

用BPM进行Mach—Zehnder调制器的设计研究

(申请上海交通大学理学硕士学位)

专 业: 光 学
硕士生: 侯 林

导师: 陈益新 教授
金国良 教授

一九九六年一月

上 海 交 通 大 学

用BPM进行Mach—Zehnder调制器的设计研究

摘 要

以铌酸锂材料为衬底的光波导马赫—泽德 (Mach—Zehnder) 型强度干涉电光调制器在光纤通讯的信息处理中有着重要的作用。本文通过运用BPM法对Mach—Zehnder调制器的光波场传输和电场调制情况进行模拟, 研究了器件的工作特性。在此基础上提出了Mach—Zehnder调制器的优化设计方案, 研究表明: 合理选择器件的条波导宽度、波导之间的距离、Y分支的角度、调制电极的长度和电极构造可以达到良好的模场传播、低损耗的功率传输、高的调制对比度、低的半波电压、调制频率和调制带宽。

关键词: Mach—Zehnder 调制器, BPM, 优化设计

MODELING AND OPTIMAL DESIGN OF M—Z MODULATORS BY THE BEAM PROPAGATION METHOD

ABSTRACT

M—Z Electro-optic modulators on lithium-niobate substrate play an important role in the optical fiber communication. Practical application of the modulators requires an optimal structure design of optical waveguide and electrode configurations. In this paper we describe the properties of the M—Z modulators based on the modeling and the analysis by BPM. The modulators which are with channel waveguide and the given electrode structure are modeled in terms of technological parameters. Results including the width of channel waveguide, gap of channel waveguide, angle of Y branch, switching characteristic, radiation losse, modulation broadband, and guidewave transmission ratio are obtained.

KEY WORDS: Mach—Zehnder modulator, BPM, optimal design

目 录

第一章 绪 论	2
1.1 关于集成光学	2
1.2 关于调制器	2
1.3 以LiNbO ₃ 材料为衬底的电光波导调制器的实用现状	3
1.4 本文的内容	3
第二章 电光波导调制器的原理	5
2.1 电光效应	5
2.2 位相调制器	7
2.3 马赫—泽德干涉型强度调制器	9
第三章 光束传输法 (BPM) 简介	12
3.1 BPM的理论模型介绍	12
3.1.1 BPM原理简述	12
3.1.2 离散付里叶变换的处理	14
3.2 用BPM分析波导特性的规则	15
3.2.1 用BPM分析波导的步骤	15
3.2.2 离散点的取值	16
3.2.3 吸收体的设置	17
3.3 本文运用BPM的选择	18
第四章 M-Z 型电光波导调制器波导结构的设计	19
4.1 渐变折射率分布的条形单模波导的选用	19
4.1.1 选用单模波导	19
4.1.2 选用条形波导	19
4.1.3 选用渐变折射率分布的波导	20
4.1.4 具体选用	20
4.1.5 M-Z 电光调制器的波导结构	21
4.2 用BPM法模拟无电压调制时的光波传播特性	22
4.2.1 波导宽度h的设计	22
4.2.2 波导间距G的设计	23
4.2.3 Y 分支张角 angle 的选取	23
4.3 小结	24
第五章 外电场调制的研究	26
5.1 电场调制与BPM法	26
5.2 集总型低频调制	27
5.3 调制频率及高频调制的考虑	29
第六章 总结及进一步的工作	32
6.1 结论	32
6.2 进一步工作	32
参 考 文 献	34
致 谢	35

第一章 绪 论

1.1 关于集成光学

自从六十年代初激光的发明首次提供了稳定的相干光源用来, 靠光束而不是靠电流或无线电波来进行信号传输和处理, 已经成为极有价值的使人们感兴趣的课题。以前, 激光束用于信号处理所需的体光学元件构成的系统往往很庞大, 难以达到实用的目的。六十年代末, 出现了集成光学的概念, 导线和集成电路用光纤和集成光路所代替。集成光学是用来研究平面光学器件和平面光学系统的理论、技术以及应用。目前, 集成光学主要是两个方面的应用: 一是研究和开发用于光纤通讯和光纤传感的实用器件和光集成回路。二是开展集成光路、光计算机的研究。由于通讯在现代社会以及经济发展中起着举足轻重的作用, 所以各国在光纤通讯的研究上投资较大, 这就大大促进了集成光学的发展¹。就在十多年前, 光纤通讯只是刚刚进入实验室, 如今它已成为现代通讯的主要角色之一, 美国最近提出的建设信息高速公路(NII)的设想, 就是用光纤连接网络。

光束调制问题对于集成光学是个基本的技术, 因为比目前电讯带宽宽得多的光波带宽只有用宽带调制器把信号加载到光束上才能利用。因此说, 调制器是集成光学研究的一个重要器件。

1.2 关于调制器

自集成光学这门学科一出现, 对光学器件的研究就开始了, 包括光波导调制器。光调制器就是将信息载入光波的一种器件, 具体地说, 它的功能是使光波的某一参量随调制信号而改变。光调制可分为内调制和外调制, 内调制就是调制信号直接控制激光器的振荡参数, 使输出的光波特性随信号而改变。外调制就是调制信号作用于激光腔外面的调制。外调制器根据所利用材料的物理效应的不同, 可分为电光调制器、声光调制器、磁光调制器等。调制器的种类从光波被调制的参数来分, 主要有相位调制、偏振调制、强度调制等。从调制信号来看, 又有模拟调制和脉冲编码调制之分, 前者主要用模拟信号调制光波, 后者经模拟信号取样、量化、编码, 变成一系列二进制的数字信号后再调制光载波。

在集成光学出现之前, 光学体型调制器的研究已在进行。由于外调制器中可供利用的效应相当微弱, 因此传统的体型调制器有驱动功率高、体积大、难以实用化和集成化等缺点。而波导的厚度通常在微米量级, 波导调制器的开关驱动功率比体器件小一个数量级以

上。同时利用了波导结构，器件的带宽、效率都得到提高，加上波导器件体积小、重量轻、便于集成化，所以当前调制器和开关的研制与开发主要集中于波导形式的器件。

到了六十年代末，光波导被逐渐用于制作调制器，这就是波导调制器。和体调制器相比，带宽得到较大改善，单位带宽的驱动功率大大降低²。

最初的集成光学电光波导调制器大都属于集总型，与同类型的体调制器相比，达到相同的调制度所需要的驱动功率显著降低，但器件的带宽并未得到很大的改善。

为了改善光波导电光调制器的高频性能，获得高速、宽带的光调制，采用行波结构的波导调制器，可以达到比较好的效果。1977年出现了波导行波调制器³，但行波的设想早在六十年代初就已提出⁴，主要是使调制波与光波的传播方向一致，尽量使二者位相匹配。和集总型调制器相比，行波型较易获得高频宽带。八十年代以来，行波型的Mach-Zehnder干涉强度调制器的调制频率已达40GHz—毫米波波段⁵，但限制行波型调制器带宽的主要因素是光波与微波传播速度的失配。宽带的高频调制器件，驱动功率亦要相应提高。

近年来，又提出了利用有限带宽工作模式的集成光学电光波导调制器（前面介绍的调制器都是基带工作模式），以及正在发展之中的半导体量子阱调制器。

目前，实用化电光波导调制器主要是以 LiNbO_3 材料为衬底的。

1.3 以 LiNbO_3 材料为衬底的电光波导调制器的实用现状⁶

铌酸锂集成光学器件的发展已使光学系统中的光波的产生与光波的调制和开关相分离，因此，选择光源主要看它的功率、噪音和带宽特性即可以，这就使得外部调制系统在波长稳定性、光功率、失真度及信噪比（SNR）等方面胜过直接调制系统。

近年来，铌酸锂集成光学器件已经成为一种重要器件，世界上很多厂商都可制作，集成光学调制器已经成为有线电视系统（CATV），长距离通讯，RF模拟传输系统和光纤陀螺仪应用中的重要器件。

铌酸锂集成光学器件的需求在急剧增加，器件的可靠性、稳定性、可复用性亦在不断的改进之中，许多铌酸锂集成光学器件已经基本能满足用户的要求。基于半导体和非线性聚合物的调制器在实验室已经研制出来，但是还没有达到成熟的水平，它的性能和可靠性还需进一步完善。

图1.1说明了调制器在通讯系统中的应用。在宽带领域，集成光学调制器用在CATV和用户的HEADEND；在数字通讯领域，集成光学调制器用于信号的传输和控制；在蜂窝无线通讯领域，集成光学调制器可以从发射站到天线直接传送数据，无需中间转换；此外，集成光学调制器可用于发射站和电讯网之间的信号传输；当然，集成光学调制器还用于电讯网本身。

1995年，几千个以 LiNbO_3 材料为衬底的集成光学器件用于通讯和有线电视系统，这个数字在近两年内还将增加，但是器件的价格性能比要下降，这就需要器件的设计者设计出新的器件。

1.4 本文的内容

前面已提到以 LiNbO_3 材料为衬底的集成光学器件的应用。M-Z干涉型强度电光调制器是一种重要的集成光学器件，本文用BPM法模拟M-Z电光波导干涉型调制器，试图得到一些有用的结构参数。

在第二章中对电光调制器的基本原理进行了分析，着重分析了光波导M-Z干涉型电光调制器的工作特性。

在第三章中介绍了BPM法的基本原理及模拟方法。

在第四章中通过运用BPM模拟器件在不同波导结构参数的光场传播情况，分析和讨论了这些参数对光场传播的影响。

在第五章中模拟了集总型低频调制的情形，讨论了集总型高频调制和行波调制的模拟思路。

在第六章中分析了本文的模拟结果，提出了进一步工作的设想。

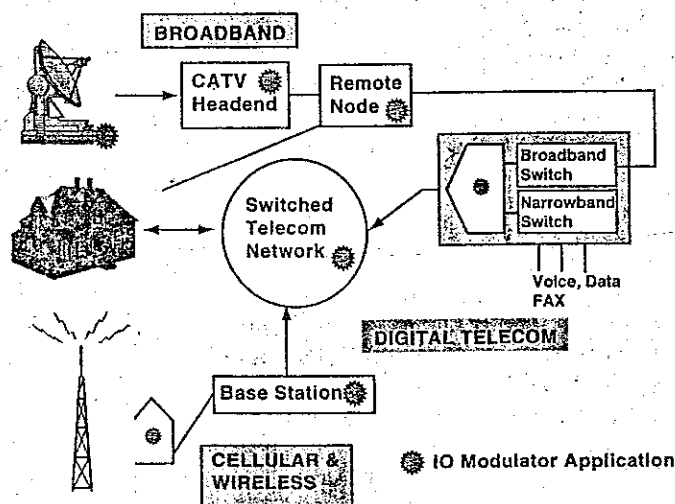


Fig. 1.1

第二章 电光波导调制器的原理

在实现光通讯以及光信息处理的集成光路中, 需要根据外界输入的信号对薄膜中传播的导波光加以控制, 这样, 就构成了具有各种不同功能的光波导器件. 这种从外部控制导波光的器件称为光波导调制器, 如图2.1所示. 具体地说, 光波导调制器将具有电光、声光、磁光等物理效应的材料作为衬底材料形成光波导, 由外界输入电、声等信号, 对导波光进行位相、强度调制, 或者偏振面旋转, 光频偏移, 传播方向偏转等方面的控制, 使输出光按设计要求变化.

