Campus de São Carlos

**AVALIAÇÃO DAS LIMITAÇÕES DE DESEMPENHO
EM MULTIPLEXADORES "ADD/DROP" PARA REDES
FOTÔNICAS WDM**

Autor: José Fernando Basso Brancalion

Orientador: Prof. Dr Murilo Araújo Romero.

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO

**ESCOLA DE ENGENHARIA
DE SÃO CARLOS**

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
ESCOLA DE ENGENHARIA DE SÃO CARLOS
DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA ELÉTRICA

**AVALIAÇÃO DAS LIMITAÇÕES DE
DESEMPENHO EM MULTIPLEXADORES
“ADD/DROP” PARA REDES FOTÔNICAS WDM**

JOSÉ FERNANDO BASSO BRANCALION

Dissertação apresentada à Escola de Engenharia de São Carlos da Universidade de São Paulo, como parte dos requisitos para obtenção do título de Mestre em Engenharia Elétrica.

DEDALUS - Acervo - EESC

31100036073

ORIENTADOR: Prof. Dr. Murilo Araujo Romero

São Carlos

2001

Class.	TESE
Cutl.	0006
Yambo	T0118/01

1190928

Ficha catalográfica preparada pela Seção de Tratamento
da Informação do Serviço de Biblioteca – EESC/USP

B816a Brancalion, José Fernando Basso
Avaliação das limitações de desempenho em
multiplexadores "add/drop" para redes fotônicas WDM /
José Fernando Basso Brancalion. -- São Carlos, 2001.

Dissertação (Mestrado) -- Escola de Engenharia de
São Carlos-Universidade de São Paulo, 2001.

Área: Engenharia Elétrica.

Orientador: Prof. Dr. Murilo Araujo Romero.

1. Comunicações ópticas. 2. Fibras ópticas.
3. Multiplexadores ópticos. 4. WDM. I. Título.

FOLHA DE APROVAÇÃO

Candidato: Engenheiro **JOSÉ FERNANDO BASSO BRANCALION**

Dissertação defendida e aprovada em 27-04-2001
pela Comissão Julgadora:

Prof. Doutor **MURILO ARAUJO ROMERO (Orientador)**
(Escola de Engenharia de São Carlos - Universidade de São Paulo)

Prof. Associado **AMÍLCAR CARELI CÉSAR**
(Escola de Engenharia de São Carlos - Universidade de São Paulo)

Prof. Doutor **ALDÁRIO CHRESTANI BORDONALLI**
(UNICAMP - Universidade Estadual de Campinas)

Profª. Associada **VILMA ALVES DE OLIVEIRA**
Coordenadora do Programa de Pós-Graduação
em Engenharia Elétrica

JOSÉ CARLOS A. CINTRA
Presidente da Comissão de Pós-Graduação da EESC

**Dedico esta dissertação aos meus pais Luiz e Matilde
pelo amor, dedicação e confiança depositados em todos estes
anos.**

AGRADECIMENTOS

A Deus, por tudo.

Ao Prof. Dr. Murilo Araujo Romero pela orientação, dedicação, compreensão e incentivo durante todo o decorrer deste trabalho.

Ao Conselho de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPq) pela bolsa concedida.

Aos professores Ben-Hur, Amilcar e Aldário por terem participado das minhas bancas de qualificação e defesa de mestrado, colaborando com preciosas sugestões.

Aos professores Sartori e Jerson pela amizade.

Aos docentes deste departamento pela amizade e conhecimentos transmitidos.

Aos amigos do Laboratório de Microondas e Óptica pela amizade, discussões e experiências vividas nestes anos.

Ao amigo Carlos Alberto de Francisco pela paciência e conselhos valiosos para a realização deste trabalho.

A todos os funcionários do Departamento de Engenharia Elétrica pela amizade e disposição em bem servir.

Ao meu irmão Luís Augusto pela amizade e incentivo.

A todos, enfim, que contribuíram direta ou indiretamente para a realização deste trabalho.

SUMÁRIO

CAPÍTULO 1	1
INTRODUÇÃO.....	1
CAPÍTULO 2	11
COMBINADOR E DIVISOR DE POTÊNCIA: JUNÇÃO Y.....	11
2.1 INTRODUÇÃO.....	11
2.2 PROPAGAÇÃO DIRETA.....	15
2.3 PROPAGAÇÃO REVERSA.....	16
2.4 PROJETO DA JUNÇÃO Y.....	17
2.4.1 Modelagem da junção Y com formato em S.....	18
2.5 ANÁLISE DA JUNÇÃO Y.....	19
2.6 RESULTADOS.....	20
2.6.1 Divisor de sinais ópticos.....	20
2.6.1.1 Junção Y com formato reto.....	23
2.6.1.1.1 Cálculo da perda do dispositivo e da razão de potência entre os braços da junção Y com formato reto.....	27
2.6.1.2 Junção Y com formato em S.....	28
2.6.1.2.1 Cálculo da perda do dispositivo e da razão de potência entre os braços da junção Y em formato S.....	30
2.6.1.3 Influência dos parâmetros de projeto no desempenho do dispositivo.....	31
2.6.1.3.1 Influência da largura do guia de onda.....	31
2.6.1.3.2 Influência do ângulo de abertura.....	32
2.6.1.3.3 Comprimento do dispositivo em função do ângulo de abertura.....	36
2.6.2 Combinador de sinais ópticos.....	37
2.6.2.1 Desempenho do combinador quando são inseridos sinais ópticos em fase nos braços da seção paralela.....	37

2.6.2.2 Desempenho do combinador quando são inseridos sinais ópticos 180° fora de fase nos braços da seção paralela.....	39
2.6.2.3 Desempenho do combinador quando é inserido um sinal em um dos braços da seção paralela.....	41
2.7 CONCLUSÕES.....	42

CAPÍTULO 3 **44**

DISPOSITIVOS DE CHAVEAMENTO: FORMALISMO DE ANÁLISE.....	44
3.1 INTRODUÇÃO.....	44
3.2 ACOPLADOR DIRECIONAL.....	45
3.2.1 Modos guiados.....	46
3.3 EFEITO ELETROÓPTICO.....	49
3.3.1 Definição do efeito eletroóptico.....	49
3.3.2 Utilização do LiNbO_3 como material eletroóptico.....	52
3.3.3 Índice de refração da camada de Ti difundido.....	55
3.4 A CHAVE ELETROÓPTICA.....	56
3.4.1 Camada de isolamento.....	60
3.5 FORMALISMO PARA ANÁLISE TEÓRICA DA CHAVE ELETROÓPTICA.....	60
3.5.1 Coeficiente de acoplamento em guias de onda acoplados.....	61
3.6 CARACTERIZAÇÃO DA CHAVE ELETROÓPTICA PLANAR.....	64
3.6.1 Acoplador Direcional Síncrono.....	65
3.7 SUMÁRIO.....	67

CAPÍTULO 4 **68**

ANÁLISE DO DESEMPENHO DA CHAVE ELETROÓPTICA.....	68
4.1 CHAVE ÓPTICA NO ESTADO CRUZADO.....	68
4.1.1 Diafonia (“cross-talk”) na chave eletroóptica.....	79
4.1.2 Eficiência de chaveamento na chave eletroóptica.....	79
4.1.3 Largura de banda óptica da chave eletroóptica.....	79
4.1.4 Análise do acoplamento de potência em função do comprimento de onda.....	80

4.2 CHAVE ÓPTICA NO ESTADO DIRETO.....	84
4.2.1 <i>Análise da influência da separação dos guias na tensão de chaveamento.....</i>	92
4.2.2 <i>Análise do acoplamento de potência em função do comprimento de onda.....</i>	93
4.3 INFLUÊNCIA DA VARIAÇÃO DOS PARÂMETROS NO DESEMPENHO DA CHAVE ELETROÓPTICA.....	95
4.3.1 <i>Análise do efeito da variação do índice de refração.....</i>	96
4.3.2 <i>Análise da variação da distância de separação entre os guias de onda.....</i>	98
4.3.3 <i>Influência da separação entre os guias de onda e da largura dos guias de onda no desempenho da chave eletroóptica.....</i>	98
4.3.4 <i>Estudo do número de canais transmitidos.....</i>	103
4.4 CONCLUSÕES.....	106

CAPÍTULO 5	109
-------------------	------------

CONCLUSÕES E RECOMENDAÇÕES.....	109
5.1 CONCLUSÕES.....	109
5.2 RECOMENDAÇÕES PARA TRABALHOS FUTUROS.....	111

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	112
-----------------------------------	------------

APÊNDICE I	120
-------------------	------------

TÉCNICA DA MATRIZ DE TRANSFERÊNCIA.....	120
---	-----

APÊNDICE II	124
--------------------	------------

MÉTODO DE PROPAGAÇÃO DO FEIXE DIFERENÇAS FINITAS (FD - BPM).....	124
--	-----

APÊNDICE III	129
---------------------	------------

CONDIÇÕES DE FRONTEIRA TRANSPARENTE PARA O MÉTODO DE PROPAGAÇÃO DO FEIXE.....	129
III.1 ALGORITMO TBC 2-D.....	129

APÊNDICE IV	133
UTILIZANDO A MATRIZ C NA SOLUÇÃO DE ACOPLADORES DIRECIONAIS DE CINCO CAMADAS.....	133
APÊNDICE V	136
MÉTODO DA SOBRERRELAÇÃO SUCESSIVA (SOR).....	136
V.1 INTRODUÇÃO.....	136
V.2 APLICAÇÃO DO MÉTODO SOR EM PROBLEMAS EM OPTOELETRÔNICA.....	138
V.3 ALGORITMO DO PROGRAMA UTILIZADO PARA RESOLUÇÃO DOS PROBLEMAS.....	139
APÊNDICE VI	141
MÉTODO VARIACIONAL.....	141
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS - APÊNDICE	143

LISTA DE FIGURAS

Figura 1.1	Diagrama esquemático de um amplificador a fibra dopada com érbio (EDFA) com uma única seção.....	2
Figura 1.2	Evolução da técnica WDM.....	3
Figura 1.3	Grade de frequências do ITU (linhas vermelhas) e sistema comercial (setas azuis).....	5
Figura 1.4	Evolução da transmissão utilizando fibra óptica.	6
Figura 1.5	Multiplexador óptico add/drop.....	8
Figura 2.1	Guia de onda planar formado por uma camada guiante (filme) com índice de refração n_f , colocada entre a cobertura com índice de refração n_c e o substrato com índice de refração n_s	12
Figura 2.2	Representação esquemática da junção Y.....	13
Figura 2.3	Projeto da junção: representação das regiões da junção Y, d é a espessura do guia de onda.....	13
Figura 2.4	Exemplo de junção Y atuando como divisor de potência.....	14
Figura 2.5	Propagação modal ao longo da junção Y no sentido direto.....	15
Figura 2.6	Representação esquemática da propagação modal ao longo da junção Y no sentido reverso.....	17
Figura 2.7	Parâmetros para o projeto da junção Y: comprimento da seção reta (LR), comprimento da seção de abertura e seção de ramificação (LJ), comprimento da seção paralela (LP), largura do guia de onda (d), ângulo de abertura da junção (θ).....	18
Figura 2.8	Junção Y com formato S.....	19
Figura 2.9	Guia de onda: d é a espessura da camada guia de onda e T é a profundidade.....	20
Figura 2.10	Diagrama de dispersão do guia de onda: T é a profundidade do guia, λ_0 é o comprimento de onda, β é a constante de propagação e κ_0 é o número de onda.....	21

Figura 2.11	Índices efetivos das regiões da estrutura.....	22
Figura 2.12	Divisor de sinais na configuração planar.....	22
Figura 2.13	Diagrama de dispersão do guia de onda: d é a largura do guia, λ_0 é o comprimento de onda, β é a constante de propagação e κ_0 é o número de onda.....	23
Figura 2.14	Distribuição de índice de refração da junção Y com formato reto para $\theta = 0,005$ rad e $d = 4 \mu\text{m}$	25
Figura 2.15	Propagação de campo ao longo da junção Y com formato reto para $\theta = 0,005$ rad e $d = 4 \mu\text{m}$	26
Figura 2.16	Distribuição de potência ao longo da junção Y com formato reto para $\theta = 0,005$ rad e $d = 4 \mu\text{m}$	26
Figura 2.17	Perfil de campo em diferentes seções da junção Y: (a) seção reta (entrada), (b) seção de ramificação, (c) seção paralela (saída).....	27
Figura 2.18	Distribuição de índice de refração da junção Y com formato em S para $\theta = 0,005$ rad e $d = 4 \mu\text{m}$	29
Figura 2.19	Propagação de campo ao longo da junção Y com formato em S para $\theta = 0,005$ rad e $d = 4 \mu\text{m}$	29
Figura 2.20	Distribuição de potência na junção Y com formato em S para $\theta = 0,005$ rad e $d = 4 \mu\text{m}$	30
Figura 2.21	Perda de potência na junção Y em função da largura da camada guiante.....	32
Figura 2.22	Distribuição de índice de refração da junção Y com formato reto para $\theta = 0,025$ rad e $d = 4 \mu\text{m}$	33
Figura 2.23	Propagação de campo ao longo da junção Y com formato reto para $\theta = 0,025$ rad e $d = 4 \mu\text{m}$	34
Figura 2.24	Distribuição de potência na junção Y com formato reto para $\theta = 0,025$ rad e $d = 4 \mu\text{m}$	34
Figura 2.25	Influência do ângulo de abertura da junção nas perdas do dispositivo...	36
Figura 2.26	Feixe óptico com sinais em fase, inserido na junção Y para propagação reversa.....	37

Figura 2.27	Propagação de campo eletromagnético em uma junção Y operando como um combinador de sinais ópticos.....	38
Figura 2.28	Feixe óptico com sinais fora de fase, inserido na junção Y para propagação reversa.....	39
Figura 2.29	Propagação de campo eletromagnético em uma junção Y operando como um combinador de sinais ópticos.....	40
Figura 2.30	Propagação de campo eletromagnético em uma junção Y operando como um combinador de sinais ópticos.....	41
Figura 3.1	Desenho esquemático do acoplador direcional: n_f é o índice de refração do guia, n_s é o índice de refração do substrato, d é a largura da camada guiante, $2S_3$ é a separação entre os guias, L é o comprimento de interação entre os guias.....	45
Figura 3.2	Modelo de um acoplador direcional: os números mostrados identificam as portas ópticas.....	46
Figura 3.3	Seção transversal do acoplador direcional.....	47
Figura 3.4	Princípio de operação do acoplador direcional.....	49
Figura 3.5	Elipsóide dos índices de um cristal uniaxial negativo ($n_e < n_o$).....	52
Figura 3.6	Campo elétrico aplicado ao longo de um cristal de LiNbO_3 , Z-cut com luz propagante ao longo do eixo Y do cristal.....	53
Figura 3.7	Chave eletro-óptica: (a) projeto, (b) seção transversal.....	56
Figura 3.8	Estados do acoplador: (a) cruzado (sem tensão aplicada), (b) direto (com tensão aplicada).....	57
Figura 3.9	Acoplador direcional chaveado formado por duas camadas ópticas guias de onda com comprimento de interação L	58
Figura 3.10	Esquema dos guias de onda de canal do acoplador direcional após a aplicação da tensão de controle.....	60
Figura 3.11	Acoplamento de potência: l é o comprimento de acoplamento, ϵ_a e ϵ_b são os fatores de desacoplamento.....	61
Figura 3.12	Esquema do acoplador direcional síncrono: disposição das camadas guias de onda.....	65

Figura 4.1	Diagrama de dispersão do guia de onda: T é a profundidade do guia, λ_0 é o comprimento de onda, β é a constante de propagação e κ_0 é o número de onda.....	69
Figura 4.2	Índices efetivos da chave eletro-óptica.....	70
Figura 4.3	Chave eletro-óptica na configuração planar.....	70
Figura 4.4	Diagrama de dispersão do guia de onda: d é a largura do guia, λ_0 é o comprimento de onda, β é a constante de propagação e κ_0 é o número de onda.....	71
Figura 4.5	Chave eletro-óptica planar.....	71
Figura 4.6	Índices de refração da chave eletro-óptica analisada.....	72
Figura 4.7	Distribuição de campo na chave eletro-óptica para os modos: par (a) e ímpar (b).....	73
Figura 4.8	Supermodos TE par e ímpar da chave óptica.....	74
Figura 4.9	Superposição modal (a) $z = 0$; (b) $z = l$	75
Figura 4.10	Acoplamento de potência do acoplador no estado cruzado.....	76
Figura 4.11	Acoplamento de potência ao longo da chave óptica.....	77
Figura 4.12	Superposição modal na posição $z = l$, obtida através do método da propagação do feixe e do método proposto em [3.19].....	77
Figura 4.13	Distribuição de potência óptica: (a) $z = 0$; (b) $z = l$	78
Figura 4.14	Relação entre a largura de banda óptica e elétrica.....	80
Figura 4.15	Variação do índice de refração em função do comprimento de onda....	82
Figura 4.16	Variação do comprimento de acoplamento em função do comprimento de onda.....	82
Figura 4.17	Diafonia em função do comprimento de onda.....	83
Figura 4.18	Eficiência de chaveamento em função do comprimento de onda.....	84
Figura 4.19	Distribuição de campo para o modo par, na posição $z = 0$	85
Figura 4.20	Acoplador direcional após a aplicação do campo elétrico.....	86
Figura 4.21	Variação de Δn com o comprimento de onda.....	86
Figura 4.22	Distribuição de campo na chave eletro-óptica para os modos: par (a) e ímpar (b).....	87
Figura 4.23	Supermodos TE par e ímpar da chave óptica.....	88

Figura 4.24	Superposição modal (a) $z = 0$; (b) $z = l$	89
Figura 4.25	Acoplamento de potência até a posição $z = l$	90
Figura 4.26	Acoplamento de potência ao longo da chave óptica.....	91
Figura 4.27	Superposição modal na posição $z = l$, obtida através do método da propagação do feixe e do método proposto em [3.19].....	91
Figura 4.28	Tensão de chaveamento em função da distância de separação entre os guias ($2S_3$).....	92
Figura 4.29	Comprimento de transferência em função da distância de separação entre os guias de onda ($2S_3$).....	93
Figura 4.30	Diafonia em função do comprimento de onda.....	95
Figura 4.31	Variação do comprimento de acoplamento com Δn	96
Figura 4.32	Transferência de potência em função de Δn na posição $z = l$	97
Figura 4.33	Variação da transferência de potência para duas diferentes distâncias de separação entre os guias.....	98
Figura 4.34	Influência da separação dos guias nos níveis de diafonia para o canal de comprimento de onda central para diferentes larguras de guias.....	99
Figura 4.35	Influência da separação dos guias na eficiência de acoplamento.....	101
Figura 4.36	Efeito da separação entre os guias de onda na largura de banda óptica e no comprimento de acoplamento ($d = 4,0 \mu\text{m}$).....	101
Figura 4.37	Efeito da separação entre os guias de onda na largura de banda óptica e no comprimento de acoplamento ($d = 4,5 \mu\text{m}$).....	102
Figura 4.38	Efeito da separação entre os guias na largura de banda óptica e na diafonia do canal central ($d = 4,5 \mu\text{m}$).....	102
Figura I.1	Geometria da estrutura multicamadas.....	120
Figura II.1	Propagação paraxial.....	124
Figura II.2	Representação da função considerada.....	126
Figura III.1	Ilustração do método de seleção dos pontos utilizados para determinação de k_x : (a) influência do ponto de malha $n-1$ junto ao passo $n+1$ é sentido rapidamente, (b) a influência é sentida após vários passos de propagação.....	131

LISTA DE TABELAS

Tabela 2.1	Parâmetros da junção Y.....	24
Tabela 2.2	Influência da largura do guia de onda na perda de potência da junção Y.....	31
Tabela 2.3	Influência do ângulo de abertura na perda de potência da junção Y.....	35
Tabela 2.4	Influência do ângulo de abertura no comprimento da junção Y.....	37
Tabela 4.1	Potência acoplada do guia (b) para o guia (a) em função do comprimento de onda.....	81
Tabela 4.2	Influência da separação entre os guias de onda na tensão de chaveamento da chave eletro-óptica.....	92
Tabela 4.3	Potência acoplada do guia (b) para o guia (a) em função do comprimento de onda.....	94
Tabela 4.4	Supermodos TE par e ímpar da estrutura acoplada.....	97
Tabela 4.5	Influência da separação entre os guias e largura dos guias na diafonia do canal central.....	99
Tabela 4.6	Influência da separação entre os guias no comprimento de acoplamento.....	100
Tabela 4.7	Influência da separação entre os guias na largura de banda.....	100
Tabela 4.8	Número de canais transmitidos em função da separação entre os guias considerando-se um limiar de diafonia igual a $-18,5$ dB.....	103
Tabela 4.9	Número de canais transmitidos em função da separação entre os guias considerando-se um limiar de diafonia igual a -20 dB.....	104
Tabela 4.10	Diafonia observada na transmissão de 32, 64 e 128 canais em função da separação entre os guias para um guia com largura $d = 4,0 \mu\text{m}$	104
Tabela 4.11	Diafonia observada na transmissão de 32, 64 e 128 canais em função da separação entre os guias para um guia com largura $d = 4,5 \mu\text{m}$	105

Tabela 4.12	Diafonia observada na transmissão de 32, 64 e 128 canais em função da separação entre os guias para um guia com largura $d = 5,0 \mu\text{m}$	105
Tabela 4.13	Tabela comparativa do desempenho de 2 configurações da chave eletroóptica.....	107

LISTA DE SIGLAS E ABREVIATURAS

ATM	- Asynchronous Transfer Mode
BPM	- Beam Propagation Method
CMOS	- Complementary Metal Oxide Semiconductor
DFB	- Distribute Feedback
EDFA	- Erbium Doped Fiber Amplifier
IP	- Internet Protocol
ITU	- International Communications Union
MEPG2	- Motion Picture Experts Group type 2
OADM	- Optical Add/Drop Multiplexer
OXC	- Optical Cross Connect
PE	- Proton Exchange
SOR	- Simultaneous Over Relaxation
TE	- Modo Elétrico Transversal
TI	- Titanium Indiffusion
TM	- Modo Magnético Transversal
TMT	- Técnica da Matriz de Transferência
WDM	- Wavelength Division Multiplexing

LISTA DE SÍMBOLOS

$2S_3$	= separação entre os guias no acoplador direcional, μm .
a_i	= amplitudes dos modos propagantes, adim.
α	= parâmetro de relaxação, adim.
A_i	= amplitudes dos modos propagantes, adim.
b	= coeficiente de variação do índice extraordinário, adim.
b_i	= amplitudes dos modos propagantes, adim.
β	= constante de propagação dos guias acoplados, μm .
β_p	= constante de propagação do modo par da estrutura acoplada, μm .
β_i	= constante de propagação do modo ímpar da estrutura acoplada, μm .
C	= coeficiente de acoplamento, m^{-1} .
C_0	= coeficiente máximo de acoplamento, m^{-1} .
C_{to}	= concentração de Ti no substrato, %.
C_{vi}	= matriz utilizada para representar as condições de fronteira do acoplador direcional.
d_i	= espessura do guia, μm .
δ	= parâmetro utilizado no cálculo da matriz de transferência do acoplador.
D	= diafonia, dB.
$\Delta\beta$	= diferença de constante de propagação, μm .
$\Delta\lambda$	= largura de banda óptica, nm.
Δn	= variação do índice de refração, adim.
Δn_e	= variação de índice extraordinário, adim.
ΔP	= perda de potência, dB.
Δx	= incremento na direção x, μm .
Δy	= incremento na direção y, μm .
Δz	= incremento na direção z, μm .

e	= espessura da camada de isolamento, μm .
ϵ_i	= fator de desacoplamento.
ϵ_0	= permissividade elétrica do vácuo, F/m.
$\vec{E}$	= vetor campo elétrico.
E	= intensidade de campo elétrico, V/m.
E_f	= eficiência de chaveamento.
F	= função de campo.
g	= separação entre os eletrodos na chave eletroóptica, μm .
γ_i	= parâmetro do guia de onda planar.
h	= distância entre o ponto médio de um dos braços da seção paralela e o eixo de simetria da junção Y, μm .
H	= intensidade de campo magnético, A/m.
I	= intensidade relativa de potência, adim.
κ	= coeficiente de acoplamento, μm .
k_0	= constante de propagação no espaço livre, m^{-1} .
k_i	= parâmetro do guia de onda planar.
k_x	= parâmetro utilizado no algoritmo TBC - 2D.
l	= comprimento da seção curva, μm .
l	= comprimento de acoplamento, μm .
λ	= comprimento de onda, μm .
λ_0	= comprimento de onda de central, μm .
L	= comprimento de interação, μm .
LR	= comprimento da seção reta de entrada, μm .
LJ	= comprimento das seções de abertura e ramificação da junção, μm .
LP	= comprimento da seção paralela de saída, μm .
μ_0	= permeabilidade magnética do vácuo, H/m.
M	= matriz de transferência do acoplador direcional.
η	= eficiência de cruzamento, %.
n_c	= índice de refração da cobertura, adim.
n_e	= índice de refração extraordinário, adim.

n_f	= índice de refração do filme, adim.
n_g	= índice efetivo do modo guiado, adim.
n_i	= índice de refração, adim.
n_o	= índice de refração ordinário, adim.
n_s	= índice de refração do substrato, adim.
P_e	= potência na seção reta de entrada da junção Y, W.
P_i	= potência, W.
P_s	= potência nos braços da seção paralela na saída da junção Y, W.
R	= razão de divisão, adim.
r_{ij}	= elementos da matriz do tensor eletro-óptico, m/ V.
ρ	= raio espectral, adim.
σ_i	= constante de propagação dos modos nos guias isolados, m^{-1} .
S	= separação entre os braços da junção Y na seção paralela, μm .
$[S]$	= matriz espalhamento.
T	= profundidade de difusão de Ti no substrato, μm .
T_{WG}	= matriz utilizada para o cálculo dos coeficientes de campo no guia de onda planar multicamadas .
θ	= ângulo de abertura da junção, radianos.
V	= tensão de chaveamento, V.
ω	= frequência angular da luz, radianos.
Ω	= parâmetro de sobre-relaxação, adim.
Ψ	= função solução da equação escalar de Helmholtz.
ξ_{ij}	= fração de potência, W.

