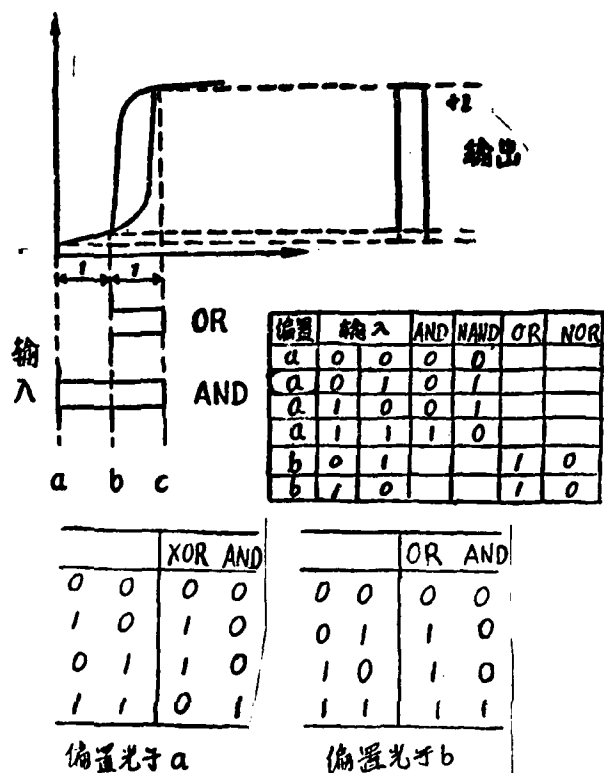


图 四

形成逻辑门, 不但要有适当的偏置角, 而且还要有适当的偏置光强。这与电子线路中的偏置电压有些类似。从图四可见, 不同的偏置光强度可以得到不同的逻辑门。或者, 形成外触发开关, 可用作寄存器。

基于图三而设计的这些逻辑操作是这样的: 两个输入 A 和 B 沿同一方向进入。当偏置光强度置于“a”位置, 单一的光脉冲强度不足以使器件导通。但是, 两个脉冲之和的强度却能使器件导通。于是, 透射光的变化对于入射光的变化形成与门操作, 而反射光与入射光则形成同或门。当偏置光强置于位置“b”, 则透射与入射形成或门; 而反射与入射, 由于器件自身的限能效应, 则形成与门。类似地, 还可以形成其他的逻辑门。

这类逻辑门将与 F-P 或光学逻辑门相争并存。其单元件有可能先在光通讯中得到应用。其设计思想完全适用于条波导或槽波导等平面集成器件, 并将最终在光计算机上得到应用。

参 考 文 献

1. C. Liao and G. I. Stegeman, "Nonlinear prism coupler" Appl. Phys. Lett. 1984, 44(2), 164

J. D. Valera, C. T. Ceator,

G. I. Stegeman, R. L. Shoemaker,

maker.

Xu Mai and C. Liao, "Demonstration of nonlinear prism coupling"; 1984 Annual Meeting of Optical Society of America, F03, see also: J. Opt. Soc. Am. A. 1984, 1(12), 1323.

E-8 光计算机及其光电子器件技术

王晓冬 郭奕理

(清华大学无线电电子学系)

内 容 提 要

在第五代计算机的规划中,有一个方向已经受到了越来越多的科学家们的关注。这就是光计算和光计算机。光,由于其固有的高容量、高速度的特性,在信息传送和处理上具有极大的潜力。目前光在计算领域已日益渗透。文中沿三条途径论述了光对现有电子计算机技术产生的巨大冲击。用来进行专门的科学计算的高速高精度光阵列处理器是对现有电子计算机系统的一个很好的补充;集成光电子学及光纤通讯的发展使得计算机硬件间的连接成为了可能,从而在一定程度上解决了目前电子计算机在通信上的困难;特别是作为全光计算机基本元件的光二进制逻辑门的不断更新和发展,具有实用价值的在室温工作的性能优良的半导体双稳器件的诞生,预示着过去一直被认为是很遥远的光计算机时代一下子临近了。

F 半导体激光器及探测器等

F-1 AlGaAs/GaAs 条形激光器线宽理论与实验

高中林 汪开源 章建洛

(南京工学院电子工程系)

一、理论分析

C. H. Henry 的半导体激光器的线宽理论公式表示为:

$$\Delta \nu = \frac{v_g^2}{8\pi P_o L} \frac{h\nu}{L} \ln R (\ln R - \alpha_q L) n_{sp} (1 + \gamma^2)$$

其中 P_o 是激光器的单面输出功率; L 是腔长; v_g 是光子的群速, $h\nu$ 是光子的能量; R 是谐振腔的面反射率; α_q 腔内的光吸收系数; n_{sp} 是反转系数; γ 是线宽增宽因子,

$$n_{sp} = [1 - \exp((h\nu - E_{FC} - E_{FV})/KT)]^{-1}$$

$$\gamma = \Delta n' / \Delta n''$$

E_{FC} 和 E_{FV} 是半导体的准费米能级。 K 是玻尔兹曼常数。 $\Delta n'$ 和 $\Delta n''$ 分别是有源材料折射率的实部与虚部的变化。

由分析可知, Henry 的线宽理论有不足之处; 半导体激光器的谐振腔结构不仅复杂, 而且结构多样。不同结构的谐振腔对半导体激光器的线宽将会有不同的影响。Henry 的线宽理论公式认为谐振腔的光场限制因子为 1 就是忽略了谐振腔结构对线宽的影响。所以在用 Henry 的线宽理论公式解释一些实验结果时会出现较大的误差。

条形半导体激光器谐振腔可以分析为这样一个矩形波导: 在垂直于异质结构的 X 方向上是对称的折射率波导, 在平行于异质结的 Y 方向上是增益波导。波导内为有源区。波导外为

无源区。由集成光学理论可知：介质波导不可能将光场全部陷在波导区中，只能使光场的大部分能量沿波导传输，而小部分能量会泄漏出波导而损耗掉。Henry在处理中认为光场限制为1，不考虑泄漏出波导的光损耗所引起的线宽增宽，这是不合理的。

基于以上的分析，我们考虑了条形激光器波导腔中的光场横模分布，认为谐振腔的模式值光增益条件为：

$$g = \alpha_q + \frac{1-\Gamma}{\Gamma} \alpha_e - \frac{1}{L \cdot \Gamma} \ln R$$

$$\alpha_e = (\alpha_p \Gamma_p + \alpha_p' \Gamma_p') / (\Gamma_p + \Gamma_p')$$

其中 Γ 是光场限制因子； α_e 是波导腔外的等效光吸收系数， Γ_p' 是平行于结方向上的光场衍射因子， Γ_p 是垂直于结方向上的光场衍射因子， α_p ， α_p' 是垂直于结方向上和并行于结方向上的无源区的光吸收系数。

修正后的条形半导体激光器的线宽理论公式可以写为：

$$\Delta \nu_{\frac{1}{2}} = \frac{V_g^2 h \nu}{8 \pi P_0 L} \cdot \ln R \left(\frac{1}{\Gamma} \ln R + \alpha_q \cdot L - \frac{1-\Gamma}{\Gamma} \alpha_e \cdot L \right) n_{sp} (1 + \gamma^2)$$

由于结构带来的线宽增宽为：

$$\Delta \nu_{\frac{1}{2}}^s = \frac{V_g^2 h \nu}{8 \pi P_0 L} \ln R \frac{\Gamma-1}{\Gamma} \alpha_e \cdot n_{sp} (1 + \gamma^2)$$

从上面的线宽公式可以看出，我们修正的线宽公式比Henry的线宽公式具有更普遍的意义。具体的定量计算可以告诉我们：结构增宽可以使线宽增大一个数量级。所以在分析具体结构的半导体激光器的线宽时，必须考虑结构增宽的影响。

三 理论与实践的比较

我们对质子轰击条形AlGaAs/GaAs激光器进行了测量，器件在室温的条件下阈值为60 mA，在注入电流大于72 mA后便进入单模工作，激光波长为882 nm，实验测量手段采用的是气压—波长扫描F-P干涉法进行测量。测量结果为3.92 MHz (mw)⁻¹。根据修正的半导体激光器的线宽公式进行的理论计算数值表明理论与实践基本取得一致。

参考文献

- (1) R.G.Harsperger University of Delaware (1978)
- (2) M.W.Fleming and A.Mooradian Appl.phys.lett.Vol.8 No7. P511(1981)

- 3] G.H.Henry, IEEE J.Quant.Elect, Vol. QE-18, No.2, P.259
(1982)
- (4] W.EISSNER, E.O.GOBEL and J.KUHL,
IEEE J.Quant.Elect Vol. QE-19 No.6, P.981 (1983)

F-2 高增益的 GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs 异质结

光晶体管

黄小康 孙宝寅 孙成城 薛保兴 张培荣
(清华大学无线电电子学系)

异质结光晶体管是适应光通讯、特别是长波长光通讯对光探测器的要求而发展起来的。

(1)-(4) 由于它与 LED 实现单片集成, 制成光放大器、光双稳态器、光移频器等 (5)-

(7) 所以它在光纤传感、光学信息处理等领域也都有着广阔的应用前景。

我们采用液相外延工艺, 在 n⁺-GaAs: Si 低阻衬底上沿 <100> 晶向进行多层次生长制出结构如图一所示的 GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs 光晶体管。用 λ = 8500 Å 的 LD 作为光源, 测量了器件的直流工作特性, 得到的最大光增益为 3350。光谱响应范围为 6200 ~ 8800 Å。

对于异质结光晶体管, 可以证明, 其集电极电流 I_c 仍然满足下述关系:

$$I_c \approx \beta_{DC} \cdot I_B \quad (1)$$

其中 β_{DC} 为其发射极直流放大系数; I_B 为光生基极信号电流。由光增益 G 的定义, 有:

$$G = \frac{I_c \cdot h\nu}{q \cdot P_{in}} = \beta_{DC} \cdot \frac{I_B \cdot h\nu}{q \cdot P_{in}} \quad (2)$$

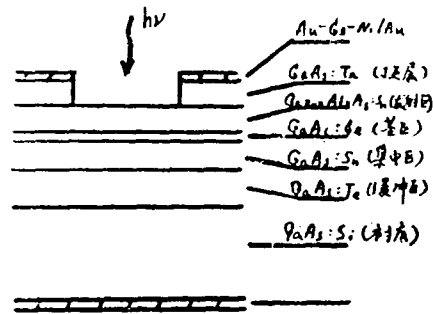
式中 P_{in} 为入射光功率; q 为电子电量; hν 为入射光子能量。根据晶体管原理可知, β_{DC} 是注入效率 η_B 和传输效率 η_E 的函数在异质发射结能带隙差满足 ΔE_G > 0.2 eV 时, β_{DC} (因此 G) 主要取决于 η_B。所以, 基区参数对光谱增益特性有着重要影响。

实验中可以观察到这样两个规律: 第一, 在其他条件相同的情况下, 光增益 G 随基区宽度 W_B 的减小和基区内少子扩散长度 L_B 的增大而提高。如图二所示。图中 X 为实验值, 实

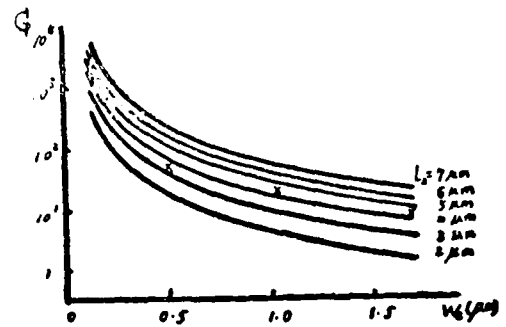
线是计算机模拟的结果, L_s 为参数。可以看出, 理论计算的光增益特性随 W_s 的变化趋势与实验结果是一致的。基区宽度的减小和少子扩散长度的增大, 都意味着基区内电子与空穴复合的几率降低, 从而使基区传输效率提高, 进而影响到光增益。

第二, 在其它条件不变的情况下, 减小基区掺杂浓度 N_{A2} , 光增益则增高。如图三所示。基区掺杂浓度影响基区的有效宽度和少子扩散长度, 这与同质结晶体管一致。此外, 它还影响异质发射结能带结构上的“尖”与“凹口”。因此, 适当调整发射区掺杂浓度 N_{D1} 与基区掺杂浓度 N_{A2} 之比, 改善“尖峰”、“凹口”对载子的限制, 亦可使器件光增益有很大提高。关于掺杂浓度对光增益的影响的研究有待于进一步深化。

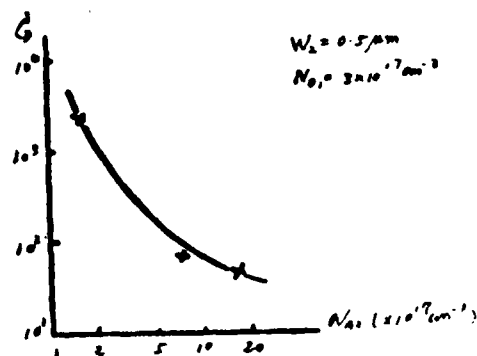
总之, 为了提高器件的光增益, 需要减小基区宽度, 降低基区掺杂浓度和提高基区少子扩散长度。另一方面, 发射区掺杂浓度适当高于基区掺杂浓度, 也有利于光增益特性的改善。



图一. 器件结构



图二. 光增益随基区宽度的变化, L_s 为少子扩散长度。



图三. 光增益随基区掺杂浓度的变化。

F-3 单腔双接触结构激光器的不稳定性研究

王守武 林世鸣

(中科院半导体所)

本文从非线性方程的稳定性理论出发给出单腔双接触结构激光器速率方程的稳定性三条件, 统一地讨论双稳和自脉动的区别和联系。

单腔双接触结构激光器的速率方程的稳定性可用三个条件表示(式中的 V_i , $-V_i$ 的表示式略):

$$\text{第一条件: } W_1 = V_1 + V_3 - V_7 > 0$$

$$\begin{aligned} \text{第二条件: } W_2 = & (V_1 + V_3 - V_7) \cdot (V_1 V_3 + V_2 V_5 - V_4 V_6 - V_1 V_7 \\ & - V_3 V_7) - (V_2 V_3 V_5 + V_1 V_4 V_6 - V_1 V_3 V_7) \\ & > 0 \end{aligned}$$

$$\text{第三条件: } W_3 = V_2 V_3 V_5 + V_1 V_4 V_6 - V_1 V_3 V_7 > 0$$

可以证明, 一条件恒能满足。

根据第三条件所作的第三不稳定区如图 1 所示。可以证明光功率曲线的斜率 $\frac{dS}{dP_1} =$

$\frac{V_5 V_3}{W_3}$, 及 V_5 和 V_3 恒为正值, 因此当光功率曲线进入不稳定区后斜率由正变负, 即随着 S 的增加 P_1 反而减小, 直到它穿出不稳定区后, 其斜率才又由负回复为正。但这时相应的

$P_1^{3上}$ 值比进入不稳定区处的 $P_1^{3下}$ 值为小, 因此在 $P_1^{3下} \sim P_1^{3上}$ 区域内的稳

态方程将可能三个解: 两个稳定解和一个不稳定解, 这就导致双稳特性的产生, 且其双稳区宽度为 $\Delta P_1 = P_1^{3下} - P_1^{3上}$ 。可见方程稳定性第三条件直接与双稳特性相关。

当自发发射率 R 和增益系数 g 是电子密度 n 的线性函数时稳态方程退化为二次代数方程。它至多有两个解, 不可能产生双稳现象, 因此说双稳是“三次”非线性现象。

光功率曲线与根据第二次稳定条件所做的第二不稳定区的相互关系有四种情况:

(1) 二者不相交。(2) 二者虽然相交但其交迭部分落入第三不稳定区内, 这时器件表现为双稳特性, 其双稳区宽度为 $\Delta P_1 = P_1^{3下} - P_1^{3上}$ 。

(3) 二者相交而且其交迭部分上延出第三不稳定区, 恒 $P_1^{2上}$ 位于 $P_1^{3上}$ 与 $P_1^{3下}$

之间, 如图2中 $P_2 = 0.05$ 线所示(图中落入第二不稳定区部分用虚线表示)。这时器件仍表现为双稳特性, 但双稳区宽度 $\Delta P_1 = P_1^{3下} - P_1^{2上}$, 其值比 $P_1^{3下} - P_1^{3上}$ 小, 因此说这时第二稳定条件起到减小双稳区宽度的作用。

(4) 二者相交 而且 $P_1^{3上} > P_1^{3下}$, 如图2中 $P_2 = 0.11$ 线所示。因而在 $P_1^{3下} - P_1^{3上}$ 区域内方程无稳定解, 图2还给出了相应A、B、C点的瞬态过程图, 很明显器件在 $P_1^{3上} - P_1^{3下}$ 区域内表现为自脉动。这时虽然器件表现不出双稳特性, 但功率曲线仍有负斜率区。因此自脉动和双稳一样也属于“三次”非线性现象。

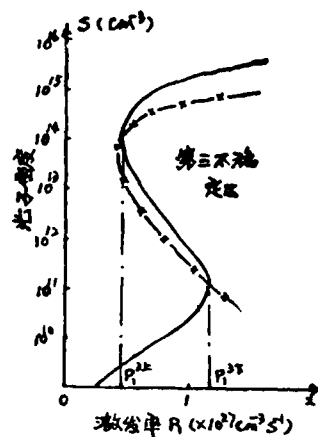


图1 双稳激光器的第三不稳定区图

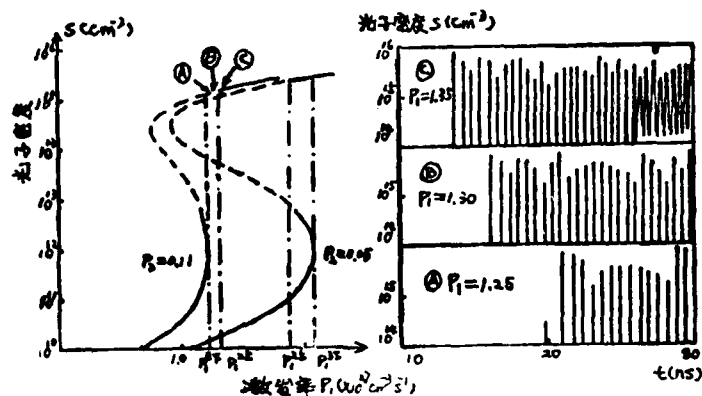


图2 第二稳定条件对器件特性的影响

参考文献:

- (1) N.G. Basov IEEE.J.QE-4, P855(1968).
- (2) T. Ohmi S. Yamazaki IEEE.J.QE-9, P366(1973)
- (3) 王启明, 通信学报, 第6卷, 第1期, 第65页(1985)

F-4 锗雪崩光电二极管 (Ge-APD)

的倍增因子测量及其保护电路

陈效良 徐明年 景星亮

(上海交通大学应用物理系)

一、引言

随着激光技术的应用和发展,在光通讯和光检测技术中,光电探测器的要求是高速、高频、高灵敏度。 P^+N 结平面雪崩光电二极管是目前最适宜的器件之一,特别是Ge-APD在 $1.0\sim 1.6\mu m$ 波长区域更显示其优越性。

APD管是利用二极管在高反向偏压下发生雪崩倍增效应而制成的器件,它除了具有高速、使用简洁和可低电压运用的优势外,更重要的是对光电源有增益,特别适用于低光强的检测。光电流倍增因子则是APD的一个重要特性。因此,M值的测量和分析研究,对提高APD器件的性能和更有效地运用APD器件具有重要的意义。

由于光电倍增效应发生在雪崩区,非常接近雪崩击穿场强,故很容易损坏,这给测量工作带来很大困难。为此我们设计了小功率保护电路,保证测量工作顺利进行,此电路对APD的应用也有一定的参考价值。

二、测量方法

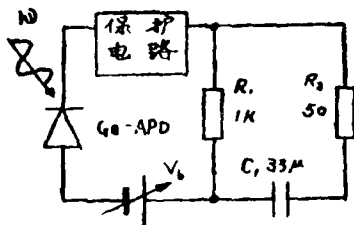
光电流倍增因子M定义为有倍增时光电流 I_L 与无倍增时光电流 I_{L0} 之比。即

$$M = \frac{I_L}{I_{L0}} = \frac{I_p - I_D}{I_{p0} - I_{D0}}$$

式中 I_p 为倍增时总电流, I_D 为倍增时暗电流。

I_{p0} 为无倍增时起始总电流, I_{D0} 为无倍增时起始暗电流。

起始偏压定为5V,测量电路如图一。



所用光源:(1)用1KHz的交流信号调制发光二极管的电源,发生波长为 $\lambda = 1.27\mu m$ 的脉动光
(2)用速率为1KHz的带孔圆盘切割He-Ne激光器的激光束,发生波长为 $\lambda = 6328\text{\AA}$ 的脉动光

三 Ge-APD的光电倍增因子M

的测量结果及分析

1. 用上述测量方法测出了在不同偏压 V_b 的 M 值和 M_{max} .

Ge-APD 的 M 值开始 V_b 缓慢增加, 到雪崩区后 M 随 $V_b \uparrow$ 急剧增大, 当 $V_b \uparrow$ 到 V_m 处, M 出现极大值 M_{max} , V_b 再 $\uparrow$, M 将迅速下降. 如图三所示.

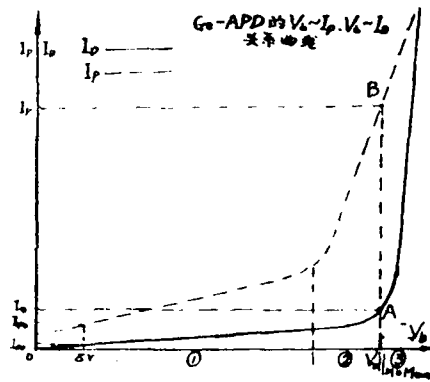


图 二

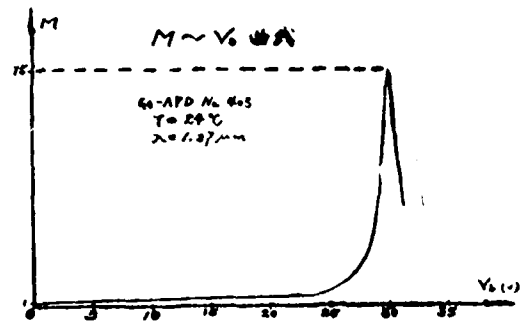


图 三

在图二、图三①段: 雪崩区外, 当 $V_b \uparrow$ 由于光照后载流子数增加, 光电流上升速率

$$\frac{\Delta I_P}{\Delta V_b} \text{ 略大于暗电流上升速率 } \frac{\Delta I_D}{\Delta V_b}. \therefore M = \frac{I_P - I_D}{I_{P0} - I_{D0}}, \text{ 而 } P_\lambda, \lambda \text{ 相同条件下 } I_{P0} - I_{D0} = \text{const.} \therefore M \text{ 的上升速率 } \frac{\Delta M}{\Delta V_b} \text{ 较小. 在②段: } \therefore \text{光照获得的能量作用, 光电流比暗电}$$

流早出现雪崩效应, 当 $V_b \uparrow \frac{\Delta I_P}{\Delta V_b} \gg \frac{\Delta I_D}{\Delta V_b} \therefore \frac{\Delta M}{\Delta V_b}$ 加快. 当 $V_b \uparrow$ 到 V_m 附近,

光电流的雪崩效应由于 V_b 较大, 光照的影响逐渐变小, 而 $\frac{\Delta I_P}{\Delta V_b}$ 迅速增大. 当 $\frac{\Delta I_P}{\Delta V_b} =$

$\frac{\Delta I_D}{\Delta V_b}$ 时, (图一中 A、B 点斜率相等处) M 出现极大值 M_{max} . 在③段, V_b 再 $\uparrow$ 光照的影响可忽略, 光电流和暗电流逐渐趋向一致, 使 $\frac{\Delta I_P}{\Delta V_b} < \frac{\Delta I_D}{\Delta V_b}, \therefore \frac{\Delta M}{\Delta V_b} < 0$, 即 M 反

而下降.