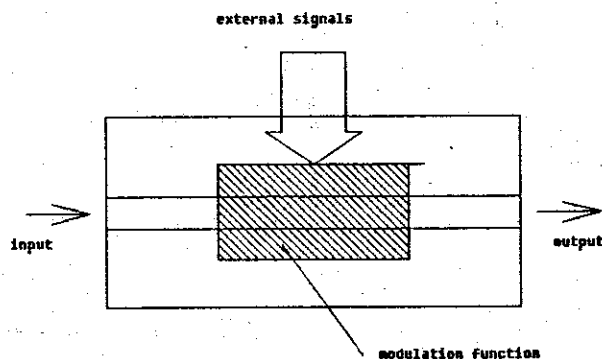


Fig. 2.1

本章主要介绍电光波导调制器.

2.1 电光效应

电光波导调制器所依赖的物理效应是光学晶体材料的电光效应. 线性电光效应是电光调制器的基础. 在不存在着反演对称性的晶体中存在着线性电光效应, 即对晶体施加电场 $E(E_x, E_y, E_z)$ 时, 材料折射率的改变与电场强度成正比, 这一效应又被称为Pockel效应.

从本质上分析, 无论那一种效应均可看作是主轴坐标系中的介电张量 $\hat{\epsilon}$ 受到外界的微扰作用, 产生介质非线性电极化. 若以 $\Delta\epsilon_{ij}$ 代表介电张量增量, E_j 代表光波电矢量, ΔP_i 代表相应的电极化增量, 则有如下关系:

$$\Delta P_i = \Delta\epsilon_{ij} E_j \quad (2.1)$$

在主轴坐标系中, 线性电光效应可表示为:

$$\Delta\left(\frac{1}{\epsilon_0 n^2}\right)_{ij} = \left(\frac{1}{\epsilon_0}\right) \sum_k \gamma_{ijk} E_k \quad (2.2)$$

其中 ϵ_0 为真空介电常数, n_i, n_j ($i, j=1, 2, 3$) 为晶体的主轴折射率, γ_{ijk} 为三阶电光系数张量元, E_k ($k=1, 2, 3$) 为外电场分量。

在电光系数张量中, 元素 γ_{ijk} 的前两个下标是对称的, 即 $\gamma_{ijk} = \gamma_{jik}$, 利用下标简写法 (11—1, 22—2, 33—3, 23(32)—4, 31(13)—5, 12(21)—6,) (2.2) 式可写成如下矩阵形式:

$$\begin{bmatrix} \Delta(1/n^2)_1 \\ \Delta(1/n^2)_2 \\ \Delta(1/n^2)_3 \\ \Delta(1/n^2)_4 \\ \Delta(1/n^2)_5 \\ \Delta(1/n^2)_6 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \gamma_{11} & \gamma_{12} & \gamma_{13} \\ \gamma_{21} & \gamma_{22} & \gamma_{23} \\ \gamma_{31} & \gamma_{32} & \gamma_{33} \\ \gamma_{41} & \gamma_{42} & \gamma_{43} \\ \gamma_{51} & \gamma_{52} & \gamma_{53} \\ \gamma_{61} & \gamma_{62} & \gamma_{63} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{bmatrix} \quad (2.3)$$

由于 LiNbO_3 晶体为具有 $3m$ 对称性的单轴晶体, $n_x = n_y = n_o, n_z = n_e$, 该晶体的电光系数张量为:

$$\begin{bmatrix} 0 & -\gamma_{22} & \gamma_{13} \\ 0 & \gamma_{22} & \gamma_{13} \\ 0 & 0 & \gamma_{33} \\ 0 & \gamma_{51} & 0 \\ \gamma_{51} & 0 & 0 \\ -\gamma_{22} & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (2.4)$$

在晶体的主轴坐标系中, 折射率的椭球方程为:

$$\sum_{i,j} (1/n^2)_{ij} x_i x_j = 1 \quad (2.5)$$

有外电场时, 由于微扰的存在, 上式需改写为:

$$\sum_{i,j} (1/n^2)_{ij} x_i x_j + \sum_{i,j} \Delta(1/n^2)_{ij} x_i x_j = 1 \quad (2.6)$$

上式左边第二项是由外电场 $E(E_x, E_y, E_z)$ 激发的主轴大小、方向变化的附加项。

如果所加电场的方向与晶体的 c 轴平行, 如图2.2所示, $LiNbO_3$ 的 b 轴切割情况, 光波延 a 轴传播, 电场中分量 $E_z \neq 0, E_x = E_y = 0$, 由式 (2.3)、(2.4)、(2.6) 可以得到 $LiNbO_3$ 晶体

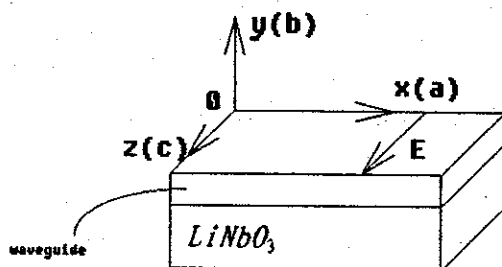


Fig. 2.2

沿 z 轴方向施加电场时的折射率椭球方程为:

$$\left(\frac{1}{n_o^2} + \gamma_{13}E_z\right)(x^2 + y^2) + \left(\frac{1}{n_o^2} + \gamma_{33}E_z\right)z^2 = 1 \quad (2.7)$$

考虑到电光系数 γ 的量级为 10^{-12} m/v, 电场的量级为 10^6 v/m, 所以, $\gamma E \ll 1$, 利用如下二项式定理:

$$(1 \pm x)^n = 1 \pm nx \quad (x \ll 1 \text{ 时})$$

可以导出新的主轴坐标系下的折射率椭球方程:

$$\frac{1}{n_1'^2}(x^2 + y^2) + \frac{1}{n_2'^2}z^2 = 1 \quad (2.8)$$

其中,

$$n_1' = n_o - \frac{1}{2}n_o^3\gamma_{13}E_z = n_o + \Delta n_o \quad (2.9a)$$

$$n_2' = n_o - \frac{1}{2}n_o^3\gamma_{33}E_z = n_o + \Delta n_o \quad (2.9b)$$

式 (2.9a) 表示 a 轴或 b 轴方向的折射率变化, 式 (2.9b) 表示 c 轴方向的折射率的变化。这两个式子是电光调制的基本关系式, 以下电光调制器的讨论中会涉及这两个公式。

2.2 位相调制器

在 $LiNbO_3$ 晶体中, γ_{33} 为电光系数中最大的一个, 当入射光的偏振方向与 E_z 平行时, 则光波通过长度为 L 的晶体时, 就能利用材料的最大电光效应, 那么, 光波的位相延迟为:

$$\Delta\Phi_{\bullet} = \frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta n_o L \quad (2.10)$$

其中, λ_0 为光波在真空中的波长, 由式 (2.9b) 可知:

$$\Delta n_o = -\frac{1}{2} n_o^3 \gamma_{33} E_z \quad (2.11)$$

考虑电极的间隔为 D , 施加的电压为 V , 位相延迟还可以写成⁸:

$$\Delta\Phi_{\bullet} = -\frac{\pi}{\lambda_0} n_o^3 \gamma_{33} \frac{VL}{D} \Gamma \quad (2.12)$$

其中, Γ 为重叠积分, 在实际的器件中, 由于无论是调制场还是光波, 它们的电场分布都是不均匀的, 不可能完全一致, 因此在设计器件时必须考虑这一因素, 我们引入调制场与光波场之间的重叠积分 Γ , 由下式给出⁹:

$$\Gamma = \frac{D \int E_{\bullet}(x, y) |E_o(x, y)|^2 dx dy}{V \int |E_o(x, y)|^2 dx dy} \quad (2.13)$$

其中, $E_{\bullet}(x, y)$ 为调制场的横向分布, $E_o(x, y)$ 为光波电场的横向分布。

若外加电场具有正弦波形式, 即:

$$E_z = E_{\bullet} \sin \omega_{\bullet} t \quad (2.14)$$

那么, 光波在晶体入射面处 ($Z=0$) 的输入场为 $e_{in} = A \cos \omega_0 t$, 在输出面变成:

$$e_{out} = A \cos (\omega_0 t + \delta \sin \omega_{\bullet} t) \quad (2.15)$$

其中, $\delta = \frac{\pi}{\lambda_0} n_o^3 \gamma_{33} E_{\bullet} L$, 称为相位调制率, 即入射光受到调制率为 δ 的相位调制。对上式用第一类贝塞尔函数展开, 可知输出场的能量分布。

根据 $LiNbO_3$ 的切割方向不同, 要利用其最大电光系数, 波导与电极的相对位置会有不同, 所调制的光波亦不同, 图 2.3, 图 2.4 为电光调制器中的两种常用的结构。图 2.3 中,

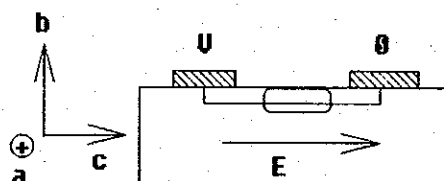


Fig. 2.3

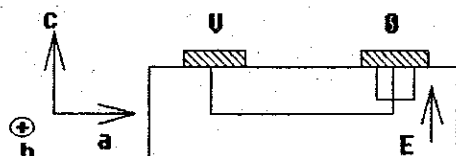


Fig. 2.4

晶体具有a(或b)切割方向, 电场与c轴平行, 是利用横向调制电场, 利用光的TE模能获得最大的电光效应。图2.4中, 晶体具有c切割方向, 电场与c轴平行, 是利用纵向调制电场, 利用TM模能获得最大的电光效应。