RESUMO

O principal objetivo deste trabalho é a avaliação das limitações de desempenho de multiplexadores “add/drop”, a serem empregados em sistemas de comunicações ópticas multiplexados em comprimentos de onda (Wavelength Division Multiplexing -WDM) de alta velocidade, que operam em torno de 1.55 μm . Com a introdução da transmissão de dados utilizando-se a técnica WDM há a necessidade do desenvolvimento de novos componentes ópticos, como multiplexadores e demultiplexadores “add/drop” e “cross-connects” ópticos. O desenvolvimento destes componentes possibilitará a evolução dos simples enlaces WDM ponto a ponto para a rede totalmente óptica. Neste cenário os multiplexadores ópticos add/drop (Optical Add/Drop Multiplexer - OADM) desempenharão um papel chave, permitindo maior conectividade e flexibilidade nas redes WDM.

Neste trabalho é especificamente analisado o OADM mencionado acima. É realizado o estudo individual dos componentes que constituem uma configuração genérica deste dispositivo. São analisados a chave óptica e o divisor/combinador de potência, sendo discutido o procedimento de projeto para a otimização do seu desempenho.

Palavras-chave: comunicações ópticas; fibras ópticas; multiplexadores ópticos; WDM.

ABSTRACT

The main goal of this work is the evaluation of the limitations regarding the performance in add/drop multiplexers, which will be used in optical systems employing wavelength division multiplexing (WDM), working in high speed and operating around 1.55 μm . With the introduction of WDM technique in order to transmit optical signals, there is a need to develop new optical devices, such as optical add/drop multiplexers (OADM) and demultiplexers. The development of these devices will allow the evolution of lightwave systems from single-wavelength point-to-point links to the wavelength division multiplexed optical networks. In this context, optical add/drop multiplexers will play a main role, making possible the connectivity and flexibility increase of WDM networks.

In this work the OADM cited above is specifically studied. An individual study of the devices that constitute a generic configuration of the OADM is carried out. The optical switch and the power divider/combiner are analyzed, as well as the design techniques to improve their performances.

Keywords: optical communications; optical fibers; optical multiplexers, WDM.

CAPÍTULO 1

INTRODUÇÃO

Atualmente observa-se um aumento explosivo na quantidade de informação transmitida através dos serviços digitais. Comércio eletrônico, serviços de distribuição de vídeo e música digital e telefonia são algumas das aplicações disponíveis nas redes de comunicação. Esta enorme demanda tem motivado esforços no desenvolvimento de novas tecnologias capazes de satisfazer as necessidades de maior banda passante. Neste mercado competitivo as redes fotônicas baseadas em multiplexação por divisão de comprimento de onda (WDM) oferecem uma combinação importante: a possibilidade de aumentar a capacidade de comunicação enquanto que, ao mesmo tempo, diminui o custo de transmissão por canal [1.1].

Multiplexação é o termo dado à transmissão simultânea de vários canais em um único meio. Um método de multiplexação óptica é o WDM, no qual cada canal é associado a um comprimento de onda específico. Esta técnica foi concebida em meados da década de 1980, com a utilização inicial de somente dois comprimentos de onda, operando em 1300 nm e 1550 nm, respectivamente. Posteriormente, a técnica WDM, associada com amplificadores que utilizam fibra dopada com érbio (Erbium Doped Fiber Amplifier - EDFA), mostrou-se eficaz no aumento da capacidade de sistemas de transmissão operando na região de comprimentos de onda de 1550 nm [1.2]. Com o desenvolvimento dos EDFAs no final da década de 1980 e seu uso intensivo durante a década de 1990, os sistemas que utilizam a técnica WDM tiveram um grande impulso, pois estes amplificadores permitem a amplificação simultânea de todos os canais transmitidos pela fibra, o que elimina a necessidade do uso de regeneradores para cada canal, tornando o sistema muito menos complexo e, portanto, economicamente viável [1.3].

Nos EDFAs, as fibras ópticas podem atuar como guias de onda ativos no qual o núcleo da fibra age como um meio de ganho óptico, amplificando o sinal luminoso. Isto é conseguido dopando-se a fibra com um elemento (terra rara) que pode amplificar um sinal luminoso. O processo de amplificação é baseado no princípio da estimulação de íons da fibra dopada, utilizando um laser de bombeio. O laser de bombeio fornece energia óptica constante em um comprimento de onda fixo que excita os íons do elemento dopante a um nível de energia mais alto. Parte desta energia é transferida ao sinal óptico que penetra na fibra, quando os íons do elemento dopante retornam ao seu nível de energia mais baixo, emitindo fótons por emissão estimulada.

Os elementos dopantes mais utilizados são o praseodímio e o érbio. Os amplificadores a fibra dopada com praseodímio operam na faixa de 1280 nm a 1330 nm, apresentando ganho entre 20 e 40 dB. Os amplificadores a fibra dopada com o érbio possibilitam ganho para comprimentos de onda entre 1525 nm e 1560 nm. O ganho destes amplificadores está na faixa de 25 a 40 dB [1.4]. Na Figura 1.1 temos o diagrama esquemático de um amplificador a fibra dopada com érbio com uma única seção.

FIGURA 1.1: Diagrama esquemático de um amplificador a fibra dopada com érbio (EDFA) com uma única seção.

Um acoplador seletivo em comprimento de onda é colocado ao longo do caminho do sinal óptico para combinar o feixe do laser de bombeio e o sinal luminoso a ser amplificado. O sinal multiplexado resultante é então direcionado à fibra dopada com érbio para amplificação. O laser de bombeio geralmente opera na faixa de comprimentos de onda entre 1450 nm e 1490 nm, centrada em 1470 nm; ou na faixa de 960 nm e 1000 nm centrado em 980 nm. O sinal óptico está geralmente na faixa de 1530 nm a 1580 nm, centrado em 1550 nm [1.5].

Uma limitação à utilização destes amplificadores ópticos é seu espectro desigual de ganho. Alguns comprimentos de onda são mais amplificados que outros, prejudicando o desempenho destes amplificadores. Atualmente estão sendo estudadas técnicas para solucionar este problema, como a utilização de filtros que equalizem o ganho, atenuando o sinal em certas frequências onde são verificados picos de ganho, como no comprimento de onda de 1530 nm [1.4].

Dentro deste contexto foi possível a evolução da técnica WDM. A Figura 1.2 apresenta o desenvolvimento da técnica ao longo dos anos.

FIGURA 1.2: Evolução da técnica WDM.

O sistema WDM pode utilizar um único protocolo de comunicação para todos os canais ou combinar vários protocolos como IP (Internet Protocol) e ATM (Asynchronous Transfer Mode), entre outros. Para o sistema não importa a codificação adotada para transmitir a informação nem a taxa de bit utilizada, valendo a denominação “transparente” para tal tipo de rede. Desta forma alguns canais podem utilizar uma taxa de 622 Mbps (OC-12) enquanto outros operarão a taxas de 10 Gbps (OC-192) [1.6].

Um dos pontos principais no projeto de um sistema WDM é o espaçamento entre os canais de dados. Para tornar a técnica WDM disponível comercialmente são necessários padrões definindo os comprimentos de onda de operação de tal forma que os diversos multiplexadores, demultiplexadores e componentes associados, produzidos por diferentes empresas sejam compatíveis e interoperáveis. Organizações internacionais de padronização, como a União Internacional de Telecomunicações (International Telecommunications Union - ITU) definiram a grade de comprimentos de onda para a operação desses sistemas. A recomendação ITU-T G.692 “Interfaces Ópticas para Sistemas Multicanais com Amplificadores Ópticos”, define que os comprimentos de onda dos sistemas WDM sejam espaçados de 0,8 nm, iniciando em 1525,66 nm e estendendo-se até 1564,68 nm. Dentro desta faixa é possível alocar 43 canais, cada um transportando um sinal com taxa de 10 Gbps (OC-192/STM-64) originando uma taxa agregada de 430 Gbps [1.7]. No sistema WDM, as portadoras são geradas por lasers semicondutores, os *distribute-feedback lasers* (DFBs), cada um sintonizado em um comprimento de onda padronizado. Estes lasers especiais possuem largura de banda mais estreita que os lasers Fabry-Perot convencionais e são utilizados como elementos transmissores. Cada laser opera num comprimento de onda definido, correspondente a um comprimento de onda especificado na recomendação ITU-T G.692 para a 3ª janela óptica. Com o desenvolvimento tecnológico dos dispositivos, os sistemas WDM evoluirão para um espaçamento de 0,4 nm entre os comprimentos de onda, a fim de aumentar a capacidade das fibras existentes [1.8].

A Figura 1.3 apresenta um diagrama de distribuição de canais de acordo com a grade do ITU. Os EDFAs típicos funcionam eficientemente numa faixa restrita de comprimentos de onda, chamada de banda C. Os comprimentos de onda mais longos

estão localizados na região onde os EDFAs apresentam ganho mais plano [1.8]. Nesta figura está ilustrado um sistema comercial onde são transmitidos 16 canais, com espaçamento de 1,6 nm entre eles.

FIGURA 1.3: Grade de frequências do ITU (linhas vermelhas) e sistema comercial (setas azuis).

Com o surgimento das novas técnicas discutidas aqui foi possível o desenvolvimento intensivo dos sistemas de transmissão WDM ponto a ponto. A utilização da multiplexação WDM e, mais especificamente, o rápido desenvolvimento de sistemas com enlace WDM ponto a ponto em redes de telecomunicações são vistos como o primeiro passo em direção à rede de transporte totalmente óptica [1.9]. A Figura 1.4 ilustra a evolução dos sistemas ópticos, iniciando com a transmissão de um único canal ponto a ponto e progredindo para a rede óptica.

FIGURA 1.4: Evolução da transmissão utilizando fibra óptica.

A capacidade do comutador/roteador em sistemas de telecomunicação é freqüentemente medida por três parâmetros: a velocidade da linha de acesso para cada porta da chave, o número de portas e o tamanho da unidade de dados [1.10]. A maioria das redes utiliza comutadores eletrônicos para realizar o chaveamento e o processamento de dados, tornando-se necessário converter o sinal óptico para o

domínio eletrônico. A velocidade da eletrônica, contudo, não é capaz de equiparar-se a grande largura de banda da fibra óptica. Além disso, a conversão eletroóptica em um ponto intermediário da rede introduz um atraso na transmissão, referente ao tempo necessário para realizar a referida conversão.

O chaveamento eletrônico utiliza-se usualmente da tecnologia *Complementary Metal Oxide Semiconductor* (CMOS), que permite a implementação de hardware razoavelmente complexo, mas limita a velocidade do enlace à aproximadamente 155 Mb/s (Optical Signal 3 - OC-3). Enlaces com velocidades maiores podem ser conseguidos através da utilização de barramentos paralelos. Na prática, para se obter uma chave com capacidade de comutação de 155 Gb/s, por exemplo, seriam necessárias 1000 interfaces paralelas em OC-3, o que é muito difícil de se conseguir devido à complexidade do sistema resultante.

As chaves eletrônicas *Asynchronous Transfer Mode* (ATM) comercialmente disponíveis possuem capacidade de chaveamento de 1 Gb/s a 10 Gb/s. Capacidades maiores são obtidas utilizando-se dispositivos com chaveamento multiestágios ou através da interconexão de chaves de capacidade menor, de vários gigabits por segundo cada uma. A tecnologia atual permite a fabricação de chaves com capacidade de 100 Gb/s, o que inviabiliza sistemas que necessitam de maior capacidade. Por exemplo, suponhamos que uma chave precise atender a um contingente de 100000 usuários, e que estes usuários utilizem aplicações de vídeo *Motion Picture Experts Group type 2* (MPEG2), cuja largura de banda é de 6 Mb/s. Neste cenário, seria necessária uma chave com capacidade de 600 Gb/s, excedendo, portanto a capacidade das chaves eletrônicas disponíveis.

Estes fatores têm motivado o desenvolvimento de redes totalmente ópticas, nas quais todos os dispositivos de chaveamento são capazes de chavear informações ópticas com grande largura de banda, sem a necessidade da conversão eletroóptica [1.4]. Através do chaveamento fotônico pode-se obter taxas muito superiores às atuais, da ordem de Tb/s.

Para que esta evolução seja possível torna-se necessário o desenvolvimento de novos componentes ópticos. O multiplexador óptico add/drop (OADM), um destes novos componentes, desempenhará um papel-chave, possibilitando maior

conectividade e flexibilidade em redes WDM, além de possibilitar a utilização mais eficiente da sua capacidade [1.11].

Do ponto de vista da capacidade de seleção de comprimentos de onda, os OADMs podem ser classificados como de configuração fixa ou reconfigurável [1.2]. A operação básica do OADM fixo é retirar e inserir comprimentos de onda em um padrão pré-estabelecido, em cada nó óptico. O OADM fixo é o estado da arte dos sistemas comerciais atuais [1.9]. A evolução das redes ópticas conduzirá a sistemas mais avançados que requererão a capacidade de roteamento de comprimentos de onda, caminhando, portanto, para o OADM reconfigurável. O OADM reconfigurável pode retirar e inserir comprimentos de onda dinamicamente, através de operação manual ou via programação, de acordo com o gerenciamento da rede, oferecendo maior flexibilidade para a utilização dos canais.

Na Figura 1.5 é apresentada a estrutura esquemática geral do OADM reconfigurável de interesse. O diagrama de blocos mostra as funções básicas de um multiplexador óptico *add/drop* programável [1.12].

FIGURA 1.5: Multiplexador óptico add/drop.

Cada um dos canais é associado a um comprimento de onda específico. Estes canais são inseridos no divisor óptico onde são divididos e direcionados para as N portas de saída. Em cada uma das portas de saída do acoplador óptico há filtros ópticos fixos que realizam a seleção dos canais de interesse, ou seja, somente o canal desejado passa pelo filtro. Após esta operação o canal é direcionado a uma chave óptica que permite que o mesmo seja retirado (*operação "drop"*) neste ponto ou prossiga no enlace até outro nó da rede. A chave óptica possibilita também a inserção de novos canais (*operação "add"*).

Na saída da chave óptica pode ser colocado um dispositivo conversor de comprimento de onda. Este dispositivo é utilizado para evitar que dois canais com mesmo comprimento de onda sejam eventualmente alocados para o mesmo enlace. Isto provocaria um conflito entre eles, aumentando a possibilidade de bloqueio da transmissão. Portanto, o método para superar esta limitação é a conversão dos sinais de um comprimento de onda para outro. Após o estágio de conversão, é colocado o combinador óptico que realiza a combinação dos canais.

O objetivo deste trabalho é a análise dos dispositivos que compõem este multiplexador add/drop de configuração geral proposta na Fig. 1.5, visando uma análise global do seu desempenho e limitações a partir do exame dos componentes "off-the-shelf". Todavia, este trabalho se aterá ao estudo de dois dispositivos: o divisor/combinador de potência óptica e a chave óptica. O filtro óptico não será analisado neste trabalho, pois o mesmo já foi avaliado em dissertação redigida por outro integrante do grupo de Telecomunicações deste departamento [1.13]. O conversor de comprimento de onda também não será analisado neste trabalho por se tratar de um dispositivo não essencial ao multiplexador, pois consideraremos que não haverá a transmissão de dois canais com mesmo comprimento de onda no mesmo enlace óptico.

No Capítulo 2 desta dissertação é apresentada a análise do divisor/combinador de sinais ópticos. O Capítulo 3 apresenta a teoria referente à utilização dos acopladores ópticos como dispositivos de chaveamento utilizando o efeito eletro-óptico. No Capítulo 4 são apresentados os resultados das simulações realizadas para as chaves ópticas, e é discutido o procedimento de projeto para a otimização do seu desempenho. Finalmente, no Capítulo 5, são apresentadas as

conclusões sobre os resultados obtidos e são propostas recomendações para trabalhos futuros.

CAPÍTULO 2

COMBINADOR E DIVISOR DE POTÊNCIA: JUNÇÃO Y

Neste capítulo é estudado um dispositivo passivo importante na tecnologia de óptica planar, a junção Y planar simétrica monomodo. Este dispositivo é utilizado para combinar e dividir sinais ópticos compondo, portanto, o multiplexador óptico add/drop apresentado na Figura 1.5. Primeiramente será apresentada uma discussão da literatura referente aos guias de onda ópticos. A seguir serão apresentados os conceitos teóricos referentes ao dispositivo. Finalizando, será analisada sua utilização como um dispositivo divisor ou combinador de sinais.

2.1 INTRODUÇÃO

Guias de onda ópticos são estruturas utilizadas para confinar e guiar a luz nos dispositivos de óptica integrada [2.1]. O guia de onda óptico mais simples é apresentado na Figura 2.1, onde um filme com índice de refração n_f é colocado entre um substrato com índice de refração n_s e uma cobertura com índice de refração n_c . A luz é confinada pela reflexão interna total nas interfaces filme-substrato e filme-cobertura. Os materiais do substrato e da cobertura apresentam índices de refração menores que o do filme ($n_f > n_s \geq n_c$). Frequentemente o material da cobertura é ar, que possui índice de refração igual a 1. As diferenças típicas entre os índices do filme e do substrato variam de 10^{-3} a 10^{-1} .

A representação em coordenadas cartesianas do guia de onda óptico está indicada na Figura 2.1, onde y e x são as coordenadas transversais paralelas e

perpendiculares, respectivamente, às camadas do guia e z é a coordenada longitudinal.

FIGURA 2.1: Guia de onda planar formado por uma camada guiante (filme) com índice de refração n_f , colocada entre a cobertura com índice de refração n_c e o substrato com índice de refração n_s .

O guia de onda direciona a propagação de energia na forma de uma onda eletromagnética ao longo de um caminho pré-determinado. Um guia de onda ideal realizaria esta tarefa sem perda de energia ou distorção da forma de onda. Todavia, os guias de onda reais apenas se aproximam desta situação ideal. Alguns exemplos de guias de onda são cabos coaxiais, metálicos de seção retangulares, linhas de transmissão de microondas em microfita e fibras ópticas. O tamanho do guia de onda está intimamente relacionado ao comprimento de onda que será utilizado. Quanto menor o comprimento de onda menor a estrutura guiante [2.2].

Uma grande variedade de materiais e técnicas pode ser utilizada na fabricação de guias de onda ópticos [2.3]. Na prática grande parte dos dispositivos ópticos é fabricada utilizando materiais eletroópticos como o LiNbO_3 . Este material apresenta baixas perdas ópticas e possui excelentes propriedades físicas, como grandes coeficientes eletroópticos. Ele será estudado mais detalhadamente no Capítulo 3. As estruturas são fabricadas utilizando-se diversas técnicas, como *chemical vapour deposition*, *proton exchange* ou *ion diffusion* [2.4]. No processo TI (*titanium indiffusion*) uma fina camada de Ti é depositada sobre a superfície de um cristal de LiNbO_3 . A estrutura é aquecida durante várias horas em altas temperaturas, o que

provoca a difusão do Ti no interior do substrato de LiNbO_3 . As regiões onde o titânio se difunde apresentam um índice de refração maior que as regiões vizinhas de LiNbO_3 puro e com isso formam-se os guias. Tipicamente, a difusão de Ti em LiNbO_3 pode apresentar diversos perfis, representados por funções exponenciais e funções erfc [2.5].

Os guias de onda são utilizados na fabricação de dispositivos divisores ou combinadores de sinais ópticos. A junção Y monomodo é um dispositivo passivo utilizado em óptica integrada com esta finalidade, podendo ser empregada em moduladores, chaves e dispositivos interferométricos. Requisitos comuns para junções Y são perdas de inserção reduzidas ($< 0,5$ dB por estágio) e pequenas dimensões (< 55 mm para um divisor de 1:32) [2.6]. O guia óptico é construído através de técnicas de difusão em vários materiais, especialmente em substratos tais como LiNbO_3 [2.7, 2.8]. As Figuras 2.2 e 2.3 mostram a representação esquemática de uma junção Y.

FIGURA 2.2: Representação esquemática da junção Y.

FIGURA 2.3: Projeto da junção: representação das regiões da junção Y onde d é a espessura do guia de onda.

A junção Y pode ser dividida em quatro seções, apresentadas na Figura 2.3 [2.9]. A seção reta é formada por um guia de onda monomodo que é gradativamente alargado na seção de abertura até transformar-se em dois guias de onda monomodo simétricos na seção de ramificação. Estes guias tornam-se dois guias paralelos na seção paralela. A seção de abertura conecta a seção reta e a seção de ramificação. Na seção de abertura, a largura do guia de onda aumenta gradativamente desde d , que é a largura do guia de onda da seção reta, até aproximadamente $2d$, no ponto onde se inicia a seção de ramificação [2.10].

A funcionalidade da junção Y depende de sua simetria. Se o modo fundamental do guia de onda da seção reta é excitado, ele se dividirá igualmente entre os dois braços. Se as perdas ópticas forem idênticas, a potência óptica na saída dos dois braços é igual. Em outras palavras, o dispositivo é um divisor de 3 dB. Além disso, visto que a ação de divisão depende somente da simetria, ela é independente do comprimento de onda [2.11, 2.12, 2.13]. Este comportamento pode ser observado na Figura 2.4.

FIGURA 2.4: Exemplo de junção Y atuando como divisor de potência.

A junção Y opera de duas maneiras, uma com a luz incidindo na extremidade do guia da seção reta, que chamaremos de propagação direta, e a outra com a luz incidindo na extremidade de um dos braços da seção paralela, que chamaremos de propagação reversa.

A seguir, a Seção 2.2 discute a propagação do feixe luminoso na direção direta da junção Y, onde ela atua como um divisor de sinais. A propagação na direção reversa da junção Y, onde ela atua como um combinador de sinais é analisada na Seção 2.3. Na Seção 2.4 será examinada a otimização do projeto da junção Y. Na Seção 2.5 será apresentado o método utilizado na análise teórica do dispositivo. Na Seção 2.6 serão apresentados os resultados das simulações realizadas. O capítulo é finalizado na Seção 2.7, onde os pontos importantes são resumidos.

2.2 PROPAGAÇÃO DIRETA

Como o guia de onda da seção reta é projetado para operação monomodo, ele suporta somente o modo fundamental. Se o guia da seção reta é excitado, este modo se propaga na direção z positiva como apresentado na Figura 2.5. Ao alcançar a junção com dois braços simétricos, ele se divide igualmente conservando sua potência, e adapta a distribuição modal de campo para casar a mudança na seção transversal do núcleo. Na região dos guias paralelos, a distribuição de campo é simétrica, correspondentes ao modo par, isto é, ao supermodo fundamental.

FIGURA 2.5: Propagação modal ao longo da junção Y no sentido direto.

2.3 PROPAGAÇÃO REVERSA

Quando a luz é inserida na parte final de um dos guias de onda da seção paralela denominamos a propagação de propagação reversa. Quando a junção Y é operada na direção reversa, o modo fundamental de cada braço é excitado e propaga-se através da junção para tornar-se o modo fundamental da seção reta. Define-se uma transição lenta ou adiabática no guia de onda como uma transição que ocorre gradativamente entre duas estruturas guias de onda na direção de propagação z , onde acontece uma transferência desprezível de energia entre os modos ortogonais, à medida que eles se propagam ao longo da estrutura [2.14]. O processo de propagação na região de ramificação é analisado como a propagação em um guia de onda com variação lenta da distância entre os braços [2.15]. Como cada braço é um guia de onda monomodo, é possível considerar a existência de dois modos propagantes na seção de ramificação: modo par e modo ímpar.

Na seção de abertura, a largura do guia muda ao longo da direção de propagação. Ao final da seção de abertura, que está conectada à seção reta do guia de onda monomodo, somente o modo fundamental é suportado. Os modos de mais alta ordem são convertidos em modos radiados para o substrato, no ponto em que a largura do guia torna-se mais estreita que a largura mínima para o corte de cada um dos modos.

Quando duas ondas incidem nas extremidades dos guias de onda da seção paralela, a potência de saída é a soma das potências dos dois feixes luminosos de entrada, pois eles excitam o modo par da seção de ramificação, e este modo transforma-se no modo fundamental da seção retilínea, como apresentado na Figura 2.6.