2. 随光功率 P_λ 增大, 固定 V_b 下的 M 值下降, M_{max} 也下降.

AD-A173 538

PROCEEDINGS OF THE CHINESE CONFERENCE ON INTEGRATED
OPTICS (3RD) HELD AT... (U) CALIFORNIA UNIV SANTA BARBARA
DEPT OF ELECTRICAL AND COMPUTER... 15 OCT 83

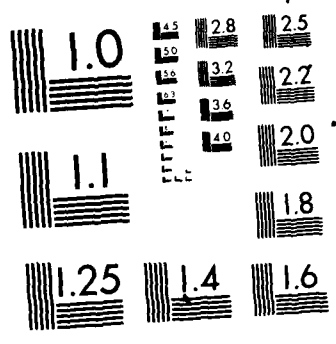
3/3

UNCLASSIFIED

F/G 28/6

NL

END
DATE
FILMED
2-86
DTIC



MICROCOPY RESOLUTION TEST CHART
NATIONAL BUREAU OF STANDARDS 1963-A

图四、图五分别为用入射光 $\lambda = 6328 \text{ \AA}$ 测得的 $V_b \sim I_p$ $P_\lambda \sim M_{\max}$ 关系曲线。

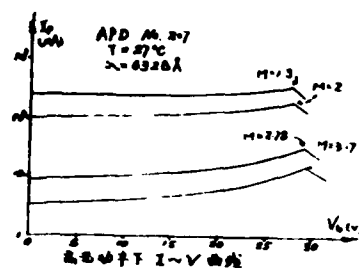


图 四

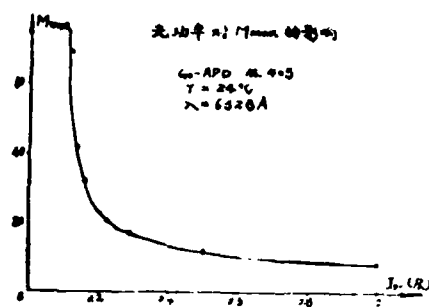


图 五

$$M = \frac{I_p - I_D}{I_{p0} - I_{D0}} = \frac{I}{1 - \left(\frac{V_b - IR}{V_B} \right)^n} \Big|_{V_b \rightarrow V_B}$$

$$I = M I_p$$

式中 n 为与材料及 λ 有关的常数。

R 为半导体的串联电阻。

在雪崩区APD的 $V_b = V_B$, $IR \ll V_B$

$$\therefore M = \frac{V_B}{n I_p R} \quad (1)$$

$$\therefore I_p = 8 \eta \Phi = 8 \eta P_\lambda / E_\lambda \quad (2)$$

式中 η 为量子效率, Φ 为每秒入射光子数。

E_λ 为每个光子能量。

在光源波长 λ 一定的条件下,从式(1)和式(2)可知: $P_\lambda \uparrow \Rightarrow \Phi \uparrow \Rightarrow I_p \uparrow \Rightarrow M \downarrow$ 。计算结果与实验结果相符。

4. 00-APDM值测试的相应保护电路

因为00-APD的 M 值测量是在雪崩区附近。其负载电阻很小,当 M 较大时, I_p 就很大,且雪崩电流对外界噪声脉动影响极敏感,对功率有限的APD极易造成击穿,为使APD在较大光功率下正常测试,必须加上相应的保护电路。

图六为00-APDM值测试的保护电路电路图。

在测试回路中串入MOS作为限流开关 R_2 上的 V_{R2} 经二级运放后的电压来控制。

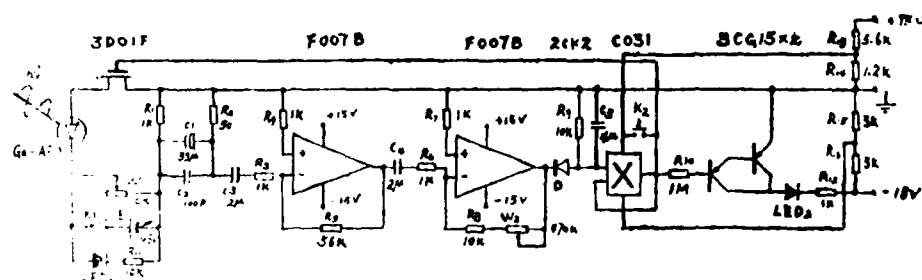


图 六

实验测得 I_p 在 $0.2 \sim 60 \mu A$ 可任意选择保护, 这对小功率的常规测试和应用已足以满足。在较大功率测试时, 可把 R_2 换成 5.1Ω , R_5 换成 $1 K \Omega$, APD 上电流可扩大到 mA 级保护电流动作, 实验做到纤尾入射光功率 $12 mW$, I_p 达到 $450 \mu A$, I_D 达 $2 \mu A$, 且 M_{ax} 为 1.26 已很接近 1 , 以上说明此电路电流保护范围已满足测试要求。保护电路的响应时间, 计算 $\tau < 500 ns$ 与测量结果基本一致。对于造成 APD 击穿的噪声脉冲都可视为 $< 2 MHz$, 因此保护电路的脉冲响应时间符合测试要求。

实验中加上此保护电路后, 在不同的条件下, 测出了 M_{ax} , 而没有损坏过一只 APD 也证明了此保护电路的可靠性。

三、结论

1. Ge-Avalanche Photodiode (APD) 的倍增因子 M 有一极大值 M_{ax} , M_{ax} 在 V_B 附近, 对上海交大制作的 Ge-Avalanche Photodiode (APD) 抽样测试结果。 $M_{M_{ax}}$ 在 $30 \sim 75$ 范围内各 APD 的 $V_b \sim M$ 关系曲线变化趋势一致。

2. 随入射光功率增加, Ge-Avalanche Photodiode (APD) 的 M 减小, $M_{M_{ax}}$ 也减小, 各 APD 的 $P_A \sim M$ 关系都符合此规律。

3. 用此保护电路满足了 Ge-Avalanche Photodiode (APD) 的 M 值测试要求, 在不同条件下都能测出 Ge-Avalanche Photodiode (APD) 的 $M_{M_{ax}}$, 无一只 APD 损坏。

附-5 锗光电探测器 (Ge-Avalanche Photodiode)

表面抗反射膜的研究

陈海文 邱 宣 景星亮

(上海交通大学应用物理系)

一 引言

光纤通信技术是现代一个极有发展前途的新兴科学技术领域，它具有通信容量大，抗干扰、安全、可靠、保密性强等优点。在 $1.0 \sim 1.6 \mu\text{m}$ 波段范围内，光纤具有较低的损耗和较小的色散。人们对该波段的光通信更为重视，所以对于发展运用于该波段范围内的光电探测器件，人们有着极大的兴趣。Ge-A-P-D管能够被用作为此波长范围内的探测器已经制造出来了。可是，由于锗的折射率 ($n \approx 4$) 与空气的折射率 ($n = 1$) 相差较大，所以，如果由光直接照射于探测器的光敏面，将会引起高达36%的反射损耗。因此，我们研究了用 SiO_2 、 Si_3N_4 作为抗反射膜的 Ge-A-P-D 管的量子效率特性，并且已制备了量子效率高的、与理论值符合得很好的、且重复性高的 Ge-A-P-D 管。

二 理论

光射到任何一个光学器件的表面上都要发生反射和折射，对于光电探测器件来讲，反射不仅降低了其量子效率，而且会波及到器件的一些其他重要特性，为了减少反射损耗，我们可以利用薄膜的光束干涉效应以改变反射和折射的分配。在锗片（探测器的光敏面）上沉积一层适当的光学膜，就可以使其在某一特定波长时反射损耗降到 $\approx 1\%$ ，甚至比 1% 更小。

因此，完善的单层抗反射膜的条件是：膜层的厚度为 $\frac{1}{4}\lambda$ ，其折射率为基片和入射媒质折射率乘积的平方根，且 $n_0 < n_1 < n_2$ ，对于某一特定波长，其反射率可减小为零。一般情况下， R 随 n_1 和 $n_1 h$ 的变化关系如图1所示。

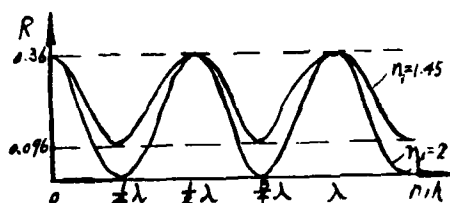


图1 介质膜的反射率与其光学厚度的关系曲线

$$(n_0 = 1, n_1 = 1.45, n_2 = 4)$$

三 二氧化硅 (SiO_2) 抗反射膜的研究

在雪崩光电二极管 (Ge-A-P-D) 的光敏面上沉积一层 SiO_2 薄膜。沉积薄膜厚度 $\delta = 3800 \text{ \AA}$ ，折射率 $n_1 = 1.45$ ，管芯剖面图如图2所示，光敏区直径 $\phi = 100 \mu\text{m}$

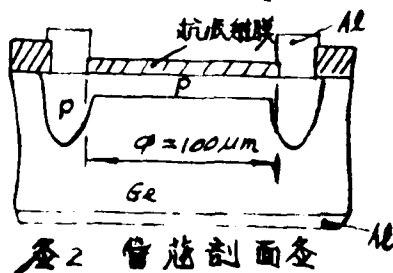


图2 管芯剖面图

采用腐蚀法将 SiO_2 抗反射膜腐蚀到各种不同厚度，并测得不同厚度时相对应的 Ge-A-P-D 管的量子效率 η ，腐蚀速率 $V = 70 \text{ \AA}^2/\text{s}$ 用光功率计测定在某一固定电流下发光二极管光纤尾端输出的光功率值，然后将发光二极管的光纤端固定于三维可动支架上，进行调节

使光纤尾端对准Ge-APD管的光敏面,从而能接收到最大的光功率。(即其光电流为最大,测量过程中Ge-APD管的偏置电压为-5V)。测量线路如图3所示。测得二极管

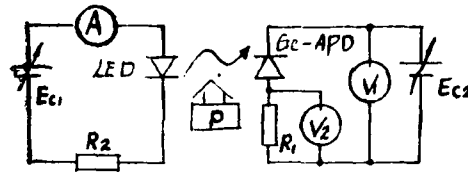


图3 量子效率测试电路

的灵敏度 $R_0 \approx I_p / P_p$,就能求得量子效率:

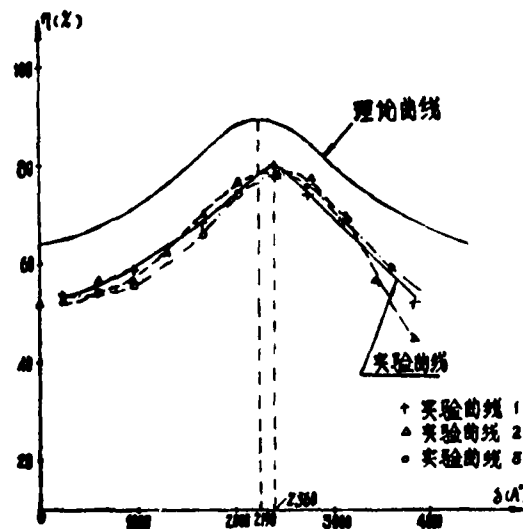
$$\eta = 1.24 R_0 / \lambda$$

厚度测试采用Sloan公司(美)生产的台阶测试仪。折射率测试采用椭圆偏振仪量子效率 η 随抗反射膜厚度 δ 变化的关系曲线见附图1。采用二氧化硅(SiO_2)薄

膜作为抗反射膜,在入射光波长 $\lambda = 1.27 \mu m$ 时,量子效率达到77%的约占80%,其最大值能达到80.2%,并且实验值与理论值吻合得很好(见附图1),其重复性也很高。

四 氮化硅(Si_3N_4)抗反射膜的研究

在Ge-APD管的光敏面上沉积一层 Si_3N_4 薄膜,膜厚 $\delta = 2200 \text{ \AA}$,折射率 $n = 1.98$,管芯剖面图如图2。同样采用腐蚀法,将 Si_3N_4 抗反射膜腐蚀到各种厚度,并测得不同厚度下的量子效率 η 值,腐蚀速率 $\approx 10 \text{ \AA} / s$ 。测试方法同上。采用 Si_3N_4 作为抗反射膜,量子效率达到88%的约占89%,其最大值能达到91.7%量子效率 η 随抗反射膜厚度 δ 变化的关系曲线如附图2所示,用 Si_3N_4 作为Ge-APD的抗反射膜不仅与理论值吻合得相当好,而且具有高的重复性(见附图2)。



附图1 Ge-APD量子效率与 SiO_2 抗反射膜($n=1.45$)关系曲线

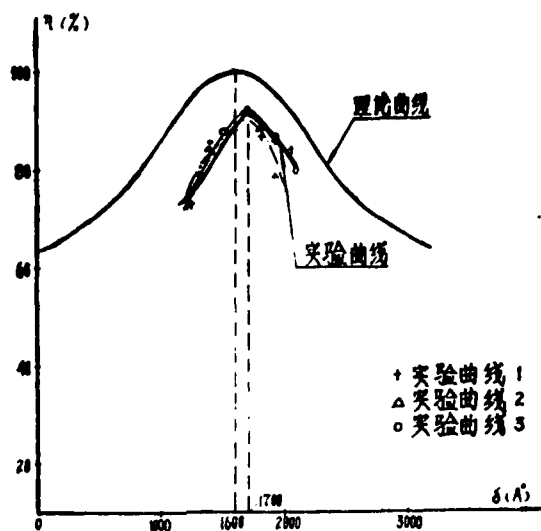


图2 Ge-APD管量子效率与 Si_3N_4 抗反射膜($n=1.98$)关系曲线

结 论

采用 SiO_2 或 Si_3N_4 作为Ge-APD管的抗反射膜是可行的。其量子效率可分别提高约80%和30%。采用 SiO_2 作了抗反射膜,当 $\lambda=1.27\mu\text{m}$ 时, SiO_2 最佳厚度为 $2360\text{\AA}$,其量子效率的典型值为77%,采用 Si_3N_4 作为抗反射膜, $\lambda=1.27\mu\text{m}$ 时, Si_3N_4 最佳厚度为 $1700\text{\AA}$,其量子效率的典型值为88%,最大值 $\eta=91.7\%$ 。采用这种工艺不仅与理论值吻合得相当好,而且有高的重复性。

F-6 光敏栅InGaAs 场效应管

InGaAs FET with Extended Light
Sensitive Gate Region

沈彭年 杨 易 程宗权 吴冠群 潘慧珍

(中国科学院上海冶金研究所)

本文报导的InGaAs光敏栅FET是制作在半绝缘(100)方向InP衬底上的。它利用InGaAs材料适于作光通信长波长($1.3\mu\text{m}$, $1.5\mu\text{m}$)接收器件,以及该材料具有高迁移率适于制作电子器件的特点,设计成既能接收光,又有放大作用的器件结构,并且还注意

到以后与其它器件集成在一起的可能性, 以提供作为集成化光通信长波光中继器的一种可供选择的方案。

根据最大暗电流容限的分析, 并参照暗电流与材料击穿电压之间的关系的实验结果, 兼顾 FET 和光敏 PIN 栅区的不同要求, 本文把掺杂浓度定在 $N_D \leq 5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ 。

该器件采用液相外延法, 在 (100) 半绝缘衬底上生长 GaInAs 外延层, 并扩散 H, 保护下用高纯石墨滑移舟系统进行外延生长, 生长温度为 640°C 。

外延后的晶体经光刻, 腐蚀出 InGaAs 台面, 然后再沉积 SiO_2 层, 掩蔽扩散 Zn 制作光敏栅, 并经多次光刻后蒸发金属及合金化即制成栅、漏、源电极。图 1 即为显微电视中摄得的 InGaAs 光敏栅场效应管, 图中光敏栅区的光敏面积为 $1 \times 10^4 \mu\text{m}^2$ 。

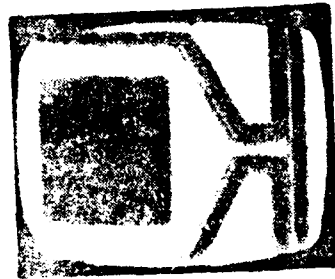


图 1 显微电视中摄得的光敏栅 InGaAs 场效应管

该场效应管的栅漏和栅源的特性呈现

InGaAs 光敏 PIN 二极管的特性, 图 2 即为无光照和光照时的栅源电压电流特性曲线图。在同一片子中制得的、无特殊设计的光敏栅区的通常结构 FET, 在相同光照条件下的栅源二极管特性与无光照时相比并无明显变化, 这是因为通常的 III-V 族化合物半导体 FET 的细长的栅区无透明的进光窗口, 面积又小, 因此光敏特性十分微弱。

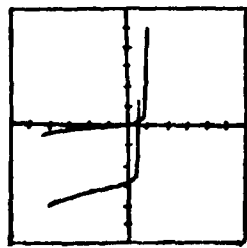


图 2 光照和无光照时的 InGaAs 光敏栅 FET 的栅源 I-V 特性

X轴: 0.5 伏/格

Y轴: 0.02 毫安/格

该器件的光谱响应与通常的正面进光InGaAs PIN光电二极管相似。半宽在 $1.1-1.65\mu\text{m}$ 之间,峰值在 $1.5\mu\text{m}$,适合与InGaAs长波长LED和LD配合使用。

本文所设计的光敏栅InGaAs FET的栅漏、栅源可构成PIN光电二极管,而栅漏源之间又具有通常的结型场效应管的特性。因此它将光敏二极管和结型场效应管的特性结合在一起。根据这种观点,可以把它等效成一个PIN管和FET的组合,如与低噪声宽带通用运算放大器结合在一起有望作成长波长光中继器,还可以进一步集成其它光电器件,作为单片集成光中继器中的一个接收、放大元件。

F-7 用于光放大器的两层介质减反膜

黄德修 樊承钧 刘德明

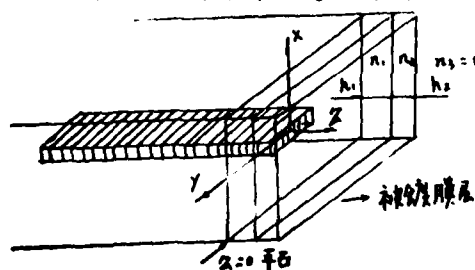
(华中工学院)

单模光纤与相干外差探测技术的发展,使“全光通信”成为日趋重要的课题:所谓“全光通信”就是以光的放大器—半导体激光器放大器取代目前光纤通信线路中相当复杂的“光—电光”转换系统。在长距离光纤通信干线中,尤其在跨洋通信线路中,半导体激光放大器有着诱人的应用前景。

行波半导体激光放大器是目前光放大器中最有前途的一种形式,其基本结构与半导体激光器相类似。所不同的是在两个解理面上镀上减反膜,从而消除谐振腔的选模效应,获得一较宽的增益带;它具有较高的热稳定性,较低的偏置电流及较低的光信号偏振扰动。

我们利用电磁场的平面波角谱表示Brown天线耦合理论,对两层介质减反膜的设计进行了探讨。与单层膜(例如 Al_2O_3)相比,双层膜对于膜料折射率与膜厚误差的要求要宽裕得多。对于给定的镀膜材料,调整两膜层的厚度,使相位匹配条件得到满足,从而获得相当低的反射率。

半导体激光放大器具有图(一)结构,InGaAsP有源区的折射率为 $n_0 \approx 3.52$,一般情形下,出射光束近似具有高斯分布。由于有源区是一条形物质,折射率比周围物质略高,故其幅



图(一) 光放大器和减反膜的几何结构

射是扇形光束，它在 $X-Z$ 平面的发散角远大于 $Y-Z$ 平面的发散角，因此仅分析 $X-Z$ 平面上的二维模型是合理的。

如图(一)所示，两层介质膜的折射率分别为 n_1 、 n_2 ，几何厚度分别为 h_1 、 h_2 以 θ 角入射于膜系的平面波具有振幅反射系数 $\gamma(S)$ 为：

$$\gamma(S) = \frac{y - \eta_3}{y + \eta_3} \quad (1)$$

$$\text{其中: } y = C/B \quad (2)$$

$$\begin{bmatrix} B \\ C \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \beta_2 & 1 (\sin \beta_2) / \eta_2 \\ 1 / \eta_2 & \sin \beta_2 \cos \beta_2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos \beta_1 & 1 (\sin \beta_1) / \eta_1 \\ 1 / \eta_1 & \sin \beta_1 \cos \beta_1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ \eta_0 \end{bmatrix}$$

$$\eta_k = \begin{cases} n_k / \sqrt{1 - \left(\frac{n_0}{n_k} S\right)^2} & \text{对于 TM 波} \\ n_k \sqrt{1 - \left(\frac{n_0}{n_k} S\right)^2} & \text{对于 TE 波} \end{cases} \quad (4)$$

$$\beta_k = \frac{2\pi \eta_k h_k}{\lambda} \sqrt{1 - \left(\frac{n_0}{n_k} S\right)^2} \quad K = 1, 2. \quad (5)$$

$$S = \sin \theta \quad (6)$$

设光放大器端面处 ($Z=0$) 高斯光束具有束斑 a ，忽略随时间变化参量 $\exp(i\omega t)$ 有

$$E(x, 0) = \exp(-x^2/a^2)$$

则入射场的付里叶角谱为：

$$F_1(S) = \frac{\sqrt{\pi} a n_0}{\lambda} \exp(-S^2 / \left(\frac{\lambda}{\pi a n_0}\right)^2)$$

反射场为 $F_r(S) = \gamma(S) F_1(S)$

利用 Brown 天线耦合理论计算出耦合回激光器的场的幅度，得到薄膜的功率反射系数为

$$R(h_1, h_2) = \frac{\left| \int_{-\infty}^{\infty} \gamma(S) Q(s) \exp\left(-\frac{2S^2}{\left(\frac{\lambda}{n_0 \pi a}\right)^2}\right) ds \right|^2}{\left| \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(-\frac{2S^2}{\left(\frac{\lambda}{n_0 \pi a}\right)^2}\right) ds \right|^2} \quad (7)$$

对TE波, 式中 $Q = \cos \theta$, 对TM波 $a = (\cos \theta - \sin^2 \theta) / \cos \theta$ 。根据(1)~(7)式编制计算机程序进行数值积分, 求出反射率随两膜层相位变化的曲线, 从中可以得到最佳膜层厚度及厚度允许误差。

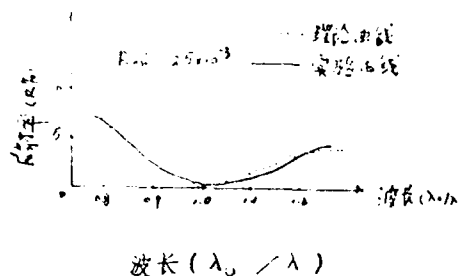
选择 TiO_2 ($n_1=2.2$)、 SiO_2 ($n_2=1.447$)作为镀膜材料, 利用我们的计算程序, 取典型的激光器输出束斑 $a=0.5 \mu\text{m}$, 求得最佳膜层相位处, 反射率 $R=10^{-6}$; 在一般的实际的的实际应用中, 反射率 $R \geq 10^{-3}$ 即能满足要求, 在该范围内, 膜厚的允许误差为: TE偏振: $\Delta(n_2 h_2) = 130 \text{\AA}$ $\Delta(n_1 h_1) = 159 \text{\AA}$

TM偏振: $\Delta(n_2 h_2) = 112 \text{\AA}$ $\Delta(n_1 h_1) = 135 \text{\AA}$

计算中取中心波长 $\lambda = 1.3 \mu\text{m}$ 。

我们利用国产DMD E-450光学多层镀膜机, 根据计算所得出的两膜层最佳相位, 换算成相应的控制波长, 采取 $K \times \frac{\lambda}{4}$ 极值法监控膜厚。

镀膜机膜厚控制误差, 可以小于5%, 在上述允许误差范围之内。实际镀制的两层减反射测试曲线(监控片)与理论曲线示于图(1), 二者比较吻合。在中心波长处, 最低反射率小于 3×10^{-3} , 接近于理论计算值。实际镀制的结果表明, 两层介质减反膜具有较高的可重复性; 膜层的牢固性与稳定性能够满足一般的使用要求。



图(1) 实验曲线与理论计算曲线

前述关于半导体激光放大器两层减反膜的设计方法经过修正后可用于半导体光探测器光敏面的减反, 仍采用 $\text{TiO}_2/\text{SiO}_2$ 两层膜系, 在光探测器光敏面上镀上减反膜之后, 使探测灵敏度提高了30%。

本文工作获得了国家科委和武汉邮电科学研究所的资助。

主要参考文献

- (1) M. Born, and E. Wolf, Principle of Optics, 5th Ed.
New York: Pergamon, 1975.
- (2) J. Brown, "A Generalized Form of the Aerial Reciprocity Theorem", Proc. IEE, 105, Part C (1985), PP472-475.
- (3) H.A. 麦克劳德: 《光学镀膜技术》, 周九林等译, 国防工业出版社, 1974.