本文考虑利用晶体的横向电光调制。

2.3 马赫—泽德干涉型强度调制器¹⁰

光波导Mach—Zehnder 干涉型强度调制器, 如图2.5所示,

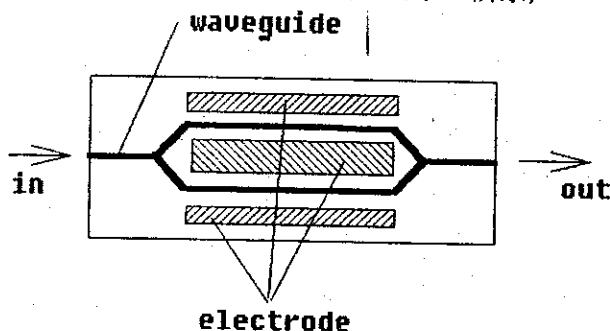


Fig. 2.5

这种结构的调制器是基于位相调制器。一般使Y分支为3db耦合器, 在第一个Y分支处, 入射光被等量分束进入干涉仪的两臂, 对于理想情况, 若不施加外电场, 两束光波到达第二个Y分支处的相对位相延迟为零, 干涉复合后形成基模并从波导输出。当外加电场使得两束光波在到达第二个分支时产生了 π rad的相对位相差, 复合后形成高阶模, 因为输出波导是单模波导, 高阶模将通过衬底辐射而损耗。通过施加外电场调制器因而获得了开关功能。

对于图2.5所示的器件, 根据式2.12 光波通过两干涉臂后产生的相对位相延迟为:

$$\Delta\Phi_s = -\frac{2\pi}{\lambda_o} n_o^3 \gamma_{33} E_z L = -\frac{2\pi}{\lambda_o} n_o^3 \gamma_{33} \frac{VL}{D} \Gamma \quad (2.16)$$

输出光强随 $\Delta\Phi_s$ 的变化为:

$$I_{out} = \frac{1}{2} I_{in} (1 - \cos \Delta\Phi_s) = I_{in} \cos^2 \left(\frac{\Delta\Phi_s}{2} \right) \quad (2.17)$$

定义 $\Delta\Phi_s = \pi$ 时的调制电压为调制器的半波电压 V_{π} 。

2.4节 集总型调制器和行波型调制器¹¹ 电光调制器若使用不同的调制电极, 将导致完全不同的调制特性, 器件的带宽和驱动功率会有很大的差别。根据电极结构的不同, 一般将调制器分为集总型(Lumped type)和行波型(Traveling type)两大类型。图2.6和图2.7分别是集总型电极和行波型电极

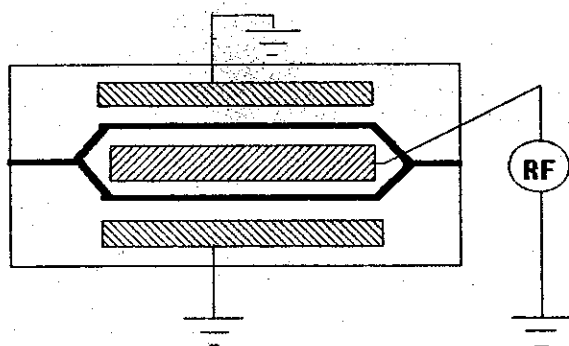


Fig. 2.6

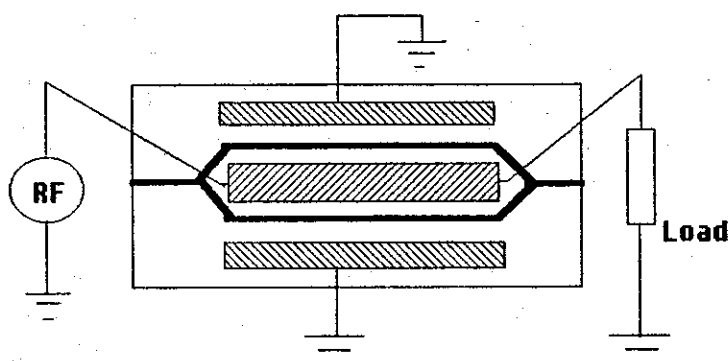


Fig. 2.7

图 2.6, 集总型调制器的驱动电源 RF 通过并行的负载对器件施加外电场, 如果忽略了光波通过调制器的渡越时间, 电极电容的充放电效应影响器件的带宽, 可把调制器看作具有集总参数元件, 这样器件的3-db带宽为:

$$(\Delta f_{3db})_{ct} = \frac{1}{2\pi R_L C} \quad (2.18)$$

如果渡越时间与调制信号的周期具有相同的量级, 渡越时间将影响器件的调制度, 由有限渡越时间效应获得器件的3db带宽为:

$$(\Delta f_{3db})_{tt} = \frac{1.4c}{\pi n_s L} \quad (2.19)$$

由于渡越时间的限制, 集总型调制器的最高调制频率为:

$$f_{sm} = \frac{c}{4n_s L} \quad (2.20)$$

其中, R_L 为负载匹配电阻, L 为调制长度, c 为真空中的光速, C 为调制器的极间电容。

图2.7, 行波型调制器的调制电极被设计成微波传输线路, 调制波或微波沿着传输线与波导中的光波同向传播, 尽量使二者的相位匹配, 这样可增加带宽和调制频率。从理论上分析, 若微波光波完全满足位相匹配条件, 则调制带宽可以无限大。行波调制器的3-db带宽为:

$$\Delta f_{3db}(TW) = \frac{1.4c}{\pi|n_{\mu} - n_s|L} \quad (2.21)$$

最大可用的调制频率为:

$$f_{sm}(TW) = \frac{c}{2L(n_s - n_{\mu})} \quad (2.22)$$

其中 n_{μ} 为微波折射率, n_s 为光波的折射率, c 为真空中的光速, L 为调制电极的长度。

第三章 光束传输法 (BPM) 简介

分析光波导特性的方法有很多, 如: 有效折射率法、有限元法、耦合模理论、及光线追迹法和WKB法等, 这些方法各有其优点和局限性。有效折射率法比较简单, 但不能精确分析接近截止的模式; 有限元法可分析任意折射率分布和多个波导结构组合的情形, 且适用于各向异向介质, 但很复杂; 耦合模理论可精确分析模耦合情况, 但无法考虑传播中模的畸变; 光线追迹法可分析多模波导结构, 但对于单模和少模结构不太适用; WKB法可求出模式本征值, 但无法确定本征函数。

由M. D Feit 等人提出的计算波导中光场传输的方法BPM法 (beam propagation method) 即光束传输法, 目前比较广泛应用。BPM法可用来分析光场在微小折射率变化的介质中的传播特性, 具有形象直观的模场分布情况。BPM法的优点在于能分析任意折射率分布的波导结构, 并能同时考虑导模和辐射模, 其缺点是忽略了反射波的影响, 而反射波在集成光学波导结构中, 特别对于 $Ti:LiNbO_3$ 波导结构是完全可用忽略的。

3.1 BPM的理论模型介绍¹²

3.1.1 BPM原理简述

BPM法是基于标量的Helmholtz方程。单色光在波导中传播可用标量的Helmholtz方程来描述:

$$\frac{\partial^2 E}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 E}{\partial z^2} + \frac{\omega^2}{c^2} n^2(\omega, x, y) E = 0 \quad (3.1)$$

其中 $E(\omega, x, y, z)$ 为光波场的横向分量, ω 是光波的圆频率, 我们假定折射率只依赖横向坐标 x, y , 光波场沿 z 轴传播。

如果在 $z = 0$ 处电场强度为 $E(x, y, 0)$, 则方程(3.1)可解出 $z = \Delta z$ 处的电场为:

$$E(x, y, \Delta z) = \exp[\pm i \Delta z (\nabla_1^2 + \frac{\omega^2}{c^2} n^2)^{1/2}] E(x, y, 0) \quad (3.2)$$

其中 $\nabla_1^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$, 上式中的平方根可写成:

$$(\nabla_1^2 + \frac{\omega^2}{c^2} n^2)^{1/2} = \frac{\nabla_1^2}{(\nabla_1^2 + \frac{\omega^2}{c^2} n^2)^{1/2} + \frac{\omega}{c} n} + \frac{\omega}{c} n \quad (3.3)$$

如果上式右边第一项中的 n 用波导衬底材料折射率 n_s 代替, 那么:

$$(\nabla_1^2 + \frac{\omega^2}{c^2} n^2)^{1/2} \approx \frac{\nabla_1^2}{(\nabla_1^2 + k^2)^{1/2} + k} + k + k[(n/n_s) - 1] \quad (3.4)$$

其中

$$k = k_0 n_s = \frac{\omega}{c} n_s \quad (3.5)$$

在波导或光纤中, $n(x, y)$ 只是微小的变化, 因此上式的近似对光波导和光纤是适用的.

考虑单色波沿 z 方向传播 E 的解, 如果 $E(\omega, x, y, z)$ 对时间的依赖关系是 $\exp(i\omega t)$, 那么 E 能被表达成为:

$$E(x, y, z) = \varepsilon(x, y, z) \exp(-ikz) \quad (3.6)$$

代入(3.2)式并且取负号得到:

$$\varepsilon(x, y, \Delta z) = \exp\left\{-i\Delta z \left[\frac{\nabla_1^2}{(\nabla_1^2 + k^2)^{1/2} + k} + \eta(x, y)\right]\right\} \varepsilon(x, y, 0) \quad (3.7)$$

其中

$$\eta = k[(n/n_s) - 1] = k_0(n - n_s) \quad (3.8)$$

近似到 Δz 的二次项, 上式可被写成对称分离算符的形式:

$$\begin{aligned} \varepsilon(x, y, \Delta z) = & \exp\left\{\frac{-i\Delta z}{2} \left[\frac{\nabla_1^2}{(\nabla_1^2 + k^2)^{1/2} + k}\right]\right\} \exp(-i\Delta z \eta) \\ & \exp\left\{\frac{-i\Delta z}{2} \left[\frac{\nabla_1^2}{(\nabla_1^2 + k^2)^{1/2} + k}\right]\right\} \varepsilon(x, y, 0) + O(\Delta z)^2 \end{aligned} \quad (3.9)$$

其中的误差起源于 ∇_1^2 和 $\eta(x, y)$ 的非对易, 上式适合于数值运算. 由于(3.9)式中的算符是么正算符, 因此解一定是稳定的.

下面的作用算符:

$$\exp\left\{-i\Delta z \left[\frac{\nabla_1^2}{(\nabla_1^2 + k^2)^{1/2} + k}\right]\right\} \varepsilon(x, y, 0)$$

的结果, 实际上相当于已知初始条件 $E(x, y, 0)$ 的Helmholtz方程的解:

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} + k^2\right)E = 0 \quad (3.10)$$

由前面的推导可知, 如果已知光波在某一位置的场分布 $E(x, y, 0)$, 通过 (3.9) 式可以得到在任一位置的场分布. 只要对 (3.9) 式重复求解可以. 通俗地讲, 重复求解 (3.9) 式实际上相当于处理光波通过如图 3.1 所示的周期性放置的薄透镜系统:

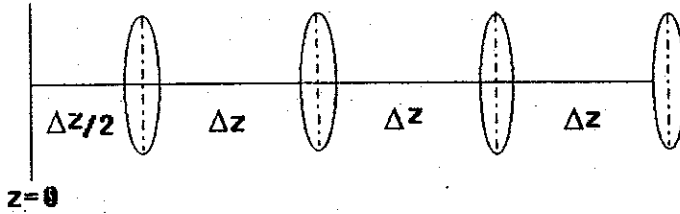


Fig. 3.1

第一个薄透镜位于 $z = \Delta z / 2$ 处, 其余薄透镜互相之间的间隔为 Δz , 每个透镜引起的位相变化为:

$$\Phi(x, y) = \Delta z \eta(x, y)$$

透镜之间均匀介质的光场传播由式 (3.10) 决定.