FIGURA 2.6: Representação esquemática da propagação modal ao longo da junção Y no sentido reverso.

2.4 PROJETO DA JUNÇÃO Y

Os parâmetros de maior importância no projeto da junção Y são o ângulo de abertura, θ , e a largura dos guias de onda, d , apresentados na Figura 2.7 [2.16]. Outros parâmetros importantes são o comprimento da seção reta (LR), o comprimento da seção de abertura e seção de ramificação (LJ) e o comprimento da seção paralela (LP). O ângulo θ determina a separação mínima entre os dois braços guias de onda, para o qual o efeito de acoplamento entre os dois braços guias de onda é desprezível. Para um determinado valor da constante de propagação, β_0 , da região guiante planar devemos decidir o valor da largura do guia, d , que definirá se o guia será monomodo ou multimodo. Para reduzir o comprimento do dispositivo, deve-se adotar um valor alto para θ [2.16]. Desta forma separação mínima entre os braços guias de onda é obtida com comprimentos menores da seção de abertura e ramificação, diminuindo por consequência o tamanho total do dispositivo.

FIGURA 2.7: Parâmetros para o projeto da junção Y: comprimento da seção reta (LR), comprimento da seção de abertura e seção de ramificação (LJ), comprimento da seção paralela (LP), largura do guia de onda (d), ângulo de abertura da junção (θ).

Por outro lado, o ângulo de abertura entre os dois braços deve ser pequeno a fim de minimizar as perdas por radiação na seção ramificada e assegurar que o dispositivo seja aproximadamente adiabático. Para evitar efeitos de acoplamento o comprimento da seção Y deve ser tal que a distância entre os guias de onda paralelos na saída seja pelo menos igual a [2.17]:

$$S = \frac{30 \cdot \lambda}{n_g} \quad (2.1)$$

onde S é a separação e n_g é o índice efetivo do modo guiado.

2.4.1 Modelagem da junção Y com formato em S

Outro tipo de junção Y muito utilizada é a junção Y com formato em “S”. Trata-se de um dispositivo empregado como divisor de sinais devido à sua razão de divisão próxima do ideal e baixa perda. A equação utilizada para descrição deste tipo de junção Y é [2.18, 2.19]:

$$x = \frac{hz}{l} - \frac{h}{2\pi} \sin\left(\frac{2\pi z}{l}\right) \quad (2.2)$$

onde h distância entre o ponto médio de um dos braços da seção paralela e o eixo de simetria da junção Y, l é o comprimento da seção curva, z é a direção de propagação e x é a direção transversal. Esses parâmetros estão descritos na Figura 2.8.

FIGURA 2.8: Junção Y com formato S.

Veremos em uma seção posterior os resultados de simulação do desempenho deste tipo de junção Y.

2.5 ANÁLISE DA JUNÇÃO Y

Na análise da junção Y aqui apresentada será utilizado o método do índice efetivo [2.20]. Através desta técnica é possível, para efeitos de modelagem das características de propagação eletromagnéticas, transformar a estrutura guia de onda enterrado numa estrutura planar, com o intuito de tornar a análise mais simples, pois as constantes de propagação podem ser obtidas facilmente.

A estrutura guia de onda 3D é transformada para uma geometria planar e são utilizados métodos analíticos para a análise de guias planares na verificação do desempenho do dispositivo.

2.6 RESULTADOS

A partir das considerações anteriores, será analisada nesta seção a junção Y atuando como divisor e combinador de sinais ópticos. Serão analisados dois formatos de junções Y, o formato reto e o formato em S. Será avaliada a influência da alteração da largura da camada guiante e do ângulo de abertura no desempenho da junção Y. O principal objetivo é o cálculo das perdas por radiação inerentes ao processo de propagação e divisão de sinais neste dispositivo, e a proposição de soluções para minimizá-lo.

2.6.1 Divisor de sinais ópticos

Primeiramente, será utilizado o método do índice efetivo para transformar a estrutura 3D do divisor de sinais em uma estrutura planar. O índice de refração do guia de onda de Ti:LiNbO_3 é igual a 2,14799 e o da região do substrato é igual a 2,13799. As equações utilizadas para o cálculo destes índices serão apresentadas no Capítulo 3, Seção 3.3. A Figura 2.9 apresenta o guia de onda analisado.

FIGURA 2.9: Guia de onda: d é a espessura da camada guiante de onda e T é a profundidade.

Será analisado o diagrama de dispersão normalizado do guia de onda da Figura 2.9 para o modo TM [2.21], apresentado na Figura 2.10, para definir a profundidade (T) do guia de onda para o guiamento monomodo. A profundidade deve ser definida de tal forma que não esteja próxima à região de corte do modo

fundamental ou próxima à região onde ocorre o segundo modo. Neste trabalho foi adotado um valor próximo ao valor médio entre o mínimo e o máximo permitido.

FIGURA 2.10: Diagrama de dispersão do guia de onda: T é a profundidade do guia, λ_0 é o comprimento de onda, β é a constante de propagação e κ_0 é o número de onda.

Pode ser inferido desta figura que a profundidade do guia de onda, para condição de guiamento monomodo, para o comprimento de onda $1,55252 \mu\text{m}$, é $1,94 \mu\text{m} < T < 5,59 \mu\text{m}$. A profundidade (T) adotada para a camada guia de onda nesta simulação foi igual a $4 \mu\text{m}$.

A seguir é utilizada a Técnica da Matriz de Transferência (TMT), apresentada no Apêndice I, para o modo TM com o objetivo de obter os valores dos índices efetivos para cada uma das regiões da estrutura, apresentada na Figura 2.11.

FIGURA 2.11: Índices efetivos das regiões da estrutura.

A Figura 2.12 apresenta os resultados obtidos para os índices efetivos em cada uma das regiões do divisor de sinais.

FIGURA 2.12: Divisor de sinais na configuração planar.

Agora é necessário definir a largura (d) do guia de onda da Figura 2.12 para a condição de guiamento monomodo. Para isto será analisado o diagrama de dispersão normalizado do guia de onda para o modo TE, obtido com solução numérica da equação transcendental característica do guia de onda planar simétrico [2.21], (veja a Figura 2.13). A largura deve ser definida de tal forma que não esteja próxima à região de corte do modo fundamental ou próxima à região onde ocorre o segundo modo.

FIGURA 2.13: Diagrama de dispersão do guia de onda: d é a largura do guia, λ_0 é o comprimento de onda, β é a constante de propagação e κ_0 é o número de onda.

Pode ser inferido desta figura que a largura de corte do núcleo do guia, para condição de guiamento monomodo, é $d < 5,20 \mu\text{m}$. A largura adotada para a camada guia de onda nesta simulação foi igual a $4 \mu\text{m}$.

Definidas as dimensões da camada guia de onda para a condição de guiamento monomodo e realizada a transformação da estrutura guia de onda enterrada para a configuração planar, parte-se para a análise do dispositivo. Inicialmente, será analisada a junção Y com formato reto e a seguir será feita a análise da junção com formato em “S”.

2.6.1.1 Junção Y com formato reto

Para a realização destas simulações, deve ser lançado um campo no guia de onda da seção reta da junção Y. A distribuição inicial de campo é obtida através da TMT. A seguir foi utilizado o Método da Propagação do Feixe (BPM) para investigar a propagação do campo elétrico ao longo do dispositivo. Este é um método numérico que trabalha diretamente com a equação de onda escalar resolvendo-a em cada seção transversal da junção Y e então propaga a solução com um pequeno

incremento para a próxima seção transversal [2.6]. Este método é discutido mais detalhadamente no Apêndice II.

Infelizmente, a técnica BPM é deficiente na modelagem de estruturas que apresentam perdas por radiação, visto que a potência radiada tende a ser refletida da região de fronteira do problema para a região de solução, causando interferência indesejada. Para minimizar este problema foi implementada a condição de fronteira transparente, proposta por Hadley G. R. [2.22]. Esta implementação é discutida com mais detalhes no Apêndice III.

Neste exemplo foi analisada a junção Y cujos parâmetros adotados para simulação estão apresentados na Tabela 2.1.

TABELA 2.1: Parâmetros da junção Y.

JUNÇÃO Y	
comprimento de onda	$\lambda_0 = 1,55252 \mu\text{m}$
ângulo de abertura da junção	$\theta = 0,005 \text{ rad}$
largura do guia de onda	$d = 4 \mu\text{m}$
índice de refração do substrato	$n_s = 2,13799$
índice de refração do guia de onda	$n_g = 2,14384$
comprimento da seção reta de entrada	$LR = 1000 \mu\text{m}$
comprimento da seção de abertura e ramificação	$LJ = 2500 \mu\text{m}$
comprimento da seção reta com dois guias paralelos (saída)	$LP = 1000 \mu\text{m}$

O valor do comprimento da seção LJ foi obtido a partir do cálculo da distância necessária para evitar efeitos de acoplamento na seção paralela de saída, de acordo com (2.1). O valor do índice efetivo do modo guiado, n_g , é igual a 2,14157. O valor calculado da distância de separação S entre os guias de onda na seção paralela é 21,748 μm . Para obter esta distância a seção de ramificação LJ deve ter um comprimento igual a 2500 μm . Inicialmente foi utilizado um ângulo de abertura pequeno (0,005 rad), para evitar perdas por radiação na região de ramificação. Em seção posterior será analisada a influência do aumento do ângulo de abertura da junção nas perdas do dispositivo.

Nesta simulação foi utilizada uma janela computacional de $85\ \mu\text{m}$ de comprimento na direção transversal discretizada em 526 pontos. O valor utilizado para o incremento Δz na direção de propagação durante a simulação foi $2\ \mu\text{m}$, para que o passo de propagação seja da ordem do comprimento de onda.

A estrutura analisada apresenta o modo TE fundamental propagando-se em um guia de onda monomodo.

A Figura 2.14 apresenta a distribuição dos índices de refração do dispositivo.

FIGURA 2.14: Distribuição de índice de refração da junção Y com formato reto para $\theta = 0,005\ \text{rad}$ e $d = 4\ \mu\text{m}$.

Na Figura 2.15 é apresentada a propagação do campo ao longo da junção Y. O modo TE fundamental é inserido no guia de onda da seção reta. Ao encontrar a seção de ramificação o modo se divide igualmente entre os braços guias de onda desta seção.

FIGURA 2.15: Propagação de campo ao longo da junção Y com formato reto para $\theta = 0,005$ rad e $d = 4 \mu\text{m}$.

Pode-se observar através do gráfico de contorno os níveis de potência ao longo do guia. A Figura 2.16 apresenta a distribuição de potência ao longo do dispositivo analisado. Observa-se que a potência concentrada no guia de onda da seção reta é dividida igualmente entre os braços na seção de ramificação.

FIGURA 2.16: Distribuição de potência ao longo da junção Y com formato reto para $\theta = 0,005$ rad e $d = 4 \mu\text{m}$.

Na Figura 2.17 pode ser observada a distribuição do campo em diferentes posições da junção Y. O modo TE fundamental incidente na seção reta se propaga ao longo da junção. Ao alcançar a seção ramificada ele começa a se dividir igualmente adaptando-se à mudança da seção transversal do núcleo, conservando sua potência. Na seção paralela de saída a distribuição de campo é simétrica, correspondendo ao supermodo par ou supermodo fundamental.

FIGURA 2.17: Perfil de campo em diferentes seções da junção Y: (a) seção reta (entrada), (b) seção de ramificação, (c) seção paralela (saída).

2.6.1.1.1 Cálculo da perda do dispositivo e da razão de potência entre os braços da junção Y com formato reto

A perda por radiação do dispositivo (ΔP) é obtida através da equação:

$$\Delta P = 10 \log \frac{P_e}{P_s} \quad (2.3)$$

onde P_e é a potência na seção reta de entrada da junção Y e P_s é a soma das potências nos braços na seção paralela de saída da junção Y.

A densidade de potência média de excitação no guia de onda da seção reta de entrada foi 1 mW/mm, enquanto as densidades de potência média obtidas nos

braços na seção paralela de saída foram 0,495 mW/mm no braço 1 e 0,495 mW/mm no braço 2. A perda por radiação observada para o dispositivo foi igual a:

$$\Delta P = 10 \log \frac{1}{0,990} = 0,04365 \text{ dB}$$

A razão de divisão entre os dois braços é calculada através da equação:

$$R = 10 \cdot \log \frac{P_1}{P_2} \quad (2.4)$$

onde P_1 é potência no braço 1 e P_2 é potência no braço 2.

A simulação realizada apresenta a mesma potência nos braços de saída, portanto $R = 0 \text{ dB}$, o que representa divisão simétrica da potência nos braços da seção paralela de saída.

A simulação realizada demonstrou que o dispositivo apresenta bom desempenho, com divisão idêntica do sinal óptico e baixas perdas por radiação. A seguir serão apresentados os resultados obtidos na simulação do mesmo dispositivo agora com formato em S na região de abertura e ramificação.

2.6.1.2 Junção Y com formato em S

Será analisada a junção Y com formato em S, com o objetivo de comparação com a junção Y com formato reto. Os parâmetros adotados para simulação foram os mesmos apresentados na Tabela 2.1.

A Figura 2.18 apresenta a distribuição dos índices de refração do dispositivo.

FIGURA 2.18: Distribuição de índice de refração da junção Y com formato em S para $\theta = 0,005$ rad e $d = 4 \mu\text{m}$.

Na Figura 2.19 é apresentada a propagação do campo ao longo da junção Y. O modo TE fundamental é inserido no guia de onda da seção reta. Ao encontrar a seção de ramificação o modo se divide igualmente entre os braços guias de onda desta seção.

Figura 2.19: Propagação de campo ao longo da junção Y com formato em S para $\theta = 0,005$ rad e $d = 4 \mu\text{m}$.

A Figura 2.20 apresenta a distribuição de potência ao longo do dispositivo analisado. Observamos que a potência concentrada no guia de onda da seção reta é dividida igualmente entre os braços da região de ramificação.

FIGURA 2.20: Distribuição de potência na junção Y com formato em S para $\theta = 0,005$ rad e $d = 4$ μm .

2.6.1.2.1 Cálculo da perda do dispositivo e da razão de potência entre os braços da junção Y em formato S

A densidade de potência média de excitação no guia de onda da seção reta de entrada foi 1 mW/mm, enquanto as densidades de potência média obtidas nos braços na seção paralela de saída foram 0,496 mW/mm no braço 1 e 0,496 mW/mm no braço 2. A perda por radiação para o dispositivo obtida através de (2.3) foi:

$$\Delta P = 10 \log \frac{1}{0,992} = 0,03488 \text{ dB}$$

Observa-se que para este tipo de junção Y, a perda por radiação é menor quando comparada à perda apresentada pela junção Y com formato reto. Isto ocorre porque a transição do perfil da seção reta para a seção de abertura é mais suave.

A simulação realizada apresenta a mesma potência nos braços de saída, portanto $R = 0$ dB, o que representa divisão simétrica da potência nos braços da seção paralela de saída.

Este resultado demonstra que a potência foi dividida igualmente entre os braços da junção.

2.6.1.3 Influência dos parâmetros de projeto no desempenho do dispositivo

A seguir será realizado um estudo do desempenho do divisor de sinais em função da alteração de alguns de seus parâmetros como a largura do núcleo do guia de onda (d) e o ângulo de abertura da junção (θ).

2.6.1.3.1 Influência da largura do guia de onda

Nestas simulações foi avaliado o desempenho do divisor de sinais em função da variação da largura da camada guia de onda. Utilizou-se o formato reto da junção Y durante as simulações. O ângulo de abertura da junção (θ) foi fixado em 0,015 rad. Para este ângulo de abertura o comprimento da seção de abertura e ramificação, para evitar efeitos de acoplamento entre os guias na seção paralela, é 1100 μm . Os demais parâmetros utilizados nas simulações foram os mesmos apresentados na Tabela 2.1. A seguir é calculada a perda de potência nos braços da seção paralela em função da largura da camada guia de onda, observando a condição de guiamento monomodo. Os resultados obtidos são apresentados na Tabela 2.2.

TABELA 2.2: Influência da largura do guia de onda na perda de potência da junção Y.

Largura do guia de onda (μm)	Potência no braço 1 (mW)	Potência no braço 2 (mW)	Perda (dB)
3,50	0,4710	0,4710	0,25949
3,75	0,4730	0,4730	0,24109
4,00	0,4750	0,4750	0,22276
4,25	0,4770	0,4770	0,20452
4,50	0,4790	0,4790	0,18634

Verifica-se que a perda de potência diminui com o aumento da largura da camada guia de onda, pois a energia encontra-se mais confinada para guias de onda com largura maior. A Figura 2.21 apresenta a perda na junção Y em função da largura da camada guiante.

Figura 2.21: Perda de potência na junção Y em função da largura da camada guiante.

2.6.1.3.2 Influência do ângulo de abertura

Nestas simulações foi analisado o desempenho do divisor de sinais em função do ângulo de abertura da junção Y. Utilizou-se o formato reto da junção Y durante as simulações. A largura da camada guia de onda foi fixada em $4\mu\text{m}$. Primeiramente serão apresentados os resultados obtidos para a simulação na qual foi adotado um ângulo de abertura da região ramificada (θ) igual a $0,025$ rad. O comprimento da seção de abertura e ramificação (LJ) foi obtido a partir do cálculo da distância necessária para evitar efeitos de acoplamento na seção paralela de saída, de acordo com a eq.(2.1). O valor obtido para LJ foi igual a $700\mu\text{m}$. Os demais parâmetros foram os mesmos apresentados na Tabela 2.1. A junção Y analisada é apresentada na Figura 2.22.

FIGURA 2.22: Distribuição de índice de refração da junção Y com formato reto para $\theta = 0,025$ rad e $d = 4 \mu\text{m}$.

Na Figura 2.23 é apresentada a propagação do campo ao longo da junção Y, enquanto a Figura 2.24 apresenta a distribuição de potência ao longo do dispositivo analisado. Pode-se observar através do gráfico de contorno os níveis de potência ao longo do guia. Nota-se que uma parte da potência não está confinada na região guia de onda. Isto ocorre porque a transição ao longo da direção longitudinal do guia deixa de ser adiabática e com isso são excitados modos de mais alta ordem, que não estão confinados no guia de onda. Além disso, existe o campo evanescente, que é parte integrante do modo propagante. Para obter maior confinamento seria necessário o aumento da largura da camada guia de onda, idealmente para um confinamento total esta deveria tender para um valor infinito.

FIGURA 2.23: Propagação de campo ao longo da junção Y com formato reto para $\theta = 0,025$ rad e $d = 4 \mu\text{m}$.

FIGURA 2.24: Distribuição de potência na junção Y com formato reto para $\theta = 0,025$ rad e $d = 4 \mu\text{m}$.

A densidade de potência média de excitação no guia de onda da seção reta de entrada foi 1 mW/mm enquanto as densidades de potência média obtidas nos braços na seção paralela de saída foram 0,382 mW/mm no braço 1 e 0,382 mW/mm no braço 2. A perda por radiação para o dispositivo obtida através de (2.3) foi:

$$\Delta P = 10 \log \frac{1}{0,764} = 1,16907 \text{ dB}$$

A simulação realizada apresenta a mesma potência nos braços de saída, portanto $R = 0 \text{ dB}$, o que representa divisão simétrica da potência nos braços da seção paralela de saída.

Realizando uma análise comparativa com o dispositivo anterior verifica-se que este dispositivo apresenta maiores perdas por radiação. Isto se deve ao maior ângulo de abertura da região ramificada, e consequentemente maior quantidade de potência radiada para a região do substrato. Contudo a divisão de potência entre os guias continua idêntica, de acordo com o resultado obtido para a razão de divisão. A Tabela 2.3 apresenta os resultados obtidos para as simulações.

TABELA 2.3: Influência do ângulo de abertura na perda de potência da junção Y.

Ângulo de abertura (rad)	Potência no braço 1 (mW)	Potência no braço 2 (mW)	Intensidade Relativa	Perda (dB)	LJ (μm)
0,005	0,4950	0,4950	0,5000	0,04365	2500
0,010	0,4820	0,4820	0,5000	0,15923	1400
0,015	0,4740	0,4740	0,5000	0,23192	1100
0,020	0,4390	0,4390	0,5000	0,56505	900
0,025	0,3820	0,3820	0,5000	1,16907	700

O comportamento do dispositivo com relação à variação do ângulo de abertura pode ser observado na Figura 2.25.

FIGURA 2.25: Influência do ângulo de abertura da junção nas perdas do dispositivo.

A intensidade relativa de potência é um parâmetro que define a simetria da distribuição de potência entre os braços da junção Y, sendo definida pela equação [2.6]:

$$I = \frac{P_1}{P_1 + P_2} \quad (2.5)$$

Pode-se verificar que para todos os casos simulados o valor da intensidade relativa foi igual a 0,5 o que indica que a divisão de potência ocorreu de forma simétrica.

2.6.1.3.3 Comprimento do dispositivo em função do ângulo de abertura

Foi analisada anteriormente a influência do ângulo de abertura nas perdas do dispositivo. Agora será analisada a influência do ângulo de abertura no tamanho do dispositivo. A Tabela 2.4 apresenta os resultados obtidos considerando divisores de 1 para 2, 1 para 16 e 1 para 32 braços. Esta análise é interessante porque em sistemas comerciais há a necessidade de divisão do sinal óptico para que seja realizada a seleção do canal de interesse através de um filtro óptico. Se o divisor de potência apresentar um comprimento excessivamente longo quando são considerados vários

estágios de divisão pode-se optar por uma configuração que apresente um filtro sintonizável ao invés de um filtro fixo na saída dos braços do divisor diminuindo, com isso, o número de estágios de divisão e conseqüentemente o tamanho do dispositivo.

TABELA 2.4: Influência do ângulo de abertura no comprimento da junção Y.

Ângulo de abertura (rad)	Comprimento divisor 1:2 (mm)	Comprimento divisor 1:16 (mm)	Comprimento divisor 1:32 (mm)
0,01	4,5	18,0	22,5
0,02	3,4	13,6	17,0
0,03	3,1	12,4	15,5
0,04	2,9	11,6	14,5
0,04	2,7	10,8	13,5

Nota-se que com o aumento do ângulo de abertura o tamanho do dispositivo diminui. Contudo, conforme verificado anteriormente as perdas aumentam.

2.6.2 Combinador de sinais ópticos

Será analisada nesta seção a junção Y atuando como um combinador de sinais ópticos. Será avaliado o desempenho do combinador quando são inseridos sinais ópticos em fase nos braços da seção paralela de saída, quando são inseridos sinais ópticos fora de fase nos braços da seção paralela de saída e quando é inserido um sinal em apenas um dos braços da seção paralela de saída.

2.6.2.1 Desempenho do combinador quando são inseridos sinais ópticos em fase nos braços da seção paralela

Nesta simulação foram inseridos os sinais ópticos apresentados na Figura 2.26. Os sinais possuem mesma amplitude e estão em fase.

FIGURA 2.26: Feixe óptico com sinais em fase, inserido na junção Y para propagação reversa.

A Figura 2.27 apresenta a evolução de campo ao longo da junção Y operando como um combinador de sinais ópticos.

FIGURA 2.27: Propagação de campo eletromagnético em uma junção Y operando como um combinador de sinais ópticos.

Verifica-se que os sinais começam a oscilar entre os dois braços guias de onda próximo a seção de ramificação, radiando parte da energia para o substrato. Os sinais são combinados na seção de abertura, propagando-se de maneira estável na seção reta da junção Y. Nesta simulação foram inseridos sinais com densidade de potência média igual a 1,000 mW/mm em cada um dos braços da seção paralela da junção Y. O valor obtido para a densidade de potência média do sinal na seção reta da junção Y foi 0,98323 mW/mm, o que corresponde a 49,16 % da potência total inserida nos dois braços da seção paralela. Portanto o dispositivo apresenta perda de inserção igual a 3,0837 dB.

2.6.2.2 Desempenho do combinador quando são inseridos sinais ópticos 180° fora de fase nos braços da seção paralela

Nesta simulação foram inseridos os sinais ópticos apresentados na Figura 2.28. Os sinais possuem mesma amplitude e estão fora de fase.

FIGURA 2.28: Feixe óptico com sinais fora de fase, inserido na junção Y para propagação reversa.

A Figura 2.29 apresenta a evolução de campo ao longo da junção Y operando como um combinador de sinais ópticos.

FIGURA 2.29: Propagação de campo eletromagnético em uma junção Y operando como um combinador de sinais ópticos.

Como os sinais estão 180° fora de fase eles não se combinam e são radiados para o substrato. Portanto o dispositivo apresenta grandes perdas por radiação.

2.6.2.3 Desempenho do combinador quando é inserido um sinal em um dos braços da seção paralela

Nesta simulação foi inserido um sinal óptico em um dos braços da seção paralela da junção Y. A Figura 2.30 apresenta a evolução do sinal óptico propagando-se no sentido reverso da junção Y.

FIGURA 2.30: Propagação de campo eletromagnético em uma junção Y operando como um combinador de sinais ópticos.