F-8 低损耗液相外延 AlGaAs/GaAs 波导
及其单片集成光学器件

袁佑荣

(中国科学院长春物理所)

G.A. Vawter, and J.L. Merz

(美国加州大学圣·巴巴拉校)

(电机与计算机工程系)

一、引言

GaAs/AlGaAs 激光器及集成光电器件的发展已经引起了人们日益的重视。随着激光器及 GaAs 集成电子学器件的发展,要制备单向集成的光电器件,制备具有低损耗、有一定的面积的,而且可以与激光器的制备兼容的光波导就成为重要的内容。由于较高的自由载流子吸收及外延层的界面散射效应,决定了很难制备低损耗的波导器件。近年来人们已在用不同的外延手段来研制低损耗的波导及集成器件。本文介绍在美国期间,在 UCSB 及 UCI 大学中,用 LPE 方法制备大面积低损耗 AlGaAs/GaAs 光波导,进行波导性能的研究及应用这类材料研制光集成器件的结果。

二、LPE 生长 AlGaAs/GaAs 大面积光波导

实验是在固定式的透明炉中进行的,衬底面积为 $2.7 \times 2.2 \text{ cm}^2$, 采用 850°C $0.2\text{ cm}^3/\text{min}$ 升温法生长的。在 LPE 过程中,合理选择衬底片与舟的间隙 ($\sim 25\mu\text{m}$), 提高柱片或推舟操作的速度, 控制系统的温度变化及气体的流量, 准确地配源 (精确到 0.5 mg 的量级的 Ga 母液, 但在第一层以加入过量 $10-15\text{ mg}$ 的 GaAs 以达到过饱和为好)。清洁衬底的表面以及保证有足够长时间 ($12-16\text{ hrs}$) 的包括 GaAs 液、Sn、Ge 等掺杂材料的 Ga 母液去氧烘烤, 是保证生长均匀、光亮、较小损耗的波导的技术关键。波导的 LPE 器件一般是生长 2-3 层, 包括波导层及一层或上下两层限制层。实验表明, 用于 $0.85\mu\text{m}$ 的 GaAs 激光器波长时, AlGaAs 波导层的 Al 含量的 X 值选取为 0.15 较合适。用于单片集成激光器和波导及其他光电器件的 LPE 生长, 一般是 4-5 层, 包括有源层、波导层及限制层。

三、大面积 LPE 光波导的研究

波导的损耗是通过解理不同长度的波导样品, 测量光通过的衰减来计算的。光源为 $0.85\mu\text{m}$ 的 GaAs DH 激光器及 $1.06\mu\text{m}$ 的 YAG 激光器。采用端面耦合的方法耦合进光波导样品, 激光器采用扩展聚焦的方法, 直接用透镜聚焦进入光波导或把激光耦合进 $6\mu\text{m}$ 的单模光纤然后用光纤与波导对准耦合。用红外变象观测器观察激光耦合的效果。用集成化红外探测器

及红外电视系统测量经过波导输出的激光强度,用计算机联机测量实时的波导输出与激光强度之比。通过多点测量,不同长度测试及来测算波导的损耗。当 $\lambda = 0.85 \mu\text{m}$ 时,损耗系数达 $\alpha = 1 - 2 \text{ cm}^{-1}$,最佳样品可达 0.5 cm^{-1} 。当 $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$ 时,大部分样品 $\alpha \leq 1 \text{ cm}^{-1}$ 。实验中,半数以上的LPE生长波导器件可以达到这一水平。

为了估算大面积光波导的均匀性及与损耗的关系,选择合适制备线度较长的光集成器件。用SEM, X-射线探针分析及低温光致发光(PL)研究了不同Al含量,不同损耗特性的样品。

实验表明当Al含量较高时,LPE生长中易于形成不浸润或Al分布不均形成的凝聚区。SEM观察及成份分析可看到低损耗样品,缺陷区较少,也较小($1-3 \mu\text{m}$),而在高损耗样品,缺陷区较多,也较大($5-10 \mu\text{m}$),而且Al含量的变化也较大。从阴极射线发光的分析表明,这些缺陷区都是与晶体的不浸润,或位错等原因引入的。

低温PL方法是检查波导样品的更为有效方法。 1.4°K 的低温PL中,理想的波导由于载流子浓度低,界面缺陷较少,可以看到较强的激子发光。对一定条件下生长的晶体也可以看到界面载流子限制引起的发光光谱^[2]。而在高损耗的样品中,这些光谱就不明显甚至消失。在 77°K 下用扫描方法测量AlGaAs波导的PL级数变化强度时,可以发现对不同损耗的样品,PL的强度起伏变化较大,而外观上看来却都是光滑平整的。实验表明,当PL强度起伏少于50%时,样品的损耗系数就少于 2 cm^{-1} 。图1是计算机作图的三维PL强度起伏分布图。此外,PL法还可以用于精确确定样品的Al含量,从而确定波导及各层的折射率。PL方法由于直接研究了AlGaAs波导及边界的能带,杂质、缺陷及组分分布的特性,所以是一种较理想的无损检验大面积光波导的方法。

四 AlGaAs/GaAs 单片集成光学器件

(1) DH激光器——波导——探测器的单片集成采用四层或五层的有波导的LPE外延晶体,用湿法化学蚀刻工艺,研制了多种DH激光器——波导——探测器的单片集成器件^[3]。激光器可以是宽接触条型或沟道衬底条型的,波导可以是平面波导、脊形条形波导、沟道衬底波导和脊形 90° 角弯曲波导。研究了选择蚀刻形成有源层倾角反射腔时DH激光与波导的耦合特性。在条形波导器件中,内微分传输效率可达15%,最高可达24%。器件研制的关键是利用选择蚀刻方法,露出基本不受损伤的波导表面的工艺。图2是这种器件的结构图。

(2) 集成光学声光AlGaAs波导偏转器

用LPE AlGaAs/GaAs波导,溅射法制备ZnO单晶薄膜超声换能器,实现了AlGaAs波导上的声光衍射、偏转的实验^[4]。观察到200MHz,不到50mW的声表面波作用下,有50%的衍射偏转。现在声波频率已提高到400—600MHz,图3是器件的示意图。采用类似的集成光电技术,提高DH集成激光器的性能及改进耦合。研制合适的AlGaAs波导透

镜及探测器阵列，有可能实现单片集成的声光频谱分析器。

(3) AlGaAs波导器件

计算了AlGaAs波导制备定向耦合器时，波导系数对耦合器性能的关系，波导的限制因子及耦合间隙是决定器件性能的关键⁽⁵⁾。研制了MOS结构的，间隙 $3\mu\text{m}$ ，长度可达 15mm 的定向耦合器件中。实验表明，在波导中光场的分布与计算值有很好的符合，做了定向耦合器的实验。同时，用AlGaAs波导也研制了低损耗的条形波导，分束波导。用 $1:1:12=\text{H}_2\text{SO}_4:\text{H}_2\text{O}_2:\text{H}_2\text{O}$ 。腐蚀液在搅动中蚀刻得到较光滑的波导壁，为制备各种应用的波导器件作了准备。

四、结语

AlGaAs/GaAs LPE大面积波导制备、损耗测量以及波导特性的测试表明，这类波导及由此制备的器件将在集成光学中起越来越大的作用。由于GaAs器件具有良好的光电性能及 LiNbO_3 晶体存在的一些关键困难。可以预料在未来光集成研究及发展中，GaAs波导及有关的光电器件将会起日益重要的作用。

参考文献：

- (1) Y.R. Yuan et al. Proc. of SPIE, 84'LA, Vol. 460
"Processing of Guide Wave Optoelectron. Materials" pp. 60, 1984
- (2) Y.R. Yuan et al. Appl. Phys. Lett. 45, pp. 732, 1984.
- (3) Y.R. Yuan et al. IEEE, J. LT-1, pp. 630, 1983.
- (4) C.S. Tsai et al. IEEE, 1982, Ultrasonics Symposium pp. 418, 1982.
- (5) K. Eda, Y.R. Yuan et al. "Characteristics of GaAs-AlGaAs
Optical Directional couplers" (unpublished)

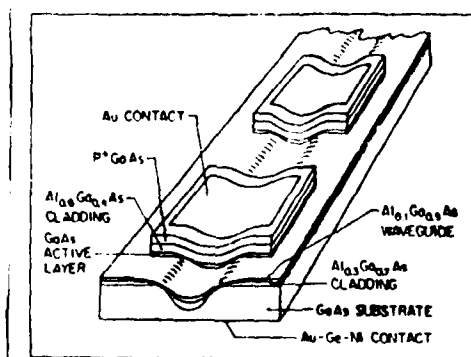


图2 单片集成DH沟道衬底激光器
——波导——探测示意图

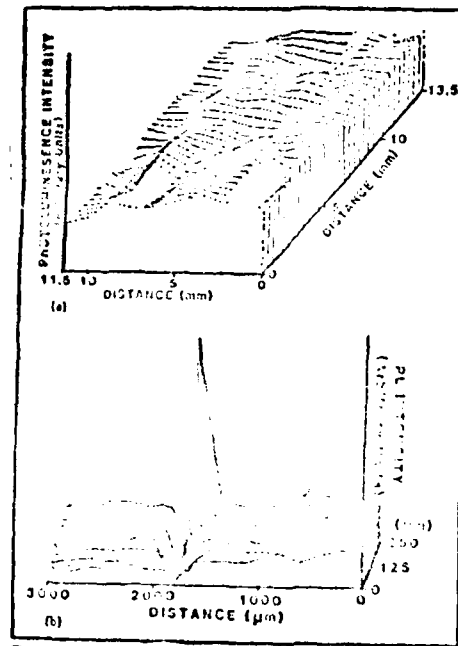


图1 77 K PL强度空间
分布图
(a) LY-121, $\lambda = 1-2 \text{ cm}^{-1}$
(b) LY-93, $\lambda > 5 \text{ cm}^{-1}$

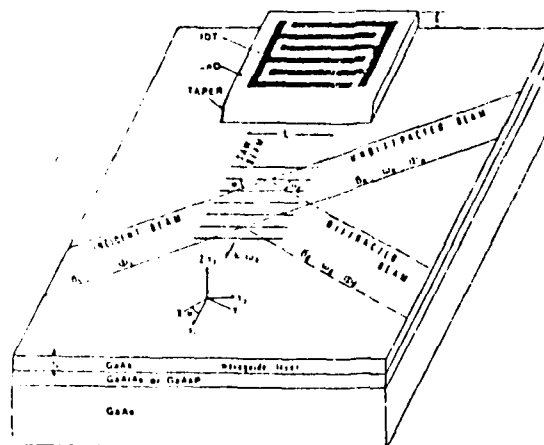


图3 AlGaAs/GaAs
波导声光衍射器

F-9 1.3 μ 低阈值脊形波导DH激光器

彭怀德 汪孝然 王莉 马英棣 胡雄伟 刘新平

张盛康 马朝华 吕卉 王雨明 孙富荣

(中国科学院半导体研究所)

近年来,各种各样的长波长、低阈值DH激光器相继出现。其中较简便的一种结构,就是脊形波导结构。脊形波导结构的优点是工艺简单,只用普通的DH激光器即可,不必作二次外延,同时电流限制好,模式特性也好,我们用单脊形波导结构,作基区为4 μ 左右的器件,最低阈值,在28 $^{\circ}\text{C}$ 下为3.4mA,一般为40—60mA,最高连续工作温度为60 $^{\circ}\text{C}$,同时对结构的模特性作分析。

F-10 压缩双异质结(CDH)Al_xGa_{1-x}As

激光器的液相外延研究

阎立 马国荣 余金中

(中国科学院半导体研究所)

一、引言

近年来,半导体激光器作为一种新光源,在信息处理系统如激光电视唱片、光盘、短距离光通信、激光印刷以及全息照相等的应用中已越来越引起人们的兴趣。短波长激光器,尤其是可见光激光器由于使用安全可靠,光子能量大易于使感光材料感光,光波易于聚焦⁽¹⁾等特点,成为近年来十分活跃的一个领域。AlGaAs/GaAs系统由于它固有的特点,成为制作短波长激光器最有前途的材料之一。人们所需要的模式稳定的半导体二极管激光器在近些年来广泛的努力研究中已经诞生^{(2)~(4)}。在探索横向激射模稳定性时的一项成功的研究是非平面衬底上的一次结晶生长。绝大多数非平面衬底器件都依赖于刻蚀的沟槽衬底上的液相外延(LPE)生长特性,结果得到了具有显著特性的模式稳定器件;在高功率(20—40mW/facet)

下单模连续工作, 有较低的阈电流 (12—30mA) 和高的阈电流温度系数 T_0 。(脉冲工作 T_0 -240—375°C, 连续工作 T_0 -200—310°C)。⁽⁵⁾本文中所要介绍的是一类非平面衬底器件: 压缩双异质结 (CDH) 二极管激光器。

二 CDH 激光器的 LPE

CDH 激光器结构如图 1 所示。

1. 衬底准备:

CDH 结构是在双楔形沟槽上产生的, 对衬底的要求是要有精确的空间和仔细的研磨, 因为衬底的好坏直接影响外延的表面形貌。研究表明, 当衬底表面与 (100) 面的偏差在 30' 以内时外延的表面还近乎平整, 当偏差过大时, 表面形貌将发生严重变化⁽⁶⁾。将经过严格定向、研磨好的衬底上腐蚀出双楔形沟槽 (例如沟槽在 $\langle 100 \rangle$ 上平行于 (011) 方向), 并将衬底严格清洗后用作外延准备。

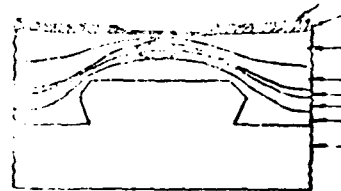


图1 CDH 结构示意图

2. 熔液组分与掺杂剂

众所周知外延层的组分、厚度的均匀性对激光器的性能影响很大⁽⁷⁾, 而 Al—Ga—As 系相图又不便于应用。根据大量的液相外延的实验数据, 借助计算机, 我们得到了相应的重量表达式。在 $X = 0 \sim 0.8$ 范围内, 生长温度为 780°C 时, 生长熔液组分遵循下列经验公式:⁽⁸⁾

$$W_1 = 38.6 - 34.6X - 2.0X^2$$

$$W_2 = 1.6X + 2.46X^2 + 2.4 \times 10^{-4} \times e^{11X}$$

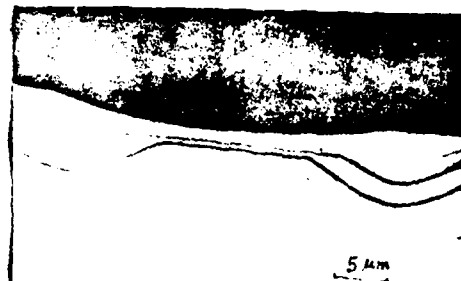
式中 W_1 、 W_2 分别代表配制生长熔液时往 1 克 Ga 中加入的 GaAs 重量和 Al 的重量, 单位为毫克, X 为用该熔液生长出的 $Al_xGa_{1-x}As$ 固相中 AlAs 的克分子浓度, 外延层中, 用 Sn 作 n 型掺杂剂, 用 Ge 作 P 型掺杂剂。

3. 外延生长

生长特性可通过诸如腐蚀沟槽形状, 溶液的过冷度、生长温度和冷却速率来控制。我们采用常规的液相外延系统制备 CDH 结构。真空烤 Ga 的温度定为 900°C, 起始生长温度为 780°C, 降温速率约 1°C/分, 过冷度 6°C。外延层依次为:

- (1) n—GaAs 缓冲层, 掺 Sn, $n \sim 4.4 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$;
- (2) $n\text{—}Al_{0.35}^{Ga}Al_{0.65}As$ 限制层, 掺 Sn, $n \sim 1.5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$;
- (3) $Al_{0.07}^{Ga}Al_{0.93}As$ 有源层, 不掺杂;
- (4) $p\text{—}Al_{0.35}^{Ga}Al_{0.65}As$ 限制层, 掺 Ge, $p \sim 3.5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$

(5) P-GaAs 电极层, 掺杂 $P \sim 7.5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$.



有源层厚度控制在 $0.1 \mu\text{m}$ 左右。图 2 为外延结果照片。

结果与讨论

我们已经获得室温下基模连续工作的 CDH 激光器。正向导通电压 1.4 V , 反向击穿电压为 $5-16 \text{ V}$; 阈值电流 $90-200 \text{ mA}$, 输出功率可达 18 mW , 发射波长为 $8200 \text{ \AA}$ 左右, 单面输出外微量子效率约 10% 。图 3 给出了 CDH 激光器 CW 工作的 $P-I$ 曲线。

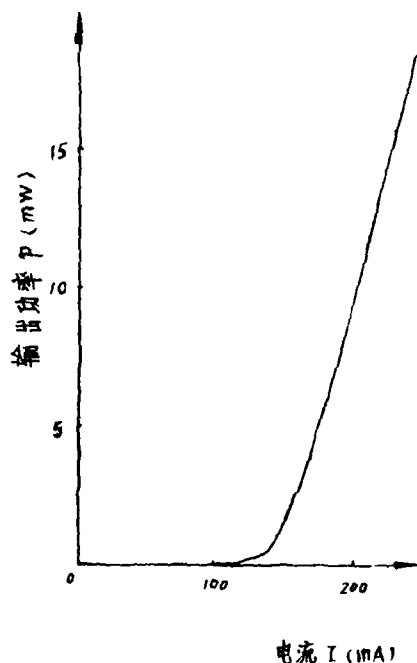


图 3 CDH 激光器
 $P-I$ 曲线

从结构上可以看出, CDH 激光器的特点是有一“峰值”位于两沟槽之间的 n-GaAs 缓冲层和一相当厚的 P-GaAs 衬层, 在电极和衬底之间最小的电阻区和热通道上有一个微射腔, 这就使得 CDH 器件无需很高的电流限制技术。CDH 结构本身又能起到汇聚电流的作用 (如图 4), 使电流集中通过受激点, 减小了漏电流及其引起的热效应, 这就使得 CDH 器件有比其它类型器件低得多的阈值电流。CDH 器件利用双模之间的台顶部分在 LPE 过程中自然形成的脊形之腔作波导腔, 利用有源层厚度的变化得到横模控制和横向电流控制。脊形波导能起到光束波导的作用。

如何控制非平面衬底上的液相外延生长, 是制作 CDH 结构的关键。晶体生长过程中成核的主要驱动力依赖于液相外延生成中固液界面的局部表面曲率。从热力学的考虑可以证实⁽⁹⁾, 表面曲率的变化同固体化学势的变化有关, 弯曲的固体表面将同不同的溶液组分相平衡。因此, 采用与平坦表面相平衡的溶液在非平坦表面进行降温

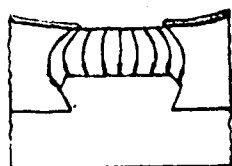


图4 电流汇聚效应示意图

外延生长时,总是具有优先填充凹槽部分同时回熔掉凸起部分的倾向。一方面,由于固液界面的曲率变化,引起表面张力差,另一方面,回熔部分和填充部分的局部浓度差引起横向扩展,结果使得凹槽部分的生长速率大于平坦部分上的生长速率大于凸起部分的生长速率,最终获得平坦的表面,总的表面自由能为最小值。图5示出了沟槽、坡面和台顶三种不同非平面表面的生长特性。

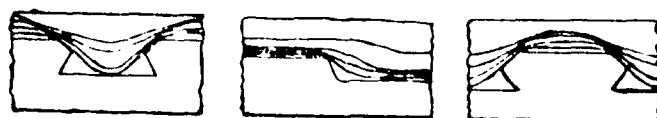


图5 非平面衬底上的外延

在外延设备中,我们对石墨舟作了改进,改进后的石墨舟见图6。改进的目的是使Al在600℃通 H_2 条件下加进生长溶液,这就避免了装源过程中的沾污,大大减少了 Al_2O_3 的形成,从而改进了外延层的质量,为提高器件的性能奠定了基础。

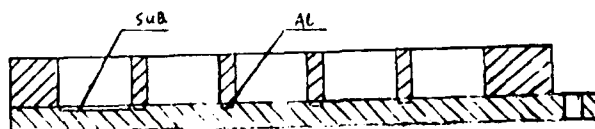


图6 改进后的石墨舟的示意图

在结构上,我们曾尝试过在第五层生长n型限制层,但因为取消了第一层缓冲层,所以虽然得到了较大的光输出功率,阈值电流也增加了。

四、结语

本文介绍了CDH激光器的制备方法。通过改进石墨舟改善了外延质量,采用一步液相外延的方法成功地制出了CDH激光器。我们相信,经过完善工艺后,CDH激光器性能还

会有很大提高,是能够得到模式单一的大功率,低阈值激光器的。根据实际的需要,CDH激光器的波长还可能作得更短,一步步走向实用化。

叶力晶、张瑞扬、王建群和七室工艺组的同志在实验给了我们很大的帮助,在此一并表示感谢。

参考文献

- (1) 余金中:《短波长注入式半导体激光器》。
- (2) D. Botez, J. Opt. Commun. Vol. 1, pp42-50, Nov. 1980
and D. Botez and G. Herskowitz, proc. IEEE, Vol. 68
pp689-732, June 1980.
- (3) M. Nakamura, IEEE Trans, Circuits Syst, Vol. CAS-26
pp1055-1065, Dec. 1979.
- (4) S. Wang, C-Y, Chen, A. S. H. Liao, and L. Figueroa
IEEE J. Quantum Electron. Vol. QE-17, pp453-469, Apr. 1981
- (5) D. Botez, IEEE J. Q. E. 17, 2290 (1981).
- (6) 余金中、石志文、鞠静丽、马国荣《液相外延生长的 $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$ 双异质结构的均匀性》1980,
- (7) B. I. Miller et al. J. Appl. Phys. 43(6) 2817 (1972)
- (8) J. Z. Yu, S. Iwai, Y. Aoyagi, K. Toyoda and S. Namba
《半导体学报》Vol. 6, No. 2, pp123-127 Mar. 1985.
- (9) J. W. Cahn and D. W. Hoffman, J. Metallurgica
Vol. 22, pp1205-1214, Oct. 1974.