如果 $\nabla_{\perp}^2$ 和 k^2 相比可忽略掉, 可以得到菲涅尔近似, 也叫近轴近似, 这种近似对于小角度发散的光束是非常有效的.

3.1.2 离散付里叶变换的处理

对于式 (3.9) 问题的解决, 可以采取差分法处理, 也可以采用付里叶变换进行处理. 我们采用付里叶变换法, 业已证明是非常有效的.

(3.9) 式可以用有限项的二维付里叶级数精确的表示:

$$\varepsilon(x, y, z) = \sum_{m=-N/2+1}^{N/2} \sum_{n=-N/2+1}^{N/2} \varepsilon_{mn}(z) \exp\left[\frac{2\pi i}{L}(mx + ny)\right] \quad (3.11)$$

其中 L 是付里叶计算窗口的宽度. 按照 (3.10) 式, 可以得到 $\varepsilon_{mn}(0)$ 在折射率为 n_s 均匀介质中传播 Δz 的距离后, 可表示成:

$$\varepsilon_{mn}(\Delta z) = \varepsilon_{mn}(0) \exp\left[i\Delta z \left[\frac{k_x^2 + k_y^2}{(-k_x^2 - k_y^2 + k^2)^{1/2}} + k \right]\right] \quad (3.12)$$

其中 k_x, k_y 是横向波数:

$$k_x = \frac{2\pi m}{L}, k_y = \frac{2\pi n}{L} \quad (3.13)$$

因此, 只要初始光场在付立叶的计算窗口边缘处趋于零, 或者说它的频谱范围有限, 方程 3.11 和 3.12 就能给出方程 3.10 的精确解. 经过透镜以后还要增加一个相位因子:

$$\varepsilon'(x, y) = \exp[-i\Delta z \eta(x, y)] \varepsilon(x, y, \Delta z) \quad (3.14)$$

只要 ε' 的频谱范围保持有限, 付立叶系数可由取样点:

$$\varepsilon'(j, l) = \varepsilon'(j\Delta x, l\Delta y) \quad (3.15)$$

求出, $j\Delta x, l\Delta y$ 是取样格点。付立叶系数 ε'_{mn} 和离散付立叶变换 (DFT) 有一一对应关系:

$$\varepsilon'_{mn} = \sum_{j=0}^{N-1} \sum_{l=0}^{N-1} \varepsilon'(j, l) \exp[-2\pi i \frac{(mj + nl)}{N}] \quad (3.16)$$

上式可用快速付立叶变换 (FFT) 求解。

3.2 用BPM分析波导特性的规则¹³

3.2.1 用BPM分析波导的步骤

如图3.2 所示,

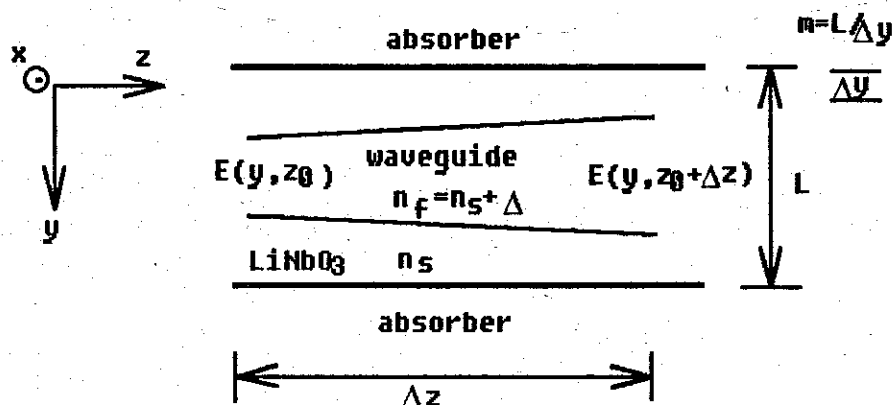


Fig. 3.2

认为波导在x方向是均匀的, 波导的折射率增量 Δ 只和y, z有关。BPM中的付立叶变换只用一维。对于给出在 $z = z_0$ 处的光波场 $E(y, z_0)$ 的情况下, 根据下面的步骤, 可求出在 $z = z_0 + \Delta z$ 处的光波场:

一) 对 $z = z_0$ 处的光波场 $E(y, z_0)$, 进行付立叶变换:

$$\tilde{E}(k_y, z_0) = FFT\{E(y, z_0)\} \quad (3.17)$$

其中 $\tilde{E}(k_y, z_0)$ 是在 $z = z_0$ 的光波场付立叶变换后的频谱。

二) 对第一步得到的频谱, 乘上一个均匀介质中的传播因子, 再进行付立叶逆变换:

$$IFFT\{\tilde{E}(k_y, z_0) \exp(-ik_z \Delta z)\} \quad (3.18)$$

其中

$$k_z = \sqrt{k_0^2 n_s^2 - k_y^2} \quad (3.19)$$

三) 对上一步的付立叶逆变换的结果, 乘上波导折射率的增量所产生的位相因子的增量:

$$IFFT[\tilde{E}(k_y, z_0) \exp(-ik_z \Delta z)] \exp[-i\Delta z \bar{\eta}(y, z)] \quad (3.20)$$

其中,

$$\bar{\eta}(y, z) = \frac{1}{\Delta z} \int_{z_0}^{z_0 + \Delta z} \eta(y, z) dz \quad (3.21)$$

$E(y, z_0)$ 经付立叶变换后分解为一系列平面波, 这些平面波在均匀介质 n_s 中传播 Δz 距离后引起位相修正 $\Delta z \bar{\eta}$, 这个过程必须满足弱导条件近似:

$$\frac{|\Delta|}{n_s} \ll 1 \quad (3.22)$$

和近轴近似条件:

$$\frac{k_y}{k_z} \ll 1 \quad (3.23)$$

3.2.2 离散点的取值

由于用计算机进行模拟, 必须抽样取离散值才可以进行.

一) 确定抽样间隔 Δx 和 Δy 的值

平面波的传播方向可由横向波矢表示为:

$$\theta = \arcsin(k_y/k)$$

我们从光线理论可求出:

$$\theta_{\text{max}} \approx \sqrt{2} \sqrt{\frac{n_f - n_s}{n_f}} \ll 1$$

因此最大物理波数是:

$$k_y = k \sin \theta_{\text{max}}$$

另一方面, 由FFT格点数 N 所最大波数是:

$$k_y^{\text{FFT}} = \frac{\pi N}{L}$$

按照抽样定理:

$$k_y^{\text{FFT}} > k_y$$

因此得到:

$$\frac{\pi N}{L} = \frac{\pi}{\Delta y} > k \sin \theta_{\max} \approx k \sqrt{2} \sqrt{\frac{n_f - n_s}{n_f}} \quad (3.24)$$

对于 $LiNbO_3$ 材料为衬底的波导来说, 最大的折射率变化 $\Delta < 0.01$ 而衬底折射率约为 $n_s = 2.2$, 因此对于波长为 $\lambda_0 = 1.3 \mu m$ 光波, 可得:

$$\Delta y < 3 \mu m$$

二) 确定传播步长 Δz 的取值¹⁴

要求波导折射率的增量 Δ 引起的相位修正在纵向格点之间不能大于 $\pi/2$, 即:

$$\frac{k}{2} \Delta z \left(\frac{n_f}{n_s} - 1 \right) < \frac{\pi}{2} \quad (3.25)$$

对于 $Ti:LiNbO_3$ 波导可得:

$$\Delta z < 180 \mu m$$

为提高精确度, 在计算时取 $5 \mu m$, 模拟证明, Δz 大于 $50 \mu m$ 时, 光场传播已崩溃。

3.2.3 吸收体的设置

BPM的重要应用就是光损耗的计算, 但由于通过FFT后不会引起能量的损耗, 也就是传播过程中的能量是守恒的。传播到付立叶计算窗口边缘的光波电场不能辐射出去, 从而在以后的计算中引起高频不稳定。这种情况和光波在波导传播的实际物理过程不一致。为了避免这种情况发生, 必须把付立叶计算窗口处的光波电场能量吸收掉, 才可以符合实际的传播过程。

通过以下几种方法可以吸收:

- 一) 把最初几个格点和最后几个格点处的光波电场设为零;
- 二) 在最初几个格点和最后几个格点上放置虚折射率介质;
- 三) 设置吸收体在窗口边缘处慢慢吸收辐射场的方法;

我们通常采用第三种方法, 吸收体按下列规则设置¹⁵:

$$absorb(y) = \begin{cases} 1 & |y| \leq y_a \\ \frac{1}{2} [1 + \cos^2[\pi(y - y_b)/(y_a - y_b)]] & y_a \leq |y| \leq y_b \\ 0 & |y| \geq y_b \end{cases} \quad (3.26)$$

如图3.3 显示了吸收体的情况。吸收系数 γ 可取1--10之间的任意奇数值都可获得较满意的效果。 y_b 和 y_a 的差值为吸收体的宽度。

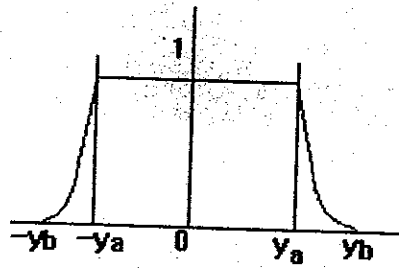


Fig. 3.3

3.3 本文运用BPM的选择

本文将讨论的M-Z调制器是以 $Ti:LiNbO_3$ 为波导结构的, 且运行低阶模, 满足(3.22)、(3.23)式的弱导近似和近轴近似, 可以运用BPM进行模拟。由于考虑x方向的折射率为均匀, 用一维FFT, 如图3.4所示, 选择计算窗口 $L = 63\mu m$, $N = 64$ 个点, 横向格点间隔 $\Delta y = 1\mu m$, 纵向传播步长 $\Delta z = 5\mu m$, 吸收体按(3.26)式计算, 吸收系数 $\gamma = 1$, 吸收宽度为 $3\mu m$ 。