O sinal óptico inserido apresenta densidade de potência média igual a 1,000 mW/mm na seção paralela. O valor obtido para a densidade de potência média do sinal na seção reta da junção Y foi 0,5082 mW/mm, o que corresponde a 50,82 % da potência inicial inserida em um dos braços da seção paralela. Portanto o dispositivo apresenta perda de inserção igual a 2,940 dB. A diferença na perda de inserção deste dispositivo com relação ao dispositivo que apresenta dois sinais em fase deve-se somente problemas relativos a flutuação numérica.

Para reduzir a perda de inserção inerente à junção Y linear simétrica monomodo, Shi T. T. e Chi S. [2.23] propuseram uma estrutura não linear para o dispositivo, que não está no escopo deste trabalho. Foi demonstrado que, de acordo com a quantidade de potência injetada, a perda de inserção é reduzida para 0,89 dB e o campo na seção reta não oscila.

2.7 CONCLUSÕES

Neste capítulo foram apresentadas e discutidas as propriedades dos divisores e combinadores de potência, fabricados a partir das técnicas de difusão de Ti em um substrato de LiNbO_3 . Foram analisados dois modelos de junção Y, um com formato reto na região de abertura da junção e outro com formato em S na região de abertura da junção. Ambos apresentaram baixas perdas por radiação, porém a junção Y em formato S apresenta melhor desempenho, pois apresenta menores perdas, devido à transição mais suave do perfil da seção reta para a seção de abertura. Uma característica importante deste dispositivo é que ele introduz uma perda fixa no enlace, independente do comprimento de onda.

Inicialmente analisou-se a junção Y operando como um divisor de sinais ópticos. O objetivo é implementar um sistema onde cada canal seja alocado a um braço da junção, com um filtro fixo na saída realizando o processo de seleção necessário. Através de simulações verificou-se a influência do ângulo de abertura da junção Y nas perdas do dispositivo. Verificou-se que com o aumento do ângulo de abertura da junção aumentam também as perdas por radiação, devido à transição mais rápida na região de abertura e ramificação o que faz com que o dispositivo não apresente um comportamento adiabático, porém o tamanho do dispositivo diminui. Outro fator considerado foi a largura da camada guia de onda. Com o aumento da largura da camada guia de onda diminuem as perdas por radiação, pois aumenta-se o fator de confinamento de potência no guia.

Verificou-se também a razão de divisão do dispositivo. Analisando os resultados observa-se que a junção Y funciona como um divisor de 3 dB, dividindo igualmente a potência para cada um dos braços, independentemente do comprimento de onda.

A seguir analisou-se a junção Y operando como um combinador de sinais ópticos. Verificou-se seu desempenho quando são inseridos sinais em fase e fora de fase nos braços da seção paralela. Os sinais em fase são combinados na seção reta, mas apresentam perda de inserção de aproximadamente 3 dB. Os sinais 180° fora de fase não se combinam e são radiados. Outra análise realizada corresponde à inserção de um sinal óptico em apenas um dos braços da junção. Também neste caso

verificou-se que o dispositivo apresenta perda de inserção igual a 3 dB. Uma maneira de minimizar esta perda é utilizar um substrato contendo material não-linear como proposto no trabalho de Shi T.T. e Chi S. Neste trabalho foi demonstrado que as perdas de inserção podem ser reduzidas abaixo de 0,89 dB.

O dispositivo apresenta baixas perdas isoladamente. Porém num sistema comercial há a necessidade de divisão do sinal óptico em 16, 32 ou mais braços. A perda total neste caso será o resultado da soma das perdas em cada estágio de divisão. Para um sistema mais complexo isto poderá resultar em um valor muito alto. Neste caso, pode ser utilizada uma configuração na qual mais de um canal seja alocado no mesmo braço durante o processo de divisão, e um filtro sintonizável é utilizado para selecionar o canal de interesse. Com isso reduz-se o número de estágios de divisão e conseqüentemente a perda total do dispositivo.

A seguir no Capítulo 3 será apresentado o formalismo de análise dos acopladores ópticos a serem utilizados como dispositivos de chaveamento baseados no efeito eletroóptico. Os resultados deste capítulo serão utilizados no Capítulo 4 no projeto da chave óptica.

CAPÍTULO 3

DISPOSITIVOS DE CHAVEAMENTO: FORMALISMO DE ANÁLISE

Neste capítulo será apresentado o formalismo para análise teórica dos dispositivos de chaveamento, um dos componentes que constituem o multiplexador add/drop apresentado no Capítulo 1. Será avaliada a utilização de acopladores direcionais atuando como chaves eletroópticas. O processo de alteração do estado da chave óptica via efeito eletroóptico será analisado. A estrutura da chave óptica é apresentada inicialmente na configuração de guias de onda enterrados num substrato de LiNbO_3 . Através do método do índice efetivo esta estrutura é transformada em uma estrutura planar, e a seguir é utilizado um método analítico, baseado na interferência entre os modos guiados par e ímpar suportados pelo sistema de guias de onda acoplados, na análise das propriedades de acoplamento do sistema. Os resultados deste capítulo serão utilizados no Capítulo 4 para o projeto da chave eletroóptica.

3.1 INTRODUÇÃO

Uma das utilizações dos guias de onda, apresentados no Capítulo 2, ocorre na fabricação de dispositivos de chaveamento necessários para o roteamento de sinais. Um exemplo de tal dispositivo é o acoplador direcional, que constituirá a chave óptica a ser estudada neste capítulo. As chaves ópticas, em sua configuração mais básica, devem apresentar pelo menos duas portas de saída acessíveis e, para que ocorra simetria, duas portas de entrada também são desejáveis.

A Seção 3.2 analisará o acoplador direcional, apresentando a teoria pertinente. Na Seção 3.3 é abordado o efeito eletroóptico para realização do

chaveamento de sinais. A Seção 3.4 apresenta o modelo da chave eletroóptica a ser utilizada. A Seção 3.5 apresenta o formalismo para análise teórica da chave eletroóptica na configuração planar. Na Seção 3.6 é apresentada a teoria a ser empregada na obtenção dos supermodos par e ímpar da estrutura na configuração planar. O capítulo é finalizado na Seção 3.7, onde os pontos mais importantes são resumidos.

3.2 ACOPLADOR DIRECIONAL

O acoplador direcional óptico é formado por guias de onda paralelos colocados suficientemente próximos para que a energia seja transferida de um guia para outro, como mostrado na Figura 3.1. No acoplador direcional simétrico os guias são idênticos, e a estrutura é denominada síncrona [3.1].

FIGURA 3.1: Desenho esquemático do acoplador direcional: n_f é o índice de refração do guia, n_s é o índice de refração do substrato, d é a largura da camada guiante, $2S_3$ é a separação entre os guias, L é o comprimento de interação entre os guias.

Para que o acoplamento ocorra em um determinado comprimento de onda, a luz deve se propagar com a mesma velocidade de fase em cada guia. Nos acopladores assíncronos os guias de onda são ligeiramente diferentes. A diferença pode estar na geometria da seção transversal, perfil de índice de refração, ou ambos. Guias de onda que não estão sincronizados podem ser acoplados utilizando-se rede de difração [3.1].

O esquema básico do acoplador direcional é apresentado na Figura 3.2.

FIGURA 3.2: Modelo de um acoplador direcional: os números mostrados identificam as portas ópticas.

Utilizando este modelo, o acoplador direcional pode ser descrito por uma matriz de espalhamento [3.2]:

$$b = [S] a \quad (3.1)$$

onde $a = (a_1, a_2, \dots, a_i, a_n)$ e $b = (b_1, b_2, \dots, b_i, b_n)$ são os vetores e as notações a_i e b_i representam as amplitudes complexas para as ondas luminosas incidentes e refletidas, respectivamente. A notação $[S]$ indica a matriz espalhamento. No caso de acopladores direcionais temos um componente de quatro portas e $[S]$ é expressa como [3.2]:

$$[S] = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} & S_{13} & S_{14} \\ S_{21} & S_{22} & S_{23} & S_{24} \\ S_{31} & S_{32} & S_{33} & S_{34} \\ S_{41} & S_{42} & S_{43} & S_{44} \end{bmatrix} \quad (3.2)$$

3.2.1 Modos guiados

A transferência de energia que ocorre entre os guias deve-se à interação eletromagnética entre os modos guiados de cada um dos guias de onda. Um modo de um guia de onda dielétrico em uma frequência ω é a solução da equação de onda [3.3]:

$$\nabla^2 \vec{E} + k_0^2 n^2 \vec{E} = 0 \quad (3.3)$$

onde $k_0^2 = \omega^2 \mu_0 \epsilon_0 = \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2$ é a constante de propagação no espaço livre, n é o índice de refração, μ_0 é a permeabilidade magnética, ϵ_0 é a permissividade elétrica do vácuo e $\vec{E}$ é o vetor campo elétrico dado por $\vec{E} = \vec{E}(x,y)e^{i(\omega t - \beta z)}$.

A transferência de energia entre os modos guiados de guias de onda próximos é conhecida como acoplamento direcional, pois ocorre entre os modos que se propagam na mesma direção. Esta transferência pode ser observada na Figura 3.3.

FIGURA 3.3: Seção transversal do acoplador direcional.

A luz que é lançada em um guia é acoplada para o outro como resultado da sobreposição dos campos evanescentes nos dois guias. A transferência ocorre devido

a um processo de acoplamento síncrono coerente entre os campos evanescentes dos modos guiados em cada guia de onda [3.4]. A onda propagante de um guia transfere-se para o outro mantendo sua coerência de fase. Para que esta transferência ocorra sobre um determinado comprimento, a luz deve propagar-se com a mesma velocidade de fase em cada guia.

A transferência de potência pode ser visualizada através da Figura 3.4 [3.2]. Os modos par e ímpar são igualmente excitados na posição inicial, $z = 0$, e o campo resultante da soma destes dois modos é observado no guia de onda (b). Após viajar uma distância z que satisfaça a relação $\Delta\beta z = \pi$ no acoplador, a fase do modo ímpar é invertido e a fase do modo par não se altera. Como resultado da soma destes dois modos o campo passa a existir no guia de onda (a) como apresentado na Figura 3.4. Esta distância é chamada de comprimento de acoplamento (l). Então o comprimento de acoplamento é obtido através da relação [3.2]:

$$l = \frac{\pi}{\Delta\beta} \quad (3.4)$$

sendo

$$\Delta\beta = \beta_p - \beta_i \quad (3.5)$$

O comprimento de acoplamento também pode ser obtido através da relação:

$$l = \frac{\pi}{2\kappa} \quad (3.6)$$

onde κ é o coeficiente de acoplamento. Este coeficiente de acoplamento para guias idênticos pode ser determinado a partir das constantes de propagação modais exatas. O coeficiente de acoplamento é dado por [3.2]:

$$\kappa = \frac{|\Delta\beta|}{2} \quad (3.7)$$

FIGURA 3.4: Princípio de operação do acoplador direcional.

3.3 EFEITO ELETROÓPTICO

O acoplador direcional pode ser utilizado como uma chave óptica. Para isto, utiliza-se um material que apresenta propriedades eletroópticas para compor o guia de onda. Nesta seção será estudada a propagação óptica em guias na presença de um campo elétrico externo aplicado. Será verificado que, em certos tipos de guias eletroópticos, seus índices de refração podem ser alterados proporcionalmente ao módulo do campo aplicado.

3.3.1 Definição do efeito eletroóptico

O efeito eletroóptico é a mudança no índice de refração de cristais provocada pela aplicação de um campo elétrico. Quando as mudanças são proporcionais ao

módulo do campo elétrico aplicado, o efeito é conhecido como efeito eletroóptico linear ou efeito Pockels [3.5].

Visto que o efeito Pockels é encontrado em cristais sem simetria de inversão, como o LiNbO_3 , o sinal da mudança de índice induzida depende da polaridade da tensão aplicada ao cristal [3.6]. A simetria de inversão é caracterizada pela invariância da estrutura cristalina de um cristal quando ocorre a troca de um átomo localizado em um determinado ponto da estrutura cristalina do cristal por outro átomo do mesmo cristal localizado em um ponto diametralmente oposto.

As características de propagação da luz em cristais eletroópticos (como direção de polarização e velocidade de fase das ondas eletromagnéticas) podem ser expressas através do elipsóide dos índices descrito por [3.3]:

$$\frac{X^2}{n_x^2} + \frac{Y^2}{n_y^2} + \frac{Z^2}{n_z^2} = 1 \quad (3.8)$$

onde X, Y e Z são os eixos do cristal e n_x , n_y e n_z são os índices de refração.

O efeito de um campo elétrico sobre a propagação é expresso convenientemente alterando-se as constantes $\frac{1}{n_x^2}, \frac{1}{n_y^2}, \frac{1}{n_z^2}$ do elipsóide dos índices.

Especificamente, a equação do elipsóide dos índices na presença de um campo elétrico é dada por [3.3]:

$$\left(\frac{1}{n^2}\right)_1 X^2 + \left(\frac{1}{n^2}\right)_2 Y^2 + \left(\frac{1}{n^2}\right)_3 Z^2 + 2\left(\frac{1}{n^2}\right)_4 YZ + 2\left(\frac{1}{n^2}\right)_5 XZ + 2\left(\frac{1}{n^2}\right)_6 XY = 1 \quad (3.9)$$

Escolhendo X, Y, Z paralelos aos eixos dielétricos principais do cristal, sem campo aplicado, a eq. (3.9) reduz-se à (3.8). Portanto:

$$\left(\frac{1}{n^2}\right)_1 \Big|_{E=0} = \frac{1}{n_x^2}, \left(\frac{1}{n^2}\right)_2 \Big|_{E=0} = \frac{1}{n_y^2}, \left(\frac{1}{n^2}\right)_3 \Big|_{E=0} = \frac{1}{n_z^2},$$

$$\left(\frac{1}{n^2}\right)_4 \Big|_{E=0} = \left(\frac{1}{n^2}\right)_5 \Big|_{E=0} = \left(\frac{1}{n^2}\right)_6 \Big|_{E=0} = 0 \quad (3.10)$$

onde n é o índice de refração.

A mudança linear nos coeficientes

$$\left(\frac{1}{n^2}\right)_i \quad i = 1, \dots, 6 \quad (3.11)$$

devido a um campo elétrico arbitrário $E(E_X, E_Y, E_Z)$ aplicado ao longo dos eixos principais do cristal é definida por [3.3]:

$$\Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_i = \sum_{j=1}^3 r_{ij} E_j \quad (3.12)$$

onde $i = 1, 2, 3, \dots, 6$ e r_{ij} é a matriz do tensor eletroóptico 6×3 . Na somatória sobre j utilizamos a convenção: $1 = X, 2 = Y, 3 = Z$. A eq.(3.12) pode ser expressa na forma matricial como:

$$\begin{bmatrix} \Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_1 \\ \Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_2 \\ \Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_3 \\ \Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_4 \\ \Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_5 \\ \Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_6 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} r_{11} & r_{12} & r_{13} \\ r_{21} & r_{22} & r_{23} \\ r_{31} & r_{32} & r_{33} \\ r_{41} & r_{42} & r_{43} \\ r_{51} & r_{52} & r_{53} \\ r_{61} & r_{62} & r_{63} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_1 \\ E_2 \\ E_3 \end{bmatrix} \quad (3.13)$$

A matriz 6×3 com elementos r_{ij} é chamada tensor eletroóptico.

3.3.2 Utilização do LiNbO_3 como material eletroóptico

O LiNbO_3 é um material amplamente utilizado em óptica integrada [3.7, 3.8]. Este material é caracterizado por possuir grandes coeficientes piroelétricos, piezoeétricos, eletroópticos e foto-elásticos. Devido a grande magnitude dos efeitos físicos mencionados, o LiNbO_3 tem sido amplamente utilizado em aplicações tais como filtros acústicos, geradores de segundo harmônico, chaves, guias de onda dielétricos e outros.

Outro ponto importante a ser considerado é o fato do LiNbO_3 ser naturalmente birrefringente. O fenômeno da birrefringência é uma das consequências mais importantes da anisotropia dielétrica de cristais. Neste fenômeno a velocidade de fase de um feixe óptico propagante no cristal depende da direção de polarização do vetor campo elétrico [3.3]. Isto ocorre porque os índices de refração são diferentes para cada direção do cristal. Neste cristal, podem existir dois feixes ortogonais linearmente polarizados, conforme apresentado na Figura 3.5. Um é o raio ordinário, polarizado ao longo da direção OB, com índice de refração n_o . O outro é o raio extraordinário, com polarização paralela à direção OA. O LiNbO_3 é um cristal uniaxial negativo onde $n_x = n_y = n_o$, $n_z = n_e$ e $n_o > n_e$ [3.6].

FIGURA 3.5: Elipsóide dos índices de um cristal uniaxial negativo ($n_e < n_o$).

Os cristais de LiNbO_3 podem ser designados como X-cut, Y-cut ou Z-cut, correspondendo respectivamente à coordenada do eixo óptico do cristal X, Y ou Z normal à superfície de maior área [3.7].

Os arranjos cristalinos são divididos em 32 classes de simetria chamadas *point groups*. O LiNbO_3 possui *point group* 3m e seu tensor eletroóptico é expresso por [3.9]:

$$\begin{pmatrix} 0 & -r_{22} & r_{13} \\ 0 & r_{22} & r_{13} \\ 0 & 0 & r_{33} \\ 0 & r_{31} & 0 \\ r_{31} & 0 & 0 \\ -r_{22} & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (3.14)$$

Os valores numéricos dos coeficientes eletroópticos são [3.9, 3.10]:

$$\begin{aligned} r_{13} &= 9.6 \times 10^{-12} \text{ m/V} & r_{22} &= 6.8 \times 10^{-12} \text{ m/V} \\ r_{33} &= 30.9 \times 10^{-12} \text{ m/V} & r_{31} &= 32.6 \times 10^{-12} \text{ m/V} \end{aligned}$$

Consideremos agora um campo elétrico aplicado ao longo da direção cristalográfica Z do cristal de LiNbO_3 , Z-cut, com a luz propagando-se ao longo do eixo Y do cristal, como mostrado na Figura 3.6.

FIGURA 3.6: Campo elétrico aplicado ao longo de um cristal de LiNbO_3 , Z-cut com luz propagante ao longo do eixo Y do cristal.

Substituindo (3.14) em (3.13) obtêm-se:

$$\begin{aligned}\Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_1 &= -r_{22}E_Y + r_{13}E_Z, \quad \Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_2 = r_{22}E_Y + r_{13}E_Z, \quad \Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_3 = r_{33}E_Z \\ \Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_4 &= r_{51}E_Y, \quad \Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_5 = r_{51}E_X, \quad \Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_6 = -r_{22}E_X\end{aligned}\quad (3.15)$$

Para o LiNbO_3 , $n_x = n_y = n_o$, $n_z = n_e$. Substituindo (3.15) em (3.9) têm-se:

$$\begin{aligned}\frac{X^2}{n_o^2} + \frac{Y^2}{n_o^2} + \frac{Z^2}{n_e^2} + (-r_{22}E_Y + r_{13}E_Z)X^2 + (r_{22}E_Y + r_{13}E_Z)Y^2 + \\ + (r_{33}E_Z)Z^2 + 2(r_{51}E_Y)YZ + 2(r_{51}E_X)XY + 2(-r_{22}E_X)XY = 1\end{aligned}\quad (3.16)$$

As três primeiras parcelas não dependem do campo elétrico. O campo elétrico é aplicado no cristal de LiNbO_3 na direção cristalográfica Z. Portanto, $E_X = E_Y = 0$, $E_Z \neq 0$. A eq.(3.15) torna-se:

$$X^2\left(\frac{1}{n_o^2} + r_{13}E_Z\right) + Y^2\left(\frac{1}{n_o^2} + r_{13}E_Z\right) + Z^2\left(\frac{1}{n_e^2} + r_{33}E_Z\right) = 1\quad (3.17)$$

O eixo Y é a direção normal à onda e as mudanças de índice são caracterizadas pela deformação do elipsóide dos índices com o campo elétrico aplicado sobre a seção transversal no plano X-Z normal ao eixo Y. Portanto, $Y = 0$ e (3.17) torna-se:

$$X^2\left(\frac{1}{n_o^2} + r_{13}E_Z\right) + Z^2\left(\frac{1}{n_e^2} + r_{33}E_Z\right) = 1\quad (3.18)$$

A eq.(3.18) é rescrita na forma:

$$\frac{X^2}{n_o^2\left(1 - \frac{1}{2}r_{13}n_o^2E_Z\right)^2} + \frac{Z^2}{n_e^2\left(1 - \frac{1}{2}r_{33}n_e^2E_Z\right)^2} = 1\quad (3.19)$$

A eq.(3.19) mostra que os comprimentos dos semi-eixos do elipsóide dos índices no plano X-Z variam lentamente com o campo elétrico aplicado, E_z . Os índices n_x e n_z dos raios ordinários e extraordinários, respectivamente, são dados por [3.10]:

$$\begin{cases} n_x = n_o - \Delta n_o, & \Delta n_o = \frac{1}{2} r_{13} n_o^3 E_z \\ n_z = n_e - \Delta n_e, & \Delta n_e = \frac{1}{2} r_{33} n_e^3 E_z \end{cases} \quad (3.20)$$

Os índices de refração ordinários e extraordinários absolutos (n_o e n_e respectivamente) são calculados em função do comprimento de onda λ (em μm) através das equações abaixo [3.11]:

$$n_o^2 = 4.9048 - \frac{0.11768}{0.04750 - \lambda^2} - 0.027169 \cdot \lambda^2 \quad (3.21)$$

$$n_e^2 = 4.5820 - \frac{0.099169}{0.044432 - \lambda^2} - 0.021950 \cdot \lambda^2 \quad (3.22)$$

O segundo termo no lado direito de (3.24) representa a mudança de índice, via efeito Pockels, determinado através dos coeficientes eletroópticos e pela intensidade do campo elétrico aplicado. O sinal da mudança de índice de refração também depende da polaridade da tensão aplicada ao cristal.

A maior variação de índice de refração é obtida aplicando-se um campo elétrico ao longo do eixo óptico do LiNbO_3 , de forma que o maior coeficiente eletroóptico, o coeficiente r_{33} seja utilizado. O máximo valor para mudança de índice de refração é 1.6×10^{-3} , que é limitado pelo campo elétrico de ruptura do LiNbO_3 (aproximadamente $10 \text{ V}/\mu\text{m}$) [3.6].

3.3.3 Índice de refração da camada de Ti difundido

A mudança de índice produzida pela dopagem do cristal de LiNbO_3 com Ti tem sido investigada por vários grupos. A mudança no índice para o eixo

extraordinário está em proporção direta à concentração de Ti, embora a mudança de índice para o eixo ordinário não seja proporcional à concentração de Ti. A expressão para Δn_e apresentada por Korotky e Alferness é dada por [3.12]:

$$\Delta n_e = bCt_0 \quad (3.23)$$

onde:

$$b(\lambda) = 0.552 + \frac{0.065}{\lambda^2} \quad (3.24)$$

e Ct_0 é a concentração de Ti no substrato de LiNbO_3 . Neste trabalho é assumido que a concentração de Ti difundido é constante na região guia de onda.

3.4 A CHAVE ELETROÓPTICA

A partir da teoria apresentada nas Seções 3.2 e 3.3 é estudado o funcionamento da chave óptica, apresentada no Capítulo 1. A chave eletroóptica é um dos dispositivos que integram o multiplexador óptico add/drop e é responsável pelo roteamento dos canais na rede óptica. A chave eletroóptica a ser analisada é apresentada na Figura 3.7 [3.13, 3.14, 3.15].

(a)

(b)

FIGURA 3.7: Chave eletroóptica: (a) projeto, (b) seção transversal.

Sem tensão aplicada, os dois guias estão em casamento de fase e a luz que entra no guia (b) é quase totalmente transferida para o guia (a) (estado cruzado representado na Figura 3.8 (a)). Quando uma tensão é aplicada ocorre uma mudança no índice de refração via efeito eletroóptico, apresentado na Seção 3.3. Isto conduz a um descasamento na velocidade de fase em ambos os guias e também a uma redução no comprimento de acoplamento, alterando o estado do acoplador de cruzado para direto (Figura 3.8 (b)).

(a)

(b)

FIGURA 3.8: Estados do acoplador: (a) cruzado (sem tensão aplicada)
(b) direto (com tensão aplicada).

Na Figura 3.9 são apresentados em detalhe os guias de onda ópticos com os eletrodos colocados ao longo de sua direção longitudinal. Aplicando uma tensão de controle nos eletrodos induz-se uma variação no índice de refração, via efeito eletroóptico. Esta mudança de índice de refração afeta as constantes de propagação dos dois guias individuais, o casamento de fase entre eles e o comprimento de acoplamento. Quando há uma mudança desigual nos índices dos dois acopladores a eficiência da transferência de potência é reduzida devido à falta de casamento de fase entre os modos guiados. Estes efeitos combinados modificam a potência total transferida como função da tensão aplicada.

FIGURA 3.9: Acoplador direcional chaveado formado por duas camadas ópticas guias de onda com comprimento de interação L .

A aplicação de uma tensão V aos eletrodos provoca um descasamento, $\Delta\beta$, entre as constantes de propagação dos guias (a) e (b). A onda eletromagnética propagante nos dois guias é descrita pelas amplitudes complexas $A_p(z)$ e $A_i(z)$ que variam lentamente na direção de propagação escolhida, coincidente com o eixo z . A troca de energia entre os guias é descrita pela teoria já apresentada na Seção 3.2.