F-11 $n-In_{.53}Ga_{.47}As/InP$ 转移电子效应

光电探测器

朱 雨 龚小虎 陈益新

(上海交通大学应用物理系)

一 引 言

对于波长范围为 $1.0\sim 1.7\mu m$ 的光电探测器而言, $InGaAs$ 三元合金是一个较为理想的材

料。目前利用这种材料制作光电探测器,从原理上看,可分成耗尽型和雪崩型的两种。单纯耗尽型的由于没有增益,灵敏度不高;若制成光电晶体管,可利用电流放大作用得到很大的增益⁽¹⁾,但由于结的扩散电容而限制了其响应速率。雪崩型的光电探测器有一定的增益,响应也较快,但其工作时引入过剩噪声。

本文基于转移电子(TE)效应的原理,提出了一种新型光电探测器—— $n\text{-InGaAs/InP}$ 转移电子效应光电探测器。利用偶极畴的形成、运行和生长来完成光电转换,以期获得高增益和高速率响应。同时,提出了器件的结构和制作方法。

三 器件原理

某些半导体材料如GaAs等,其导带具有多能谷结构,且低能谷的曲率大于高能谷的曲率即有 $m^* > m_l^*$,同时高低能谷之间的能量相差数个 kT 。

无外电场时,导带电子基本处于低能谷中,随着外电场的增加,电子的速度随外电场线性增加;当外电场大于某一数值 E_a 时,由于能谷间的散射,电子从低能谷向高能谷转移,从而电子有效质量 m^* 增大。若外电场进一步增加,电子迁移率反而减小,这就是负微分迁移率现象。而 E_a 称为阈值,如图(1)所示。

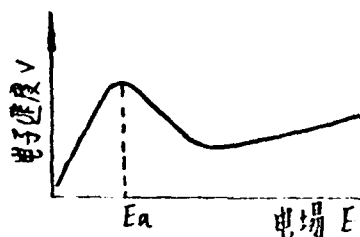


图1 电场与电子速度的关系

对于一具有负微分迁移率的半导体材料,加上超过阈值的电压,由于热涨落的原因使局部偏离电中性成为负阻区。负阻区前后的正阻区内电子运动速率较快,从而在负阻区前方形成耗尽层,在负阻区后方形成积累层,两者作为一个整体称偶极层。偶极层以一定速度向阳极运动,在阳极处湮灭。此后便重复上述过程,即形成耿氏振荡。

已发现 $n\text{-InGaAs}$ 三元合金具有负微分迁移率特性⁽²⁾,因而有可能制成 $n\text{-InGaAs/TE}$ 效应光电探测器。作为光电探测器要在无入射光抑制器件本身的振荡。利用肖脱基结在体内形成耗尽层,可达到降低载流子浓度、抑制振荡的效果⁽³⁾。本文认为可以利用 $p\text{-n}$ 结来达到同样目的。本文提出的器件结构如图2所示。反偏的 $p\text{-n}$ 结,使耗尽层基本处于 $n\text{-InGaAs}$ 层内,当外电场大于阈值时,器件仍处于稳态。由于 $p\text{-n}$ 结的反向漏电流远较肖脱基结要小,所以可降低器件的暗电流。同时由于异质结构的窗口效应,入射光穿过 InP 层,在 InGaAs 层被吸收、生成光生载流子,从而触发出偶极畴。偶极畴一边向阳极运动,一边横向扩展,而横向扩展速度大于纵向运行速度。器件的响应速率与 InGaAs 层的厚度有关。而器件的增益则正比于器件的面积。但器件面积受到偶极畴横向扩展速度的限制。⁽⁴⁾

$$W = \sqrt{S} < l \frac{v}{v_s}$$

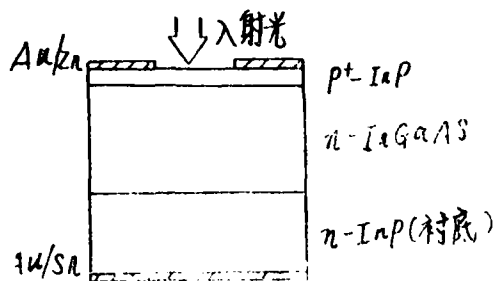


图2 TE 器件结构

然后生长一层约 $1\mu\text{m}$ 的 $p^+-\text{InP}$ 层；

Au/Zn 合金，在衬底背面蒸上 Au/Sn 合金作为电极；并在 Au/Zn 电极上刻出入射光的窗口

五、结语

本文简述了 $n-\text{InGaAs}/\text{InP}$ TE 效应光电探测器的原理，提出了该器件的结构和制作方法。除用作光电探测器以外， $n-\text{InGaAs}$ TE 器件还可望制作其他逻辑功能器件。

参考文献

- (1) A. Sasaki, Japan J. Appl. Phys. Vol. 20, L283, 1981
- (2) W. Kowalsky et al, Electron Lett. Vol. 20, P502, 1984
- (3) A. Aishima, et al Japan J. Appl. phys. Vol. 18, P1117, 1979
- (4) A. Aishima, et al. Electron Lett. Vol. 20, P492, 1984.

F-12 单片集成 SCC 激光器的纵模特性

胡礼中 刘式喃

(吉林大学电子科学系)

在现代光通信研究中，稳定单频半导体激光源的研制是很重要的课题，人们已经提出了不少能以稳定单频工作的结构。其中，SCC 激光器就是特性较好、又较易实现的一类。但迄今为止，我们所见报导的各种 SCC 激光器都是在一个普通的短腔半导体激光器的一端外一定距离处外加一个反射镜面（可以是凹形的）后实现的。我们从单片集成的目的出发，于去年十月采用微解理技术制做出了一种新的 SCC 激光器，这种器件是在一块外延片上同时

式中 S 是器体面积， l 为 InGaAs 层的厚度， V_t 和 V_l 分别是横向扩展和纵向运动的速度。

对于一个厚度为 $10\mu\text{m}$ 面积为 $5\mu\text{m}^2$ 的器件，其响应可达 10G bit/s ，增益可达 10^2 。

利用标准的步冷法液相外延技术在 (100) 晶面取向的 $n-\text{InP}$ 衬底上先生长一层约 $10\mu\text{m}$ 的 $n-\text{InGaAs}$ 三元合金在 $p^+-\text{InP}$ 上蒸发

形成短腔激光器和解理外反射镜面的。因此，我们将其称为单片集成SCC激光器。初步的实验结果表明，这种器件明显地具有SCC激光器的纵模特性，本文就介绍一下这方面的内容。

二、理论分析

我们的器件的结构如图1所示，为分析问题简单，我们采用图2所示的一维近似下的复合腔模型来处理问题。首先，由等效反射率方法导出复合腔激光器的阈值振荡公式：

$$Q = \exp((g - \alpha)l)$$

$$= \frac{1 + r r_3 \exp(i\varphi_0)}{r(r + r_3 \exp(i\varphi_0)) \exp(i\varphi_1)} \quad (1)$$

其中， r 、 t 分别为1、2两端面的反射及透射系数， r_3 、 t_3 分别为外反射镜面3的反射及透射系数。

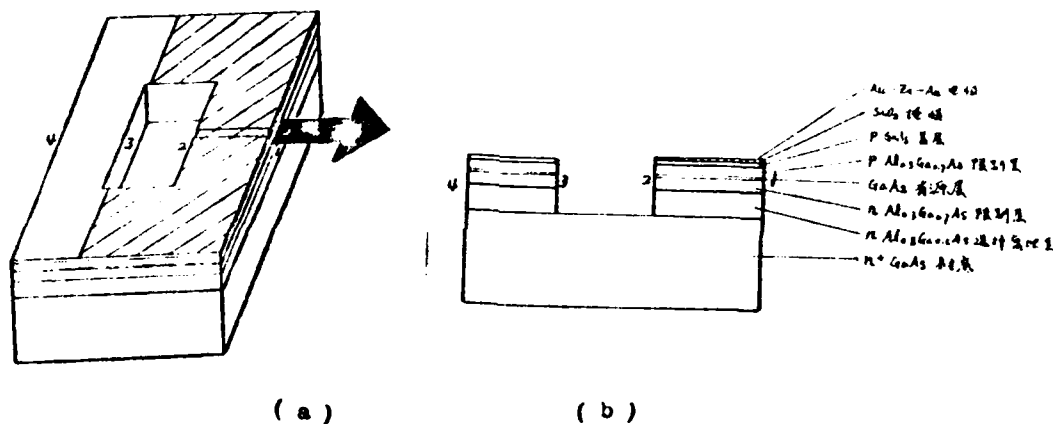


图 1

射系数和透射系数。引入

$$Z = Z_0 \exp(i\varphi) = \frac{1 + r r_3 \exp(i\varphi_0)}{1 + (r_3 / r) \exp(i\varphi_0)} \quad (2)$$

后，我们通过一些简单的推导得到了两个定量计算复合腔结构纵模的有用关系式：

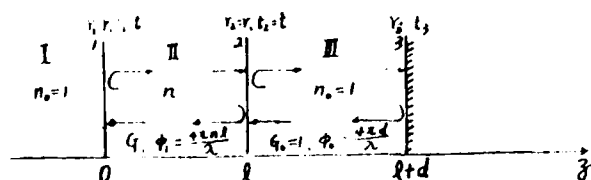


图 2

$$\operatorname{tg}(\varnothing) = \frac{-r_3/r(1-r^2)\sin(\varnothing/M)}{(1+r_3^2)+r_3/r(1+r^2)\cos(\varnothing/M)} \quad (3)$$

$$Z_0(\varnothing) = \left\{ \frac{(1+r_3^2)+r_3/r(1+r^2)\cos(\varnothing/M)}{1+(r_3/r)^2+2(r_3/r)\cos(\varnothing/M)} \right\} \sec \varnothing \quad (4)$$

式中, $M = n\ell/d$, n 为有源腔折射率。(3)式可确定复合腔结构纵模出现的位置, (4)式可确定其模式附加损耗的大小。对我们的 SCC 激光器有 $r_3 = r$, 从而(3)、(4)两式简化为:

$$\operatorname{tg}(\varnothing) = -\frac{(1-r^2)}{(1+r^2)} \operatorname{tg}(\varnothing/2M) \quad (5)$$

$$Z_0(\varnothing) = \frac{1+r^2}{2} |\sec \varnothing| = \frac{1+r^2}{2} \sqrt{1+\operatorname{tg}^2 \varnothing} \quad (6)$$

由(5)、(6)两式, 我们对几种不同 M 值的激光器的纵模行为做了较为深入的探讨, 下列为其中的几个主要方面:

1) 附加外耦合腔对模式的阈值增益的影响——可以减小阈值电流密度, 这一讨论是依据图 3 进行的。图 3 是根据式(5)而作的。

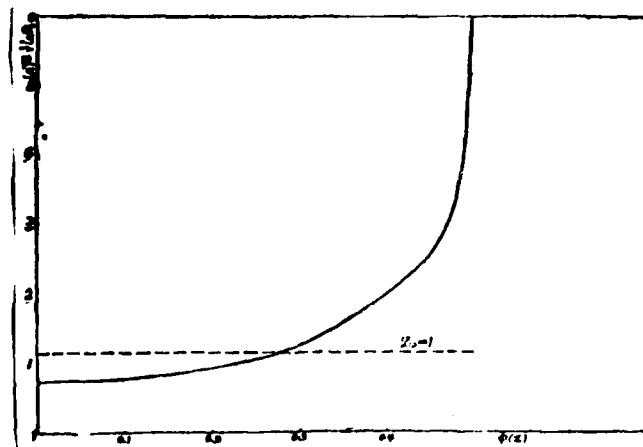


图 3

2) M 值的大小对模式间隔和模式损耗的重要作用, 见图 4 (图 4 和下图 5 都是依式(6)作的)。一方面, 大的 M 值使两相邻具有最小阈值增益的模式间隔加大, 有利于单频工作; 但另一方

而随着 M 的增大, 邻近它们模式的阈值增益也将不断减小, 从而就有可能使最邻近主模的次阶模激射。这又不利于单频工作。所以应该适当选择 M 值。在实际工作中, 我们得到 M 为 2 或 3 时, 器件的单频性最好。

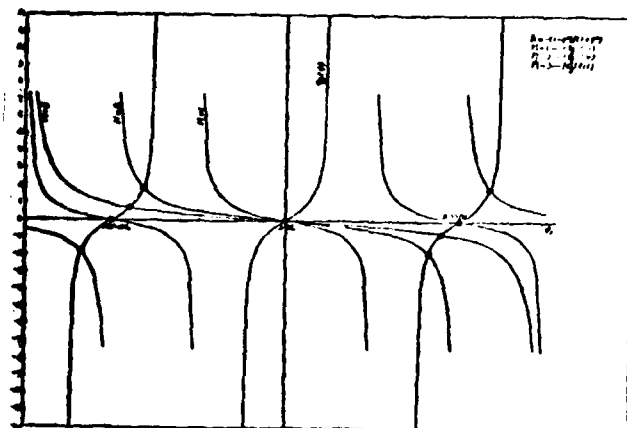


图 4

3) 模式谱线展宽的讨论。见图 5。当 $M < 1$ 后, 随着 M 的不断减少, 在其有最小阈值增益模式附近的模式数目不断增加, 其间距也随之不断变小。当 M 达到一定小时, 将会有一些模式的阈值增益小到接近最小阈值增益, 而且它们的间距也小到了一般光谱仪不能分辨的程度, 这时谱线将展宽。

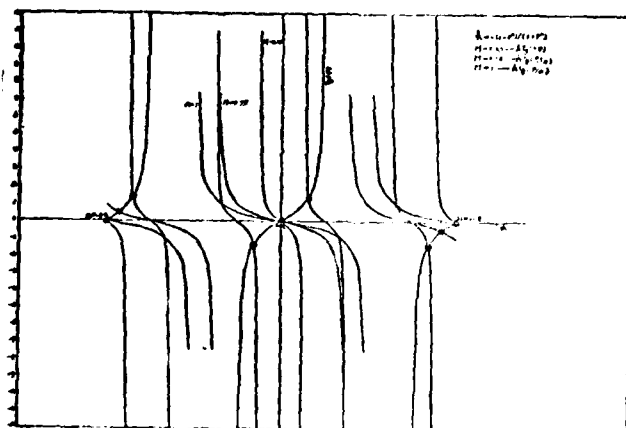
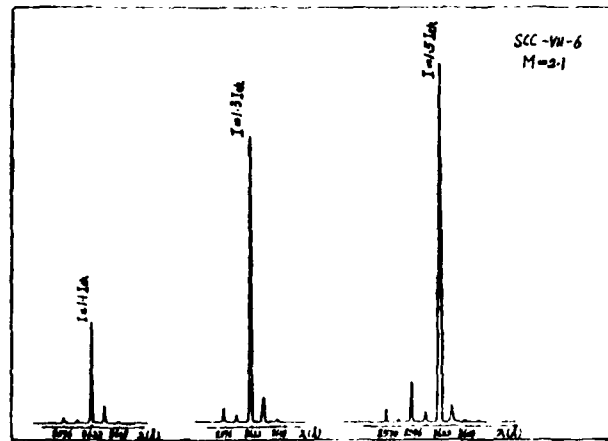


图 5

三 实验测量光谱和理论分析的比较

在这一部分里，我们将上面得到的结构决定的纵模行为结论和电子增益谱行为结合起来对实验上测到的各种 M 值激光器的实际光谱做了定性分析比较，讨论了单频、多峰、双峰、谱线宽展等现象，结果表明实验谱和理论分析符合得较好。图 6—8 是我们实际测到的光谱中的几个。



P-13 Ge 雪崩光电二极管的特性

景星亮 朱仍沐 龚小成 陈益新
(上海交通大学应用物理系)

张桂成
(上海冶金研究所)

摘要——应用全离子注入技术,以及低温下的一次退火工艺,研制成了带有线 P^+-n 结的 Ge 雪崩光电二极管。用 B 注入来形成 P^+ 层。二极管击穿电压 (V_B) 为 25—32 V。在 0.9 V_B 下暗电流为 0.15—0.30 μA ,量子效率高达 80%。响应时间为 0.6 ns。

一、引言

随着石英光纤技术的发展,在 1.0—1.6 μm 波长范围内获得了最低传输损耗和色散。发展该波长范围内的光纤通信系统和其他有关的测试系统,均要求研制低噪声、高速度的光电接收器件。由于雪崩光电二极管 (APD) 本身具有自增益、线路简单、使用方便、以及成本较低特点,故受到了人们的广泛重视。目前,正广泛地研究采用各种不同材料,诸如 Ge, InGaAs (InGaAsP), GaAsSb 等的 APD 器件。但仅 Ge-APD 已得以实用。

本文介绍采用全离子注入,以及低温下一次退火技术,所制成线的 P^+-n Ge-APD 器件。并叙述了 Ge-APD 的若干特性。

二、Ge-APD 的结构和制造

Ge-APD 采用浅的单边突变 P^+-n 结,光信号加于 P^+ 边。为使器件具有良好的稳定性,应用了带有保护环的平面型结构。二极管的横截面图示于图 1 中。光敏面的直径为 100 μm 。(111)面 Ge 单晶的载流子浓度为 $8 \times 10^{15} / cm^3$ (n型)。由注入 Be 形成保护环层 (100 KeV, 剂量为 $1 \times 10^{14} / cm^2$),用 B 离子注入形成 P^+ 层 (40 KeV, 剂量为 $1 \times 10^{13} / cm^2$)。二次离子注入后,再在较低温度 (650 $^{\circ}C$) 下退火 1 小时。然后,由化学气相淀积 SiO_2 作为表面的钝化膜和入射光的抗反射膜。 P^+ 区的电极由蒸发 Al 膜来实现。

三、Ge-APD 的特性

Ge-APD 典型的暗电流与电压的关系如图 2 所示,击穿电压 (V_B) 约为 32 V,在 0.9 V_B 下暗电流为 0.15 μA (0 $^{\circ}C$)。对许多管子和芯片进行测试,测得击穿电压为 25

* 参加本课题工作的还有:缪结华、张荷英、李 英、李裕龙等同志。

~3.2 V, 暗电流为 0.15—0.30 μ A (0°C 0.9 V_B).

典型的倍增特性亦与电压有关 (见图 3 所示)。倍增因子的测量是在 1 KHz 下进行。

二极管的量子效率与表面复合效应和 P^+ 层内少子的寿命密切相关。量子效率反映了该器件将光能量转变为电能的能力。实验上, 测得在 1.3 μ m 光波长下的量子效率为 70~80%。图 4 表示了二极管的量子效率与光波长的关系。量子效率由将 APD 偏置在 -5 V 时的光电流与入射光功率之比而得到。

雪崩光电二极管的频率响应主要取决于下展四个因素, 即 RC 时间常数、耗尽层的渡越时间、雪崩建立时间和扩散渡越时间。图 5 表示了 Ge-APD 的脉冲响应波形。由图上可见, 响应时间为 0.6 ns 左右。

结论

采用全离子注入技术, 制得了 P^+n 结的 Ge-APD。经对二极管若干基本参数的测试, 以及有关单位的使用, 性能基本满足要求, 并达到了预定的设计指标。初步满足了国内在长波长光纤通信、测试仪器等方面的需要。

最后, 感谢上海冶金所潘慧珍付研究员对本课题作了多次有益的讨论。

并感谢上海硅酸盐所和新沪玻璃厂研究所为测定 Ge-APD 的响应时间作了贡献。

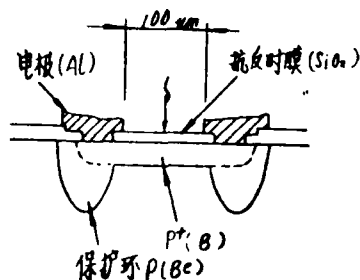


图1 Ge-APD剖面图

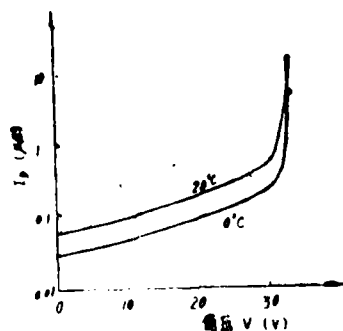


图2 Ge-APD暗电流 (I_D) 与偏压关系

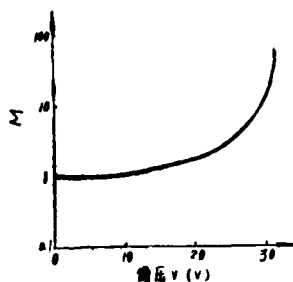


图3 倍增因子 (M) 与偏压的关系

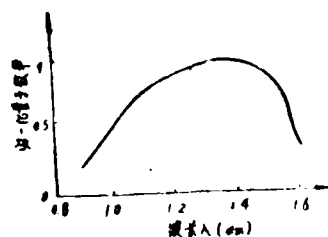


图4 Ge-APD量子效率与波长的关系

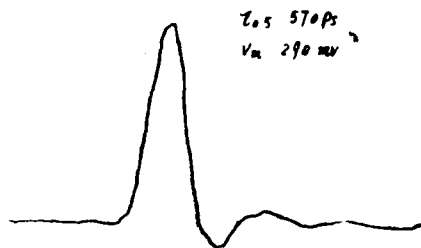


图5 Ge-A P D的脉冲响应波形

F-14 GaAs光导开关的研究

王明华 丁 纯 徐义刚

(浙江大学无线电系光电子学教研室)

光导开关是微秒光—电脉冲技术的基本器件。自1975年贝尔实验室的Auston发表第一篇光导开关研究论文以来⁽¹⁾，国外对光导开关的研究已经达到相当高的水平。所使用的半导体材料也从高阻单晶硅扩展到掺铈半绝缘砷化镓；掺铁的半绝缘磷化铟。器件设计有体型和薄膜型（非晶硅层）；电极结构除平面型外还有两端平行电极型。工艺上还采用掺金质子轰击等，目的是为了降低少子寿命。

利用光导开关可以容易地获得微秒到微微秒宽度，电压从十几伏到上万伏的电脉冲（脉冲功率达兆瓦级）。在光通讯、电测量、近代物理、近代化学、地质、军事等许多方面有广泛的应用前景。

这种光导开关是以微秒到微微秒光脉冲在半导体内产生载流子为基础的。理论和实验证明，开关这种光导器件的光能，典型值大约为几到几十微微焦耳。电脉冲的上升时间主要取决于光脉冲的宽度及引线的带宽，而最小电脉冲的宽度则由基片材料的少子复合时间（即少子寿命）所决定。目前半导体材料的少子寿命可以降至五微微秒数量级，因而电脉冲的宽度可很容易地达到微微秒的数量级。

我们研制的光导开关如图(1)所示。

1. 理论计算：

器件为微带结构。根据微带理论，为了达到阻抗匹配，半绝缘GaAs片的厚度应为

0.5mm。为了减少寄生电容,提高线路带宽,同时又便于制作,电极尺寸选为 $450\mu\text{m} \times 550\mu\text{m}$ 。铝膜厚 $3000\text{\AA} \sim 4000\text{\AA}$ 。若用 $0.53\mu\text{m}$ 的激光来照射GaAs,其穿透深度为 $2 \times 10^{-5}\text{cm}$ ⁽²⁾,设GaAs片电阻率为 $10^7\Omega\cdot\text{cm}$,则截止电阻为 $10\text{M}\Omega$ 以上微带线绝缘电阻大于 $200\text{M}\Omega$,设充分光照时GaAs等离子体浓度为 $0.25 \times 10^{20}\text{cm}^{-3}$,那么导通阻抗只有欧姆数量级。开关导通时的弛豫时间 $\tau = \epsilon / \sigma$,约为 8.53×10^{-14} 秒。

2 制作工艺:

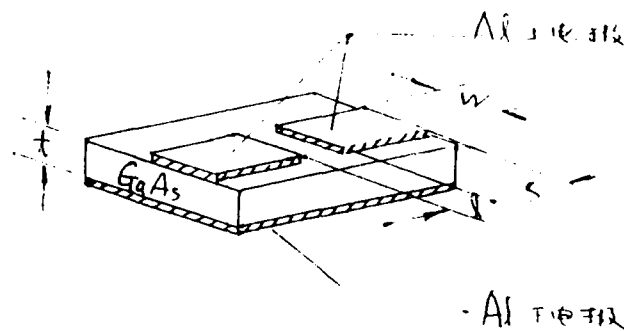


图1 GaAs光导开关示意图

$w: 450\mu\text{m}$ $S=550\mu\text{m}$ $t: 0.5\text{mm}$ $l: 20\mu\text{m}$

该器件制作工艺简单,正面蒸发铝(或金)电极,光刻成设计的图形,然后蒸发反面接地电极,合金后即可得到一个器件。

3 测试结果:

利用 $0.53\mu\text{m}$ 或 $0.6328\mu\text{m}$ 的脉冲激光束,聚焦后照射到长度为 l 的间隙上。

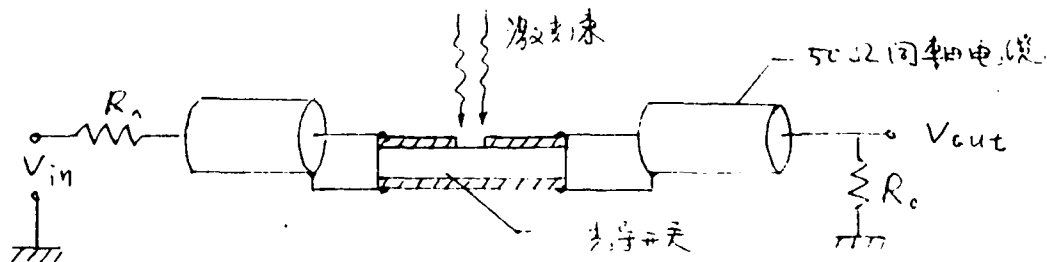


图2 测试系统示意图

测试结果:

V_{in}	5	15	25	35	45	55	65	75	85	100
$V_{out}(+)$	2.3	7.3	12.4	19	21.6	28	35	40	50	55
$V_{out}(-)$	0.1	0.2	0.4	0.8	2	2	3	3.5	4	6

V_{in} : 输入电压; $V_{out}(\sim)$: 脉冲输出

$V_{out}(-)$: 输出直流分量

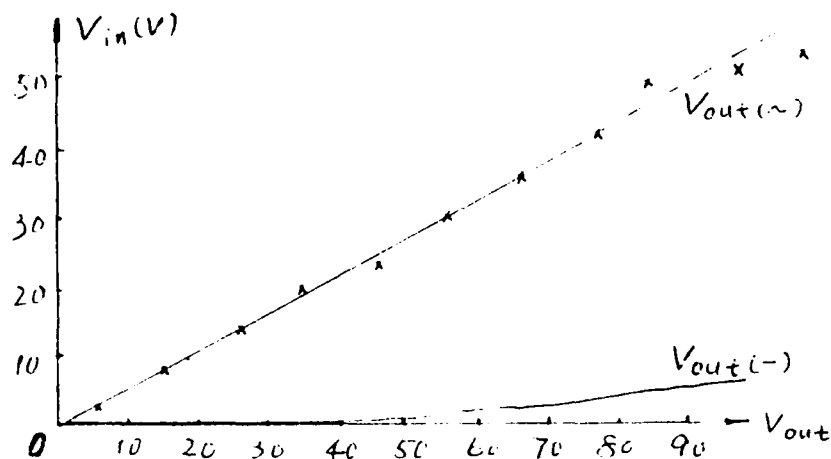
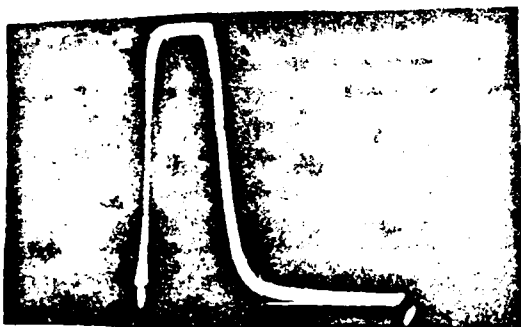


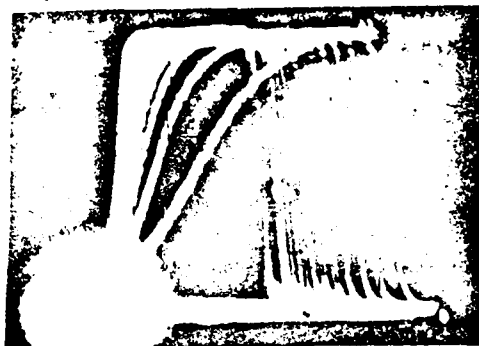
图3 输入输出特性曲线



照片(1) 输出脉冲

横座标: 100 ns/div

纵座标: 2 V/div



照片(2) 输出脉冲前沿随光脉冲变化

结论

得到了输出幅度在 $0\text{ V} \sim 50\text{ V}$ 之间输入输出线性很好的脉冲输出。从照片(2)看到改变光脉冲宽度可以明显看到电脉冲上升沿随之改变。

由于测试光源达不到毫微秒的要求, 测试系统带宽较差, 因而影响输出脉冲的质量。又因光源能量不够, 开关导通电阻太大从而影响了系统的匹配。以上问题将在进一步研究中解决。该研究工作由浙江省科委资助。

文献:

(1): D.H.Auston: "Picosecond optoelectronic switching and

gating in silicon"

A.P.L.Vol: 26. NO: 3 P: 101 1976

(2) Chi H. Lee "Picosecond optoelectronic switching in
GaAs"

A.P.L.Vol: 30 NO: 2 P: 84 1977

F-15 量子阱激光器

Quantum well lasers

陈良惠 庄婉如

(中国科学院半导体研究所)

分子束外延 (MBE) 和金属有机物化学气相淀积 (MOCVD) 的发展, 它使超薄层生长成为现实, 具有超晶格有源区的量子阱激光器成为近年来光电子学领域中引人注目的支。本文以 GaAs/GaAlAs 材料系为例, 就量子阱激光器的发展、器件的物理基础 材料器件的光电特性以及发展趋势作一简要的评述。

G 光 纤 器 件

0-1 光纤法布里—珀罗传感器及其抗衰落系统

陈小宝 张美敦

(上海交大电子工程系)

一、引言

相位型光纤传感器中除了 Mach-Zehnder 和 Sagnac 两种形式之外, 另一种形式的光纤传感器—Fabry-Perot型光纤传感器(简称FFPI), 近年来越来越引起人们的重视。这方面的研究工作已有许多报道⁽¹⁾⁻⁽⁵⁾。FFPI本质地具有比其他形式的相位型光纤传感器都高的灵敏度, 而且结构简单。通常FFPI是利用两端面抛光並沒有增反介质膜的单模光纤中的多光束干涉, 检测的是光纤的出射光干涉场。然而在单模光纤的端面上镀增反介质膜工艺上有困难。本文中提出一种无需镀增反介质膜的FFPI, 只是在单模光纤的出射端面上镀适量的银层(这在实验室中是容易实现的), 检测的是光纤端面来的反射光的干涉场。实验结果表明, 这种FFPI的反射光干涉场有接近100%的条纹可见度, 且符合余弦规律。

同其他形式的高灵敏度相位型光纤传感器一样, FFPI也存在着信号衰落问题。衰落补偿方法已有报道, 典型的如主动相位补偿法⁽⁶⁾, 正交边带调制法, 及S.K. Sheem等人提出双波长法, 两偏振法、3×3法耦合器法等光学方法。这些方法各有利弊。本文中根据FFPI的结构特点, 提出一种新的抗衰落系统, 它归结于利用单模光纤的双折射效应。从干涉光中取出两个偏振方向互相垂直的, 且有 $\pi/2$ 相移的分量, 并分别检测, 经运算电路处理, 可获得稳定的待测信号。这种方法与S.K. Sheem等人提出的两偏振法的不同之处在于无需知道光纤的拍长, 也不要求精确地规定光纤波导腔的长度(长度差)。实验结果表明这种方法有很好的抗衰落能力。

二、FFPI的组成

如图1示出FFPI的整个系统组成。光源采用He-Ne激光器, 工作波长 $0.6328\mu\text{m}$, A是起偏器, B为分束器, C为40倍透镜。一段单模光纤作为传感器的探头, D是作为信号源的调制器。从激光器来的激光在光纤的耦合端面上以菲涅尔反射率 $R=0.034$

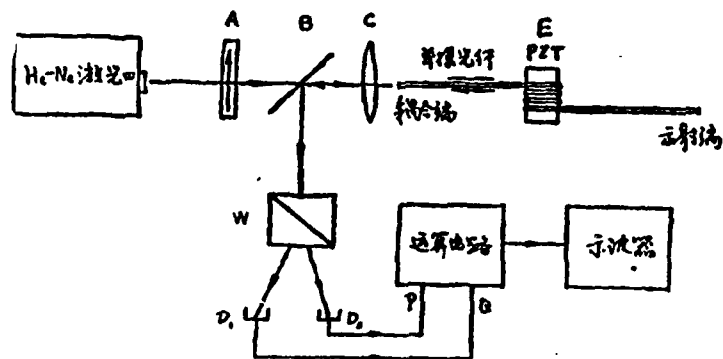


图1 FFP1的组成

反射一小部分后注入光纤，大部分通过光纤传至出射端面，此端面上反射光又传回光纤耦合端射出，两反射光发生干涉。两束光之间的相位差 $\delta = 4\pi nL/\lambda$ 由光纤的光学长度决定。干涉光再经B的反射，进入Wollaston棱镜W，W的作用是分解出干涉光中两个偏振方向互相垂直的，且附加相差为 $\pi/2$ 的分量，分别由光电检测器 D_1 、 D_2 接收，产生对应的两正交信号P和Q ($P \propto \cos \delta$, $Q \propto \cos(\delta - \frac{\pi}{2})$)，再经过运算电路的 ($\int (P \cdot \frac{dQ}{dt} - Q \cdot \frac{dP}{dt}) dt$) 处理，便可获得稳定的待测信号。

FFPI工作原理

Fabry-Perot多光束干涉理论分析表明，当波长为 λ 的激光垂直入射到纤芯折射率为 n ，长度为 L ，端面功率反射率为 R 的单模光纤时，其透射光强与入射光强之比，及反射光强与入射光强之比分别为：

$$I_t / I_i = 1 / (1 + F \sin^2 \delta / 2) \dots \dots \dots (*)$$

$$I_r / I_i = F \sin^2 \delta / 2 / (1 + F \sin^2 \delta / 2) \dots \dots \dots (**)$$

$$\text{这里 } F = 4R / (1 - R)^2 \quad \delta = 4\pi n \cdot L / \lambda$$

当 $R \ll 1$ ，或即 $F \ll 1$ ，式(*)，(**)近似为：

$$I_t / I_i \approx 1 - F \sin^2 \delta / 2 = 1 - F/2 + \frac{F}{2} \cos \delta$$

$$I_r / I_i \approx F \sin^2 \delta / 2 = \frac{F}{2} - \frac{F}{2} \cos \delta$$

可见当 $R \ll 1$ 时，FFPI的反射光强与入射光强之比 I_r / I_i 与光程差 δ 的关系为余弦的，即 $I_r / I_i \propto \cos \delta$ 。这一结论表明， $R \ll 1$ 时，FFPI的反射干涉场实际上

也就是两光束干涉的干涉场。这就是文中一开始把 F P I 的反射干涉场说成是光纤耦合端面的反射光与光纤出射端面的反射光的干涉的依据, 因为不带有增反介质膜的 F P I 的功率反射率 $R \approx 0.034$ 。

这种 F P I 同样有严重的衰落问题, 文献⁽⁷⁾表明, 解决衰落问题的一种方法, 实际上是产生一个与 $\cos \delta$ 正交的信号 $\sin \delta$ 这里我们将提出一个产生正交信号的 optics 方法。

当线偏振光激励单模光纤时, 由于光纤中的线性双折射效应, HE_{11} 模的两个简并模 HE_{11x} , HE_{11y} 之间将有个与光传播距离有关的相位差。因此光纤的出射光偏振态 (SOP) 就变成了椭圆。对于一确定的椭圆偏振态, 它可以是任意两个振动方向互相垂直的, 且有相位差为 ϕ 的分振动合成, 这两个分振动的绝对方位不同。则 ϕ 也就不同, 因此如果我们利用 Wollaston 棱镜取出该椭圆的长轴、短轴方向上的分量, 那么这两分量就有位相差 $\pi/2$ 。这便允许我们从一个确定的椭圆偏振态中取出两个正交的, 振动方向互相垂直的分振动。至于如果光纤出射光 SOP 是圆偏振, 那就更好。如果光纤出射 SOP 仍是线偏振, 那么在输入端加入 $1/4$ 波片改变光纤的输入 SOP 是有必要的。

有了两正交信号: $Q = \sin[s(t) + \varphi(t)]$, $P = \cos[s(t) + \varphi(t)]$ 这里 $s(t)$ 、 $\varphi(t)$ 分别表示待测信号, 环境随机因素对光干涉的贡献。对 P 、 Q 进行运算:

$$\int \left(P \cdot \frac{dQ}{dt} - Q \cdot \frac{dP}{dt} \right) \cdot dt = \int [\cos^2[s(t) + \varphi(t)] + \sin^2[s(t) + \varphi(t)]] \cdot \frac{d}{dt}[s(t) + \varphi(t)] \cdot dt = \int \frac{d}{dt}[s(t) + \varphi(t)] \cdot dt = s(t) + \varphi(t)$$

而这一运算过程完全可由运算电路实现。运算结果再经过带通滤波器滤去随机低频分量 $\varphi(t)$ 便解决了衰落问题。

四 实验结果

这里将呈现几张从示波器上摄下的传感器输出波形。

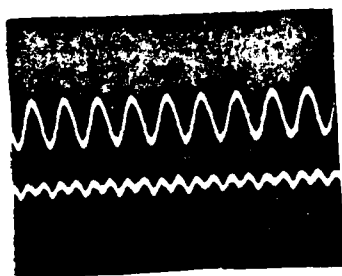


图 (a)

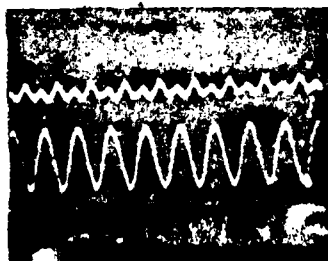


图 (b)

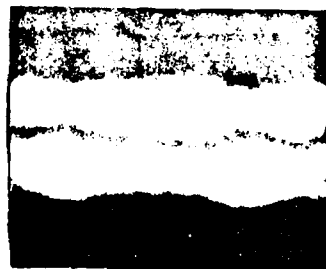


图 (c)



图 (d)

图 (e)

图 (f)

实验结果

图 (a) (b) 示出快速摄取的当调制器加有驱动信号时 FFP I 输出的“P”及“Q”分量。由图可见，其中当一个信号为不失真时，另一路必然为其倍频分量。这充分说明，P 和 Q 是互为正交的，倍频信号恰偏置在零相位附近。

图 (c) 示出慢扫描时，P 和 Q 分量的包络，可见 P 及 Q 都存在信号衰落，但衰落是交替出现的，这也是 P 与 Q 分量的正交性决定的。

图 (d) 上部示出 FFP I 的经抗衰落处理后的输出波形，图下部示出未经衰落补偿的 FFP I 输出波形，其轨迹周围的模糊状是由衰落引起的。（波形从失真到不失真一直在变化。）

图 (e) (f) 是图 (d) 的两信号的包络变化情况，可以看出经衰落补偿的 FFP I 的输出信号的幅度是稳定的（图中上方轨迹）。但当衰落严重时，其幅度仍有微小起伏，但图 (d) 表明 FFP I 的最终输出波形总不失真。

（参考文献略）

0-2 用于两路电视单纤复用传输的光纤波分复用器

曹介元 叶爱伦 殷来敏

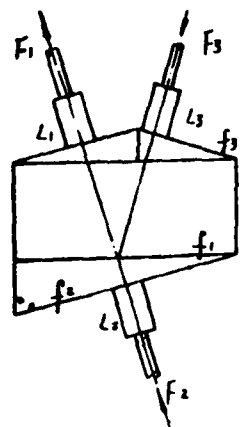
（上海交通大学光纤技术研究所）

在光纤通信技术中，继数字信号的时分复用和多芯光缆的空间复用应用以后，光的波分复用技术日益引起了人们的兴趣和重视。光的波分复用利用光纤在宽波段内低损耗的特性，采用发光中心波长不同的光源，调制模拟或数字信号后，在同一光纤中单向或双向复用传输。

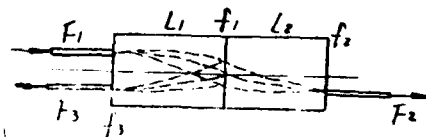
从而充分利用了光纤通信大容量信息传输的潜在优点。借助于一对合波、分波器可以实现光的波分复用。

波分复用的合波、分波器中，最关键的是波色散元件，也称光滤波器。国外普遍采用光栅和介质多层干涉滤光膜。考虑到目前国内的现实条件，我们采用了干涉滤光膜。

图(1)是该波分复用器的结构和原理图。图(a)是合波器，图(b)是分波器。1/4节距棱透镜是锥形光束的聚焦和准直元件，它将输入光纤的出射光准直成平行光束或将平行光会聚成锥形光束进入输出光纤，在平行光束的途径中插入光滤波器，使波长不同的光信号合路和分路。合波器输出光纤与分波器的输入光纤均为 $50/125\mu\text{m}$ 标准光纤，合波器中三个端口的自聚焦透镜均为轴向耦合，分波器中三个端口只用了两个自聚焦透镜，可以节约成本，但需偏轴应用，($\gamma_1=0.5^\circ$)虽然引起略为的旁轴损耗，但对降低器件的经济成本是有利的。由于光探测器PIB管的尾纤均是 $70\sim 80\mu\text{m}$ 的大芯径光纤，因此在分波器的输出端，采用大芯径光纤是合理的，这样可使耦合损耗减小 0.54dB 。整个器件没有空气间隙，采用匹配环氧胶密封联接，有利于克服环境振动的影响。同时，干涉滤光膜受环氧树脂冷胶保护，减小受潮对膜层性能的影响。由于光纤端面的出射光束由自聚焦透镜转换成平行光后再通过干涉滤光片，扩斑后的平行光束与滤光片是大面积作用，有利于克服膜层的微小缺陷对器件性能的影响。合波器和分波器的性能指标列于表(1)。



(a) 合波器结构图



(b) 分波器结构图

图(1) 两波长波分复用器

表(1) 波分复用器性能指标

	合 波 器	分 波 器
工作波长 (μm)	0.79/0.89 或 0.85/1.3	0.79/0.89 或 0.85/1.3
插入损耗	<2.5dB	<2.5dB
隔离度	>20dB	
串扰衰减		<-20dB

双信道波分复用合波、分波器的性能指标能满足单纤单向复用传输的试验要求。从而使单芯光缆的通信容量在原有基础上又增加了一倍。在任何长波长的视频光纤闭路传输系统中，都可通过插入一对合波、分波器，使在原来的光纤单根线路上，再传输一路0.85 μm 波段的视频调制的光信号，在接收端仍能保证各自的信噪比要求；或者，对于单窗口的光纤，同时传输0.79 μm 和0.89 μm 发光管的视频调制的光信号，也能满足接收要求。

试验表明，光纤闭路电视传输系统配合波分复用是很有推广价值的，目前两信道的波分复用器的成本已大大低于一公里光缆的成本。可以预言，波分复用技术在未来二、三年内，必将引起人们的兴趣和重视，推广到各类光纤系统中去。

G-3 一种三波长波分复用器

殷宗敏 叶爱伦 曹介元

(上海交通大学光纤技术研究所)

一、前言：光纤通信的一个突出优点就是大容量的信息传输。虽然传输系统可以采用多种复用，而波分复用 (Wavelength Division Multiplexer) 是充分发挥光纤宽频带特性的一种有效方式，它是在一根光纤中进行多个光载波中心波长的共同传输。尤其在光纤和光源器件有限带宽的情况下，采用波分复用更为有利，增加一路光载波的传输，就使传输容量增加一倍，而不对光纤和光源器件提出新的要求。特别是近年来，发光波长为0.7~1.6 μ 的半导体发光器件质量的日益提高，以及光纤在这些波段范围内损耗的不断降低，所以使波分复用系统的研究更有现实意义。

二、结构原理：波分复用器件有多种结构，如用衍射光栅或用棱镜进行色散分光；用光全息技术进行分光；用干涉滤光片的反射、透射特性进行分光等。各种结构都各有特点，各有长处和缺点。

我们制作的三波长波分复用器是建立在我们现有的实验基础上, 其结构原理如图1所示, 它是全波和分波两用。当光信号输入至光纤后, 由自聚焦透镜扩束成为平行光后在平行板中反射, 然后再经过自聚焦透镜会聚输出到光纤中去。不同波长的光采用不同的干涉滤光膜片和不同长度的自聚焦透镜。

这种结构的特点是以自聚焦透镜为光纤传输的光准直和会聚元件, 采用多层介质干涉滤光膜作为分光元件, 结构简单, 易于调节。

技术指标: 三波长波分复用器的工作波长为0.79; 0.89; 1.3 μ 。这种波分复用器既可作合波器, 又可作分波器, 是一种可逆的结构。它的测试结果*如下表所示:

插入损耗、隔离度、串音:

作合波器时的插入损耗和隔离度

λ \ λ	0.79 μ	0.89 μ	1.3 μ
0.79 μ	4.9 dB	38.5 dB	34 dB
0.89 μ	35 dB	3.2 dB	34 dB
1.3 μ	47 dB	38.5 dB	2.4 dB

作分波器时的插入损耗和串音

λ \ λ	0.79 μ	0.89 μ	1.3 μ
0.79 μ	4.7 dB	20.7 dB	35 dB
0.89 μ	33.7 dB	3.0 dB	38.5 dB
1.3 μ	35 dB	35 dB	1.3 dB

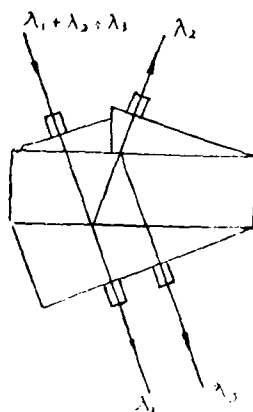


图1 三波长波分复用器的结构原理

2 温度试验:

测试表明在0℃到40℃的温度范围内输出功率损耗变化小于0.5 dB。

* 测试由上海测试技术研究所秦书乐、蒋同春同志进行。

结论: 利用自聚焦透镜和多层介质滤光膜片已经制得了三波长的波分复用器件。从测试的损耗和串音指标来看, 仍需要进一步提高。这就需要提高介质膜片的滤光质量, 改进自聚焦透镜和光纤的耦合技术等方面采取措施。

我们制作的三波长波分复用器已经具体的用在上海交通大学本部和分部的光纤综合服务通信系统上面。三波长的波分复用器将PCM一级群的数字信号(电话、传真、有线广播、计算机和科技情报数据等综合); 高速数据和彩色电视信号三路复合起来在一根光纤中传输, 器件工作正常, 取得了良好的效果, 为光纤通信的应用开辟了新的道路。

参考文献

1. 张煦 波分复用光纤通信
2. 曹介元 微光学定向耦合器的研制 通信学报 1983 No. 2

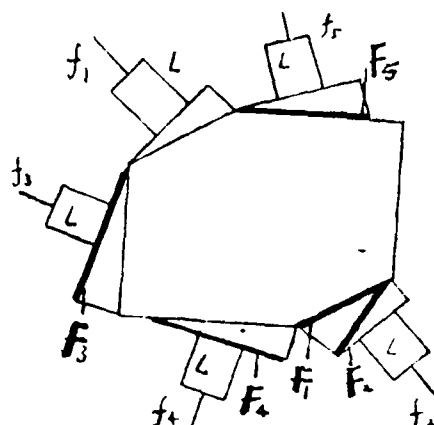
0-4 四波长光纤波分复用器的滤光膜设计

卞福良 曹介元

(上海交通大学光纤技术研究所)

光纤通信波分复用系统(WDM)正在日益广泛的领域得到应用。利用波分复用技术可以在单根光纤上同时传输调制在不同光载频的多路光信号。波分复用技术的关键是低损耗、高隔离度和低串扰衰减的波分复用器的研制。

图1是四波长(0.79、0.89、1.3和1.5 μm)波分复用器的结构图。在多边形光学玻璃体上,粘接棱镜和自聚焦透镜L, $f_1 \sim 5$ 是五根光纤,其中 f_1 来自输出光纤, $f_2 \sim 5$ 连到多个光接收器。各光纤通过自聚焦透镜,使光束转换成平行光束会聚到光纤中去, $F_1 \sim 5$ 是干涉滤光膜,其中 F_1 是长波通滤波器, $F_2 \sim 5$ 是具有不同中心波长的带通滤波器。



本文研究了用于上述四波长(0.79、0.89、1.3和1.5 μm)波分复用器的截止滤波器的一些特性,并利用最优化技术探讨了近红外光通信波段截止滤波器通带中的波纹压缩问题,给出了四波长波分复用器的滤波器组的设计实例。