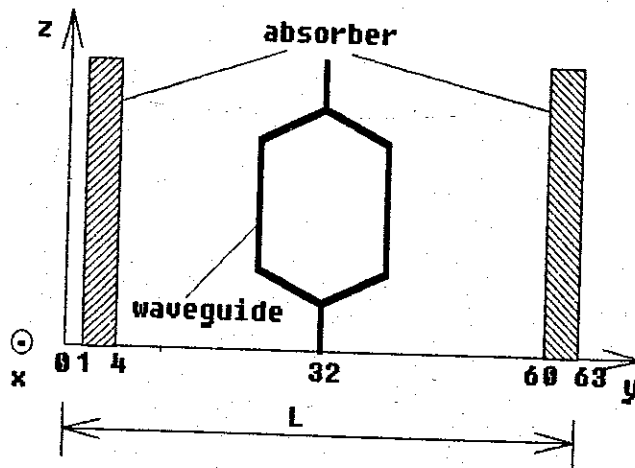


Fig. 3.4

在式(3.13)即 $k_y = \frac{2\pi n}{L}$ 中 n 的取值要求: 在 $y < 32$ 时, 取 $0 \sim 31$; 在 $y > 32$ 时, 取 $-31 \sim 0$ 。

在传播步长取 $\Delta z = 5\mu m$ 的情况下, 式(3.21)中的 $\bar{\eta}(y, z)$ 可用 $\eta(y, z)$ 代替。

在上述条件下, 用BPM模拟M-Z调制器的具体步骤按式(3.17), (3.18), (3.19), (3.20)进行。所输入的本征模场在下章讨论。

第四章 M-Z 型电光波导调制器波导结构的设计

本章运用BPM(光束传输方法)模拟 M-Z 型电光调制器的运行, 试图得到一个合理的波导结构参数。

4.1 渐变折射率分布的条形单模波导的选用

4.1.1 选用单模波导¹⁶

对波导设计者感兴趣的是单模传输问题, 用多模介质波导构成的光波导器件, 在波导内部因微扰而引起的模间耦合将导致器件的性能恶化, 波导的传输损耗将会增大, 因此, 选用单模波导。

4.1.2 选用条形波导¹⁷

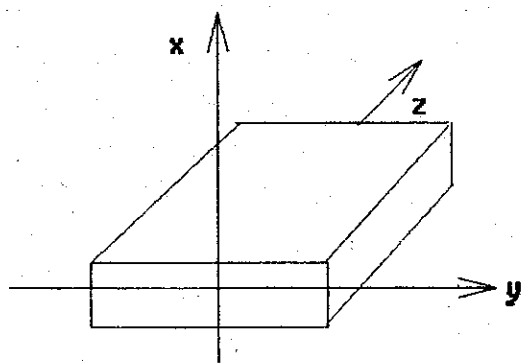


Fig. 4.1

平面介质在垂直薄膜表面的方向, 即 x 方向对光进行限制, 而在薄膜平面, 即 $y-z$

平面内, 对光并没有施加任何限制, 条形介质波导(或称‘三维波导’)能够提供这一附加限制。在调制器这种有源集成光学器件中, 希望降低它们的激励电压和激励功率, 而上述限制便有助于实现这一愿望。在实际的光路系统中, 经常使用的是能在横截面的二维方向上限制光场能量的条形介质波导。条形介质波导之所以引人注目, 不仅在于尺寸小, 结构简单和易构成稳定可靠的光路系统, 而且还可以选择足够小的相对折射率差 Δ , 以使该波导成为单模波导, 而波导的横向尺寸仍可以大大超过自由空间的光波长。这样在制作工艺上就降低了对公差的要求。

4.1.3 选用渐变折射率分布的波导

阶跃形折射率分布的波导, 光束在分界面上反复的作内部全反射而传播, 随着分界面不规则程度的增加, 光线在界面上每次反射都将引起散射, 从而使波导的传输损耗急剧增加, 这是阶跃形折射率分布波导的缺陷所在, 它严格限制了低损耗波导的制作工差. 为了改善传输损耗, 一个自然的想法是使这种阶跃形折射率分布波导改为折射率渐变分布波导, 在这种渐变波导中, 传播的光线不再是锯齿形的, 而将变为连续的‘弧形光线’, 从而避免了因界面不规则引起的散射损耗.

4.1.4 具体选用¹⁸

本文选用在Y方向是‘ $1/\cosh^2$ ’型折射率分布, 在X方向折射率分布均匀的渐变折射率

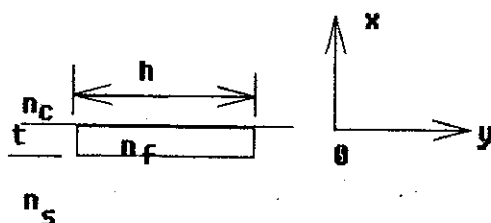


Fig. 4.2

分布的波导, 这种折射率分布与 $LiNbO_3$ 扩 Ti 波导的折射率分布比较相近, 且可知模的解. 如图fig. 4.2 所示, X方向对光束的约束靠非对称平板波导的 $n_f > n_s > n_c$, 选择合适的厚度, 使之在X方向的光波为单模情况. 为简便而又不失一般性, 主要考虑在Y方向的折射率渐变分布及波导宽度对波导的单模性的影响, 这影响到M-Z电光调制器的功率损耗. 所以, 假定认为在X方向波导的折射率分布是均匀的, 而Y方向的折射率分布函数为:

$$n_f^2(y) = n_s^2 + 2n_s\Delta \cosh^{-2}(2y/h) \quad (4.1)$$

n_s 是衬底折射率, h 是条波导宽度. 它的基模解为

$$\Phi = \cosh^{-Q}(2y/h) \quad (4.2)$$

其中 $Q = 1/2[(1+V^2)^{1/2} - 1]$, $V = k_0 h (2n_s\Delta)^{1/2}$, $k_0 = 2\pi/\lambda_0$ 为真空中光波的波矢. 光纤通讯中的光波波长 λ_0 常选为 1.3 μm 或 1.5 μm , 本文中选用 $\lambda_0 = 1.3 \mu m$ 进行模拟研究. 选用折射率 $n_s = 2.1512$ 的 $LiNbO_3$ 材料为衬底, 波导折射率峰值偏离衬底折射率的微小变化 $\Delta = 0.0035$. 波导宽度 h 取数微米的数量级, h 取 4 μm 至 12 μm 的范围进行研究.

取式 (4.1) 的折射率分布, 则通过波动方程

$$d^2\Phi/dy^2 = (\beta^2 - n_s^2 k_0^2)\Phi \quad (4.3)$$

的解可以给出此波导所能承载波导导模的最大模数 S 的粗略表达式

$$S = 1/2[(1+V^2)^{1/2} - 1] \quad (4.4)$$

通过上式计算出对应不同的波导宽度有不同的 S 值:

$h=4.0$ (μm) 时, $S<1$, 但此波导属对称波导, 基模不截止.

$h=5.0, 6.0, 7.0$ (μm) 时, $S < 2$, 属单模波导.

$h=8.0, 9.0$ (μm) 时, 波导处于基模与一阶模的过渡状态.

$h=10.0, 11.0, 12.0$ (μm) 时, 波导属多模波导.

4.1.5 M-Z 电光调制器的波导结构¹⁹

如图4.3所示, 取初值 $L1=2500.0 \mu\text{m}$, $L3=11000.0 \mu\text{m}$, $L5=5500.0 \mu\text{m}$, $L2=L3$.

用 BPM 方法分析波导折射率分布如 (4.1) 式的情况, 波导宽度取 $4.0 \mu\text{m}$ 至 $12.0 \mu\text{m}$, 输入 (4.2) 式的本征基模, 可以得到光波在 M-Z 电光调制器中的模场传输情况, 如图4.4所示.

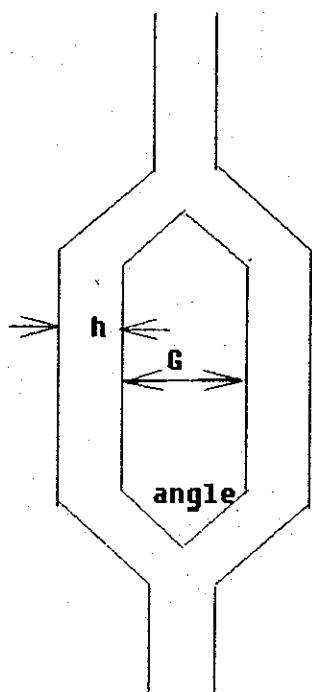


Fig. 4.3

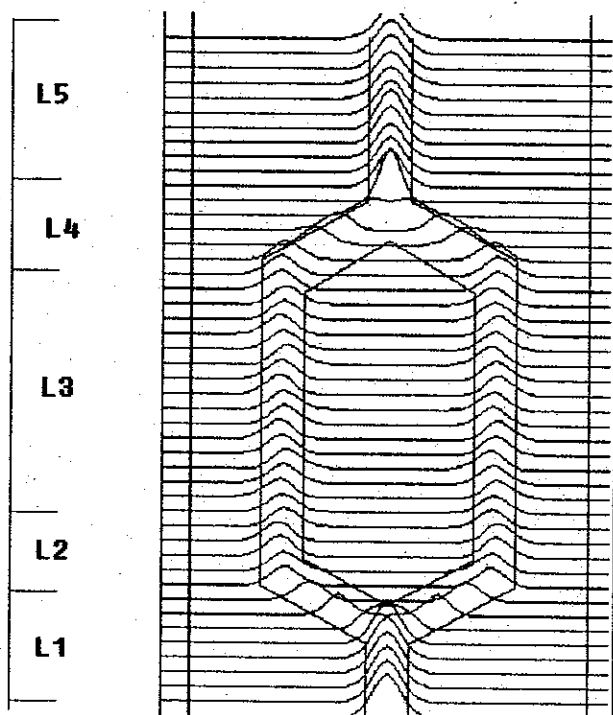


Fig. 4.4

4.2 用BPM法模拟无电压调制时的光波传播特性

4.2.1 波导宽度 h 的设计

对于如图 4.3 中形式的波导结构 取 $L_2 = L_4 = 2000.0\mu\text{m}$, 那么 Y 分支的张角 $\text{angle} = 0.95^\circ$, 波导宽度分别取:

$h = 4.0\mu\text{m}, 5.0\mu\text{m}, 6.0\mu\text{m}, 7.0\mu\text{m}, 8.0\mu\text{m}, 9.0\mu\text{m}, 10.0\mu\text{m}, 11.0\mu\text{m}, 12.0\mu\text{m}$ 的情况下, 模拟光波的传播状况。随着传播距离的变化, 传播功率的变化大不一样, 图 4.5 所示的是不同波导宽度的功率变化曲线图。由图可以看出, 不同的波导宽度有不同的功率传播曲线, 但在 L_1 段, 功率保持稳定, 这是由于在 L_1 段是直的单模波导, 输入的又是各自的本征基模。进入第一个 Y 分支以后, 不同波导宽度的功率传播曲线变化较大, 随着波导宽度 h 的增大, 功率曲线逐渐变得平直, 传输损耗逐渐降低, 在 $h = 9.0\mu\text{m}$ 时, 总的传输损耗只有 0.13db , 当波导宽度为 $11.0\mu\text{m}, 12.0\mu\text{m}$ 时, 损耗又增大, $h = 12.0\mu\text{m}$ 时, 损耗达 0.8db , 根据 2.1.4 的分析, 此时波导已是多模波导, 模间耦合比较严重, 耦合损耗增大, 且在 Y 分支处, 多模情况传输损耗倍增。