A matriz:

$$M_1^+ = \begin{pmatrix} A_1 & -jB_1 \\ -jB_1^* & A_1^* \end{pmatrix} \quad (3.25)$$

pode ser chamada matriz de transferência do acoplador onde [3.13]:

$$\begin{aligned}
 A_1 &= \cos z \sqrt{\kappa^2 + \delta^2} + \frac{j\delta \cdot \sin z \sqrt{\kappa^2 + \delta^2}}{\sqrt{\kappa^2 + \delta^2}} \\
 B_1 &= \frac{\kappa \sin z \sqrt{\kappa^2 + \delta^2}}{\sqrt{\kappa^2 + \delta^2}}
 \end{aligned} \tag{3.26}$$

e

$$\delta = \frac{\Delta\beta}{2} \tag{3.27}$$

Para guias de onda idênticos sem tensão aplicada, $\delta = 0$ e (3.25) é escrita como:

$$M = \begin{pmatrix} \cos \kappa z & -j \sin \kappa z \\ -j \sin \kappa z & \cos \kappa z \end{pmatrix} \tag{3.28}$$

Um parâmetro importante a ser observado é a eficiência de cruzamento (η). Para uma entrada unitária em um dos guias de onda, a eficiência de cruzamento para o segundo guia é obtida resolvendo as equações de ondas acopladas [3.14]:

$$\eta = \frac{\sin^2 \kappa L \left| 1 + (\delta/\kappa)^2 \right|^{1/2}}{1 + (\delta/\kappa)^2} \tag{3.29}$$

Sem tensão aplicada, $\delta = 0$ e $\eta = \sin^2 \kappa L$. Neste caso, a transferência completa de potência, ou seja $\eta = 1$, ocorre se $\kappa L = \frac{m\pi}{2}$ e a condição imposta por (3.6) é satisfeita.

Neste trabalho será assumido que a aplicação de uma tensão de controle nos eletrodos o índice de refração do guia da direita é aumentado de $\Delta n/2$ e diminuído de $\Delta n/2$ no guia da esquerda devido ao sinal oposto do campo elétrico [3.15, 3.16]. A Figura 3.10 descreve este efeito.

FIGURA 3.10: Esquema dos guias de onda de canal do acoplador direcional após a aplicação da tensão de controle.

3.4.1 Camada de isolamento

Após a difusão, uma camada de isolamento, tipicamente SiO_2 é depositada sobre os guias de onda. Esta camada reduz a atenuação óptica da luz polarizada perpendicularmente à superfície do cristal (polarização TM), a qual resultaria da presença do metal nos eletrodos de controle. A espessura da camada de isolamento ótima para isolar o modo TM do eletrodo – necessária, por exemplo, para utilizar o máximo coeficiente r_{33} em um substrato de LiNbO_3 Z-cut – permanece como tópico de investigação.

3.5 FORMALISMO PARA ANÁLISE TEÓRICA DA CHAVE ELETROÓPTICA

Nesta seção será apresentado o formalismo a ser utilizado no Capítulo 4 na análise da chave eletroóptica apresentada na Seção 3.4. Inicialmente, através do método do índice efetivo é possível transformar a estrutura guia de onda enterrado, apresentada na Fig. 3.7 (b), numa estrutura planar, com o intuito de tornar a análise mais simples, pois as constantes de propagação podem ser obtidas mais facilmente [3.6]. Após a utilização deste método o guia de onda encontra-se em sua forma planar e são utilizados métodos analíticos para estudo de guias planares na investigação do desempenho da chave óptica.

A teoria de acoplamento, baseada nas equações de modos acoplados, não será aplicada nesta análise pois a mesma não é a mais adequada. Neste formalismo considera-se que toda a potência é transferida entre os guias, o que não ocorre na prática. A parcela da potência que não é transferida é denominada fator de desacoplamento. Neste trabalho será utilizado um método baseado na interferência entre os modos guiados par e ímpar suportados pelo sistema de guias de onda para determinar as propriedades de acoplamento em guias de onda [3.18]. Neste método o coeficiente de acoplamento é definido como a razão de potência transferida entre os dois guias de onda. É demonstrado que não há transferência total de potência no sistema acoplado.

3.5.1 Coeficiente de acoplamento em guias de onda acoplados

Será considerado o acoplador formado por duas camadas guiantes ou núcleos e outras três regiões com índice de refração menor, que constituem a região de separação entre os guias e as regiões de casca. O sistema com dois guias de onda paralelos suporta os dois modos fundamentais do guia de onda, o modo par (simétrico) e o modo ímpar (antissimétrico) representados por E_p e E_i respectivamente.

A Figura 3.11 apresenta o acoplador direcional analisado e o processo de transferência de potência.

FIGURA 3.11: Acoplamento de potência: l é o comprimento de acoplamento, ϵ_a e ϵ_b são os fatores de desacoplamento.

Primeiramente será resolvida a equação de onda para a distribuição de índice de refração efetivo do acoplador, para obtenção dos supermodos par e ímpar de mais baixa ordem, de acordo com a formulação proposta por [3.19]. Será analisado o guia de onda monomodo, ou seja, somente os modos de mais baixa ordem serão considerados e os modos de mais alta ordem serão desprezados.

Na ausência de modos de mais alta ordem, a onda propagante pode ser expressa como:

$$E(x, y) = A_p E_p(x) e^{-j\beta_p z} + A_i E_i(x) e^{-j\beta_i z} \quad (3.30)$$

onde A_p e A_i são as amplitudes dos modos normalizados par e ímpar de mais baixa ordem na posição $z = 0$, com distribuições de campo E_p e E_i e constantes de propagação β_p e β_i respectivamente.

No ponto inicial do eixo longitudinal, $z = 0$, a potência no guia (b) é máxima. Os dois modos mostrados na Figura 3.11 propagam com velocidades de fase diferentes, e alternadamente se somam e cancelam. A onda guiada dada por (3.30), que é a combinação destes modos, troca energia periodicamente entre os guias como mostrado na Figura 3.11. Contudo uma pequena quantidade de potência ϵ_a que é observada no guia de onda a na posição $z = 0$ não é transferida para o guia de onda (b). Desta maneira ϵ_a pode ser chamado de fator de desacoplamento do guia de onda (b). No ponto $z = l$, chamado de comprimento de acoplamento, a potência transferida do guia (b) para o guia (a) torna-se máxima, contudo uma pequena parcela de potência ϵ_b permanece no guia de onda (b).

Assume-se que a onda propagante é normalizada por meio da seguinte relação:

$$\int_{-\infty}^{\infty} E_y(x, z) H_x^*(x, z) dx = A_p^2 + A_i^2 = 1 \quad (3.31)$$

A fração de potência no guia de onda (a) é dada por:

$$P_a(z) = \int_{-\infty}^0 P(x, z) dx = A_p^2 (1 - \xi_{pp}) + A_i^2 (1 - \xi_{ii}) - A_p A_i (\xi_{pi} + \xi_{ip}) \cos[(\beta_p - \beta_i) \cdot z] \quad (3.32)$$

onde ξ_{pp} , ξ_{ii} , são as frações de potência no guia (b) para os modos par e ímpar e ξ_{pi} e ξ_{ip} são relacionados aos produtos vetoriais dos dois modos. Estes termos são definidos como:

$$\xi_{pp} = \int_0^{\infty} E_p(x) H_p^*(x) dx \quad (3.33)$$

$$\xi_{ii} = \int_0^{\infty} E_i(x) H_i^*(x) dx \quad (3.34)$$

$$\xi_{pi} = \int_0^{\infty} E_p(x) H_i^*(x) dx \quad (3.35)$$

$$\xi_{ip} = \int_0^{\infty} E_i(x) H_p^*(x) dx \quad (3.36)$$

O coeficiente de acoplamento C entre os dois guias (a) e (b) de comprimento l pode ser definido como a fração de potência transferida do guia de onda (a) para o guia de onda (b) [3.18]. Na posição $z = 0$ o fator de desacoplamento ε_a no guia de onda (a) é dado por [3.18]:

$$P_a(0) = A_p^2(1 - \xi_{pp}) + A_i^2(1 - \xi_{ii}) - A_p A_i (\xi_{pi} + \xi_{ip}) = \varepsilon_a \quad (3.37)$$

A fração de potência no guia (a) em uma posição z arbitrária, pode ser obtida através de [3.18]:

$$P_a(z) = A_p^2(1 - \xi_{pp}) + A_i^2(1 - \xi_{ii}) - A_p A_i (\xi_{pi} + \xi_{ip}) \cos[(\xi_{pi} - \xi_{ip})z] = C(z) + \varepsilon_a \quad (3.38)$$

Considerando-se um guia sem perdas e com uma entrada unitária de potência, a transferência de potência é descrita por [3.20]:

$$P_b(z) = 1 - P_a(z) \quad (3.39)$$

Para minimizar o fator de desacoplamento ε_a no guia de onda a na posição $z = 0$ deve-se obter uma certa relação ótima entre A_p e A_i . Isto é feito utilizando-se o

método de Lagrange juntamente com a relação estabelecida em (3.31). Neste caso o produto vetorial de $A_p A_i$ é dado por [3.19]:

$$A_p A_i = \frac{\xi_{pi} + \xi_{ip}}{2[(\xi_{pp} - \xi_{ii})^2 + (\xi_{pi} + \xi_{ip})^2]^{1/2}} \quad (3.40)$$

O coeficiente de acoplamento C pode ser obtido pela substituição de (3.37) e (3.40) em (3.38).

$$C(z) = C_0 \sin^2\left(\frac{\pi z}{2l}\right) \quad (3.41)$$

onde

$$C_0 = \frac{(\xi_{pi} + \xi_{ip})^2}{[(\xi_{pp} - \xi_{ii})^2 + (\xi_{pi} + \xi_{ip})^2]^{1/2}} = 1 - \epsilon_a - \epsilon_b \quad (3.42)$$

é o máximo coeficiente de acoplamento que é observado na posição $z = l$ obtida através de (3.4).

Obtido o coeficiente de acoplamento pode-se calcular a distribuição de potência em cada um dos guias em função de z através de (3.36) bem como a diafonia e a largura de banda da chave óptica, conforme será definido no Capítulo 4.

3.6 CARACTERIZAÇÃO DA CHAVE ELETROÓPTICA PLANAR

A partir das considerações das seções anteriores, é obtida a configuração planar da chave eletroóptica. Nesta seção será apresentado o formalismo teórico utilizado na obtenção dos supermodos par e ímpar da estrutura planar.

3.6.1 Acoplador Direcional Síncrono

Um acoplador direcional formado por duas camadas guias de onda colocadas próximas uma da outra é apresentado na Figura 3.12. Ele consiste de cinco camadas paralelas ao plano y-z e em uma primeira aproximação não apresenta variação ao longo dos eixos y e z. A luz propaga-se ao longo do eixo z. As duas camadas guiantes possuem larguras da região dielétrica do núcleo iguais a d_2 e d_4 e índices de refração n_2 e n_4 . O espaçamento entre as duas camadas é $2S_3$.

FIGURA 3.12: Esquema do acoplador direcional síncrono: disposição das camadas guias de onda.

Os modos TE e TM da estrutura acoplada são descritos pela função de campo F que representa as componentes E_y do campo elétrico para modos TE e componentes H_y do campo magnético para modos TM [3.21]:

$$\begin{aligned}
 F &= A_1 \exp[-\gamma_1(x - S_3 - d_2)] \quad \text{para } x \geq S_3 + d_2 \\
 &= A_2 \cos\left[k_2\left(x - S_3 - \frac{d_2}{2}\right)\right] + A_3 \sin\left[k_2\left(x - S_3 - \frac{d_2}{2}\right)\right] \quad \text{para } S_3 + d_2 \geq x \geq S_3 \\
 &= A_4 \exp(-\gamma_3 x) + A_5 \exp(\gamma_3 x) \quad \text{para } -S_3 \leq x \leq S_3 \\
 &= A_6 \cos\left[k_4\left(x + S_3 + \frac{d_4}{2}\right)\right] + A_7 \sin\left[k_4\left(x + S_3 + \frac{d_4}{2}\right)\right] \quad \text{para } -S_3 \leq x \leq -S_3 - d_4 \\
 &= A_8 \exp[\gamma_5(x + S_3 + d_4)] \quad \text{para } x \leq -(S_3 + d_4)
 \end{aligned} \tag{3.43}$$

onde os parâmetros k_i e γ_i são definidos como:

$$k_i = \sqrt{n_i^2 \kappa_0^2 - \beta^2}, \quad \text{para } i = 2, 4 \quad (3.44)$$

$$\gamma_i = \sqrt{\beta^2 - n_i^2 \kappa^2}, \quad \text{para } i = 1, 3, 5 \quad (3.45)$$

onde κ_0 é o número de onda.

Os coeficientes A_i são obtidos das equações homogêneas resultantes da aplicação das condições de contorno de fronteira necessárias para a continuidade das componentes de campo nas direções y e z . Em notação matricial as condições de fronteira conduzem ao sistema de equações:

$$\sum_{i=1}^8 C_{vi} A_i = 0, \text{ com } v = 1, 2, \dots, 8 \quad (3.46)$$

onde os elementos da matriz C_{vi} são [3.21]:

$$\begin{aligned} C_{11} &= 1, C_{32} = -C_{12} = \cos\left(\frac{k_2 d_2}{2}\right), C_{13} = C_{33} = -\sin\left(\frac{k_2 d_2}{2}\right), \\ C_{21} &= -\gamma_1, C_{22} = C_{42} = \sin\left(\frac{k_2 d_2}{2}\right), C_{43} = -C_{23} = k_2 \cos\left(\frac{k_2 d_2}{2}\right), \\ C_{88} &= -\gamma_5, C_{55} = -C_{34} = e^{-\gamma_3 S_3}, C_{54} = -C_{35} = e^{\gamma_3 S_3}, C_{78} = -1, \\ C_{65} &= C_{44} = \gamma_3 e^{-\gamma_3 S_3}, C_{45} = C_{64} = -\gamma_3 e^{\gamma_3 S_3}, C_{76} = -C_{56} = \cos\left(\frac{k_4 d_4}{2}\right), \\ C_{57} &= C_{77} = -\sin\left(\frac{k_4 d_4}{2}\right), C_{66} = C_{86} = k_4 \sin\left(\frac{k_4 d_4}{2}\right), C_{87} = -C_{67} = k_4 \cos\left(\frac{k_4 d_4}{2}\right) \end{aligned} \quad (3.47)$$

As condições de contorno e a forma de obtenção da matriz C são apresentadas no Apêndice IV. Obtidos os coeficientes A_i , é feita a normalização para que o campo $E_y(x)$ corresponda a um fluxo de potência de um watt por unidade de comprimento na direção y no modo de interesse. A condição de normalização é [3.3]:

$$\frac{\beta_m}{2 \cdot \omega \cdot \mu_0} \int_{-\infty}^{\infty} [E_y^m(x)]^2 dx = 1 \quad (3.48)$$

e os coeficientes A_i são calculados para que condição de normalização seja satisfeita.

O comprimento sobre o qual a luz é acoplada, denominado comprimento de transferência, l , é calculado através de (3.7).

3.7 SUMÁRIO

Neste capítulo foram apresentadas e discutidas as propriedades das chaves eletroópticas formadas por guias de onda eletroópticos como os de Ti difundido em substratos de LiNbO_3 . Foi apresentada a configuração da chave eletroóptica a ser analisada, bem como examinadas suas propriedades de chaveamento através do efeito eletroóptico. Verificou-se que o LiNbO_3 possui grandes coeficientes eletroópticos e por isso tem sido amplamente utilizado na construção de chaves eletroópticas. Na análise da chave eletroóptica utiliza-se inicialmente o método do índice efetivo para transformar a estrutura guia de onda 3D numa estrutura planar e em seguida utiliza-se o método proposto por Broberg *et al* para verificar as propriedades de chaveamento. No Capítulo 4 serão apresentados os resultados das simulações realizadas com as chaves eletroópticas estudadas neste capítulo. A teoria aqui apresentada será utilizada no projeto e análise da dependência do comportamento da chave eletroóptica com o comprimento de onda do canal transmitido no enlace óptico, que é um fator muito importante para avaliar o desempenho do multiplexador óptico *add/drop* em termos de diafonia.

CAPÍTULO 4

ANÁLISE DO DESEMPENHO DA CHAVE ELETROÓPTICA

Neste capítulo será analisado o desempenho da chave eletroóptica, de acordo com o formalismo apresentado no Capítulo 3, atuando nos estados direto e cruzado. Será investigado o comportamento da chave para o comprimento de onda central da grade de comprimentos de onda recomendada pelo ITU para padronização de sistemas WDM. Em seguida, será analisado o desempenho da chave para outros comprimentos de onda, verificando a largura de banda que pode ser utilizada para um determinado nível admissível de degradação do sinal devido a efeitos de diafonia. A Seção 4.1 discutirá o desempenho da chave eletroóptica atuando no estado cruzado. A seguir na Seção 4.2 é discutido o desempenho da chave no estado direto. A Seção 4.3 apresenta o desempenho da chave eletroóptica em função da alteração de alguns de seus parâmetros. O capítulo é finalizado na Seção 4.4 onde os resultados principais são sintetizados.

4.1 CHAVE ÓPTICA NO ESTADO CRUZADO

Inicialmente foi analisada a chave eletroóptica, apresentada na Figura 3.7, sem aplicação de um campo elétrico, no qual o canal com potência óptica P_b que é inserido no guia de onda (b) é acoplado para o guia de onda (a) (estado cruzado da Figura 3.8). O dispositivo é projetado para que seu comprimento físico (L) seja igual ao comprimento de acoplamento (l) para o canal central da grade de comprimentos de onda definida pela recomendação ITU-T G.692. Esta recomendação define uma grade centrada no comprimento de onda $\lambda_0 = 1552,52$ nm, correspondente à frequência de 193,1 THz [4.1]. Para o comprimento de onda central o substrato de LiNbO_3 possui índice de refração

extraordinário $n_e = 2,13799$ obtido a partir de (3.22) e índice de refração ordinário igual à $n_o = 2,21122$ obtido a partir de (3.21). A mudança no índice de refração devido a difusão de Ti é 0,01 para o modo extraordinário, quando a concentração de Ti na região guia de onda, é igual a aproximadamente 1,7 %. Consideramos como índice de refração na região guiante o índice de refração da direção que permite a utilização do maior coeficiente eletroóptico, neste caso o índice de refração extraordinário, cujo coeficiente associado é o r_{33} . Desta forma o guia de onda apresenta índice de refração 2,14799. A camada de isolamento de SiO_2 , definida no Capítulo 3, possui espessura (e) de $0,2 \mu\text{m}$ e índice de refração igual a 1.5.

Primeiramente, será utilizado o método do índice efetivo para transformar a estrutura 3D da chave eletroóptica em uma estrutura planar. Será analisado o diagrama de dispersão normalizado para o modo TM [2.21], apresentado na Figura 4.1, para definir a profundidade (T), apresentada na Figura 3.7, do guia de onda para o guiamento monomodo. A profundidade deve ser definida de tal forma que não esteja próxima à região de corte do modo fundamental ou próxima à região onde ocorre o segundo modo.

FIGURA 4.1: Diagrama de dispersão do guia de onda: T é a profundidade do guia, λ_0 é o comprimento de onda, β é a constante de propagação e κ_0 é o número de onda.

Pode ser inferido desta figura que a profundidade do guia de onda, para condição de guiamento monomodo, é $1,94 \mu\text{m} < T < 5,59 \mu\text{m}$. A profundidade (T) adotada para as camadas guias de onda nesta simulação foi $5 \mu\text{m}$.

A seguir é utilizada a TMT, apresentada no Apêndice I, para o modo TM com o objetivo de obter os valores dos índices efetivos para cada uma das regiões da estrutura, apresentada na Figura 4.2.

FIGURA 4.2: Índices efetivos da chave eletroóptica.

A Figura 4.3 apresenta os resultados obtidos para os índices efetivos em cada uma das regiões da chave.

FIGURA 4.3: Chave eletroóptica na configuração planar.

Agora é necessário definir a largura das camadas guias de onda da Figura 4.3 para a condição de guiamento monomodo. Para isto será analisado o diagrama de dispersão normalizado do guia de onda para o modo TE, obtido com a solução numérica da equação transcendental característica do guia de onda planar simétrico

[2.21], (veja a Figura 4.4). A largura deve ser definida de tal forma que não esteja próxima à região de corte do modo fundamental ou próxima à região onde ocorre o segundo modo.

FIGURA 4.4: Diagrama de dispersão do guia de onda: d é a largura do guia, λ_0 é o comprimento de onda, β é a constante de propagação e κ_0 é o número de onda.

Pode ser inferido desta figura que a largura de corte do núcleo do guia, para condição de guiamento monomodo, é $d_2 = d_4 < 5,20 \mu\text{m}$. A largura adotada para as camadas guias de onda nesta simulação foi $4,5 \mu\text{m}$. A separação entre as camadas guias de onda ($2S_3$) adotada nesta simulação foi $4,5 \mu\text{m}$. A Figura 4.5 apresenta a configuração final da chave eletroóptica analisada.

FIGURA 4.5: Chave eletroóptica planar.

As constantes de propagação dos modos par (β_p) e ímpar (β_i) da estrutura acoplada são obtidas através da TMT. Os valores obtidos para estas constantes de propagação dos modos par e ímpar foram $\beta_p = 8,66980981 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ e $\beta_i = 8,66882414 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ respectivamente. O valor obtido para o coeficiente de acoplamento calculado de acordo com (3.7) é $\kappa = 4,9284 \times 10^2 \text{ m}^{-1}$ e o comprimento de acoplamento calculado de acordo com (3.4) é $l = 3187,28 \text{ }\mu\text{m}$.

Para efeito de comparação podemos alternativamente obter o comprimento de acoplamento utilizando o Método da Sobre-relaxação Sucessiva (Simultaneous Over Relaxation - SOR). Este método analisa a estrutura guia de onda enterrado partindo de uma distribuição de campo aproximada e, através de um método iterativo, obtém-se a distribuição de campo exata na região guia de onda. Este método é discutido com mais detalhes no Apêndice V. A Figura 4.6 apresenta os índices de refração da estrutura analisada.

FIGURA 4.6: Índices de refração da chave eletroóptica analisada.

As distribuições de campo da chave eletroóptica para os modos par e ímpar, obtidas pelo método SOR, são apresentadas na Figura 4.7.

(a)

(b)

FIGURA 4.7: Distribuição de campo na chave eletroóptica para os modos: par (a) e ímpar (b).

As constantes de propagação obtidas através do método SOR para os modos par e ímpar foram: $\beta_p = 8,66988475 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ e $\beta_i = 8,66889908 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$. O comprimento de acoplamento obtido através deste método é $l = 3196,55 \text{ }\mu\text{m}$. Verifica-se, portanto, que o valor obtido para o comprimento de acoplamento é bastante próximo ao valor obtido através da TMT. Nas simulações o comprimento de interação (L) do dispositivo foi fixado em $L = l(\lambda_o) = 3187,28 \text{ }\mu\text{m}$.

As componentes E_y dos supermodos TE da estrutura acoplada obtidos através de (3.43) são apresentados na Figura 4.8.

FIGURA 4.8: Supermodos TE par e ímpar da chave óptica.

Os modos são então superpostos para fornecer a excitação inicial do guia (b) como mostrado na Figura 4.9 (a) [4.2]. Foi utilizado o método proposto por [3.19] para minimizar o fator de desacoplamento ϵ_a no guia de onda a na posição $z = 0$. A troca de energia ocorre ao longo da estrutura e na posição $z = l$ quase toda energia é chaveada para o guia (a), resultando na Figura 4.9 (b) [4.2].

(a)

(b)

FIGURA 4.9: Superposição modal (a) $z = 0$; (b) $z = l$.

A Figura 4.10 apresenta o gráfico do acoplamento de potência entre os guias. Na posição $z = 3187,28 \mu\text{m}$ quase toda potência é transferida do guia (b) para o guia (a) restando somente a fração ϵ_b no guia de onda (b).

FIGURA 4.10: Acoplamento de potência do acoplador no estado cruzado.

De forma alternativa, utilizando o Método de Propagação do Feixe (Beam Propagation Method - BPM) pode ser observado o processo de transferência de potência de um guia para outro.

Observa-se na Figura 4.11 que a luz inserida no guia de onda (b) é acoplada gradativamente para o guia de onda (a) ao longo da direção de propagação z , conforme efeito analisado na Seção 3.2.1. Assim, o sinal inserido na porta 2 (veja a Figura 3.3) emerge na porta 4.

FIGURA 4.11: Acoplamento de potência ao longo da chave óptica.

Na Figura 4.12 observa-se a distribuição de campo na posição $z = l$ obtida através do Método de Propagação do Feixe (BPM) em comparação com o método proposto em [3.19]. Verifica-se que a distribuição de campo obtida através deste método é praticamente idêntica àquela obtida através do método utilizado.

FIGURA 4.12: Superposição modal na posição $z = l$, obtida através do método da propagação do feixe e do método proposto em [3.19].