波分复用器当采用发光二极管作光源时,截止滤波器宜选用 $(\frac{H}{2} L \frac{H}{2})^S$ 结构;带通滤波器宜选用:

$$(H L H) (H L H L H L H)^S (H L H) \\ \text{或} (L H L H L) (L H L H L H L H L)^S (L H L H L).$$

单路传输采用一级滤波器, T_{max} 不小于96%,隔离度可达26dB,双路传输采用二

级滤波器, 除长通滤波器的上升波段外, 透射率均大于96%, 而隔离度可达50dB, 如需提高隔离度, 可增加重复周期数。

利用优化技术可压缩截止滤波器通带中的波纹, 使通带中透射率保持在97%以上。

G-5 波分复用器损耗最小化的计算公式

陆逸群

(上海交通大学光纤技术研究所)

： 引言

波分复用技术是七十年代后期兴起的光纤通信技术, 这种技术充分利用了光纤的宽频带低损耗特性, 可在一根光纤中同时单向或双向传输中心波长不同的多路光信号, 从而使一根光纤发挥出多根光纤的作用, 具有巨大的潜在经济效益, 被公认为未来光纤通信系统的关键技术之一。

几年来, 各国研究人员提出了许多波分复用器的可能结构。其中采用集成光学技术的波分复用器因损耗太大而难以实用化。我们研制了采用半集成光学器件——自聚焦棒透镜和干涉滤光片的波分复用器(见图一)。这种器件的特点是结构小巧灵活, 性能稳定可靠, 成本也较低。我们正采用了最优化技术使研制的波分复用器的损耗达到最小化。

三 波分复用器损耗的计算及最小化

光在多模纤维光学元件中的传播可用射线理论来描述。因此, 我们的计算将严格遵循光线微分方程:

$$\frac{d}{ds} \left(n \frac{d\vec{r}}{ds} \right) = \nabla n \quad (1)$$

要应用上述公式还必须将光纤发光面等效为理想点光源和光线。为精确起见, 我们将光纤面等分成130个小块, 序号记为*i*。每块取其中心作为该点光源的坐标。由于光纤的局部数值孔径, 每个点光源发出的光锥张角各不相同。光锥的光强分布也并非均匀, 一般为高斯分布。我们将每个光锥分成六层, 每层张角以:

$$\theta_j = \frac{j}{6} \sin^{-1} \frac{NA(X_i, Y_i)}{n(X_i, Y_i)} \quad j=0, 1, \dots, 5 \quad (2)$$

递增。对每层光线作功率加权。加权因子 μ_j 取为：

$$\mu_j = \exp[-(1/\sigma)^2 \ln 10] \quad (3)$$

对每层光线用八根光线模拟，其序号记为 k 。因此整个光纤端面可用 $130 \times 6 \times 8 = 6240$ 根光线模拟，这样可使计算精度达 0.05% 以上。

滤光片的性能与波长复用器的性能直接有关。对此，我们也作加权。对第 l 光路的滤光片加权因子为：

$$\eta_{ijk}(\lambda_l) = 2R_{ijk}(\lambda_l) \left(1 - \frac{\sum_{m \neq l} R_{ijk}(\lambda_m)}{R_{ijk}(\lambda_l)} \right) \quad (5)$$

有了上述几项准备工作，我们就可用光线追迹法计算波分复用器的损耗。光线追迹法的优点是结果较精确，精度优于解析法。光线追迹法就是从初始光线开始，根据波分复用器的结构，严格按照光线微分方程，逐步求解光线轨迹。最后当光线到达输出位置时，判断其位置和出射角是否在输出光纤可接受的范围内。若是，该光线就被接收了。

因此，耦合效率为：

$$e = \frac{\sum_{ijk} l_{ijk} \mu_j \eta_{ijk}}{\sum_{ijk} L_{ijk} \mu_j} \quad (5)$$

其中， L_{ijk} 为输入光纤发出的光线， l_{ijk} 为输出光线接收到的光线，其值均可取为 1。

$$\text{损耗为：} L_T = -10 \log_{10} e \quad (\text{dB}) \quad (6)$$

三、损耗的最小化

在波分复用器中，被复用的几个波长的光信号都要经过某一段自聚焦棒透镜。而自聚焦棒的四分之一波节长度与波长直接有关。因此，对某一波长最优的棒长对其它波长的光信号未必最优。要使各个波长的光信号经过波分复用器后的损耗最小，就要用最优化方法进行总体优化。

我们用单纯形加速法作为主要优化工具，编制了波分复用器性能优化通用程序，并在 Honeywell DPS8 机上通过运行。

四、结果与讨论

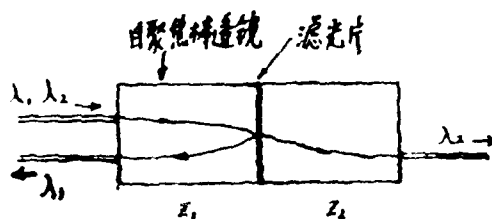
我们计算了各种不同情况下的最佳棒长，取得了大量数据。通过实验验证和数据处理，我们得到了最佳棒长选取的一个经验公式：

$$Z_1 = 0.007 \cdot L_{P/4}(\lambda_1) \quad (7)$$

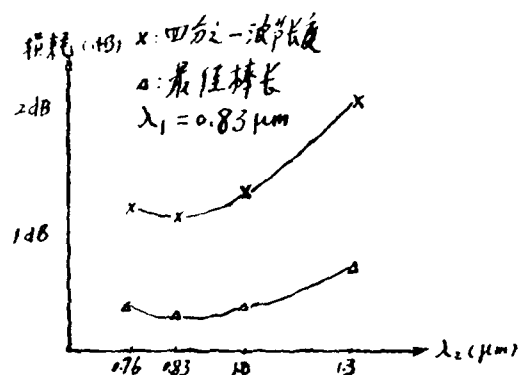
$$Z_2 = 1.993 \cdot L_{P/4}(\lambda_2) - 0.996 \cdot L_{P/4}(\lambda_1) \quad (8)$$

其中 $L_{P/4}(\lambda)$ 是对应波长 λ 的四分之一波节长度， λ_1, λ_2 是任意复用波长。

图二是 Z_1, Z_2 采用四分之一波节长度和采用最佳棒长的损耗曲线。可见。采用最佳棒长显著降低了波分复用器的损耗。这表明，自聚焦棒透镜在减小象差和色差方面具有分立光学元件所无法比拟的优越性，可通过调节棒透镜长度消除象差和色差。这些结果对研制低损耗波分复用器是有实用价值的。



图一 波分复用器结构



图二 波分复用器损耗曲线比较

6 PTAC System Without The Reset In Fiber Acoustic Sensor

Niandi Shang, Meitung Chang
Institute of Fiber Optic Technology
Shanghai Jiao Tong University

ABSTRACT

This paper deals with the problem of reset in PTAC system which is used to support the detection of fiber acoustic sensor. By using a passive feedback controlling circuit replacing an active one, we successfully avoid the reset which is the main disadvantage in PTAC

1. INTRODUCTION

Several detection systems applied to fiber optical interferometer have been reported by many authors since 1980.¹⁻⁵ One of the promising system is homodyne with DC or AC phase tracking, as shown in Fig. 1.

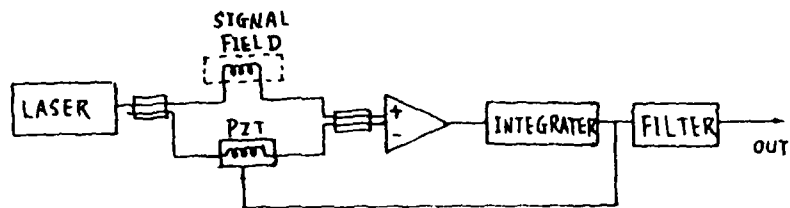


Fig.1. PTDC system applied to the fiber acoustic sensor

It shows its efficiency of simple circuits and high sensitivity. But it remains some problems. The main disadvantage of it is the reset problem.^{1,2} When the output of integrator approaches to $\pm 10\text{V}$, the phase track may fail. Thus we must reset the circuits back to the initial condition. It causes some troubles in operation.¹

II. THE CAUSE OF THE RESET IN PTAC

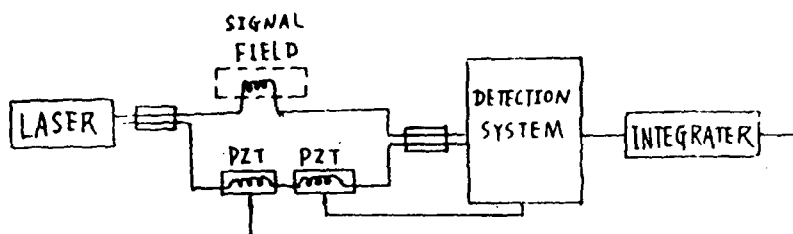


Fig.2 PTAC system applied to the fiber acoustic sensor

In our experiment as shown in Fig. 2, we have observed that the output voltage of the integrator will be in saturation state, if it approaches to $\pm 10\text{V}$. The reason is that the voltages of $\pm 10\text{V}$ are the limit of output range of operational amplifier which is generally used to make an active integrator. The saturation state means the phase track lost. Then the output of the integrator will fail to proportionally respond the phase shift due to variation in temperature and random vibration. It is necessary to rapidly reset the circuits back to the initial condition from which it can start over and keep track again. This reset will produce a glitch in the output and make trouble.

III. AVOIDING THE RESET IN PTAC

The cause of the reset discussed above has given us a suggestion that it is possible to keep phase track without the reset if the output of integrator is kept away from the limit of its output range. For this purpose, we use the amplifier + passive integrator substituting for the active integrator with amplification, as shown in Fig. 3.



Fig. 3 Passive integrater substituting for active one

The reason is that: as to the passive integrater the output voltage cannot be higher than the input voltage. Thus it is possible to design the gain of the amplifier precisely so that the output voltage of amplifier can be kept away from the limit of the output range with consideration of the maximum input into the amplifier due to phase shift. Then the putput voltage of the integrater will be surely below the limit. Further more, to prevent phase compensation too small to keep the interferometer in quadrature condition, we increase enough length of fiber wound on to a piezo-electric cylinder.

By using these techniques, we successfully avoid the reset. The gain of amplifier we designed is about 150, the time constant of the passive integrater is about 10^{-1} s, the fiber wound on to the piezoelectric cylinder is about 10 meter. Both piezoelectric cylinder and fiber are made in China. The experiment is made under the conditions of laboratory enviroment. The temperature during the experiment is kept about $20 \pm 2^\circ\text{C}$.

IV. CONCLUSIONS

The problem of reset exists in both PTDC (shown in Fig. 1) and PTAC (shown in Fig.2). Though we are discussing about how to avoid the reset in PTAC, the same technique can also be used in PTDC without difficulties, because the principle of phase track is the same for both.

The key to maintain the feedback voltage away from saturation is how to design both the gain of amplifier precisely with consideration of maximum input into the amplifier and the time constant of the passive integrater. Also, it is possible to lessen the limit for gain design if a high voltage operational amplifier is available.

REFERENCE

1. T.G. Gialloresi, T.A. Bucaro, et al., IEEE J. Quantum Electron, Vol. QE-18, pp. 626, 1982
2. I.J. Bush, Dig. Conf. on Lasers and Electr. Opt., IEEE/OSA, Washington, DC, June 10-12, 1981
3. D.A. Jackson, R. Priest, et al., Appl. Opt., Vol. 19, pp. 2926, 1980
4. J.H. Cole, B.A. Danver, et al., IEEE J. Quantum Electron, Vol. QE-18, pp. 694, 1982
5. W.H. Glenn, United Technol. Res. Lab., Rep. R80-925261

0-7 弯曲单模光纤制作的新型可调波片

徐森祿 张 瑜 龙槐生

(浙江大学光学仪器系)

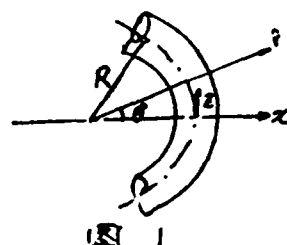
一、引言

由于单模光纤越来越多地用于干涉计量和相干通讯系统,使得对光纤中传输光的偏振态控制的要求也相应提高。这包括两个方面:(1)控制掺杂石英光纤光路中因热应力和机械应力作用而引起的双折射以及光纤的固有两折射。(2)实现偏振态的转换。以前是采用大块晶体制成的经典波片来实现上述要求,但经典波片用于光纤系统存在着很多缺陷,首先是会引起不必要的反射和耦合损耗,其次是波片制成后只能适用于一个波长。

本文阐述了利用光纤弯曲成圆环产生的双折射来制作可调波片,光纤波片的快轴在环平面上沿直径方向,慢轴垂直于环平面。改变圆环半径,如果入射光波长不变,则可得到不同的相位差;如果位相差恒定,它可以适用于不同波长的入射光。与经典波片比较,光纤波片制作简单,可调,更重要的是为实现全光纤系统提供一种必须的元件。

二、原理

当芯径为 r 的园光纤变成半径为 R 的环时,如图1所示,在园芯附近的应力分布近似于厚度为 $2r$ 的薄板纯弯曲,在光纤轴的外侧受拉应力 σ_z ,内侧受压力 $-\sigma_z$,因此外侧对内侧沿 x 轴反方向作用一横向应力 σ_x 。根据弹性理论,考虑到 r/R 的值很小,忽略其三次方以上的项有(1):



$$\begin{aligned} \sigma_x &= \frac{E}{2R^2} (x^2 - r^2) \\ \sigma_y &= 0 \\ \sigma_z &= \frac{E x}{R} - \frac{E}{R} (x^2 - \frac{1}{3} r^2) \end{aligned} \quad (1)$$

式中 σ_x σ_y σ_z 分别为沿 x 、 y 、 z 方向的应力, E 为杨氏弹性模量。

根据应力应变公式:

$$\begin{aligned} \epsilon_x &= \frac{\sigma_x}{E} - \mu \frac{\sigma_y}{E} - \mu \frac{\sigma_z}{E} \\ \epsilon_y &= \frac{\sigma_y}{E} - \mu \frac{\sigma_x}{E} - \mu \frac{\sigma_z}{E} \end{aligned} \quad (2)$$

μ 为泊松比, $\varepsilon_x, \varepsilon_y, \varepsilon_z$ 分别为沿 x, y, z 方向的应变, 由(2)式可得:

$$\varepsilon_x - \varepsilon_y = (\sigma_x - \sigma_y) (1 + \mu) / E \quad (3)$$

应力 σ_x 改变了光纤材料的折射率, 是光纤弯曲产生双折射的主要来源。因此, 我们忽略纵向折射率 n_z 的改变, 仅考虑横截面上折射率 n_x, n_y 的变化。有

$$\text{快轴: } \delta n_x = n_e - n$$

$$\text{慢轴: } \delta n_y = n_o - n \quad (4)$$

根据光弹理论, 考虑到光纤弯曲的对称性, 最后可以化为:

$$\delta n = n_e - n_o = \delta n_x - \delta n_y$$

$$= \frac{n^3}{4R^2} (\rho_{11} - \rho_{12}) (x^2 - r^2) (1 + \mu) \quad (5)$$

当 $x=0$ 时, δn 为最大值:

$$\delta n = \frac{n^3}{4R^2} (\rho_{11} - \rho_{12}) (1 + \mu) r^2$$

$$= \frac{C n^3 r^2}{R^2} \quad (6)$$

式中: $C = \frac{1}{4} (\rho_{11} - \rho_{12}) (1 + \mu)$ 为常数。

由于 δn 的存在, 光线经过光纤环后有一位相差: $\delta = \frac{2\pi}{\lambda} |\delta n| \cdot 2\pi NR$

$$= \frac{4\pi^2 C n^3 N r^2}{\lambda R}$$

从上式可以看出, 通过选取不同的 R 值, 可以调整 δ 值或 λ 值, 因此只要设计 R 值连续可调的环, 即可制作光纤可调波片。

由于光纤制作的不完善性, 使得单模光纤存在固有双折射。设其拍长为 L , 则长度为 $2\pi NR$ 的光纤环的固有双折射为:

$$\delta_{\text{固}} = 2\pi \frac{2\pi NR}{L} = \frac{4\pi^2 NR}{L} \quad (8)$$

调整光纤环方向, 使应力双折射和固有双折射的光轴方向一致, 有:

$$\delta_{\text{总}} = \delta + \delta_{\text{固}} = \frac{4\pi^2 C n^3 N r^2}{\lambda R} + \frac{4\pi^2 NR}{L} \quad (9)$$

式中第一项一般比第二项大得多, 随 R 增大 $\delta_{\text{总}}$ 减小。

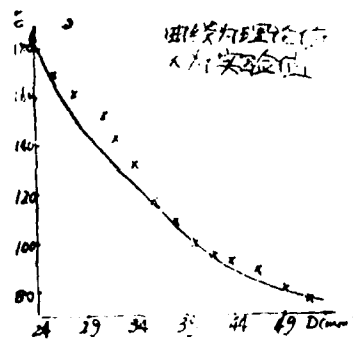
利用文献(2)报导方法,我们对所用法国产和上海硅酸盐所产的 6328A°单模光纤进行了测试。拍长分别为 1.0 米和 3 米。

用糖偏仪对双折射位相延迟, 改变光纤环直径 $D = 2R$, 测出相应的相位差 δ , 作出实验曲线与公式(9)计算曲线比较, 符合较好。

本工作得到中国科学院科学基金会资助。本校实习生顾秋华、宋晓江同学参加了实验和可调半径环设计工作。

(1) R, Wrich, S C. Rashleigh, and W. Fickhoff, Opt. Lett. 5, 273
(1980)

(2) 廖延彪等, 光学学报, 1984, 12.



三

(上海交大电子工程系)

单模光纤定向耦合器, 对于光纤通信、光纤传感器以及光纤局部网等说来, 是一个极为重要的无源光器件⁽¹⁻³⁾。迄今为止, 对光纤耦合器的理论分析, 都基于耦合模理论⁽⁴⁻⁵⁾。这种理论仅当纤芯之间有一定的距离(弱耦合情况; 图1 a)才有效, 而当纤芯互相接触后(强耦合情况; 图1 b), 就失效了。为了分析这种纤芯互相接触的耦合器的耦合情况, 克服由于横向强耦合造成的困难, 我们运用了模式激发表论⁽⁶⁾来取代耦合模方程。

模式激发理论的基本点,是把波导的纤芯拼接区(图2)的起始面A看作波导的不连续面,根据切向场连续的边界条件,求出激发端口1的传输模对耦合区(拼接区)的各传输模的激发系数。这些模的传播常数不同,当它们传播到终止面B时,相互之间产生相位差。它们以各自的相位在不连续面B再激发分支波导2、4端的传输模。这些传输模的场幅度的平方对应了该模的功率。由此可以确定耦合器的耦合量或分光比。因此,要运用模式激发理论,必须精确地求出耦合区各传输模的相位常数,即耦合区的精确传输特性。

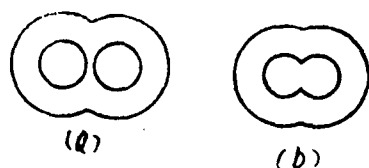


图1 耦合区横截面。(a)弱耦合,
(b)强耦合。

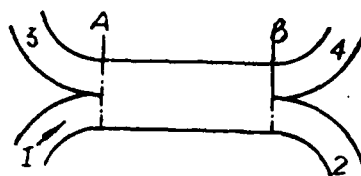


图2 耦合器顶视图
A、B分别为耦合区的起始面
和终止面。

图3表示了耦合器耦合区(拼接区)的横截面。它是由两个半圆形的研磨后的光纤再加上中间的环氧树脂粘接剂层组成。由于横截面边界条件的复杂,以及纤芯折射率与粘接剂折射率的不一致,使得耦合区的本征方程的求解变得十分困难,即使用有限元法等作数值计算也非常繁琐。

对非圆光纤来说,用等面积、等外观尺寸比的矩形介质波导来做等效近似,具有很好的效果^(7,8),为了减少误差,进一步运用一阶微扰法^(9,10),可使结果更加精确。Kumar等曾用微扰法对椭圆芯光纤的传输特性作了分析^(11,12),其误差与数值方法比较,小于8%。尽管本文情况比较复杂,但由于运用了微扰法,既处理了边界几何的困难条件,又考虑了中央粘接剂的折射率差异,因而,这样的分析比较符合实际情况。将所求出的耦合区的传输特性用于模式激发理论,我们求出了模向强耦合定向耦合器的理论耦合量,并分析了它的谱特性。我们的实验测量数据与理论值非常吻合。

II 波导材料及制备

II-1 在钽酸锂基片上液相外延铌钽酸锂光波导薄膜

徐玉恒 刘松海 万立德

(哈尔滨工业大学)

一 引 言

实践表明,液相外延(LPE)是获得高质量的掺杂 LiNbO_3 单晶薄膜的最好方法^[1-2]。它可用于光波导和表面声波器件的研究。特别是,这种方法与半导体工艺中的光刻和腐蚀技术相结合,可以生长带有埋层的单层或多层结构的外延膜,为集成光学元件的制造开辟新的途径。

液相外延单晶薄膜和基片材料的晶型应是同构的,基片和薄膜的热膨胀系数应相接近。为了满足光波导的要求,单晶膜的折射率应大于基片的折射率。

在 LiTaO_3 基片上液相外延 $\text{Li}(\text{Nb}_x\text{Ta}_{1-x})\text{O}_3$ 单晶薄膜作为光波导元件,与其他技术相比具有许多优点:

1. 膜与基片的界面明显,折射率变化为突变型。
2. 膜的表面光滑平整,折射率均匀。
3. 膜的厚度可以控制。

二 助熔剂的选择

助熔剂的作用是降低熔体的熔点,使熔体处于亚稳状态。对助熔剂的要求是:

1. 对熔质具有较高的溶解度。
2. 粘滞度小,易于与晶体分离。
3. 无腐蚀性、无毒性。

本实验选用 $\text{Li}_2\text{O}-\text{V}_2\text{O}_5$ 作为助熔剂。

三 外延膜的成分配比

Li_2CO_3 : 50 Mol %

4.5 Mol %
 $(\text{Nb}_x\text{Ta}_{1-x})\text{O}_3$: 5 Mol % ($x=0.3$)

四 外延生长的温度控制程序

室温 $\xrightarrow[升温]{8 \text{ 小时}}$ 1250°C $\xrightarrow[恒温]{10 \text{ 小时}}$ 1250°C $\xrightarrow[降温]{4 \text{ 小时}}$ 950°C $\xrightarrow[恒温]{2 \text{ 小时}}$ 950°C $\xrightarrow[恒温]{\text{外延 10 分钟}}$

950°C $\xrightarrow[降温]{10 \text{ 小时}}$ 300°C $\xrightarrow{\text{自然冷却}}$ 室温

液相外延后, 晶片需在稀盐酸中洗去助熔剂。

五 外延膜的测试

在 LiTaO_3 基片上外延生长 $\text{Li}(\text{Nb}_x\text{Ta}_{1-x})\text{O}_3$ 单晶薄膜的表面平整光滑, 无色透明。其性能测试结果如下:

1. 外延膜的成分分析

使用电子探针微机处理得到 $\text{Li}(\text{Nb}_x\text{Ta}_{1-x})\text{O}_3$ 的成分:

	WT%	AT%	SEM
NbI	28.88	44.16	2.41
TaI	71.12	55.84	1.38

2. X射线衍射实验

分别获得了 LiTaO_3 基片和 $\text{Li}(\text{Nb}_x\text{Ta}_{1-x})\text{O}_3$ 外延膜的反射峰照片, 彼此明显地分开, 并且在同样的条件下可以重现, 表明外延膜是完整的单晶薄膜。

3. 光波导实验

最后, 进行了光波导实验, 表明 $\text{Li}(\text{Nb}_x\text{Ta}_{1-x})\text{O}_3$ 薄膜的折射率高于基片的折射率。进一步的应用研究有待进行。

参 考 文 献

- (1) 蒋宏第等“掺银铌酸锂单晶薄膜液相外延生产”《哈尔滨工业大学学报》1983年第3期 PP110—114
- (2) 徐玉恒等“掺 Cu_2O 铌酸锂光波导片的液相外延生长”《压电与声光》1984年第2期
- (3) A. Baudrant et al J. Crystal growth 43 (1978) 197
- (4) T. Fukuda and Hirano J. Crystal growth 50 (1980) 291

H-2 微分干涉法测自聚焦棒的折射率分布

孙雨南 秦秉坤

姜梅英 王典民 赵雪山

(北京工业学院四系)

一 序

目前测量光纤折射率分布的方法很多,而自聚焦透镜的折射率分布测量的报导却很少.目前国内可见到的只有切片干涉法⁽¹⁾和焦距法⁽²⁾.这两种方法都有很大的局限性.切片干涉法属于破坏性测量,加工样品费工费时;焦距法只限测量平方律分布的样品,且也要对两端面抛光后才能测量.而微分干涉法不仅不需加工样品,而且可以测量任意形式的折射率分布样品;不仅可以测光纤及自聚焦棒,而且可以测量光纤预制棒及各种渐变折射率的光波导及器件的折射率分布.本文仅以测量自聚焦棒的折射率分布为例,介绍我们使用微分干涉法进行的测量工作.