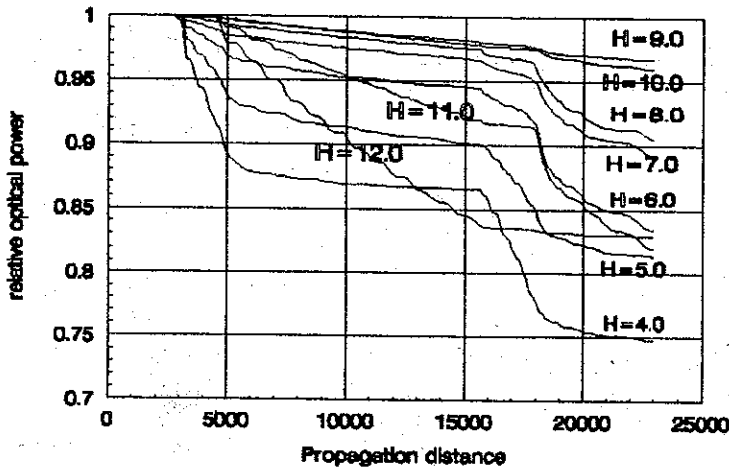


Fig. 4.5

可以看到, 波导宽度 $h = 9.0\mu\text{m}$ 时, 传输损耗最小, 前面 4.1.4 的分析指出, $h = 9.0\mu\text{m}$ 时, 波导已经接近一阶模, 传输损耗不应最小。我们考虑 M-Z 型电光调制器的波导结构不是简单的直波导的组合, 而应是一个良好的多模干涉结构, 需要考虑到更深层次的光波运行机制, 运用 BPM 法进行模拟, $h = 9.0\mu\text{m}$ 的波导宽度具有良好的模场传播和极小的传输损耗, 图 4.6 是其模场传播图。

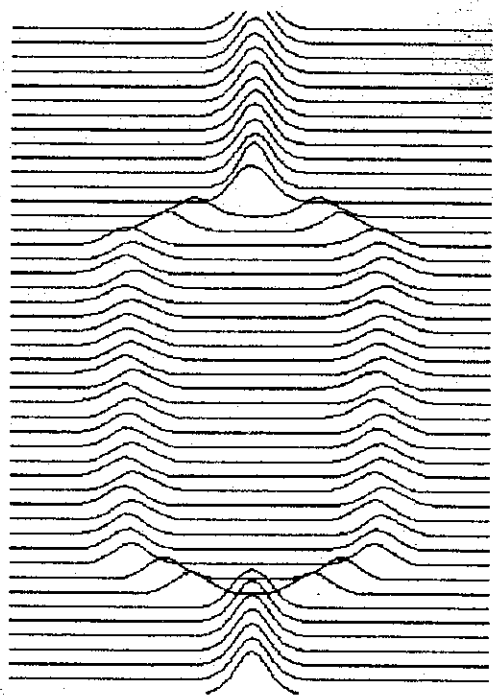


Fig. 4.6

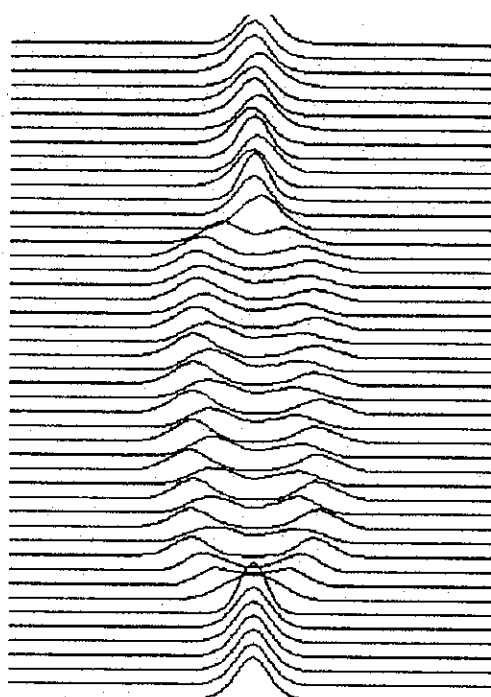


Fig. 4.7

由上图可以看到, 光波在波导宽度 $h=9\mu\text{m}$ 的波导中传播保持了良好的单模性。本文以后取波导宽度 $h=9.0\text{ }\mu\text{m}$ 进行模拟。

4.2.2 波导间距 G 的设计

如图 4.3 的波导结构, 取 $L1=2500.0\mu\text{m}$, $L2=L4=2000.0\mu\text{m}$, $L3=11000.0\mu\text{m}$, $h=9.0\mu\text{m}$, 波导间距之间不加缓冲层, 取波导间距 G 分别为 $4.0\mu\text{m}$, $6.0\mu\text{m}$, $7.0\mu\text{m}$, $8.0\mu\text{m}$, $10.0\mu\text{m}$, $12.0\mu\text{m}$, $24.0\mu\text{m}$, $30.0\mu\text{m}$, 进行计算和模拟。传输损耗基本都在 0.3 dB 以下, 但当 $G<7.0\mu\text{m}$ 时, 两个干涉臂之间的光波耦合得比较严重, 影响到 M-Z 型电光调制器的调制效果。图 4.7 是 $G=6.0\mu\text{m}$ 时的光波模场传播图。

我们认为波导间距 G 一般取 $G>10.0\mu\text{m}$ 基本可以不考虑耦合现象。通常还要考虑到 M-Z 电光波导调制器的两干涉臂之间要放置电极, G 太小就难以放置; 同时, 要保持一定的 Y 分支角度 angle , 间距 G 取得太大, 器件的总长度就要增加, 随之就增大了损耗。

本文以后将取 $G=24.0\mu\text{m}$ 进行模拟。

4.2.3 Y 分支张角 angle 的选取

如图 4.3 的波导结构, 取 $L1=2500.0\mu\text{m}$, $L3=11000.0\mu\text{m}$, $L5=5500.0\mu\text{m}$, $h=9.0\mu\text{m}$, $G=24.0\mu\text{m}$, 分别在 Y 分支角 angle 取

0.6deg, 0.8deg, 1.0deg, 1.2deg, 1.5deg, 2.0deg, 2.5deg, 3.0deg, 3.5deg 的情况下模拟计算光场传播和传输损耗。图4.8 是不同 angle 的情况下，功率曲线的比较。

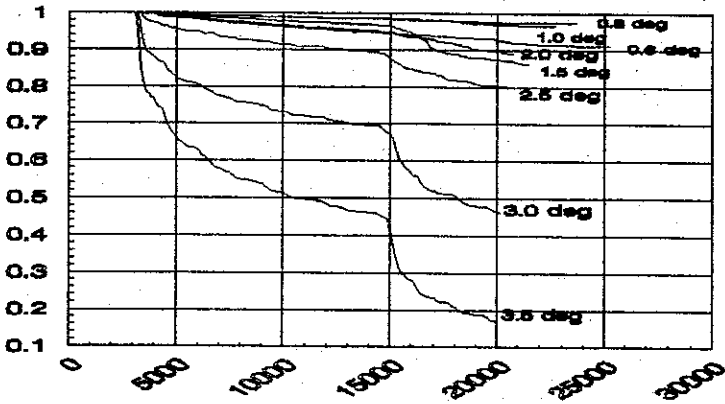


Fig. 4.8

由上图可以看出，在 $\text{angle} < 1.0 \text{ deg}$ 时，功率曲线比较平直，传输损耗较小，基本在 0.5 db 以下；在 $\text{angle} > 1.0 \text{ deg}$ 时，传输损耗急剧增加，在 $\text{angle} = 3.5 \text{ deg}$ 时，传输损耗达 7.73 db，这是由于随着 Y 分支张角的增大，光波在 Y 分支处产生强烈的辐射模，大大降低了功率。由图 4.9 可以看到分支角 angle 为 3.5 deg 时，光波向衬底的辐射情况。

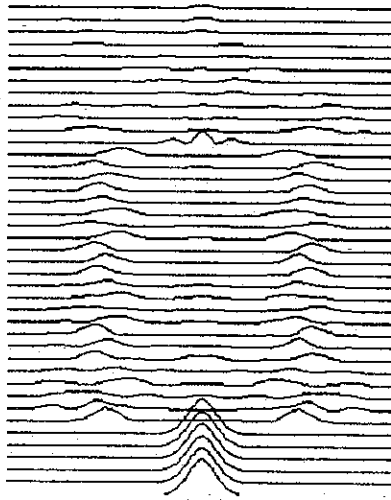


Fig. 4.9

所以，一般选取 Y 分支角 $\text{angle} < 1.0 \text{ deg}$ 。

4.3 小结

通过以上对 M-Z 电光调制器无外电压调制情况下模拟和分析, 认为 $h=9.0\mu\text{m}$, $L_1=25000.0\mu\text{m}$, $L_2=L_4=2000.0\mu\text{m}$, $L_3=15000.0\mu\text{m}$, $L_5=5500.0\mu\text{m}$, $G=24.0\mu\text{m}$, Y 分支张角 $\text{angle}=0.95\text{ deg}$, 是非常合理的波导结构参数, 可以得到较好的模场传播和较小的传输损耗.