Nas Figuras 4.13 (a) e 4.13 (b) são apresentados os gráficos da distribuição de potência nas posições $z = 0$ e $z = l$. Pode ser observado que na posição $z = 0$ a maior parte da potência está concentrada no guia de onda (b) enquanto que na posição $z = l$ a maior parte da potência está concentrada no guia de onda (a).

(a)

(b)

FIGURA 4.13: Distribuição de potência óptica: (a) $z = 0$; (b) $z = l$.

4.1.1 Diafonia (“cross-talk”) na chave eletroóptica

Esta análise é importante pois a partir dela é definido o número de canais que poderão ser utilizados na rede óptica. Como na técnica WDM vários canais são transportados simultaneamente, utilizando diferentes comprimentos de onda, é necessário analisar o efeito de acoplamento indesejado entre eles. De fato a diafonia é o efeito do acoplamento indesejado entre os dois guias do acoplador [4.3]. Inserindo comprimentos de onda diferentes do comprimento de onda central verificamos a parcela de potência transferida entre os guias de onda é menor do que aquela transferida para o comprimento de onda central, ou seja uma parcela maior da potência não é acoplada de um guia de onda para o outro guia de onda, o que causa interferência entre os canais transmitidos. De acordo com [4.4] a diafonia pode ser calculada de acordo com a seguinte equação:

$$D(\lambda) = 10 \log \frac{P_a}{P_b} \quad (4.1)$$

onde P_a é a potência no guia de onda (a), e P_b é a potência no guia de onda (b).

4.1.2 Eficiência de chaveamento na chave eletroóptica

A eficiência de acoplamento é definida como a razão de potência transferida entre os guias de onda e é obtida através da relação [4.5]:

$$E_r(\lambda) = \frac{P_a}{P_a + P_b} \quad (4.2)$$

4.1.3 Largura de banda óptica da chave eletroóptica

A largura de banda óptica ($\Delta\lambda$) foi tomada no ponto -1.5 dB abaixo da potência normalizada. Neste ponto a potência óptica cai $\frac{1}{\sqrt{2}}$ do valor da potência normalizada. A largura de banda óptica é diferente da largura de banda elétrica. Enquanto na largura de banda óptica a potência cai $-1,5$ dB do valor da potência

normalizada na largura de banda elétrica a potência cai -3 dB do valor da potência normalizada. A potência elétrica ($P_{\text{elétrica}}$) é proporcional à potência óptica elevada ao quadrado ($P_{\text{óptica}}^2$). Se a potência óptica cai de 1 para $\frac{1}{\sqrt{2}}$, então $P_{\text{elétrica}} \propto \left(\frac{P_{\text{óptica}}}{\sqrt{2}}\right)^2 = (0,707)^2 P_{\text{óptica}}^2$. A Figura 4.14 apresenta a relação entre a largura de banda óptica e a largura de banda elétrica.

FIGURA 4.14: Relação entre a largura de banda óptica e elétrica.

4.1.4 Análise do acoplamento de potência em função do comprimento de onda

A Tabela 4.1 apresenta os resultados obtidos para o acoplamento de potência do guia de onda (b) para o guia de onda (a) para vários comprimentos de onda distintos do comprimento de onda central. São apresentadas as potências inseridas no guia de onda (b) em $z = 0$, a potência nos guias de onda (a) e (b) na posição $z = l$ e a diafonia resultante.

TABELA 4.1: Potência acoplada do guia (b) para o guia (a) em função do comprimento de onda.

Comprimento de onda (μm)	Potência no guia de onda (a) na posição $z = l$ (mW)	Potência no guia de onda (b) na posição $z = l$ (mW)	Diafonia (dB)	Eficiência de chaveamento
1532,52	0,98563	0,01437	-18,36257	0,98563
1533,32	0,98656	0,01344	-18,65724	0,98656
1534,12	0,98700	0,01300	-18,80374	0,98700
1534,92	0,98743	0,01257	-18,95171	0,98743
1535,72	0,98784	0,01216	-19,09753	0,98784
1536,52	0,98862	0,01138	-19,38887	0,98862
1538,92	0,99002	0,00998	-19,96513	0,99002
1539,72	0,99033	0,00967	-20,10353	0,99033
1540,52	0,99062	0,00938	-20,23704	0,99062
1541,32	0,99090	0,00910	-20,36988	0,99090
1542,12	0,99142	0,00858	-20,6277	0,99142
1542,92	0,99187	0,00813	-20,86364	0,99187
1543,72	0,99208	0,00792	-20,97822	0,99208
1544,52	0,99227	0,00773	-21,0845	0,99227
1546,92	0,99288	0,00712	-21,44417	0,99288
1548,52	0,99318	0,00682	-21,63244	0,99318
1549,32	0,99325	0,00675	-21,67755	0,99325
1550,12	0,99330	0,00670	-21,71006	0,99330
1550,92	0,99336	0,00664	-21,74939	0,99336
1551,72	0,99340	0,00660	-21,7758	0,99340
1552,52	0,99346	0,00654	-21,81573	0,99346
1553,32	0,99340	0,00660	-21,7758	0,9934
1554,12	0,99336	0,00664	-21,74939	0,99336
1554,92	0,99330	0,00670	-21,71006	0,99330
1555,72	0,99325	0,00675	-21,67755	0,99325
1556,52	0,99318	0,00682	-21,63244	0,99318
1558,12	0,99288	0,00712	-21,44417	0,99288
1560,52	0,99227	0,00773	-21,08450	0,99227
1561,32	0,99208	0,00792	-20,97822	0,99208
1562,12	0,99187	0,00813	-20,86364	0,99187
1562,92	0,99142	0,00858	-20,6277	0,99142
1563,72	0,99090	0,00910	-20,36988	0,99090
1564,52	0,99062	0,00938	-20,23704	0,99062
1565,32	0,99033	0,00967	-20,10353	0,99033
1566,12	0,99002	0,00998	-19,96513	0,99002
1568,52	0,98862	0,01138	-19,38887	0,98862
1569,32	0,98784	0,01216	-19,09753	0,98784
1570,12	0,98743	0,01257	-18,95171	0,98743
1570,92	0,98700	0,01300	-18,80374	0,98700
1571,72	0,98656	0,01344	-18,65724	0,98656
1572,52	0,98563	0,01437	-18,36257	0,98563

A diferença verificada no valor da potência chaveada deve-se a variação do comprimento de acoplamento para cada comprimento de onda. Os campos foram recalculados para cada comprimento de onda devido à mudança dos índices de refração do substrato e da camada guiante de acordo com (3.20) e, conseqüentemente são obtidos diferentes valores para o comprimento de acoplamento em função da alteração das constantes de propagação dos modos par e ímpar. A Figura 4.15 apresenta a variação do índice de refração do substrato em função do comprimento de onda.

FIGURA 4.15: Variação do índice de refração em função do comprimento de onda.

Na Figura 4.16 é observada a variação do comprimento de acoplamento em função do comprimento de onda.

FIGURA 4.16: Variação do comprimento de acoplamento em função do comprimento de onda.

Devido a este efeito verifica-se uma variação para os níveis de diafonia em função do comprimento de onda. A diafonia mínima ocorre para o comprimento de onda central (λ_0), pois é para este comprimento de onda que foi projetada a máxima transferência de potência entre os guias. A diafonia máxima ocorre para os canais com comprimento de onda localizados nos extremos da banda, devido a menor transferência de potência entre os guias. Na Figura 4.17 observamos graficamente o valor da diafonia em função do comprimento de onda.

FIGURA 4.17: Diafonia em função do comprimento de onda.

Na Figura 4.18 observa-se graficamente que a máxima eficiência de chaveamento da chave óptica ocorre para o comprimento de onda central em 1,55252 μm. A largura de banda óptica ($\Delta\lambda$) obtida para este dispositivo é 268 nm. Contudo, não é possível utilizar toda esta faixa, pois a diafonia para canais com comprimentos de onda muito afastados do canal de comprimento central apresenta valores acima do tolerável, degradando o sinal transmitido. A largura de faixa disponível dependerá do limiar de diafonia adotado para o sistema.

FIGURA 4.18: Eficiência de chaveamento em função do comprimento de onda.

4.2 CHAVE ÓPTICA NO ESTADO DIRETO

Para alterar o estado da chave óptica de cruzado para direto é necessária a aplicação de um campo elétrico. Aplicando-se um campo elétrico aos guias de onda, ocorre uma mudança Δn em seus índices de refração, provocando um descasamento nas velocidades de fase em ambos os guias e um aumento na diferença das constantes de propagação de tal forma que a luz não é chaveada entre os dois guias, pois não ocorre a condição de chaveamento.

A Figura 4.19 mostra a distribuição dos campos para o modo par, obtida através de [4.2] para diferentes valores de campo elétrico aplicado. A potência total é a mesma para todos os modos, contudo a distribuição de campo e os índices efetivos são diferentes [4.6].

FIGURA 4.19: Distribuição de campo para o modo par, na posição $z = 0$.

Considere agora a aplicação de um campo elétrico nos guias de onda da chave óptica apresentada na Figura 3.7, com a finalidade de alterar os índices de refração dos guias conforme analisado na Seção 3.3 e, conseqüentemente, o estado da chave eletroóptica de cruzado para direto. Foi verificada durante as simulações a necessidade da aplicação de um campo elétrico igual a $3,6924 \text{ V}/\mu\text{m}$ para alterar o estado da chave eletroóptica em estudo. A aplicação deste campo elétrico provoca uma mudança total $\Delta n = 5,4 \times 10^{-4}$ nos índices de refração dos guias de onda, sendo que o índice do guia (a) aumenta $2,7 \times 10^{-4}$ e o índice do guia (b) diminui $2,7 \times 10^{-4}$. A tensão de chaveamento pode ser obtida de forma aproximada através da equação [4.7]:

$$V = E \cdot (2S_3) \quad (4.3)$$

onde E é o campo elétrico aplicado e $2S_3$ é a separação entre os guias de onda.

Para o caso simulado a diferença de potencial aplicada foi:

$$V = (3,6924 \text{ V}/\mu\text{m}) \times 4,5 \mu\text{m}$$

$$V = 14,5176 \text{ V}$$

sendo que no guia da esquerda é aplicada uma tensão igual a $+7,2588$ V e no guia da direita é aplicada uma tensão igual a $-7,2588$ V.

Os valores dos novos índices efetivos para a estrutura planar, após a utilização da TMT para o modo TM da estrutura de guias de onda enterrados, são apresentados na Figura 4.20.

FIGURA 4.20: Acoplador direcional após a aplicação do campo elétrico.

O valor de Δn é dependente do comprimento de onda, o que pode ser inferido através de (3.20) a (3.22). A Figura 4.21 apresenta a variação de Δn com o comprimento de onda.

FIGURA 4.21: Variação de Δn com o comprimento de onda.

A Figura 4.22 mostra a distribuição de campo na chave eletroóptica utilizando o método SOR. A maior parte da potência do modo par encontra-se no guia de onda da direita enquanto a maior parte da potência do modo ímpar encontra-se no guia de onda da esquerda. Isto indica que a diferença entre as constantes de

propagação entre os modos aumentou tornando o comprimento de acoplamento menor do que no caso em que não é aplicada tensão de chaveamento.

(a)

(b)

FIGURA 4.22: Distribuição de campo na chave eletroóptica para os modos: par (a) e ímpar (b).

As constantes de propagação dos modos par (β_p) e ímpar (β_i) da estrutura acoplada são obtidas através da técnica da matriz de transferência apresentada no Apêndice III. Os valores obtidos para estas constantes de propagação dos modos par e ímpar foram $\beta_p = 8,67029845 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ e $\beta_i = 8,668341572 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ respectivamente e $\Delta\beta = 1,95688 \times 10^3 \text{ m}^{-1}$. As componentes E_y dos supermodos TE da estrutura acoplada obtidos através de (3.43) são apresentados na Figura 4.23.

FIGURA 4.23: Supermodos TE par e ímpar da chave óptica.

Os modos são então superpostos para fornecer a excitação inicial do guia (b) como mostrado na Figura 4.24 (a) [4.2]. Foi utilizado o método proposto por [3.19] para minimizar o fator de desacoplamento ϵ_a no guia de onda a na posição $z = 0$. Devido à falta de sincronismo dos guias não ocorre acoplamento de potência e na posição $z = l$ verifica-se que, conforme desejado, a potência inserida no guia (b) não foi transferida para o guia de onda (a), resultando na Figura 4.24 (b).

(a)

(b)

FIGURA 4.24: Superposição modal (a) $z = 0$; (b) $z = l$.

A Figura 4.25 apresenta o gráfico do acoplamento de potência entre os guias. Observamos que a luz inserida no guia de onda (b) não é transferida para o guia de onda (a) na distância referente ao comprimento de acoplamento $z = l$ (3187,28 μm) no comprimento de onda central.

FIGURA 4.25: Acoplamento de potência ao longo da chave eletroóptica até a posição $z = l$.

De forma alternativa, utilizando o método BPM, pode ser observado o processo de acoplamento de potência de um guia para outro. Observa-se na Figura 4.26 que não há transferência de potência entre os guias de onda. Portanto, o sinal inserido na porta 2 (veja a Figura 3.3) emerge na porta 3.

FIGURA 4.26: Acoplamento de potência ao longo da chave óptica.

Na Figura 4.27 observa-se a distribuição de campo na posição $z = l$ obtida através do Método de Propagação do Feixe (BPM) em comparação com o método proposto por [3.19]. Verifica-se que a distribuição de campo obtida através deste método é praticamente idêntica àquela obtida através do método utilizado.

FIGURA 4.27: Superposição modal na posição $z = l$, obtida através do método da propagação do feixe e do método proposto em [3.19].

4.2.1 Análise da influência da separação dos guias na tensão de chaveamento

Nesta seção será analisada a variação da distância de separação entre os guias ($2S_3$) sobre a tensão de chaveamento do dispositivo. A Tabela 4.2 apresenta os resultados obtidos.

TABELA 4.2: Influência da separação entre os guias de onda na tensão de chaveamento da chave eletroóptica.

Separação entre os guias $2S_3$ (μm)	Campo elétrico ($\text{V}/\mu\text{m}$)	Tensão de chaveamento (V)	Δn ($\times 10^{-4}$)
4,00	2,3909	$\pm 9,56$	3,60
4,25	2,0862	$\pm 8,34$	3,15
4,50	1,8147	$\pm 7,26$	2,70
4,75	1,5630	$\pm 6,25$	2,36
5,00	1,3776	$\pm 5,51$	2,08

A Figura 4.28 apresenta a variação da tensão de chaveamento com a distância de separação entre os guias de onda (a) e (b) ($2S_3$), calculada de acordo com a eq. (4.3). Observa-se que para distâncias de separação maiores a tensão necessária para o chaveamento diminui.

FIGURA 4.28: Tensão de chaveamento em função da distância de separação entre os guias ($2S_3$).

Contudo, o aumento da distância de separação entre os guias aumenta também o comprimento de transferência (l), conforme apresentado na Figura 4.29.

FIGURA 4.29: Comprimento de transferência em função da distância de separação entre os guias de onda ($2S_3$).

Desta forma é necessário equacionar o compromisso entre a tensão de chaveamento e o comprimento de transferência do dispositivo. Com o aumento do comprimento de transferência o tamanho do dispositivo torna-se maior. Contudo a tensão de chaveamento não deve apresentar um valor muito elevado. Este é um ponto que deve ser analisado durante o projeto do dispositivo. Geralmente, adota-se uma separação maior entre os guias, com a finalidade de diminuir o valor da tensão de chaveamento [4.8].

4.2.2 Análise do acoplamento de potência em função do comprimento de onda

A Tabela 4.3 apresenta os resultados obtidos para o acoplamento de potência do guia de onda (b) e para o guia de onda (a), para vários comprimentos de onda. São apresentadas as potências obtidas nos guias de onda (a) e (b) na posição $z = l$, a diafonia resultante e a eficiência de chaveamento.

TABELA 4.3: Potência acoplada do guia (b) para o guia (a) em função do comprimento de onda.

Comprimento de onda (μm)	Potência no guia de onda (a) na posição $z = 1(\text{mW})$	Potência no guia de onda (b) na posição $z = 1(\text{mW})$	DIAFONIA (dB)	Eficiência de transmissão
1,52052	0,00535	0,99465	-22,69317	0,99465
1,52452	0,00543	0,99457	-22,62836	0,99457
1,52852	0,00553	0,99447	-22,54867	0,99447
1,53252	0,00563	0,99437	-22,47040	0,99437
1,53652	0,00572	0,99428	-22,40113	0,99428
1,54052	0,00583	0,99417	-22,31792	0,99417
1,54452	0,00593	0,99407	-22,24362	0,99407
1,54852	0,00602	0,99398	-22,17781	0,99398
1,55252	0,00613	0,99387	-22,09869	0,99387
1,55652	0,00622	0,99378	-22,03500	0,99378
1,56052	0,00631	0,99369	-21,97222	0,99369
1,56452	0,00640	0,99360	-21,91032	0,99360
1,56852	0,00649	0,99351	-21,84928	0,99351
1,57252	0,00658	0,99342	-21,78907	0,99342
1,57652	0,00667	0,99333	-21,72968	0,99333

Observa-se através da Tabela 4.3 que a diafonia decresce para comprimentos de onda menores que o comprimento de onda central e aumenta para comprimentos de onda maiores que o comprimento de onda central. Isto ocorre porque com o aumento de Δn_e aumenta também a diferença entre as constantes de propagação dos guias, ou seja, aumenta o descasamento de fase entre eles diminuindo o acoplamento. Com isso o fator de acoplamento será menor e haverá menor transferência de potência de um guia para outro. Por isso, para os canais com comprimentos de onda menores a potência será maior em um dos guias devido à diminuição do fator de desacoplamento ϵ_a . A Figura 4.30 sumariza os resultados obtidos na Tabela 4.3.

FIGURA 4.30: Diafonia em função do comprimento de onda.

Verifica-se que os níveis de diafonia são maiores para a chave operando no estado cruzado, o que torna mais crítica a utilização do dispositivo, pois a interferência indesejada entre os canais é maior para a chave operando nesta configuração. A seguir será estudada a otimização da chave através da alteração dos parâmetros dos guias de onda.

4.3 INFLUÊNCIA DA VARIAÇÃO DOS PARÂMETROS NO DESEMPENHO DA CHAVE ELETROÓPTICA

Nas seções anteriores foi analisado o comportamento da chave óptica nos estados cruzado e direto. Agora será realizado um estudo do desempenho da chave em função da alteração de alguns de seus parâmetros como o índice de refração, a largura dos guias de onda e a separação entre eles.

4.3.1 Análise do efeito da variação do índice de refração

Será analisada agora a influência da variação do índice de refração, provocada pela aplicação de uma tensão de polarização nos guias de onda, sobre o comprimento de acoplamento da chave óptica. A chave apresenta os mesmos parâmetros apresentados na Seção 4.1.

A Figura 4.31 mostra a variação do comprimento de acoplamento com Δn . O comprimento de acoplamento decresce com o aumento de Δn , pois a diferença entre as constantes de propagação $\Delta\beta$, dos modos da estrutura acoplada, aumenta [4.9]. Neste caso, foi computado o comprimento de acoplamento necessário para acoplar a potência óptica do guia de onda (b) para o guia de onda (a) para o comprimento de onda central, $\lambda_0 = 1,55252 \mu\text{m}$.

FIGURA 4.31: Variação do comprimento de acoplamento com Δn .

A Tabela 4.4 apresenta os valores obtidos para o comprimento de transferência e a diferença entre elas, $\Delta\beta$.

TABELA 4.4: Supermodos TE par e ímpar da estrutura acoplada.

Δn	l (μm)	$\Delta\beta$ (m^{-1})
0,00000	3187,28	985,67
0,00005	3138,80	1000,89
0,00010	3042,94	1032,42
0,00015	2873,31	1093,37
0,00020	2711,91	1158,44
0,00025	2501,14	1256,06
0,00030	2298,77	1366,63
0,00035	2146,56	1463,55
0,00040	1972,02	1593,08
0,00045	1817,36	1728,66
0,00050	1706,23	1841,25

A Figura 4.32 mostra a transferência de potência entre os guias de acordo com a diferença do índice de refração dos guias de onda. Para $\Delta n = 0$ quase toda potência é transferida do guia (b) para o guia (a). Contudo, com o aumento de Δn a quantidade de potência transferida diminui. Isto ocorre pois os guias vão se tornando mais desiguais e vão perdendo a condição de chaveamento devido ao aumento da diferença entre suas constantes de propagação. O comprimento de acoplamento vai se aproximando da metade do valor do comprimento de acoplamento quando $\Delta n = 0$. Desta forma toda a energia do guia (a) retorna ao guia (b) visto que o comprimento do dispositivo é agora igual a duas vezes o comprimento de acoplamento.

FIGURA 4.32: Transferência de potência em função de Δn na posição $z = l$.

4.3.2 Análise da variação da distância de separação entre os guias de onda

A Figura 4.33 mostra que o chaveamento ocorre mais eficientemente quando a distância de separação entre os guias, $2S_3$, é aumentada. Isto ocorre devido à perda mais acentuada de sincronismo entre os modos isolados causada pela redução das interações modais.

FIGURA 4.33: Variação da transferência de potência para duas diferentes distâncias de separação entre os guias.

4.3.3 Influência da separação entre os guias de onda e da largura dos guias de onda no desempenho da chave eletroóptica

O objetivo deste estudo é a análise do desempenho da chave acopladora direcional no estado cruzado, que é o que apresenta as condições mais críticas de utilização com relação aos níveis de diafonia, em função da separação entre os guias de onda e da largura dos guias. A chave óptica analisada apresenta os mesmos parâmetros apresentados na Seção 4.1. Primeiramente será analisada a influência destes parâmetros em relação à diafonia mínima para o canal de onda central. A Tabela 4.5 apresenta os resultados obtidos.

TABELA 4.5: Influência da separação entre os guias e largura dos guias na diafonia do canal central.

Separação entre os guias (μm)	Diafonia para o comprimento de onda central $d = 4,0 \mu\text{m}$	Diafonia para o comprimento de onda central $d = 4,5 \mu\text{m}$	Diafonia para o comprimento de onda central $d = 5,0 \mu\text{m}$
4,00	-19,7089	-20,5972	-21,4197
4,25	-20,2370	-21,1708	-22,0349
4,50	-20,7730	-21,8157	-22,6525
4,75	-21,2991	-22,3179	-23,2590
5,00	-21,8357	-22,8935	-23,8756

Os resultados apresentados na Tabela 4.5 são observados na Figura 4.34.

FIGURA 4.34: Influência da separação dos guias nos níveis de diafonia para o canal de comprimento de onda central para diferentes larguras de guias.

Observa-se que o nível de diafonia do canal central melhora com o aumento da separação entre os guias e com o aumento da largura dos guias. Isto ocorre porque os modos assemelham-se mais aos modos dos guias isolados e uma maior parcela da potência é confinada no guia de onda (a) na posição $z = l$ diminuindo o fator de desacoplamento ε_b . Contudo o comprimento de acoplamento necessário aumenta,

aumentando o tamanho do dispositivo, o que pode ser observado na Tabela 4.6. Assim para distâncias de separação muito grandes é necessário um dispositivo muito longo o que o torna inviável. O nível de diafonia também melhora para guias de onda mais largos pois uma maior parte da energia é confinada na região guiante, ou seja, aumenta o fator de confinamento dos guias.

TABELA 4.6: Influência da separação entre os guias no comprimento de acoplamento.

Separação entre os guias (μm)	Comprimento de acoplamento para o canal central (μm) $d = 4,0 \mu\text{m}$	Comprimento de acoplamento para o canal central (μm) $d = 4,5 \mu\text{m}$	Comprimento de acoplamento para o canal central (μm) $d = 5,0 \mu\text{m}$
4,00	1963,32	2434,48	2984,56
4,25	2235,79	2785,93	3428,64
4,50	2545,91	3187,28	3939,84
4,75	2898,46	3647,00	4526,26
5,00	3300,11	4172,47	5199,89

Outra análise realizada refere-se à influência da separação entre os guias na largura de banda e no comprimento de acoplamento da chave óptica. A Tabela 4.7 apresenta os resultados obtidos.

TABELA 4.7: Influência da separação entre os guias na largura de banda.

Separação entre os guias (μm)	Largura de banda (nm) $d = 4,0 \mu\text{m}$	Largura de banda (nm) $d = 4,5 \mu\text{m}$	Largura de banda (nm) $d = 5,0 \mu\text{m}$
4,00	315	297	284
4,25	297	282	270
4,50	284	268	258
4,75	270	256	246
5,00	257	244	235

Observa-se que largura de banda diminui com o aumento da separação entre os guias e com o aumento da largura dos guias. Isto acontece porque para um maior distanciamento entre os guias ocorre um aumento no comprimento de acoplamento. Como consequência, os comprimentos de onda mais distantes do comprimento de onda

central apresentam comprimento de acoplamento cada vez mais diferentes de seu próprio comprimento de acoplamento (dessintonia).

Como exemplo é apresentado na Figura 4.35 o gráfico da eficiência de chaveamento obtida em função do comprimento de onda para a chave óptica com os mesmos parâmetros da chave estudada na Seção 4.1, para diversas separações entre os guias de onda.