二 原理

图1为实验光路.待测的自聚焦棒样品S放在装满匹配液的容器Q中,入射光垂直样品的轴通过再进入由P₁和P₂组成的马赫——曾德尔干涉仪,其中一路内装有剪切装置RW,使样品S的象发生横向错位 ΔX ,因此与另一路光(未错位的象)发生干涉.从目镜EP可观察到干涉条纹或拍照.干涉条纹的形状如图2所示.其中错位量 $\Delta X > 2Y_p$ 时,为全分离情况(图2(a));而 $\Delta X < 2Y_p$ 时为部分分离的情况(图2(b)).我们主要讨论后者.

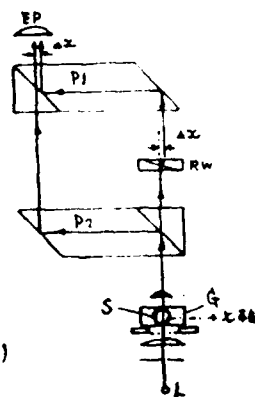


图 1

可以采用两种不同的方法对干涉条纹进行分析计算.

1. 假定光线在样品中直线传播,并设样品中折射率沿径向的分布有如下形式:

$$n(r) = n_0 (1 - ar^2 + br^4 + cr^6 + dr^8) \quad (1)$$

由此可以导出干涉条纹满足下式⁽⁴⁾:

$$\lambda (R'/D) / 2Y_p = ap_2 + \Delta n Q_2 + n_0 b Y_p^4 S_2 + n_0 c Y_p^6 T_2 + n_0 d Y_p^8 U_2 \quad (2)$$

其中 n_0 为样品轴上折射率; a 、 b 、 c 、 d 为分布常数; λ 为入射光波长; D 为匹配液中干涉条纹; R' 为干涉条纹的移动量;其余各量有下列关系:

$$P_2 = P(x) - P(x - \Delta x) \quad P(x) = (1 - x^2)^{1/2}$$

$$Q_2 = Q(x) - Q(x - \Delta x) \quad Q(x) = \frac{2}{3} (1 - x^2)^{3/2}$$

$$\begin{aligned}
S_2 &= S(x) - S(x - \Delta x) & S(x) &= -\frac{2}{15} (1-x^2)^{3/2} (1 + \Delta x^2) \\
T_2 &= T(x) - T(x - \Delta x) & T(x) &= -\frac{4}{105} (1-x^2)^{3/2} (5 + 10x^2 + 12x^4) \\
U_2 &= U(x) - U(x - \Delta x) & U(x) &= -\frac{2}{315} (1-x^2)^{3/2} (35 + 120x^2 \\
& & & \quad + 96x^4 + 64x^6) \\
\Delta x &= \Delta X / \gamma_p & a &= (n_p - n_2) \\
x &= X / \gamma_p & \Delta n &= (n_0 - n_p)
\end{aligned}$$

其中 n_p 为样品边缘折射率, n_2 为匹配液折射率, x 为测量点坐标, Δx 为横向错位量。如果测出若干 (如 20 个) 不同坐标 x 处干涉条纹移动量 $R'(x)$ 代入 (2) 式, 那么利用最小二乘法可求出 a 、 Δn 、 $n_0 b \gamma_p^4$ 、 $n_0 c \gamma_p^6$ 和 $n_0 d \gamma_p^8$, 从而求出 (1) 式中的分布常数 a 、 b 、 c 、 d 。

2 考虑到光线在样品中的折射亦可推导出其折射率分布的表达式⁽⁵⁾:

$$n(u) = n_2 \exp\left(-\frac{1}{\pi} u\right)$$

$$\int_{u/n_2}^{\gamma_p} \left\{ \frac{\lambda}{D} \cdot \frac{dR(x)}{dx} \right\} \times \frac{dx}{((n_2 x)^2 - u^2)^{1/2}} \quad (3)$$

$$u = \gamma n(r) \quad (4)$$

其中 $R(x)$ 为全分离时条纹移动量, 它与部分分离时的条纹移动量 $R'(x)$ 之间有如下关系:

$$\frac{dR(x)}{dx} \approx \frac{R'(x)}{\Delta x} \quad (5)$$

这里假定了 $n_p = n_2$ 。由 (3)、(4) 式出发, 可编制计算机程序进行数值计算, 得到 $n(\gamma)$ 的数值解, 画出 $n(\gamma)$ 曲线。

三、计算机模拟

假定已知样品折射率分布如 (1) 式, 从理论上计算出干涉条纹的移动量 $R'(x)$ 。把计算得到的一组 $R'(x)$ 代入上述两种分析方法的计算程序中, 得到一组模拟计算的折射率 $n(\gamma)$ 值, 以 n_0 表示; 并用它与由 (1) 式得出的已知的样品折射率 $n(r)$ 值

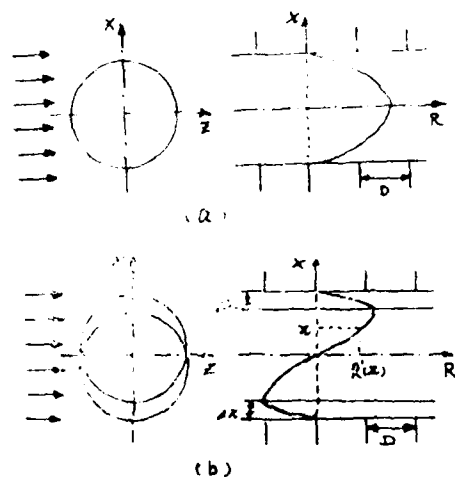


图 2

(用 n_t 表示) 比较, 可以检验两种分析方法的精度以及所编程序的精度.

干涉条纹移动量的表达式为⁽⁶⁾:

$$R(x)/D = \frac{\gamma_p}{\lambda} \left\{ n_p \left(\frac{\Delta m}{v x} \psi_0 - 2(1 - v^2 x^2)^{1/2} \right) - n_2 \times \right. \\ \left. (x \cdot t_g \psi + 2(1 - x^2)^{1/2}) \right\} \quad (6)$$

$$\text{其中: } \psi = \psi_0 + 2(\sin^{-1}(x) - \sin^{-1}(vx)) \quad (7)$$

$$\psi = \frac{2vx}{(\Delta m - (vx)^2)^{1/2}} \ln \left\{ \frac{[(\Delta m - v^2 x^2)^{1/2} + (1 - v^2 x^2)^{1/2}]^{1/2}}{(\Delta m - 1)} \right\} \quad (8)$$

$$\Delta m = n_0 / (n_0 - n_p)$$

$$v = n_2 / n_p$$

$$R'(x) = R\left(x + \frac{1}{2} \Delta x\right) - R\left(x - \frac{1}{2} \Delta x\right) \quad (9)$$

假定样品的折射率表达式如下:

$$n(R) = n_0 (1 - 0.0014R^2 + 0.0019R^4 - 0.0011R^6 + 0.0014R^8) \quad (10)$$

其中 $R = \gamma / \gamma_p$. 图 3 是模拟计算得到的 n_c 与由 10 式得到的理论值 n_t 的比较曲线, 其中 $n_2 = 1.4827$, $\alpha = 0.0138$, $\gamma_p = 0.680 \text{ m}$, $\lambda = 0.550 \mu\text{m}$.

$\Delta x = 30 \mu\text{m}$, γ / γ_p 等分 20 分. 可以看出, 即使样品边缘折射率 n_p 与匹配液折射率 n_2 有偏差 ($\alpha = 0.0138$) 时, 精度仍可在 5.3×10^{-4} 之内.

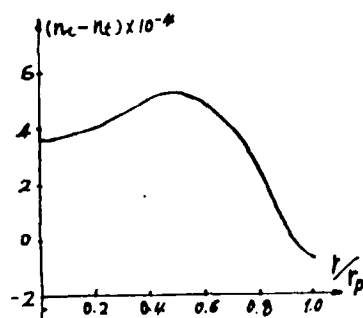


图 3

同样, 假定折射率分布为:

$$\begin{aligned} n(u) &= n_0 - \left(\frac{n_0 - n_p}{(\gamma_p n_p)^2} \right) u^2 \\ u &= \gamma \cdot n(\gamma) \end{aligned} \quad (11)$$

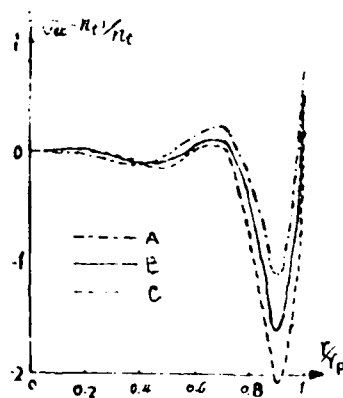


图 4

其中 $n_0 = 1.5000$, $n_p = 1.4800$, $\gamma_p = 0.8000$ mm, 图4给出错位量 ΔX 不同时对精度的影响, 其中 A: $\Delta X = 30 \mu\text{m}$, B: $\Delta X = 15 \mu\text{m}$, C: $\Delta X = 5 \mu\text{m}$. 可以看出减小 ΔX 时, 样品芯区附近精度可提高, 但边缘区的精度则下降, 故应适当选取 ΔX . 图5是 n_2 不同时对精度的影响, 其中 A: $n_2 = n_p$ 时, B: $n_p - n_2 = +0.002$ 时, 显然 $n_2 \neq n_p$ 时使精度下降.

四、实验

用 Interphako 干涉显微镜测量两种样品, 一种是国产的, 另一种是日本产的. 配制匹配液使其折射率 n_2 与样品边缘折射率 n_p 接近. 连同样品一同放入容器 σ 中将 σ 置于显微镜平台上, 使样品的轴向垂直入射光. 在 $6.3 \times$ 物镜下用白光调整显微镜, 得到清晰物象及对比度合适、错位量适中的干涉条纹图形. 如匹配液中的零级条纹与样品中零级条纹偏差较大, 则应调套匹配液折射率, 使零级条纹尽量对准, 此时可拍照.

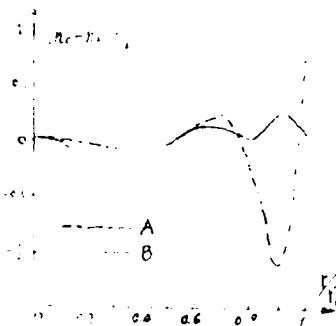


图 5

将拍下的底片在投影仪上读取 ΔX 、 $2\gamma_p$ 及 X 和 $R'(X)$ (本实验取 20 个点), 代入上面的程序可得程序. 图6为测量的干涉条纹照片, (a) 为国产样品, (b) 为日本样品.

本实验的最大误差来源是读数误差——因干涉条纹有一定宽度, 而人眼无法判断条纹边缘 (或中心), 如能配以摄象—模数转换—微机—显示及打印绘图等这样一整数据自动处理系统, 不仅可以为测量带来方便, 而且可以大大提高精度.

五、结论

对圆柱形样品的微干涉图样可以采用两种不同的分析方法, 两者都具有较高的精度. 特别是当 $n_p \approx n_2$ 时, 第一种分析方法 (光线直线传播) 仍有较高精度, 这一点对实际测量很有意义, 加之这是一种非破坏性测量, 对样品无需加工, 又可测量任意折射率分布的样品, 因而是一种较适用的测量方法. 如能配合数据自动处理系统, 则更为理想.

参 考 文 献

1. 《光机技术》76年1—2期 P54—59
2. 1423所84年鉴定会资料
3. Y. Ohtsuka and Y. Shomizu Appl Opt Vol. 16, No. 4, 1977 1050
4. Y. Kokubun and K. Iga THE TRANSACTIONS OF THE IEEE OF JAPAN Vol E60 No. 12, 1977 702
5. Y. Ohtsuka and Y. Koike Appl Opt Vol 19, No. 16, 1980 2868

H-3 红外光纤材料的研究

V. $ZrF_4-BaF_2-YF_3$ 系玻璃

张克立 袁启华 夏幽兰 文明达 刘继德

(武汉大学)

一 前言

光导纤维的优良特性及其广泛的潜在应用越来越引人注目。光导纤维的基本特性之一是以分贝/公里 (dB/km) 为单位所表示的损耗值。损耗愈低, 光导性能愈好。当今公认的石英玻璃纤维的理论损耗值为 $0.18 dB/km$ ($\lambda = 1.55 \mu m$), 而实际制得的光导纤维的损耗值已达 $0.2 dB/km$ 。这就是说, 要再降低石英玻璃纤维的损耗已不可能。然而氟化物玻璃的出现, 使光纤制造者格外注目, 因为预计氟化物玻璃纤维的理论值比石英玻璃纤维要低一或二个数量级, 即在 $10^{-2} - 10^{-3} dB/km$ 之间。如果达到该数值, 将使州际通讯大大改观。这自然具有重大的科学意义和经济意义。

氟化物玻璃除用于远距离无中继通讯外, 在医学、国防、计测等领域也具有广泛的潜在应用。

本文叙述 $ZrF_4-BaF_2-YF_3$ 系玻璃的合成及某些性质的测定。

二 实验部分

1. 原料

二氧化锆 ZrO_2 为分析纯试剂, 三氧化钇 Y_2O_3 纯度为 99.95%。氟化钡 BaF_2 , 氟化铅 PbF_2 , 氟化铋 BiF_3 , 氟铝酸铵 $(NH_4)_3 AlF_6$ 由本实验室合成。氟化氢铵为分析纯试剂。

2. 玻璃的合成

称取一定量的二氧化锆、三氧化二钇、氟化钡和过量的氟氢化铵混合, 转入铂坩埚中并置于电炉内, 徐徐加热于 $300^\circ C$ 左右恒温, 继续升温至 $850^\circ C$ 左右恒温, 然后停止加热, 将熔体迅速注入一预先加热到接近玻璃转变温度的金属模中。退火后, 可得到厚 4 mm 的大小不同的玻璃片。

三 结果和讨论

1. $ZrF_4-BaF_2-YF_3$ 系玻璃的成玻范围

成玻范围如图 1 所示, 其为 ZrF_4 44%—70%, BaF_2 25—37%, YF_3 0—26% (组成以摩尔分数表示, 下同)。由实验知, 加入第四组分 AlF_3 , 成玻范围有所增加 BiF_3

PbF_2 对成玻范围无大的影响。这说明加入氟化铝增加了玻璃的稳定性。 $ZrF_4-BaF_2-YF_3$ 系的成玻范围。

2 差热分析

表1是由岛津DT-30B热分析仪测得的玻璃样品的特征温度。

由表知,在固定 ZrF_4 或 BaF_2 的量不变时,玻璃的特征温度都随着 YF_3 量的增加而升高,这可能与 YF_3 的高熔点有关。

添加第四组份后,玻璃的特征温度也有所变化,加入 BiF_3 和 PbF_2 使玻璃的特性温度下降,加入 AlF_3 使玻璃的特性温度升高。前者大概与 BiF_3 的氟化铅的熔点有关,因为它们的熔点都较低。后者可以 AlF_3 的加入稳定了玻璃的网络结构,增加了玻璃的内聚力来说明。

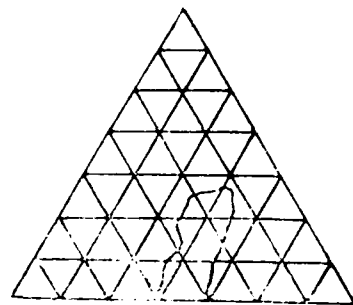


图1 $ZrF_4-BaF_2-YF_3$ 系玻璃的成玻范围

表1 玻璃的特征温度

样品号	组成 (mol %)			T_g	T_c	T_f	$\Delta T(T_c - T_g)$
	ZrF_4	BaF_2	YF_3				
401	63	37	0	301	346	568	45
402	63	36	1	309	362	583	53
403	63	34	3	309	361	585	57
404	63	32	5	312	378	590	66
405	63	28	9	314	380	596	66
406	63	12	25	323	387	602	64
407	61	31	8	324	387	580	63
408	58	31	11	324	388	590	64

3 紫外和红外透过光谱

该玻璃在 $0.3-0.9\mu m$, $2.5-7\mu m$ 左右的范围内是透明的。但在 $3\mu m$ 左右有一吸收峰,一般来说这是氢氧根的吸收峰,不过铍在此波段也有吸收,根据我们的合成方法,铍的存在也有可能。

4 折射率和比重

表二列出了不同组成玻璃的折射率和比重。

表2 玻璃的折射率和比重

样品号	在ZBY玻璃中加入第四组分 mol %			折射率	比 重
	BiF_3	PbF_2	AlF_3	n_D	
407				1.5256	4.428
410	6			1.5397	4.436
411	8			1.5421	4.578
412	10			1.5458	4.693
413	12			1.5477	4.768
417		2		1.5312	4.503
418		4		1.5321	4.536
419		6		1.5380	4.583
420		8		1.5428	4.627
422			6	1.5168	4.420
423			8	1.5120	4.370
424			12	1.5051	4.280

ZBY玻璃组成为 ZrF_4 (61) BaF_2 (31) YF_3 (8)

由表知,三元系玻璃(ZrF_4 (61) BaF_2 (31) YF_3 (8))的折射率为1.5256,加入 BiF_3 , PbF_2 后折射率以线性关系递增,而加入 AlF_3 后,折射率则以线性关系递减。这些变化基本上符合氧化物玻璃的变化规律。

三元系玻璃(ZrF_4 (61) BaF_2 (31) YF_3 (8))的比重为4.428,当加入 BiF_3 、 PbF_2 后,其以线性关系递增,加入 AlF_3 则以线性关系递减。关于后者可作如下解释: Al^{3+} 离子半径比 Zr^{4+} 小,其进入玻璃网络内占据了 Zr^{4+} 离子的位置,由于其原子量比锆小,所以使玻璃的比重变小。在此, Bi^{3+} 、 Pb^{2+} 离子半径均比 Zr^{4+} 大其不能进入玻璃网络内占据锆离子的位置,但可嵌入玻璃网络之间的空隙,致使玻璃比重变大。

四、结论

已制得厚4mm大小不同的 ZrF_4 - BaF_2 - YF_3 玻璃片,试验了该体系的成玻范围,在我们的实验条件下,成玻范围为 ZrF_4 44-70%, BaF_2 25-31%, YF_3 0-26% (mol%)。由光谱分析知,该玻璃的紫外透过为0.3-0.9 μm ,红外透过范围为2.5-7 μm 左右。组成为61 ZrF_4 -31 BaF_2 -8 YF_3 的玻璃, $T_g=324^\circ\text{C}$, $T_o=388^\circ\text{C}$, $T_f=580^\circ\text{C}$ 。实验表明:

添加第四组分 AlF_3 ，可增加玻璃的稳定性。 BiF_3 、 PbF_2 和 AlF_3 ，可作为控制玻璃折射率的添加剂。该玻璃可作为红外窗口、棱镜材料，也是有希望的红外光导纤维材料。

H-4 用氯化锂控制铌酸锂与苯甲

酸的质子交换过程

孙守瑞 陈 铮

(成都电讯工程学院)

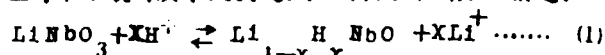
一、引言

1982年J.L.Jackel首次提出了将铌酸锂衬底浸泡在熔融的苯甲酸中可以很快的得到质量良好的光波导的质子交换法⁽¹⁾。这种方法工艺简单，成本低廉，且能得到较大的 Δn 值。近年来它已较成功的应用于许多集成光学器件中，如单模偏振器⁽²⁾、波导劈尖⁽³⁾等。

但是用质子交换法制作光波导时，其交换速度快的特点也给制作波导——特别对用单模波导——带来困难，而且，对Y切割晶体有腐蚀作用，为此，有人提出在苯甲酸中加入苯甲酸锂盐⁽⁴⁾⁽⁵⁾以致变混合物中的锂含量控制交换速度，从而减小对Y切晶体的腐蚀。但苯甲酸锂市场上很少，为了进一步证实 Li^+ 浓度对交换过程的影响，并寻求出可用于控制交换过程并易于获得其它材料，本文介绍了用在苯甲酸中加入氯化锂以控制铌酸锂与苯甲酸质子交换过程的工作。

二、实验及结果

铌酸锂与苯甲酸的质子交换过程，可由下平衡方程描述：



当铌酸锂中部分或全部 Li^+ 被 H^+ 置换后，由于伴有一个晶型结构的改变⁽⁶⁾，因而获得较由钛扩工艺为大的非寻常光折射率差值 Δn 。然而，应当注意在 $Li_{1-x}H_xNbO_3$ 中 H^+ 浓度与折射率差值 Δn 。仅在X值较小时才为线性关系，当X值约为0.3时， Δn 值达到饱和⁽⁵⁾。交换过程中，若某种添加剂的引入有利于 Li^+ 浓度增大或 H^+ 浓度减小，就将促使反应向左进行，于是达到抑制交换速度的目的。为了比较在不同条件下添加剂对交换过程影响的大小，可由Fick定律求出相应条件下的扩散系数 $D(T)$ 。

$$d = 2\sqrt{D(T) \cdot t} \quad (2)$$

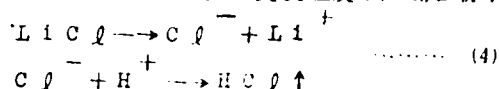
式中 t 为交换时间， d 为交换层厚度，即是波导厚度。这里是利用反WKB法计算得到的实

变折射率分布, 可由下式描述:

$$k \int_0^{Z_M} (n^2(Z) - n_m^2)^{1/2} dZ = \frac{4m-5}{8} \dots (3)$$

由此求出对应的波导厚度。

实验中添加剂为市售的 $\text{LiCl} \cdot \text{H}_2\text{O}$ 苯甲酸与氯化锂的重量比为 100: (0.25~0.5), 均相当于 (0.5~1) mol%。在交换温度下, 混合物中有下列反应发生:



因而促进了(1)式向右进行。实验中可以检测到有 HCl 气体逸出。

为了观察对比, 实验用衬底选用了 X 切, Y 切两种切向晶体。交换温度从 223°C 到 244°C。

由混合物中含有 0.45 mol% 的氯化锂, 在不同温度和时间下获得的光波导的折射率 n_m 与波导层厚度 d 的关系可再一次证明: 质子交换得到的铌酸锂波导其折射率分布是突变的。

由氯化锂的含量不同时的扩散系数与交换温度的关系可见: 由于添加剂氯化锂的引入, 交换过程可以被有效控制, 扩散系数随氯化锂含量的增加而迅速降低, 这为制作精确厚度的交换层提供了方便, 对单模波导的制作特别有意义。

再将此结果与文献(5)(6)比较可见, 尽管 NO_3^- , $\text{C}_6\text{H}_5\text{COO}^-$ 与 Cl^- 的化学性质相差甚远, 但在当量浓度相同时, 它们的引入对交换情况(扩散系数)的影响甚微。因此可以认为, 阳离子(酸根)的化学性质对交换过程的影响不大。