第五章 外电场调制的研究

通过上一章的讨论,选取了合适的波导宽度,波导间距,和分支角度等波导结构参数作为本文研究的M-Z电光调制器的波导结构。再此基础上,本章将讨论外电场调制方面的情况。

5.1 电场调制与BPM法

前面已介绍过,M-Z电光调制器通常采用CPW电极和ASL电极,利用横向电场调制和纵向电场调制。本文模拟外电场调制情况选用CPW电极,利用横向电场调制。图5.1是CPW电极和波导的相对结构位置横向截面图,晶体的c轴方向、模拟计算的坐标轴X轴,Y轴,Z轴均如图所示,中间电极接调制电压V,两边电极分别接地,波导如图5.1放置,利用横向电场进行调制。

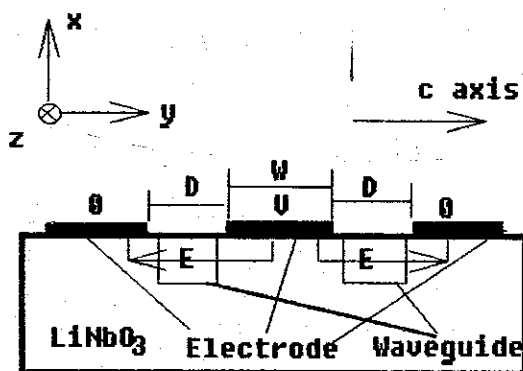


Fig. 5.1

前面已取波导宽度 $h=9.0\mu\text{m}$, 进行横向调制, 电极间距 D 须大于 h 。由式(2.12)可得, 光波通过两干涉臂后产生的相对位相延迟为

$$\Delta\Phi_s = -\frac{2\pi}{\lambda_0} n_o^3 \gamma_{33} E L \quad (5.1)$$

其中 $n_o = 2.1512$, $\lambda_0 = 1.3\mu\text{m}$, $\gamma_{33} = 30.8 \times 10^{-12} \text{ m/V}$, L 为调制电极长度, 即调制长度。

考虑图中电极为表面电极, 波导层厚度很小, 那么当调制电压 V 施加在电极时, 波导内的横向调制电场可以由(5.1)式近似计算:

$$E = V/D \quad (5.2)$$

在实际器件中, 无论是调制波还是光波, 它们的电场分布都是不均匀的。因此在设计器件时, 必须考虑这一因素并进行修正。引入光波场与外电场之间的重叠积分(Overlap Integral), 表达式即(2.13)式, 就是一个十分简洁的修正方法。

$$\Gamma = \frac{D \int E_s(x, y) |E_o(x, y)|^2 dx dy}{V \int |E_o(x, y)|^2 dx dy} \quad (5.3)$$

那么, (5.1) 式所表示的相对相位延迟可以写成

$$\Delta\Phi_s = -\frac{2\pi}{\lambda_0} n_o^3 \gamma_{33} \frac{VL}{D} \Gamma \quad (5.4)$$

本文取 $\Gamma = 0.5$ 进行分析。

M-Z 电光调制器的调制机理是, 外电场产生折射率的改变 Δn , Δn 使光波场产生位相变化, 会使两束光有一定的相对位相延迟, 这样光束重新合成就可能使输出波导中心的光场为零, 相当于一阶模, 因而通过电压的调制作用就可以使从一个输出态变换到一个非输出态。

在 BPM 法中, 电场的调制作用体现在式 (3.14) 中, 即下式:

$$\varepsilon'(x, y) = \exp(-i\Delta z \eta(x, y)) \varepsilon(x, y) \quad (5.5)$$

其中 $\eta(x, y) = k_0(\Delta + \Delta n)$, 电场使 Δn 发生变化, Δn 使上式的位相因子产生变化, 这样, 随着传播距离的增大, 电场使总的位相变化的结果就最终体现出来, 那就是使输出光强随之变化。

5.2 集总型低频调制

在用 BPM 法模拟 M-Z 电光调制器的电场调制, 集总型低频调制是最简单的调制。当光波通过调制区的渡越时间 τ_d 可以忽略时, 调制场是时间的慢变函数, 即是低频调制。渡越时间 $\tau_d = Ln_f/c$, L 是调制区长度, $L=10^{-2}$ m, c 是光波在真空中的速度, 渡越时间 τ_d 一般约 10^{-10} 秒, 调制场的变化周期至少应是渡越时间 τ_d 的 10 倍以上, 那么调制频率要在 1.0 GHz 以下, 才能忽略渡越时间, 称的上是集总型的低频调制。那么光波通过调制区时, 认为调制电场基本不作变化, 按照 5.1 节介绍的原理, 给定一个电场, 就有一个确定的折射率的变化 Δn , 这个 Δn 在光波通过调制区内都认为是恒定值, 利用式 (5.5) 就可以在 BPM 法中模拟集总型的低频调制。

输出功率的计算要利用下式²⁰:

$$P_{out} = \left| \int_{-\infty}^{+\infty} E(y, z) E_{in}(y, 0) dy \right|^2 \quad (5.6)$$

其中 $E(y, z)$ 是输出端的场分布, $E_{in}(y, 0)$ 是输出端的基模场分布。这是由于经过调制, 在经过第二个 Y 分支进入 L5 波导区后, 高阶模被强烈的激发, 因此 P_{out} 就是计算输出端在基模中的功率。

用BPM进行电场调制的实质就是通过施加外电场,产生折射率的变化 Δn , Δn 又通过式(5.5)在传播步长 Δz 的距离内产生一个位相变化。改变 Δn 使之从零值逐渐增大,就可以模拟调制光强的变化。

先取调制长度 $L = 10.0\text{mm}$ 进行模拟,可以得到图5.2所示的输出光强随着 Δn 的变化

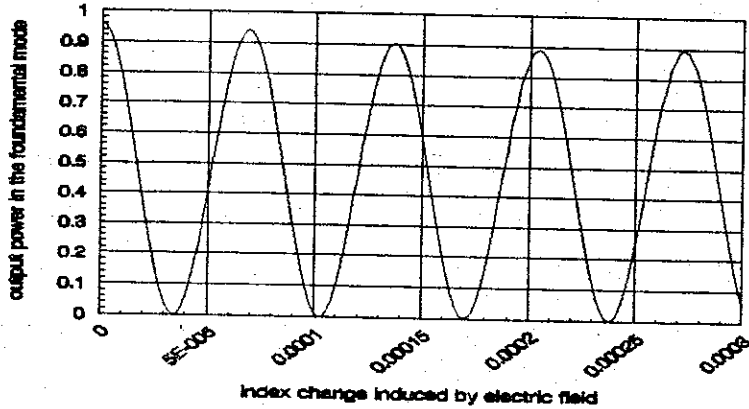


Fig. 5.2

曲线。即输出光强随式(5.1)中的相对位相延迟 $\Delta\Phi_r$ 的变化曲线,该曲线基本符合式(2.17)中的输出光强随相对位相延迟 $\Delta\Phi_r$ 余弦平方的变化规律。光强调制的消光比在30 db至49 db之间,最大消光比可达49db。我们所以可以利用的消光比为第一个极大值和第一个极小值的比值,达到32db。

从以上曲线可以看出, $\Delta n = 0$ 时,输出光强为极大值,达到输出光强的第一个较小值处, $\Delta n = 3.4 \times 10^{-5}$,此值即是半波电压 V_π 引起的折射率的变化,由式(2.11)可得:

$$\Delta n = -\frac{1}{2} n_o^3 \gamma_{33} \frac{V}{D} \Gamma \quad (5.7)$$

可以计算出半波电压 V_π 的大小。

已知 $n_o = 2.1512$, $\gamma_{33} = 30.8 \times 10^{-12} \text{ m/V}$, 取 $\Gamma = 0.5$, 如果取电极间距 $D = 10.0\text{um}$, 可计算出半波电压 $V_\pi = 4.44 \text{ V}$ 。如果电极间距扩大一倍, 取 $D = 20.0\text{um}$, 那么半波电压 V_π 将增大一倍, 为 $V_\pi = 8.87\text{V}$ 。

图5.3, 图5.4, 图5.5 分别是调制电压为 0.0 V, 2.35V, 4.43V时, 调制场的传输图, 三

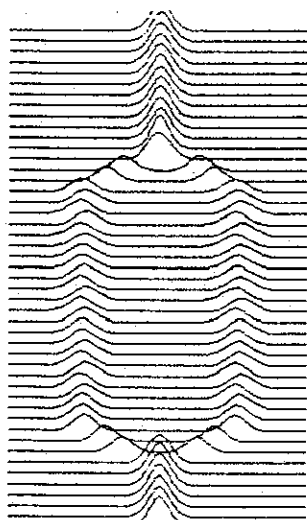


Fig. 5.3

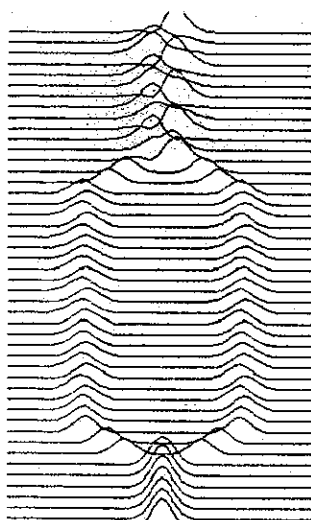


Fig. 5.4

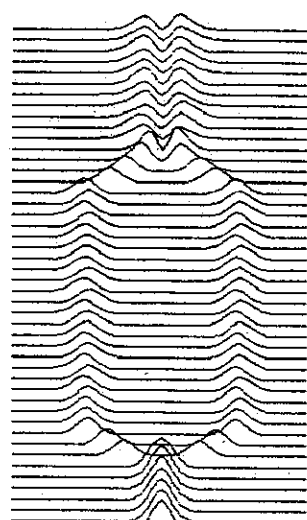


Fig. 5.5

中情况下的传输功率分别是0.95, 0.46, 6×10^{-4} , 调制电压为4.43V时导致零功率的传输。图5.5中, 光波场在波导结构中传输到L5段时, 非导模辐射出最后在计算窗口边缘被吸收, 导致 P_{out} 非常小。

再分别取调制区长度, 即调制电极长度 $L=7.5\text{mm}$, $L=5.0\text{mm}$, 模拟改变调制区长度时的调制情况, 图5.6, 图5.7 是输出功率 随着 Δn 的变化曲线, 可以观察并可计算出, 改变调制电极长度, 半波电压的改变符合式 (5.7) 的要求。

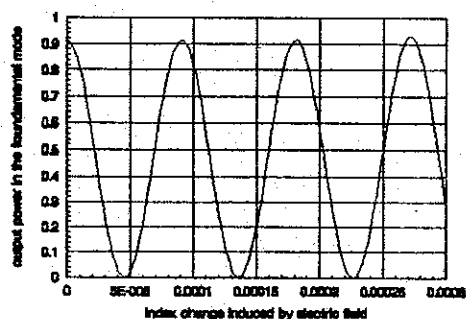


Fig. 5.6

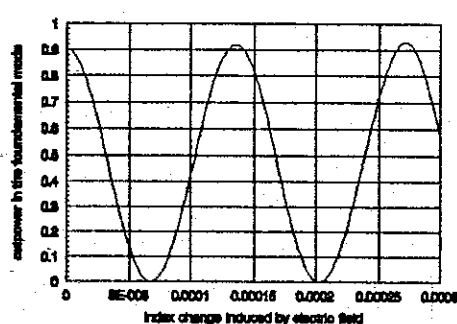


Fig. 5.7

5.3 调制频率及高频调制的考虑

以上讨论的M-Z电光调制器输出光强随着外电场而变化的调制, 是基于光波通过调制区的渡越时间可以忽略的情况下进行的, 是属于调制场的变化频率比较小的低频调制, 由于时间较紧, 集总型高频调制和行波调制的情况尚未模拟, 因而前面讨论的调制, 还未计算出最高调制频率和调制带宽。下面简单讨论一下集总型高频调制和行波调制的模拟调制思路。