FIGURA 4.35: Influência da separação dos guias na eficiência de acoplamento.

Nas Figuras 4.36 e 4.37 pode-se visualizar a largura de banda e o comprimento de acoplamento em função da separação entre os guias para diferentes larguras de guias.

FIGURA 4.36: Efeito da separação entre os guias de onda na largura de banda óptica e no comprimento de acoplamento ($d = 4,00 \mu\text{m}$).

FIGURA 4.37: Efeito da separação entre os guias de onda na largura de banda óptica e no comprimento de acoplamento ($d = 4,5 \mu\text{m}$).

Na Figura 4.38 observa-se o efeito da separação entre os guias de onda na largura de banda óptica e na diafonia do canal central. Existe um compromisso entre a largura de banda disponível e a diafonia mínima obtida. Com o aumento da separação entre os guias, diminuem a largura de banda e a diafonia do canal central, ou seja, a medida que um dos fatores é melhorado (diminuição da diafonia) o outro é prejudicado (diminuição da largura de banda). Neste caso o principal fator limitante é a diafonia do canal central. Desta forma deve-se optar por um dispositivo que apresente a menor diafonia para o canal central visto que a largura de banda disponível para este caso continua suficientemente grande, permitindo a transmissão de um número considerável de canais.

FIGURA 4.38: Efeito da separação entre os guias na largura de banda óptica e na diafonia do canal central ($d = 4,5 \mu\text{m}$).

4.3.4 Estudo do número de canais transmitidos

O nível de diafonia aceitável para o dispositivo dependerá do número de chaves ópticas existentes ao longo da rota do canal. Para redes com poucas chaves ópticas pode-se trabalhar com um nível de diafonia maior. Para redes que apresentam mais chaves ópticas, deve-se adotar um nível de diafonia menor pois a diafonia final será o resultado do acúmulo dos efeitos da diafonia de cada uma das chaves isoladas. A seguir serão consideradas duas situações para diferentes níveis de diafonia.

A Tabela 4.8 mostra o número de canais que podem ser transmitidos em função da separação entre os guias quando é estabelecido um limiar de diafonia igual a $-18,5$ dB, com separação entre os canais adjacentes de $0,8$ nm.

TABELA 4.8: Número de canais transmitidos em função da separação entre os guias considerando-se um limiar de diafonia igual a $-18,5$ dB.

Separação entre os guias (μm)	Número de canais transmitidos (diafonia mínima adotada = $-18,5$ dB) $d = 4,0 \mu\text{m}$	Número de canais transmitidos (diafonia mínima adotada = $-18,5$ dB) $d = 4,5 \mu\text{m}$	Número de canais transmitidos (diafonia mínima adotada = $-18,5$ dB) $d = 5,0 \mu\text{m}$
4,00	41	49	51
4,25	45	49	51
4,50	47	49	49
4,75	47	49	49
5,00	47	49	49

Realiza-se agora o mesmo estudo anterior considerando-se o limiar de diafonia igual a -20 dB. A Tabela 4.9 mostra o número de canais que podem ser transmitidos em função da separação entre os guias quando é estabelecido este limiar.

TABELA 4.9: Número de canais transmitidos em função da separação entre os guias considerando-se um limiar de diafonia igual a -20 dB.

Separação entre os guias (μm)	Número de canais transmitidos (diafonia mínima adotada = -20 dB) $d = 4,0 \mu\text{m}$	Número de canais transmitidos (diafonia mínima adotada = -20 dB) $d = 4,5 \mu\text{m}$	Número de canais transmitidos (diafonia mínima adotada = -20 dB) $d = 5,0 \mu\text{m}$
4,00	0	25	33
4,25	19	29	35
4,50	27	33	35
4,75	29	35	37
5,00	33	35	37

Na análise seguinte é verificado o nível de diafonia na transmissão de um número fixo de canais em função da separação entre os guias e da largura do guia de onda. As Tabelas 4.10, 4.11 e 4.12 apresentam os resultados obtidos para diferentes larguras dos guias de onda.

TABELA 4.10: Diafonia observada na transmissão de 32, 64 e 128 canais em função da separação entre os guias para um guia com largura $d = 4,0 \mu\text{m}$.

Separação entre os guias (μm)	Diafonia a ser tolerada para transmissão de 32 canais (dB)	Diafonia a ser tolerada para transmissão de 64 canais (dB)	Diafonia a ser tolerada para transmissão de 128 canais (dB)
4,00	-19,0084	-17,1794	-13,3230
4,25	-19,3219	-17,1617	-12,9677
4,50	-19,6014	-17,0947	-12,6274
4,75	-19,8237	-16,9728	-12,2597
5,00	-20,0265	-16,8393	-11,9119

TABELA 4.11: Diafonia observada na transmissão de 32, 64 e 128 canais em função da separação entre os guias para um guia com largura $d = 4,5 \mu\text{m}$.

Separação entre os guias (μm)	Diafonia a ser tolerada para transmissão de 32 canais (dB)	Diafonia a ser tolerada para transmissão de 64 canais (dB)	Diafonia a ser tolerada para transmissão de 128 canais (dB)
4,00	-19,5787	-17,2792	-12,9897
4,25	-19,8726	-17,2014	-12,6264
4,50	-20,1033	-17,0758	-12,2527
4,75	-20,2900	-16,9039	-11,8870
5,00	-20,4054	-16,6930	-11,5270

TABELA 4.12: Diafonia observada na transmissão de 32, 64 e 128 canais em função da separação entre os guias para um guia com largura $d = 5,0 \mu\text{m}$.

Separação entre os guias (μm)	Diafonia a ser tolerada para transmissão de 32 canais (dB)	Diafonia a ser tolerada para transmissão de 64 canais (dB)	Diafonia a ser tolerada para transmissão de 128 canais (dB)
4,00	-20,04041	-17,3190	-12,7011
4,25	-20,2968	-17,1809	-12,3257
4,50	-20,5107	-17,0328	-11,9624
4,75	-20,6435	-16,8223	-11,5881
5,00	-20,7104	-16,5961	-11,2308

4.4 CONCLUSÕES

Neste capítulo foram apresentadas e discutidas as propriedades dos acopladores direcionais e sua utilização como chave eletroóptica, um dos dispositivos que constituem o multiplexador óptico *add/drop* programável, apresentado no Capítulo 1. O objetivo deste estudo foi avaliar o número de canais que podem ser transmitidos considerando-se um determinado nível de diafonia tolerável pela rede óptica.

Foi analisado o desempenho da chave eletroóptica configurada no estado cruzado (sem tensão de chaveamento aplicada) e no estado direto (com tensão de chaveamento diferente de zero). Verificou-se que sua maior limitação na transmissão de sinais ocorre quando ela está configurada no estado cruzado, pois o nível de diafonia mostrou-se mais crítico. A seguir foram realizadas simulações visando a otimização de seu desempenho, onde foi avaliado seu desempenho para diferentes configurações caracterizadas pela alteração em algum dos parâmetros de projeto, como por exemplo, a distância de separação entre os guias de onda e a largura das camadas guias de onda.

Verificou-se que, para a chave configurada no estado cruzado, a diafonia mínima ocorre para o comprimento de onda central, no qual seu comprimento de acoplamento (l) é coincidente com seu comprimento físico (L). Para os canais localizados nos extremos da banda a diafonia apresenta níveis mais elevados. A eficiência de acoplamento é máxima para o comprimento de onda central pois é para este comprimento de onda que ocorre a máxima transferência de potência entre os guias. Para a chave no estado direto a transmissão de sinais torna-se mais efetiva com a diminuição do comprimento de onda do sinal transmitido pois o nível de diafonia é mais baixo.

A tensão necessária para alterar o estado da chave óptica pode ser reduzida com o aumento da separação entre os guias. Contudo, ocorre um aumento no comprimento de acoplamento da estrutura, compromisso que deve ser equacionado durante o projeto da chave.

As simulações demonstraram que o nível de diafonia para o canal central pode ser melhorado com o aumento da separação entre os guias e com o aumento da largura da camada guiante. Isto ocorre pois os modos tornam-se mais próximos dos modos dos guias isolados, diminuindo a interação entre eles e deve-se também ao aumento do fator de confinamento de potência na região guia de onda. Por outro lado, verificou-se que para esta situação houve um aumento no comprimento de acoplamento do dispositivo e uma diminuição na largura de banda óptica.

A diminuição da largura de banda óptica provoca um aumento no nível de diafonia a ser tolerado a medida que se aumenta o número de canais transmitidos, ou seja, ocorre uma maior degradação do sinal. Na situação em que a largura de banda é maior, o que ocorre quando os guias estão mais próximos, há uma melhora neste parâmetro. Como exemplo, considere o caso apresentado na Tabela 4.13.

TABELA 4.13: Tabela comparativa do desempenho de 2 configurações da chave eletroóptica.

Largura do guia de onda (μm)	Separação entre os guias (μm)	Largura de banda óptica (nm)	Diafonia (dB) a ser tolerada para transmitir 128 canais
4,5	4	297	-12,9897
4,5	5	244	-11,5270

Outro ponto importante a ser observado é que quando se adota um nível de diafonia mais rígido, ocorre um melhor desempenho do dispositivo para a situação em que a separação entre os guias é grande e a largura da região guiante também é grande. Isto ocorre porque o efeito de interação entre os modos é menor para este caso, pois os modos estão mais próximos dos modos dos guias isolados. Com isso, é possível transmitir um maior número de canais.

Atualmente as redes ópticas empregam a técnica WDM na terceira janela de transmissão, a banda C, na região de 1550 nm, com espaçamento entre os comprimentos de onda igual a 0,8 nm. No futuro, os sistemas comerciais passarão a utilizar também a quarta janela de transmissão, a banda L, na região de

comprimentos de onda compreendida entre 1565 nm e 1620 nm. Também estão sendo realizadas pesquisas para eliminar a região de atenuação compreendida entre 1350 nm e 1450 nm presente na fibra óptica. Esta atenuação é provocada pela presença de íons hidroxila (OH^-), impurezas residuais do processo de fabricação da fibra óptica. Com isto é possível disponibilizar a transmissão de comprimentos de onda entre 1280 nm e 1565 nm, conhecida como faixa “*all wave*”, onde o fator limitante é o amplificador óptico. Considerando-se também a possibilidade de transmissão de canais com menor espaçamento entre si, conclui-se que a chave eletroóptica analisada pode ser utilizada para transmissão de um grande número de canais.

CAPÍTULO 5

CONCLUSÕES E RECOMENDAÇÕES

Este trabalho analisou teoricamente dois dispositivos utilizados em uma configuração geral para o multiplexador óptico “add/drop” proposto. Foram estudados o divisor/combinador de sinais ópticos e a chave óptica. Os resultados das simulações das várias estruturas analisadas mostraram que os dispositivos apresentam desempenho satisfatório em relação aos parâmetros mais significantes exigidos para estes tipos de componentes quando utilizados em sistemas multiplexados em comprimento de onda.

5.1 CONCLUSÕES

O primeiro dispositivo analisado foi o divisor/combinador de sinais ópticos. Foi demonstrado que este dispositivo introduz uma perda fixa no sistema, independente do comprimento de onda. Os principais fatores que afetam o desempenho do dispositivo são a largura da camada guia de onda e o ângulo de abertura da junção Y. Verificou-se que as perdas do dispositivo podem ser reduzidas com o aumento da largura da camada guiante e com a utilização de pequenos ângulos de abertura. Contudo, para ângulos pequenos o tamanho do dispositivo aumenta, o que pode tornar a estrutura muito grande no caso de divisores em que há muitos estágios de divisão. Além disso, com o aumento do número de estágios de divisão a

perda também aumenta podendo causar grande deterioração do sinal. Uma forma de reduzir esta perda é alocar mais de um canal em cada braço na saída do bloco divisor e utilizar um filtro sintonizável para extrair o canal desejado, diminuindo com isto o número de estágios de divisão. Foi verificado que os combinadores de sinais apresentam uma perda inerente de inserção igual a aproximadamente 3 dB. Uma maneira de minimizar esta perda é utilizar um substrato contendo material não linear como proposto no trabalho de Shi T.T. e Chi S [2.23]. Neste trabalho foi demonstrado que as perdas de inserção podem ser reduzidas abaixo de 0,89 dB.

O segundo dispositivo analisado foi a chave óptica. Foi utilizado um modelo de chave baseado na utilização de um acoplador direcional atuando como dispositivo de chaveamento, possibilitado pelas propriedades eletroópticas do substrato de LiNbO_3 , material utilizado na construção da chave óptica. A seleção do estado de utilização do acoplador é definida pela aplicação de uma tensão de chaveamento. Foi demonstrado que a chave óptica sofre maiores restrições na sua utilização em sua configuração cruzada, pois os níveis de diafonia observados foram mais críticos, quando comparados com sua configuração direta.

Com relação ao número de canais que podem ser transmitidos considerando-se um limiar de diafonia, verificou-se que a chave eletroóptica analisada apresenta desempenho satisfatório, pois permite a transmissão de um número considerável de canais com um limiar de diafonia tolerável. O nível de diafonia aceitável para o dispositivo dependerá do número de chaves ópticas existentes ao longo da rota do canal. Para redes com poucas chaves ópticas pode-se trabalhar com um nível de diafonia maior. Para redes que apresentam mais chaves ópticas, deve-se adotar um nível de diafonia menor pois a diafonia final será o resultado do acúmulo dos efeitos da diafonia de cada uma das chaves isoladas.

5.2 RECOMENDAÇÕES PARA TRABALHOS FUTUROS

A seguir serão apresentadas algumas sugestões objetivando o prosseguimento desta pesquisa. A primeira sugestão é o estudo do conversor de comprimento de onda não analisado neste trabalho. Outro tópico a ser explorado se refere à utilização de modelos mais precisos que considerem as possíveis perdas por radiação e acoplamento para a chave óptica analisada. Também será interessante utilizar em um trabalho futuro um método que possibilite a análise da estrutura guia de onda enterrado sem a necessidade de transformá-la numa estrutura planar através do método do índice efetivo. O emprego de um modelo mais preciso para o cálculo da tensão de chaveamento é outra sugestão. Concluindo, pode-se estudar em um trabalho futuro a otimização da espessura da camada de isolamento e a distância entre os eletrodos da chave óptica.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1.1] HUNWICKS A. Advancing the Optical Component. *Telecommunications on line*. <http://www.telecoms-mag.com>, Abril 2000.
- [1.2] SMITH D. S. *Optoelectronic Devices*. Hertfordshire, England, Prentice Hall, Cap. 10, p.356-358, 1995.
- [1.3] RYAN J. P.; KENT R. H. WDM: North American Deployment Trends. *IEEE Communications Magazine*, v.36, n.2, p.40-44, Fevereiro 1998.
- [1.4] BORELLA M. S.; JUE J. P.; BANERJEE D.; RAMAMURTHY B.; MUKHERJEE B. Optical Components for WDM Lightwave Networks. *Proceedings of the IEEE*, v.85, n.8, p.1272-1307, Agosto 1997.
- [1.5] HAKIMOGLU Z. Passive fiber-optic components are key to EDFA performance. *Kaifa Technology*, <http://www.kaifatechnology.com>, Maio 2000.
- [1.6] TITUS J. DWDM Communications Rely on Basic Test Techniques. *Test & Measurement World*. http://www.tmworld.com/articles/2000/03_DWDM.htm Março 2000.
- [1.7] KEMPAINEN S. Optical networking lightens carrier-backbone burden. <http://www.ednmag.com/ednmag/reg/1998/1008898/21df1.htm>, EDN, Agosto 1998.

- [1.8] DWDM Channel Spacing. *Alcatel Technology Papers*,
<http://www.usa.alcatel.com/telecom/transpt/optical/techpaps/ad9804.htm>,
Maio 2000.
- [1.9] ALFERNES R. C.; BONENFANT P. A.; NEWTON C. J.; SPARKS K. A.;
VARMA E. L. A Practical Vision for Optical Transport Networking. *Bell
Labs Technical Journal*, v.4, n.1, p.3-18, Janeiro - Março 1999.
- [1.10] HUI J. Y., CHEUNG K. Optical Versus Electronic Switching for Broadband
Networks. *IEEE Network*, v.10, n.6, p.21-25, Dezembro 1996.
- [1.11] GILES C. R.; SPECTOR M. The Wavelength Add/Drop Multiplexer for
Lightwave Communication Networks. *Bell Labs Technical Journal*, v.4, n.1,
p.207-229, Janeiro - Março 1999.
- [1.12] KRAUSE T. Migration to all Optical Networks. *Alcatel Technology Papers*,
[http://www.usa.alcatel.com/telecom/transpt/optical/techpaps/migration/
migration.html](http://www.usa.alcatel.com/telecom/transpt/optical/techpaps/migration/migration.html), Maio 2000.
- [1.13] DE FRANCISCO C. *Proposta e Análise de dispositivos empregando redes
de Bragg para aplicações em sistemas de comunicações ópticas e
sensoriamento óptico de temperatura*. São Carlos. Dissertação (Mestrado) –
Escola de Engenharia de São Carlos, Universidade de São Paulo, 1999.
- [2.1] TAMIR T. *Guided-Wave Optoelectronics*. 2.ed., (Springer-Verlag Series in
Electronics and Photonics, 26), Cap. 2, p.7-88, 1990.
- [2.2] CRONIN N. J. *Microwave and Optical Waveguides*. Institute of Physics
Publishing. Philadelphia, Cap. 1, p.1-4, 1995.
- [2.3] TAYLOR F. H.; YARIV A. Guided Wave Optics. *Proceedings of IEEE*,
v.62, n.8, p.1044-1060, Agosto 1974.

- [2.4] WOOD R. M. *Optical Materials*, The University Press, Cambridge, Grã-Bretanha, Cap.8, p.87-97, 1993.
- [2.5] HOCKER G. J. Strip-Loaded Diffused Optical Waveguides. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, v.QE-12, n.4, p.232-236, Abril 1976.
- [2.6] KLEKAMP A.; KERSTEN P.; REHM W. An Improved Single-Mode Y-Branch Design for Cascaded 1:2 Splitters. *Journal of Lightwave Technology*, v.14, n.12, p.2684-2686, 1996.
- [2.7] LIZUKA, K. *Engineering Optics*. 2.ed. Springer-Verlag. (Spring Series in Optical Sciences, 35), Cap. 15, p.433-437, 1983.
- [2.8] CHU F. S.; LIU P. Low loss coherent-coupling Y branches. *Optics Letters*, v.16, n.5, p.309-311, Março 1991.
- [2.9] IZUTSU M.; NAKAI Y.; SUETA T. Operation mechanism of the single-mode optical-waveguide Y junction. *Optics Letters*, v.7. n.3, p.136-138, Março 1982.
- [2.10] BOYD J. T. *Photonic Devices and Systems*. Ed. Marcel Dekker Inc. (Optical Engineering Series, 45). New York, Cap.9, p.353-356, 1994.
- [2.11] LOVE J. D.; LADOUCEUR F.. *Silica-based Buried Channel Waveguides and Devices*. 1.ed. Chapman & Hall, Cap. 14, p.177-191, 1996.
- [2.12] BURNS W. K.; MILTON A. F. An Analytic Solution for Mode Coupling in Optical Waveguide Branches. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, v.QE-16, n.4, p.446-454, Abril 1980.

- [2.13] BURNS W. K.; MILTON A. F. Mode Conversion in Planar-Dielectric Separating Waveguides. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, v.QE-11, n.1, Janeiro 1975.
- [2.14] TAMIR T. *Guided-Wave Optoelectronics*. 2.ed., (Springer-Verlag Series in Electronics and Photonics, 26), Cap. 2, p.7-88, 1990.
- [2.15] YAGIMA H. Coupled Mode Analysis of Dielectric Planar Branching Waveguides. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, v.QE-14, n.10, p.749-755, Outubro 1978.
- [2.16] RANGANATH T.; WANG S. Ti-Diffused LiNbO₃ Branched-Waveguide Modulators: Performance And Design. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, v.QE-13, n.4, p.290-295, Abril 1978.
- [2.17] BORGES B. V. Comunicação pessoal. Departamento de Engenharia Elétrica – USP São Carlos, 2000.
- [2.18] TERVONEN A. Computer-aided design system for optical waveguide devices. *Optical Engineering*, v. 34, n. 9, p. 2543-2549, Setembro 1995.
- [2.19] CHEN Y. C.; BOGERT G. A. Low Loss Y-branch power dividers. *Electronics Letters*, v. 25, n. 25, p. 1712-1714, Dezembro 1989.
- [2.20] NISHIARA H., HARUNA M., SUHARA. *Optical Integrated Circuits*. Mc Graw Hill, Cap. 2, p.31-35, 1989.
- [2.21] POLLOCK C. R. *Fundamentals of Optoelectronics*. Irwin, Cap. 3.
- [2.22] HADLEY G. R. Transparent Boundary Condition for the Beam Propagation Method. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, v.28, n.1, p.363-370, Janeiro 1992.

- [2.23] SHI T. T.; CHI S. Nonlinear TE-wave propagation in a symmetric, converging, single-mode Y-junction waveguide. *Journal Opt. Soc. Am. B*, v. 9, n. 8, p. 1338-1340, Agosto 1992.
- [3.1] SOMEKH S.; GARMINE E.; YARIV A.; GARVIN H. L.; HUNSPERGER R. G. Channel Optical Waveguide Directional Couplers. *Applied Physics Letters*. v.22, n.2, p.46-47, Janeiro 1973.
- [3.2] KASHIMA N. *Passive Optical Components for Fiber Transmission*. Artech House, Cap. 10, p.225-231, 1995.
- [3.3] YARIV A. *Optical Electronics*. 4.ed. Saunders College Publishing, Cap. 9, p.309-324, Cap. 13, p.479-539.
- [3.4] MARCATILI E. Improved Coupled-Mode Equations for Dielectric Guides. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, v.QE-22, n.6, p.988-993, Junho 1986.
- [3.5] SMITH S.D. *Optoelectronics Devices*, 1.ed. Prentice Hall, Cap. 6, p.202-204, 1995.
- [3.6] NISHIARA H., HARUNA M., SUHARA. *Optical Integrated Circuits*. Mc Graw Hill, Cap. 5, p.97-111, 1989.
- [3.7] WEIS R. S.; GAYLORD T. K. Lithium Niobate: Summary of Physical of Properties and Cristal Structure. *Applied Physics A*, v.37, p.191-203, Março 1985.
- [3.8] ALFERNESS R. C.; SCHMIDT R. V.; TURNER H. Characteristics of Ti-diffused lithium niobate optical directional couplers, *Applied Optics*, v.28, n.23, p.4012-4016, Dezembro 1979.

- [3.9] SERVIZZI A., BOYD J. T., SRIRAM S., KINGSLEY S. A. Extraordinary-mode refractive-index change produced by the linear electro-optic effect in LiNbO_3 and reverse-poled LiNbO_3 . *Applied Optics*, v.34, n.21, p.4248-4255, Julho 1995.
- [3.10] YARIV A.; YEH P. *Guided Wave Optoelectronics*. John Wiley & Sons, 1984.
- [3.11] SMITH D. S.; RICCIUS H. D.; EDWIN R. P. Refractive Indices of Lithium Niobate. *Optics Communications*, v.17, n.3, p.332-335, Junho 1976.
- [3.12] KOROTKY S. K.; ALFERNESS R. C. *Integrated Optical Circuits and Components*. Ed. Marcel Dekker Inc, New York, Cap. 6, p.176-183, 1987.
- [3.13] KOGELNIK H., SCHMIDT R. V. Switched Directional Couplers with Alternating $\Delta\beta$. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, v.QE-12, n.7, p.396-401, Julho 1976.
- [3.14] ALFERNESS R. C. Guided-Wave Devices for Optical Communication. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, v.QE-17, n.6, p.946-959, Junho 1981.
- [3.15] ANWAR N.; THEMISTOS C.; RAHMAN B. M. A.; GRATTAN K. T. V. Design Considerations for an Electrooptic Directional Coupler Modulator. *Journal of Lightwave Technology*, v.17, n.6, p.598-605, Abril 1999.
- [3.16] WONGCHAROEN T.; RAHMAN B. M. A.; GRATTAN K. T. Eletro-Optic Directional Coupler Switch Characterization. *Journal of Lightwave Technology*, v.15, n.2, Fevereiro 1997.
- [3.17] DELACOURT D. *Advances in Integrated Optics*. Plenum Press, New York, Cap. 4, p.79-82, 1994.