观察 Y 切衬底在氯化锂含量不同的混合物中一定交换条件下波导的表面形貌, 证实了由于氯化锂的加入, 一定交换条件下 Y 切衬底亦可不受腐蚀。这对某些应用场合非常重要。如在声表面波器件或某些结构的调制器/开关中, 它们往往需要在 Y 切铌酸锂上作波导。

四、结论

实验证明: 在苯甲酸熔盐中加入 (0.5~1) mol% 氯化锂可以有效地降低 H^+ 的扩散系数。从而减慢了交换速度; 扩散系数的变化主要取决于混合物中的锂离子浓度而与负离子(酸根)的性质关系不大; 当氯化锂含量在上述范围, 交换温度为 223°C~244°C 时, 即使用 Y 切的铌酸锂也可获得良好的光波导, 但若再降低氯化锂的含量, 则在反应时间长或温度较高时, Y 切晶体仍将被腐蚀。

参考文献:

1. J.M.Jackel et al. "Appl Phys. Lett." 41 607 (1982).

- 2 T. Fındakly; B. Chen "Electro. Lett." Vol 20 No 3 P128 (1984)
- 3 G. Stewart; A. C. G. Nutt "Formation and Analysis of Tapers in Proton-Exchanged Lithium Niobate Waveguides" Third European Conference ECIO'85 (1985)
- 4 陈铮: "在苯甲酸-苯甲酸锂中制备质子交换波导及其特性" 中国光学学会纤维光学和集成光学专业委员会成立大会论文集 (1984)
- 5 J. L. Jackel et al "Electro. Lett." Vol 19 No 10 P387 (1983)
- 6 J. E. Rice et al "Journal of Solid State Chemistry" Vol 41, No 3 (1982)

(文中图表略)

H-5 《低温二次液相外延》

曹殿生 赵 军 刘式塘

(吉林大学电子科学系)

本文报告了一种用二次液相外延生长具有许多特点的半导体激光器结构。实验解决了在暴露于空气的 $\text{Ga}_{1-y}\text{Al}_y\text{As}$ (111) 面上的生长问题, 且发现 $\text{Ga}_{1-y}\text{Al}_y\text{As}$ 对溶液生长具有抗回熔性。建立了在非平面衬底上低温外延生长速率模型。给出了生长速率公式, 生长厚度和生长时间的对应关系。理论和实验附和较好。

实验采用低温外延生长技术 (700°C~750°C)⁽¹⁾。首先 (001) 面 n 型重掺 GaAs 衬底上依次生长 p $\text{Ga}_{1-y}\text{Al}_y\text{As}$ 和 p GaAs, 沿 <011> 方向刻蚀出一个燕尾槽。然后进行二次外延分别生长出 n $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$, n GaAs, p $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ 和 n⁺ GaAs。其结构如图 1 所示。这种结构有如下优点: (1) 这是一种弱折射率导引的激光器结构。(2) 在二次外延中自然形成一个反向 p-n 结, 构成内电流限制。(3) 一次外延中的 p $\text{Ga}_{1-y}\text{Al}_y\text{As}$ 可以用作微解理激光器⁽²⁾ 下挖悬臂的停值层, 能够制做短腔掩埋新月型激光器。(4) 有源区以外的部分

node

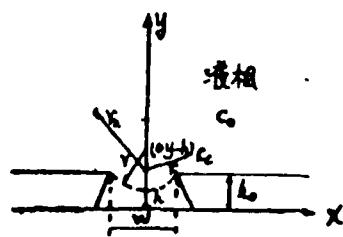
nt Sub

p.ears
p.ears
p.ears
p.ears
p.ears
p.ears
p.ears

100

图 2 (a) 未经化学试剂处理二次 LPE

(b) 经化学试剂处理二次
L P E



一次外延后，刻槽使 $\text{Ga}_{1-y}\text{Al}_y\text{As}$ 的 (111) 面暴露于空气，由于 $\text{Ga}_{1-y}\text{Al}_y\text{As}$ 易于氧化，使二次外延较难进行。虽然熔液在 (111) 面较易成核，但过度的氧化也很难在其表面生长。为此我们试验出一种试剂：1 克 $\text{NaOH} + 26\text{ml H}_2\text{O}_2 + 2\text{ml H}_2\text{O}$ ，对已刻蚀的一次外延片在装炉前进行腐蚀，这种腐蚀剂有一特点：就是它即能去掉 $\text{Ga}_{1-y}\text{Al}_y\text{As}$ 上的氧化膜而又不改变沟道的形状。图 2 给出了经过化学试剂腐蚀和未经化学试剂腐蚀进行二次外延照片。从中可明显的看到这种化学试剂的作用。我们在暴露于空气的 (111) 面 $\text{Ga}_{1-y}\text{Al}_y\text{As}$ 上生长 $y \leq 0.45$ ，这比 (4) 报导的在 (010) 上 $x \leq 0.2$ 的 Al 含量要大的多。

实验中发现, $Ga_{1-y}Al_yAs$ 具有抗回熔作用。这样就使得二次外延生长时, 保持沟道形状不变。从 $Ga_{1-y}Al_yAs$ 的三元系相图可解释这种抗回熔作用。因为 $GaAs$ 的溶解度随 Al 含量的增加而减小。固相中 Al 的存在使得熔体的溶解度降低, 不发生回熔。

关于在非平面衬底上进行 LPE, 生长厚度和生长时间之间的关系, 还未见过报导。这里我们根据扩散限制模型, 推出了生长速率公式, 给出了在沟槽内生长厚度和生长时间的关系。

设一沟，深 h_0 ，宽为 W 。在生长过程中认为液相是半无限大的。熔质在生长过程中不发生变化。生长是熔液的溶质扩散到固液界面迅速生长。设其界面为一系列相切于窗口，随着生长曲率而变化的圆。如图 3 所示， r 为生长界面的曲率半径， r_1 和 r_2 为熔质向沟中径向扩散不同处等柱面的半径。 C_0 和 C_c 分别为这两个面上的溶质百分比浓度。按图中所选取的坐标，设 h 为固相生长厚度。可推出：

$$r = |y - h| = \begin{cases} \frac{w}{2} \sqrt{4 + (h - h_0)^2} & (h < h_0) \\ \frac{w^2}{2(h - h_0)} & (h > h_0) \end{cases} \quad (1)$$

因而可得出溶液沿径向的浓度梯度

$$\frac{\partial c}{\partial r} = \frac{1}{r} \frac{c_0 - c_c}{\ln(r_2/r_1)} \quad (2)$$

生长速率为单位时间内扩散到生长界面溶质量与变成晶体后溶质在晶体中所占原子百分比即

$$f = \frac{D}{c_s} \frac{\partial c}{\partial r} \quad (3)$$

f 为生长速率, D 为扩散系数, c_s 为固相溶质百分比浓度。把(2)式代入(3)可得

$$f = \frac{D}{c_s} \frac{c_0 - c_c}{\ln(r_2/r_1)} \frac{1}{r} \frac{\arctg \frac{w/2 + \frac{h_0 - h}{\tan \theta}}{\frac{w}{2} + \frac{h_0 - h}{\tan \theta}}}{\frac{w^2}{2} \sqrt{4 + (h_0 - h)^2}} \quad (4)$$

θ 为 (111) 和 (001) 的夹角。

若近似的认为 $f = \frac{dh}{dt}$, 由(4)可得:

$$\frac{dh}{dt} = \frac{c_s}{D} \frac{\ln(r_2/r_1)}{(c_0 - c_c)} \frac{1}{\frac{w}{2} + \frac{h_0 - h}{\tan \theta}} \frac{\arctg \frac{w/2 + \frac{h_0 - h}{\tan \theta}}{\frac{w}{2} + \frac{h_0 - h}{\tan \theta}}}{\frac{w^2}{2} \sqrt{4 + (h_0 - h)^2}} \quad (5)$$

我们利用计算机对(5)进行了计算, 给出了在低温生长下, 不同的深度和宽度沟内, 生长厚度和生长时间的关系。图4给出了沟深一定不同沟宽 $h \sim t$ 的关系。结果表明窄沟的生长大于宽沟的生长。图5给出了沟宽一定, 不同沟深 $h \sim t$ 关系。可以看出, 沟深的生长大于沟浅的生长。计算的结果与理论分析相一致。

为了使理论和实践进行比较, 我们根据实验所提供的数据进行的计算。图6给出了理论计算值和实验值。从中可以看出理论和实验基本符合。

总之, 我们用二次液相外延生长的这种半导体激光器结构有许多优点。我们所得出的在非平衬底上生长速率公式以及生长厚度与生长时间的关系对进行非平面外延生长具有一定的

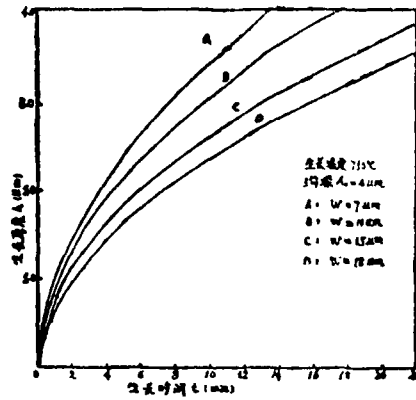


图 4

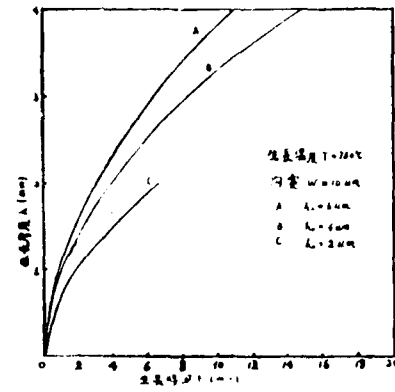


图 5

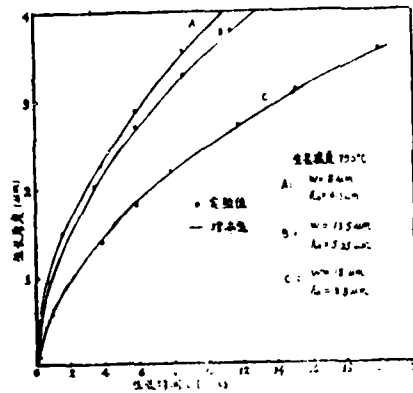


图 6

参考价值 and 理论意义。这种结构的激光器已激射，值电流 90 mA。

(参考文献)

(1) Dan. Scf ez et al A. P. I. Vol 28 : 234-36 1976

(2) Oshimu, Wada, IEEE, J-QP Vol 20 No 2 p126-29 1984

(3) 王守武 等 电子学报 No 3 p35-43 1979

(4) Toshihisa, Tsukada, A. P. I. Vol 28 No 12 p697 1976

H-6 半绝缘GaAs台阶衬底的LPE生长(摘要)

王本忠 孙 伟 张国义 刘式埔

(吉林大学电子科学系)

一、SiO₂膜对外延层形貌的影响

实验是在掺C₂半绝缘衬底(100)面上进行的, 衬底的电阻率为 $10^{-10}\Omega\cdot\text{cm}$, 偏离(100)面的方向 $<0.3^\circ$ 。首先在抛光后的衬底上生长一层厚度不同的 SiO_2 膜, 用光刻方面沿(110)方向刻蚀出宽为 $300\mu\text{m}$ 深为 $8\mu\text{m}$ 的梯形沟道, 然后用标准水平液相外延方法进行多层外延生长, 生长结构如图一所示。开始生长的温度为 $740^\circ\sim 750^\circ\text{C}$, 降温的速率为 $0.25^\circ\text{C}/\text{min}$ 。

实验中发现 SiO_2 膜的厚度对外延生长的形貌有重要的影响。照片(1)中的 SiO_2 膜较厚, 大约为 $200\text{\AA}$ 。在刻蚀沟道过程中, 由于侧蚀作用 SiO_2 膜在肩角处形成悬臂, 又因Ga液与 SiO_2 膜是不浸润的, 在Ga液表面张力的作用下不能很好地与台阶的底角处相接触, 所以生长只在沟道内的平面上进行, 因而我们选用了约 $500\text{\AA}$ 的 SiO_2 膜, 在刻蚀完沟道后再经过擦洗和超声处理, 外延后得到了如照片(2)所示的形貌, 这种厚度的 SiO_2 膜虽然能使外延层全部长上, 但是从照片中可看到最上面两层在肩角处并没有把前几层包住, 这样作出的激光器必然存在严重的漏电现象。照片(3)所示是 SiO_2 膜厚为 $200\text{\AA}$ 时的情况, 可见这种外延形貌是比较理想的。

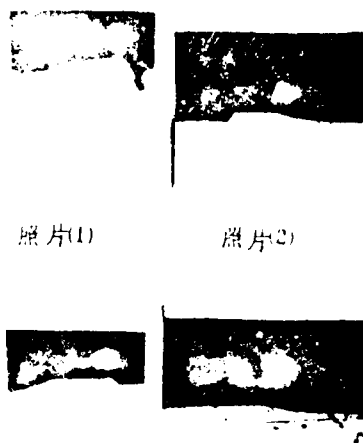
从照片(2)~(3)中没有发现回熔现象, 所以认为这是由于 SiO_2 膜的存在所引起的。照片(4)为没有 SiO_2 膜的外延生长形貌, 可见在肩角处回熔比较严重。

二、台阶衬底生长速率的分析

对于我们的实际问题, 可以认为两边底角处外延过程中相互不影响, 中间底面部分是平面生长问题, 因此简化为图2所示的台阶生长。这种非平面衬底中溶质的浓度分布与界面曲率半径 r 的关系为:

$$\ln(C_s/C_0) = rV_M/RT\tau \quad (1)$$

式中 r 为表面自由能, V_M 为溶液中溶质的摩尔体积, C_s 是溶质在温度 T 时的饱和浓度, C_0 为由于曲面的存在而引起的浓度分布。由此式可知在台阶的底角附近由于界面曲率 $1/r$ 的影响, Ga液中的As浓度将减少, 而在台阶上和远离底角处($>16\mu\text{m}$)认为 $1/r$ 的影响已很小, 此处As的浓度即为饱和浓度 C_0 , 因此As浓度梯度刚好在底角附近建立起来, 增强了As向底角处的扩散。底



照片(1)

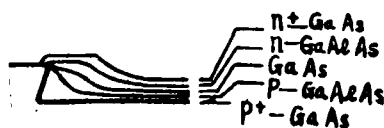
照片(2)

照片(3)

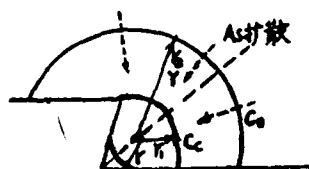
照片(4)

照片(1)~(4)是不同 SiO_2 膜情况下的外延形貌

- (1) SiO_2 约 $2000\text{\AA}$
- (2) SiO_2 约 $500\text{\AA}$
- (3) SiO_2 约 $200\text{\AA}$
- (4) 无 SiO_2



图一 台阶衬底的外延层结构图



图二 台阶处 A 的浓度分布
角处得以迅速生长。

我们将这种外延过程分解为两部分考虑：
一是底角附近由于界面曲率引起的 A 浓度分布。它忽略了温度变化的影响，如图(□)所示，另一部分为沟道底面的平面生长，它与温度变化有关，但与由于界面曲率引起的浓度梯度无关，而实际的情况则是两种因素的总和，并认为两部分可以线性叠加。

考虑图(□)所示情况可建立起 A 的梯度方程

$$\frac{dc}{dr} = \frac{1}{r} (c_0 - c) / \ln(r_2/r_1) \quad (2)$$

我们假定凡是扩散到 r_1 处的 A 原子都参与生长，因此 r_1 上 A 的浓度分布为 c_c ，认为 r_2 处为刚好不产生浓度梯度的边界，式中 r 为生长界面的曲率半径， r 在生长过程中是变化的，选取如图三所示底角对角线方向的坐标，所得 r 与 h 的关系为：

$$r = h \sin \frac{\theta}{2} / (1 - \sin \frac{\theta}{2}) \quad (3)$$

h 为底角到生长界面的距离，因而所得底角对角线方向 ($\hat{h}$) 的生长速率为：

$$\frac{dh}{dt} = \frac{D}{cs} \frac{(c_0 - c)}{\ln(r_2/r_1)} \frac{(1 - \sin \frac{\theta}{2})}{\sin \frac{\theta}{2}} - \frac{1}{h} \quad (4)$$

将上式积分得出 $\hat{h}$ 方向生长厚度与时间的关系为：

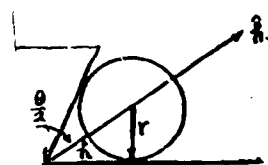
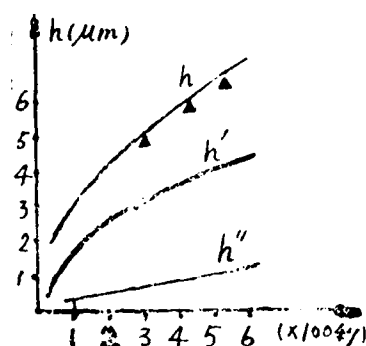


图 三



图四 生长厚度与时间的关系

h'' 为平面生长情况
 h' 为台阶处生长情况
 h 为总的生长厚度
 Δ 为实验值

$$h' = \left(\frac{2D}{C_s} \frac{C - C_s}{\ln(r_2/r_1)} \cdot \left(\frac{1}{\sin \frac{\theta}{2}} - 1 \right) t \right)^{\frac{1}{2}} \quad (5)$$

式中 D 为 As 在溶液中的扩散系数, C_s 为晶体中 As 浓度, t 为时间, 此外如果忽略了平面生长的各向异性, 可得在 $\hat{h}$ 方向的平面生长公式为:

$$h'' = \frac{1}{C_{sm}} \left(\frac{D}{\pi} \right)^{\frac{1}{2}} \left(2\Delta T t^{\frac{1}{2}} + \frac{4}{3} R' t^{\frac{3}{2}} \right) \sin \frac{\theta}{2} \quad (6)$$

式中 m 为液固相线的斜率, ΔT 为过冷度, R' 为降温速率, 由以上讨论可得在 $\hat{h}$ 方向总得生长厚度为:

$$h = h' + h'' \quad (7)$$

图四给出了生长厚度随时间的变化曲线, 由此可见生长速率在开始时是比较快的, 而随着时间的增加生长速率逐渐变慢, 其主要原因是, 随着时间的增加, 生长界面的曲率变小, 因此 As 的浓度也将变小, 因而生长速率变慢。

图四同时给出了实验值, 所以认为实验值与理论值有较好的符合, 证明了这种处理方法的可行性。

H-7 快速法制作多模厚深的玻璃波导的方法

阮丽真 徐敬舆 李宝贞 吴惠珍

(上海交通大学应用物理系)

摘 要

本文讨论了采用离子交换技术用 $Li_2SO_4 + K_2SO_4$ 共熔体为熔体在玻璃基板上快速制作多模厚深的波导的方法。

为了在多模光纤通讯系统中应用光波导器件, 就必须考虑制作模深及折射率变化能与多模光纤相匹配的波导, 以提高耦合效率, 使其实用化。早在1972年 Izans⁽¹⁾ 等人就提出可以用离子交换技术来制作低损耗的波导, 而后 T.G. Giallornzi 等人⁽²⁾ 又详细分析了用不同离子在玻璃基板上制作波导的问题, 指出以 As^+ 和玻璃中 Na^+ 交换给出最好的结果。这种波导的制作以其低温而具有独特的方便性。但在制作与光纤匹配使用的波导时则显出其

不足之处。其一是制作时间长，在 280°C 温度下交换 1 小时才得到模深为 $7.59\mu\text{m}$ 的波导，而多模光纤的芯径为 $50\mu\text{m}$ 相差甚远。当然，电场增强法可以提高其制作速率，但又使制作工艺复杂化。其二是波导表面层和基底的折射率差 Δn 大，一般在 $0.08\sim 0.1$ 左右，而对于数值孔径为 0.14 的光纤来讲，包层和芯径的折射率差 Δn 只是 0.007 ，相差也很大，致使耦合效率减小。这些性质当然是与 Ag^+ 的性质如其极化率、在玻璃网络中的迁移率有关。考虑到锂离子具有比银离子小得多的尺寸，G.H. Chartier^[3] 等人提出用 Li_2SO_4 作熔体，利用 Li^+-Na^+ 离子交换来制作波导，可使制作时间缩短约 3000 倍。这是由于 Li^+ 的体积小于 Ag^+ ，在玻璃中的迁移率大而加速了制作波导的速率。但是 Li_2SO_4 的熔点为 845°C ，大大超过一般玻璃的软化点。所以需要加入适当的 K_2SO_4 使其形成共熔体，降低熔体的熔点。

我们用厚度为 2mm 的制版玻璃作为基板，用 $80\text{mol}\% \text{Li}_2\text{SO}_4\cdot\text{H}_2\text{O}$ 和 $20\text{mol}\% \text{K}_2\text{SO}_4$ 的共熔体（熔点为 560°C ）作为熔体。波导的制作是在石英管加热炉中进行，用 702 温度控制仪控制温度，采用镍铬—镍硅热电偶监测温度。装在陶瓷容器中的熔体先放在石英管深处加热熔化，然后把玻璃基片置于石英花篮中，逐渐深入石英管中预热，然后由升降机构降入熔体中进行离子交换，到预定时间后，抬起基片，从石英管中拉出，冷却后即可进行测试。

我们在 625°C 温度下制作了不同的浸入时间的波导，然后由波导耦合测出其 m 线谱，再用反 WKB 法算出其折射率分布。其中交换时间为 0.5 分及 5 分钟的波导折射率分布如图所示。交换时间 10 分钟的 m 线大于 33 根，模深大于 $90\mu\text{m}$ 。从折射率分布曲线看，它们基本上符合 Stewart^[4] 等人提出的二次多项式关系：

$$n(x) = n_0 + \Delta n \left(\frac{x}{d} + c \left(\frac{x}{d} \right)^2 \right)$$

且其中二次项系数 c 较小，这样，利用 $d = \sqrt{D_e t}$ 的关系，可以由实验测定 Li^+ 在一定温度下的有效扩散系数 D_e ，在我们实验条件下 $D_e \approx 2.0 \times 10^{-8} \text{ cm}^2/\text{sec}$ ，大大地大于银离子在 320°C 下的扩散系数 $8.73 \times 10^{-11} \text{ cm}^2/\text{sec}$ 。对于 0.5 分钟交换时间，所得波导模深约为 $21.5\mu\text{m}$ ；而 $\Delta n \approx 0.01$ ；对于 5min 交换时间，所得波导模深约为 $76\mu\text{m}$ ， $\Delta n \approx 0.008$ 。所以可见可以用此法制作与多模光纤具有较好耦合效率的波导。

参考文献

- (1) T. Izawa, H. Nakagone, and T. Kinura, 1972 Quantum Electronics Conference, Montreal, Canada 1972.
- (2) T. O. Gialllorenzi, E. J. West, R. Kirk, R. Glutner and R. A. Andrews, Appl. Opt. 12, 1240, 1973.
- (3) G. H. Chartier, P. Jausaud, A. D. de Oliveira, O. Parriaux, Electronics Letters 13, 763, 1977.

(4) Q. Stewart, C.A. Millar, P.J.R. Le bourn, C.D.W. Wilkinson and
R.M. De LaRue, IEEE JQE, QE-13, 192, 1977.

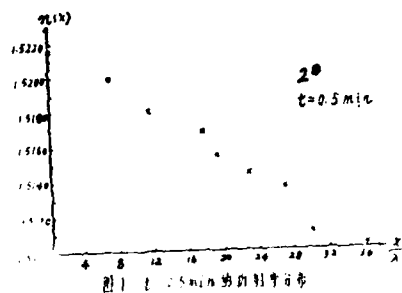


图 1

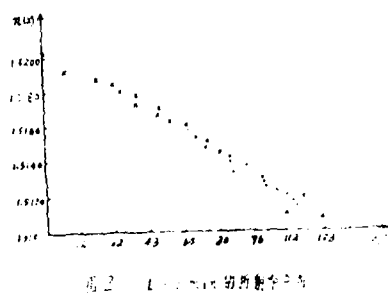


图 2

DATE
FILMED
2-8