集总型低频调制, 高频调制及行波调制的BPM模拟都是基于由外电场引起的折射率变化, $\Delta n = -\frac{1}{2} n_0^3 \gamma_{33} E$, 对应应有BPM法中的位相因子的计算, 即式(5.5):

$$\varepsilon'(x, y) = \exp(-i \Delta z \eta(x, y)) \varepsilon(x, y)$$

其中, 无外电场时,

$$\Delta \eta = K_0 (n_r - n_s) \quad (5.8)$$

K_0 为真空中的波数, 有外电场时,

$$\Delta \eta = K_0 (n_r - n_s \pm \Delta n) \quad (5.9)$$

由式(5.8), (5.9)可知, 相位的改变是由 $\Delta \eta$ 引起的, 而 $\Delta \eta$ 的情况随外电场的施加方式的不同而不同: 是集总型低频调制, 高频调制还是行波调制。

一) 集总型低频调制

这种调制, 忽略了光波通过调制区的渡越时间, 认为调制场是时间的慢变函数。那么在光波通过调制区的区域内, 调制场来不及变化, 这样当光波进入调制区后, 在调制区的任何位置均认为有一个恒定的 $\Delta \eta$ 在起作用。外电压有一个值, 光波在调制区的任何位置只有一个 $\Delta \eta$ 。5.2节就是这样模拟的。

二) 集总型高频调制²¹

这种调制, 认为光波通过调制区的渡越时间不可忽略, 相对应的调制场是时间的快变函数。光波通过调制区时, 调制场可以变化好几次。光波在调制区的任何一个位置, 所应考虑调制场引起的 $\Delta \eta$ 都可能不同, 因此高频调制相对于低频调制就比较复杂。可以引进一个时间因子, 从光波进入调制区人口端的时刻作为相对零时刻, 位置作为相对零位置。集总型调制场的函数可以表示成:

$$E_s(t) = E_{s0} \sin(\omega t) \quad (5.10)$$

当光波传播到调制区的某一相对位置 z 时, 对应于零时刻, 有一个传播时间 t , $t = z/v$, v 是光波在波导中的速度, 计算 v 时, 可以忽略 Δ 引起的 n_r 的变化, 仍可以达到较高的精度。那么, 在这一位置 z 时, 通过时间因子 t 把此位置的电场的值(式(5.10))引入到BPM法的位相因子(式(5.5))中, 这样随着调制场的快速变化, 光波通过调制区的位相变化就可以计算出, 经过调制以后的输出光强就可以得到。第二束光波传输时, 高频电场的初始值表示成: $E_s = E_{s0} \sin \omega_s (t + \Delta t)$, Δt 为调制电场所取离散点的间隔。如此继续, 可以得到随着高频电场的变化, 就有相应的输出光强的调制结果。按照调制制度的一定要求, 可以计算出最高调制频率和调制带宽。

三) 行波型调制

行波型调制的特点是调制波沿调制电极与光波同向传播, 其调制场可以表示成下式:

$$E_s(t, z) = E_{s0} \exp(i \omega_s t - \gamma_0 z) \quad (5.11)$$

其中 $\gamma_0 = \alpha + i\beta$, α 为传输的损耗, $\beta_s = \omega_s n_s / c$, 为调制波的传播常数, n_s 为微波的折射率。把光波进入到调制区人口端的一刻作为相对零时刻, 把调制场在行波电极的起始端作为相对零位置。当光波传输到调制区的某一相对位置 z 时, 相对于零时刻, 传播时间为 $t = z/v$, v 为光波在波导中的传播速度。那么, 在 z 位置, t 时刻的 $\Delta\eta$ 值可以由式 (5.11) 的电场决定, 在 B P M 法中, 是通过式 (5.5) 体现的。

进行模拟时, 应是随着调制场的变化, 输出光强有一定的调制效果。电场变化所取离散值的间隔为 Δt , 那么调制光强的第二个离散点, 即由电场

$$E_s(t, z) = E_{s0} \exp(i\omega_s(t + \Delta t) - \gamma_0 z) \quad (5.12)$$

进行调制。如此继续, 可得到行波调制的模拟结果。

第六章 总结及进一步的工作

6.1 结论

实际条波导的折射率的分布函数是很复杂的, 加上像Mach—Zehnder 波导调制器中的比较复杂的光路, 极大地限制了许多方法对波导器件特性的分析。BPM法比较适合任意折射率分布的波导特性的分析, 我们考虑波导的折射率分布在x方向是均匀的, 只考虑波导在y方向的折射率的分布, 运用BPM中的一维FOURIER变换, 且FFT只取64个格点, 大大简化了模拟, 相信得出的一些结论对Mach—Zehnder 波导调制器的设计具有一定的指导意义。

本文选用光纤通讯中常用的波长 $\lambda_0 = 1.3\mu\text{m}$ 的光波作为Mach—Zehnder 调制器的输入波长, 通过模拟, 可以得出以下结论:

- 一) 波导宽度影响条波导单模性, 选用波导宽度 h 为 $8\mu\text{m}$ 至 $9\mu\text{m}$, 可以得到较低的传输损耗和较好的单模性;
- 二) 波导的间距 G 取得太大, 将导致器件总长度的增加, 增大损耗; G 取得太小, 两干涉臂之间会发生耦合效应, 影响调制效果。一般波导间距 G 宜为 $10\mu\text{m} < G < 30\mu\text{m}$ 。
- 三) Y 分支角度不宜过大, 角度大于1度, 光波通过 Y 分支处会产生强烈的辐射模, 大大降低器件的模场传播效果和功率传输。
- 四) 模场调制模拟了CPW电极的横向电场的集总型低频调制, 调制长度取 $L = 10\mu\text{m}$, 电极间隔取 $D = 10\mu\text{m}$, 可以得到 $V_\pi = 4.4\text{V}$ 的半波电压, 可达到 30db 以上调制度。
- 五) 在第四章的M—Z调制器的模场传播图4.4, 4.6, 4.7中, 可以看到在图4.3所示的波导区域 $L3$ 中, 光波场的峰值在波导的两边来回振荡, 这是由于基模和高阶模相互干涉的结果, 即使在传输损耗最小的波导结构, 波导宽度 $h=9\mu\text{m}$ 的情况下, 这种干涉也不可避免。我们认为M—Z调制器的波导结构不是一种简单的直波导的单模结构, 而是比较复杂的双模或多模干涉结构。

6.2 进一步工作

- 一) 本文用BPM只模拟了一维的情况, 且取FFT的格点数为64, 与二维情况及格点数加倍的模拟情况的不同值得研究;
- 二) 电极设计只考虑了CPW平面电极, 可考虑ASL等其它电极及电极厚度进行模拟。
- 三) 电场调制只模拟了集总型低频的情况, 还需进一步模拟集总型高频和行波情况, 计算出最高调制频率和调制带宽。

- 四) 考虑不同波长的情况。
- 五) 进一步研究非对称情况的Mach—Zehnder 调制器。
- 六) 可进一步考虑加缓冲层情况的不同。
- 七) 按照模拟结果制作器件。

参考文献

- 1 陈益新,《集成光学—理论和技术》,上海:上海交通大学出版社,1985,第1页
- 2 S.E.Miller,"Integrated optics:An introduction",Bell . Syst.Tech.J,1969,Vol.48:pp2059—2069
- 3 M.Izutsu,Y.Yamane,and T.Snet,"Broad—band traveling wave modulators using a LiNbO₃ optical waveguide",IEEE, J.Quantum Electron ., Vol.QE—13, April,1977:pp287—290
- 4 I.P.Kaminow and J.Lin,"Propagation characteristics of Partially loaded two—cordinator transmission line for broadband light modulators ",Proce IEEE,Vol .54,Jan.1963: pp132—136
- 5 D.W.Dolfi,M.Nazarally,and R.J.Jungerman."40 GHz electro—optic modulators with 7.5V drive voltage",Electron.Lett.Vol.24, April 1988:pp528—529
- 6 A.M.Yurek, P.G.Suchoski, S.W.Merritt,etal, "Commercial LiNbO₃ integrated optic devices",Optics & Photonics News,June 1995: pp26—30
- 7 许政权,《介质光波导器件原理》,上海:上海交通大学出版社,1986, pp146—172
- 8 周毅,“非对称 Mach—Zehnder 干涉型有限带宽光调制器”,上海交通大学应用物理系,1991
- 9 C. M. Kim and R. V. Ramaswamy, "Overlap integral factors in integrated optic modulators and switches ", J. light tech, July 1989, Vol.7. No.7: pp1063—1070
- 10 蔡伯荣,“集成光学”,成都:电子科技大学出版社,1990, pp120
- 11 A. 亚里夫, P. 叶,《晶体中的光波》,北京:科学出版社,1991, pp241—261
- 12 M.d.Feit and A.Fleck,Jr,"Light Propagation in graded—index optical fibers", Applied Optics,Dec.1978,Vol.17,No.24:pp3990—3998
- 13 Winfried Mevennkamp and Edger Voges,"Modelling and Beam propagation Analysis of Integrated Electro—Optics Devives",AEU band 40,1986,Heft 5:pp289—296
- 14 M.d.Feit and A.Fleck,Jr,"Light Propagation in graded—index optical fibers", Applied Optics,Dec.1978,Vol.17,No.24:pp3995
- 15 J.Saijonmaa and D.Yevick,"Beam—propagation analysis of loss in bent optical waveguide and fibers", J.Opt.Soc.Am,Dec.1983,Vol.73,No.12:pp1785—1791
- 16 方俊鑫,曹庄琪,扬傅子,《光波导技术物理基础》,上海:上海交通大学出版社,1987, pp66
- 17 方俊鑫,曹庄琪,扬傅子,《光波导技术物理基础》,上海:上海交通大学出版社,1987, pp45
- 18 T. 塔米尔,《集成光学》,北京:科学出版社,1982, pp56
- 19 Rod C. Alferness,"waveguide electrooptic modulators ", IEEE Transaction on microwave theory and techniques, Vol. Mtt-30, No.8, Aug 1982, :pp1121—1137
- 20 R.Beats and P.E.Lagasse, "Calculation of radiation loss in integrated—optics tapers and Y—junctions",Applied optics, June 1982, Vol.21,No.11: pp1972—1978
- 21 A. 亚里夫, P. 叶,《晶体中的光波》,北京:科学出版社,1991, pp259

致 谢

本论文是在陈益新教授和金国良教授的关怀和指导下完成的，在此对两位导师表示衷心的感谢。导师的学识和严谨使我敬佩，导师的关心和教诲使我感激。

集成光学研究室的许政权教授、沈启舜副教授、应再生副教授、周毅博士、曹俊峰老师对本论文的完成提供了很多指导和帮助，在此一并致谢。

感谢徐希蓓老师和戴蓓兴老师的关心。

还要感谢博士生严朝军同学在本论文的完成过程中给予我的帮助和启示。

我还要深深感谢我的父母和朋友，没有他们的支持和鼓励，本文是无法完成的。