- [3.18] SUEMATSU Y.; KISHINO K. Coupling coefficient in strongly coupled dielectric waveguides. *Radio Science*, v. 12, n.4, p.587-592, Julho-Agosto 1977.
- [3.19] BROBERG B.; LINDGREN B. S.; ÖBERG M. G.; JIANG H. A Novel Integrated Optics Wavelegth Filter in InGaAsP-InP, *Journal of Lightwave Technology*, v.LT-4, n.2, Fevereiro 1986.
- [3.20] TAKAGI A.; JINGUJI K.; KAWACHI M. Wavelength Characteristics of (2x2) Optical Channel-Type Directional Couplers with Symmetric or Nonsymmetric Coupling Structures. *Journal of Lighthwave Technology*, v.10, n.6, p.735-746, Junho 1992.
- [3.21] MARCUSE D. Directional Couplers Made of Nonidentical Asymmetric Slabs. Part 1: Synchronous Couplers. *Journal of Lighthwave Technology*, v.LT-5, n.1, p.113-118, Janeiro 1987.
- [4.1] SCHWEBER B. Optical Amplifiers Literally Pump Up The Photon Volume. <http://www.ednmag.com/reg/1998/071698/15hiw.htm>, EDN, Julho 1998.
- [4.2] ver referência [3.21].
- [4.3] VAEZ M. M.; LEA C. T. Blocking Performance with Crosstalk Consideration of the Photonic Switching Networks Based on Electrooptical Directional Couplers. *Journal of Lightwave Technology*, v.17, n.3, Março 1999.
- [4.4] LAUDE J. P. *Wavelength Division Multiplexing*. Prentice Hall, Cap. 4, p.25-26, 1993.
- [4.5] ver referência [3.19].

- [4.6] MURATA H.; IZUTSU M.; SUETA T. Optical Bistability and All-Optical Switching in Novel Waveguide Junctions with Localized Optical Nonlinearity. *Journal of Lightwave Technology*, v.16, n.5, p.833-840, Maio 1998.
- [4.7] ver referência [3.6].
- [4.8] ver referência [3.15].
- [4.9] WONGCHAROEN T.; RAHMAN A.; GRATAN K. Power Coupling Efficiency for Electrooptic Directional Coupler Switch. *Guided-Wave Optoelectronics*, Plenum Press, New York, p.213-219, 1995.

APÊNDICE I

TÉCNICA DA MATRIZ DE TRANSFERÊNCIA

Este método proposto por [I.1] mostrou-se muito útil na obtenção das constantes de propagação do acoplador direcional e será descrito a seguir.

Considere o guia de onda planar multicamadas apresentado na Figura I.1. A coordenada z é a direção de propagação, paralela às interfaces. A coordenada x é perpendicular às camadas e t_j são as posições das interfaces [I.1].

FIGURA I.1: Geometria da estrutura multicamadas.

Os modos propagantes TE na direção z podem ser descritos pelo campo elétrico como:

$$E_y(x, y, z) = E_y e^{(\omega t - \beta z)} \quad (I.1)$$

onde ω é frequência e β é a constante de propagação dos modos.

As equações de onda para a j -ésima camadas são:

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2} E_{y,j}(x) - (\beta^2 - k_0^2 n_j^2) E_{y,j}(x) = 0 \quad (I.2)$$

onde k_0 é a constante de propagação no espaço livre e n_j é o índice de refração de cada camada.

A solução geral da equação de onda (I.2) tem a forma:

$$E_{y,j}(x) = A_j e^{(\alpha_j(x-t_j))} + B_j e^{(-\alpha_j(x-t_j))} \quad (I.3)$$

$$\text{com } \alpha_j = \sqrt{\beta^2 - k_0^2 n_j^2} \quad (I.4)$$

A_j e B_j são os coeficientes de campo complexos na camada j .

Para modos TE, o campo elétrico tangente e suas derivadas devem ser iguais na região de fronteira:

$$E_j(t_{j+1}) = E_{j+1}(t_{j+1}) \quad (I.5)$$

$$\frac{\partial}{\partial x} E_j(t_{j+1}) = \frac{\partial}{\partial x} E_{j+1}(t_{j+1}) \quad (I.6)$$

Estas equações para a interface entre a camada j e $j+1$ resultam nas seguintes relações entre os coeficientes de campo:

$$A_j \exp(\xi_j) + B_j \exp(-\xi_j) = A_{j+1} + B_{j+1} \quad (I.7)$$

$$A_j (\alpha_j / \alpha_{j+1}) \exp(\xi_j) - B_j (\alpha_j / \alpha_{j+1}) \exp(-\xi_j) = A_{j+1} - B_{j+1} \quad (I.8)$$

$$\text{com } \xi_j = \alpha_j d_j \quad (I.9)$$

onde d_j é a espessura da j -ésima camada. As espessuras da primeira e da última camadas são consideradas zero.

As eqs.(I.7) e (I.8) podem utilizadas como equações recursivas para os coeficientes:

$$A_{j+1} = \frac{\left[\left(1 + \frac{\alpha_j}{\alpha_{j+1}} \right) e^{\xi_j} \right] A_j}{2} + \frac{\left[\left(1 - \frac{\alpha_j}{\alpha_{j+1}} \right) e^{-\xi_j} \right]}{2B_j} \quad (\text{I.10})$$

$$B_{j+1} = \frac{\left[\left(1 - \frac{\alpha_j}{\alpha_{j+1}} \right) e^{\xi_j} \right]}{2A_j} + \frac{\left[\left(1 + \frac{\alpha_j}{\alpha_{j+1}} \right) e^{-\xi_j} \right]}{2B_j} \quad (\text{I.11})$$

que, escritos na forma matricial, são dados por:

$$\begin{bmatrix} A \\ B \end{bmatrix}_{j+1} = T_j \begin{bmatrix} A \\ B \end{bmatrix}_j \quad (\text{I.12})$$

com a matriz complexa T_j (2×2) descrevendo a transformação dos coeficientes entre a j -ésima e a $(j-1)$ -ésima camada.

O cálculo recursivo inicia-se a partir dos coeficientes da primeira camada:

$$\begin{bmatrix} A \\ B \end{bmatrix}_j = T_{j-1} \begin{bmatrix} A \\ B \end{bmatrix}_{j-1} = (T_{j-1})(T_{j-2}) \begin{bmatrix} A \\ B \end{bmatrix}_{j-2} = \dots \quad (\text{I.13})$$

Os coeficientes da última camada z são calculados a partir dos coeficientes da primeira camada utilizando a matriz T_{WG} :

$$T_{WG} = \prod_{k=z-1}^1 (T_k) \quad (\text{I.14})$$

De acordo com a condição de radiação os campos na estrutura guia de onda devem ser evanescentes para $x = \pm \infty$ nas camadas 1 e z. Portanto, para ambos os casos, um dos coeficientes da solução (III.3) deve ser zero. Tomando as raízes de (I.8) com parte real positiva, obtém-se:

$$\begin{bmatrix} A \\ B \end{bmatrix}_1 = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix} a \quad (\text{I.15})$$

$$\text{e} \quad \begin{bmatrix} A \\ B \end{bmatrix}_z = \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix} b \quad (\text{I.16})$$

com números complexos a e b. Estes coeficientes estão relacionados por T_{WG} :

$$T_{\text{WG}} \begin{bmatrix} a \\ 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} t_{11} & t_{12} \\ t_{21} & t_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a \\ 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} t_{11} \\ t_{21} \end{bmatrix} a = \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix} b \quad (\text{I.17})$$

A equação resultante:

$$t_{11}(\beta) = 0 \quad (\text{I.18})$$

é utilizada para a avaliação numérica da dispersão. Soluções da equação de onda são dadas por (I.1), (I.8) e (I.9), e pelos valores complexos da constante de propagação.

Para obter as raízes de (I.18) utiliza-se o método *downhill*, apresentado em [I.1]. O argumento de menor valor de F é escolhido como o próximo ponto inicial. Se o valor antigo e o novo ponto inicial são idênticos, o passo é reduzido para $\Delta/2$. O algoritmo termina se Δ é menor que o passo mínimo pré-estabelecido. Se houver mais de um modo guiado o algoritmo converge para uma das raízes dependendo da escolha do valor inicial.

APÊNDICE II

MÉTODO DE PROPAGAÇÃO DO FEIXE POR DIFERENÇAS FINITAS (*FINITE DIFFERENCE BEAM PROPAGATION METHOD – FD - BPM*)

Um método muito utilizado para simular a propagação de um feixe luminoso através de uma estrutura guia de onda é o Método de Propagação do Feixe por Diferenças Finitas (*Finite Difference Beam Propagation Method (FD – BPM)*) [II.1]. Este método resolve a equação de onda escalar pela propagação incremental do campo elétrico ao longo do comprimento de um guia de onda. Há uma grande quantidade de algoritmos para este método, cujo ponto comum é a escolha como condição inicial de uma distribuição conhecida de um campo óptico transversal no plano $z = z_0$. Este geralmente é um campo escalar, podendo ser também um campo vetorial. A propagação da luz é paraxial ao eixo $+z$. Na análise de óptica geométrica de guias de onda a aproximação paraxial considera que os raios guiados tem caminhos cujas direções são aproximadamente paralelas ao eixo do guia de onda [II.2] como apresentado na Figura II.1.

FIGURA II.1: Propagação paraxial.

O algoritmo calcula o campo propagante através de uma distribuição de índice de refração realizando pequenos incrementos de propagação na direção z .

A distribuição inicial de campo é considerada um campo escalar, representado pela solução da equação escalar de Helmholtz:

$$\frac{\partial^2 E}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 E}{\partial z^2} + \kappa_0^2 n^2 E = 0 \quad (\text{II.1})$$

onde $E = E(x, y, z)$, $n = n(x, y, z)$, $\kappa_0 = \frac{2\pi}{\lambda}$

Considera-se uma solução do tipo [II.3]:

$$E(x, y, z) = \psi(x, y, z) e^{-i n_0 \kappa_0 z} \quad (\text{II.2})$$

onde $\psi(x, y, z)$ é uma função que varia lentamente em z e n_0 é o índice efetivo do modo de interesse. Substituindo (II.2) em (II.1) obtém-se:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} - 2i n_0 \kappa_0 \frac{\partial \psi}{\partial z} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + \kappa_0^2 (n^2 - n_0^2) \psi = 0 \quad (\text{II.3})$$

Devido à variação lenta na direção z obtém-se:

$$\left| \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} \right| \ll \left| \kappa_0 \frac{\partial \psi}{\partial z} \right| \quad (\text{II.4})$$

Substituindo (II.4) em (II.3) obtém-se a equação de onda paraxial ou equação de Fresnel:

$$2i n_0 \kappa_0 \frac{\partial \psi}{\partial z} = \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + \kappa_0^2 (n^2 - n_0^2) \psi \quad (\text{II.5})$$

As derivadas podem ser representadas na forma de diferenças finitas. Para isto é empregado o formalismo descrito a seguir. Uma função $f(x)$ qualquer é representada na Figura II.2.

FIGURA II.2: Representação da função considerada.

A derivada de primeira ordem da função é [II.3]:

$$f'(x_0) = \lim_{\Delta x \rightarrow 0} \frac{f(x_0 + \Delta x) - f(x_0)}{\Delta x} \quad (\text{II.6})$$

Esta equação representada na forma de diferenças finitas torna-se:

$$\left. \frac{\partial f}{\partial x} \right|_i = \frac{f_{i+1} - f_i}{\Delta x} \quad (\text{II.7})$$

A derivada de segunda ordem da função é [II.3]:

$$f''(x_0) = \lim_{\Delta x \rightarrow 0} \frac{f(x_0 + \Delta x) - 2f(x_0) + f(x_0 - \Delta x)}{\Delta x^2} \quad (\text{II.8})$$

Esta equação representada na forma de diferenças finitas torna-se:

$$\left. \frac{\partial^2 f(x, y)}{\partial x^2} \right|_{i,j} = \frac{f_{i+1,j} - 2f_{i,j} + f_{i-1,j}}{\Delta x^2} \quad (\text{II.9})$$

Baseando-se nesta teoria a equação (II.5) é escrita na forma de diferenças finitas [II.3]:

$$2in_0\kappa_0L_z\psi = L_x\psi + L_y\psi + L_0\psi \quad (\text{II.10})$$

onde [II.3]:

$$L_z\psi = \frac{\psi_{p,q}^{m+1} - \psi_{p,q}^m}{\Delta z} \quad (\text{II.11})$$

$$L_x\psi = \frac{\psi_{p+1,q}^m - 2\psi_{p,q}^m + \psi_{p,q-1}^m}{\Delta x^2} \quad (\text{II.12})$$

$$L_0\psi = \kappa_0^2(n_{p,q}^2 - n_0^2)\psi_{p,q}^m \quad (\text{II.13})$$

$$L_y\psi = \frac{\psi_{p,q+1}^m - 2\psi_{p,q}^m + \psi_{p,q-1}^m}{\Delta y^2} \quad (\text{II.14})$$

Outro ponto importante a ser considerado são as condições de contorno na região de fronteira. As condições de contorno são utilizadas para prevenir reflexões das perdas por radiação da região de fronteira para a região do guia o que provoca uma interferência indesejada. Para evitar estas reflexões foi utilizado um algoritmo para a região de fronteira que minimiza a reflexão da radiação para a região de estudo. Este algoritmo foi desenvolvido por [II.4] e permite que a radiação deixe a região de fronteira com pouca reflexão. Este algoritmo é discutido com mais detalhes no Apêndice III. Na região de fronteira $\psi = \psi_0 \exp(i\kappa_x x)$ onde ψ_0 e κ_x são complexos. Ajustamos o valor do campo na fronteira ψ_L^n anterior ao início do (n+1)-ésimo passo de propagação obtendo [II.4]:

$$\frac{\psi_L^n}{\psi_{L-1}^n} = \frac{\psi_{L-1}^n}{\psi_{L-2}^n} = e^{i\kappa_x \Delta x} \quad (\text{II.15})$$

A condição de contorno para o próximo passo torna-se:

$$\psi_L^{n+1} = \psi_{L-1}^{n+1} e^{i\kappa_x \Delta x} \quad (\text{II.16})$$

Rearranjando a equação (II.10) obtem-se:

$$\psi_p^{m+1} = \psi_p^m + \frac{\Delta z}{2i n_0 \kappa_0 \Delta y^2} \left[\psi_{p+1}^m - \psi_p^m + \psi_{p-1}^m + \Delta y^2 \kappa_0^2 (n_p^2 - n_0^2) \psi_p^m \right] \quad (\text{II.17})$$

Conhecendo-se o campo inicial em $z = 0$ ($m = 0$), o campo em $z = 0 + \Delta z$ ($m = 1$) pode ser obtido facilmente na seguinte forma:

$$\psi_p^1 = \alpha [\psi_{p+1}^0 + \theta \psi_p^0 + \psi_{p-1}^0] \quad (\text{II.18})$$

Este processo se repete até que o comprimento máximo do dispositivo ($Z = M\Delta z$) seja atingido:

$$\psi_p^M = \alpha [\psi_{p+1}^{M-1} + \theta \psi_p^{M-1} + \psi_{p-1}^{M-1}] \quad (\text{II.19})$$

Um método bastante utilizado para assegurar estabilidade é o método de Crank-Nicholson. Neste método os termos do lado direito da equação de onda paraxial são expressos como a média aritmética dos intervalos (m) e ($m+1$).

Utilizando o método de Crank-Nicholson a equação de onda paraxial torna-se [II.3]:

$$\psi_{p+1}^{m+1} + \theta \psi_p^{m+1} + \psi_{p-1}^{m+1} = -\psi_{p+1}^m + \gamma \psi_p^m - \psi_{p-1}^{m-1} \quad (\text{II.20})$$

onde [II.3]:

$$\begin{aligned} \alpha &= \frac{\Delta z}{2i \kappa_0 n_0 \Delta y^2} \\ \theta &= -2 - \frac{2}{\alpha} + \kappa_0^2 \Delta y^2 (n_p^2 - n_0^2) \\ \gamma &= 2 - \frac{2}{\alpha} - \kappa_0^2 \Delta y^2 (n_p^2 - n_0^2) \end{aligned}$$

APÊNDICE III

CONDIÇÕES DE FRONTEIRA TRANSPARENTE PARA O MÉTODO DE PROPAGAÇÃO DO FEIXE

O método da propagação do feixe (*BPM - Beam Propagation Method*) é a ferramenta mais amplamente utilizada para análise e projeto de junções Y. Infelizmente o método é falho na modelagem de estruturas em que ocorre espalhamento por radiação [III.1]. A radiação tende a refletir na fronteira do problema e voltar para a região de solução provocando uma interferência indesejada. Este é um problema muito usual, pois as estruturas ramificadas estudadas em aplicações na área de fotônica espalham quantias consideráveis de radiação em direção à fronteira. A maneira mais comum de evitar esta dificuldade é através da inserção de regiões absorventes artificiais adjacentes às fronteiras da janela computacional.

Nas simulações realizadas utilizou-se um algoritmo para condições de fronteira que simula uma fronteira fictícia. Permite-se que a radiação escape livremente sem apresentar reflexão apreciável, evitando o fluxo de radiação refletida para a região do problema. Esta condição de fronteira é denominada condição de fronteira transparente (*TBC - Transparent Boundary Condition*).

III.1 ALGORITMO TBC 2-D

A maior parte dos problemas em fotônica pode ser adequadamente tratada considerando a propagação de uma simples componente escalar do campo radiado. Consideramos que junto a fronteira da direita a equação de campo é [III.1]:

$$E = E_0 e^{ik_x x} \tag{III.1}$$

onde E_0 e k_x são complexos. Considerando a fronteira da direita e aplicando-se a dependência exponencial aos dois últimos pontos da malha obtém-se:

$$\frac{E_M^n}{E_{M-1}^n} = \frac{E_M^{n+1}}{E_{M-1}^{n+1}} = e^{ik_x \Delta x} \quad (\text{III.2})$$

onde o índice subscrito representa o ponto de malha transversal e o índice sobrescrito representa o passo de propagação na direção longitudinal.

O resultado acima pode também ser aplicada à fronteira da esquerda. Queremos agora obter o valor de k_x . Para isto computamos o valor de k_x após o término do n -ésimo passo utilizando vários pontos internos próximos a fronteira e aplicamos este mesmo valor de k_x ao n -ésimo + 1 passo.

O método para o cálculo de k_x depende somente do ângulo que a frente de onda atinge a fronteira e o espaçamento dos pontos de malha como ilustrado na Figura III.1.

Considere o caso apresentado na Figura III.1(a) no qual as propriedades de vários pontos de malha a partir da fronteira para o passo n influem junto ao ponto de fronteira adjacente para o passo $n+1$. Neste caso calcula-se k_x por (III.2):

$$e^{ik_x \Delta x} = \frac{E_{M-m}}{E_{M-m-1}} \quad (\text{III.3})$$

onde m é encontrado através de considerações geométricas:

$$m = \frac{\Delta z}{\Delta x} \frac{k_x}{\sqrt{k^2 - k_x^2}} \quad (\text{III.4})$$

e o valor a ser considerado para k_x em (III.4) é determinado pelo passo anterior.

FIGURA III.1: Ilustração do método de seleção dos pontos utilizados para determinação de k_x : (a) influência do ponto de malha $n-1$ junto ao passo $n+1$ é sentido rapidamente, (b) a influência é sentida após vários passos de propagação.

Considere agora o caso mostrado na Figura III.1(b). Espera-se que o valor de k_x computado a partir dos pontos da rede $M-1$ e $M-2$ proporcione uma boa estimativa para a o passo de propagação $n+m$. Assim é feita uma sub-relaxação do valor atualizado de k_x de acordo com a fórmula:

$$\eta^{n+1} = \alpha \frac{E_{M-1}}{E_{M-2}} + (1 - \alpha) \eta^n \quad (\text{III.5})$$

onde o parâmetro η é relacionado à k_x por:

$$\eta = e^{ik_x \Delta x} \quad (\text{III.6})$$

O parâmetro de relaxação α é tomado como $1/m$ e é portanto:

$$\alpha = \frac{\Delta z}{\Delta x} \frac{k_x}{\sqrt{k^2 - k_x^2}} \quad (\text{III.7})$$

Calcula-se o valor de α na equação (III.7) e testa-se sua magnitude. Se este valor for maior ou igual a 1, ele é arredondado ao inteiro mais próximo, interpretado com m e aplicado à (III.3). Se menor que 1, ele é interpretado como α e utilizado em (III.5).

A seguir o algoritmo TBC – 2D é apresentado resumidamente:

1. o procedimento descrito em (III.3) – (III.7) é utilizado para computar o parâmetro k_x . Se a parte real deste parâmetro é negativa ela é considerada igual a zero.
2. o valor do campo elétrico junto ao ponto de fronteira é redefinido para assegurar que a eq. (III.2) seja satisfeita utilizando o valor de k_x recém calculado.
3. o passo de propagação é realizado utilizando a condição de fronteira linear simples: $E_M^{n+1} = E_M^{n+1} e^{ik_x \Delta x}$.

APÊNDICE IV

UTILIZANDO A MATRIZ C NA SOLUÇÃO DE ACOPLADORES DIRECIONAIS DE CINCO CAMADAS

As equações de Maxwell são [IV.1]:

$$\frac{\partial}{\partial y} H_z + i\beta H_y = i\omega E_x \quad (IV.1)$$

$$-i\beta H_x - \frac{\partial}{\partial x} H_z = i\omega E_y \quad (IV.2)$$

$$\frac{\partial}{\partial x} H_y - \frac{\partial}{\partial y} H_x = i\omega E_z \quad (IV.3)$$

$$\frac{\partial}{\partial y} E_z + i\beta E_y = -i\omega \mu H_x \quad (IV.4)$$

$$\frac{\partial}{\partial x} E_y - \frac{\partial}{\partial x} E_z = -i\omega \mu H_z \quad (IV.5)$$

$$-i\beta E_x - \frac{\partial}{\partial x} E_z = -i\omega \mu H_y \quad (IV.6)$$

A partir destas equações obtém-se:

$$\begin{aligned} \text{para o modo TE:} \quad H_x &= -\frac{\beta}{\omega \mu} E_y = -\frac{i}{\omega \mu} \frac{\partial}{\partial z} E_y \\ H_z &= \frac{i}{\omega \mu} \frac{\partial}{\partial x} E_y \end{aligned} \quad (IV.7)$$

para o modo TM:

$$\begin{aligned} E_x &= -\frac{\beta}{\omega\epsilon} E_y = -\frac{i}{\omega\mu} \frac{\partial}{\partial z} H_y \\ E_z &= \frac{i}{\omega\epsilon} \frac{\partial}{\partial x} H_y \end{aligned} \quad (\text{IV.8})$$

Aplicando as condições de contorno são obtidas as oito equações que originam a matriz C [IV.2]

Na interface de separação das regiões 1 e 2, apresentada na Fig. 3.12, tem-se:

$$E_{y1} \Big|_{x=S_3+d_2} = E_{y2} \Big|_{x=S_3+d_2} \quad (\text{IV.9})$$

$$A_1 = A_2 \cos\left(\frac{k_2 d_2}{2}\right) + A_3 \sin\left(\frac{k_2 d_2}{2}\right)$$

$$H_{z1} \Big|_{x=S_3+d_2} = H_{z2} \Big|_{x=S_3+d_2} \quad (\text{IV.10})$$

$$\gamma_1 A_1 = A_2 k_2 \sin\left(\frac{k_2 d_2}{2}\right) - A_3 k_2 \cos\left(\frac{k_2 d_2}{2}\right)$$

Na interface de separação das regiões 2 e 3 temos:

$$E_{y2} \Big|_{x=S_3} = E_{y3} \Big|_{x=S_3} \quad (\text{IV.11})$$

$$A_2 \cos\left(\frac{k_2 d_2}{2}\right) - A_3 \sin\left(\frac{k_2 d_2}{2}\right) = A_4 e^{-\gamma_3 S_3} + A_5 e^{\gamma_3 S_3}$$

$$H_{z2} \Big|_{x=S_3} = H_{z3} \Big|_{x=S_3} \quad (\text{IV.12})$$

$$-\gamma_3 A_4 e^{-\gamma_3 S_3} + \gamma_3 A_5 e^{\gamma_3 S_3} = A_3 k_2 \cos\left(\frac{k_2 d_2}{2}\right) + A_2 k_2 \sin\left(\frac{k_2 d_2}{2}\right)$$

Na interface de separação das regiões 3 e 4 temos:

$$E_{y3} \Big|_{x=-S_3} = E_{y4} \Big|_{x=-S_3} \quad (\text{IV.13})$$

$$A_6 \cos\left(\frac{k_4 d_4}{2}\right) - A_7 \sin\left(\frac{k_4 d_4}{2}\right) = A_4 e^{\gamma_3 S_3} + A_5 e^{-\gamma_3 S_3}$$

$$H_{z_3} \Big|_{x=-S_3} = H_{z_4} \Big|_{x=-S_3} \quad (\text{IV.14})$$

$$-\gamma_3 A_4 e^{\gamma_3 S_3} + \gamma_3 A_5 e^{-\gamma_3 S_3} = -A_6 k_4 \operatorname{sen}\left(\frac{k_4 d_4}{2}\right) + A_7 k_4 \operatorname{sen}\left(\frac{k_4 d_4}{2}\right)$$

Na interface de separação das regiões 4 e 5 temos:

$$E_{y_4} \Big|_{x=-S_3-d_4} = E_{y_5} \Big|_{x=-S_3-d_4} \quad (\text{IV.15})$$

$$A_6 \cos\left(\frac{k_4 d_4}{2}\right) - A_7 \operatorname{sen}\left(\frac{k_4 d_4}{2}\right) = A_8$$

$$H_{z_4} \Big|_{x=-S_3-d_4} = H_{z_5} \Big|_{x=-S_3-d_4} \quad (\text{IV.16})$$

$$A_6 k_4 \operatorname{sen}\left(\frac{k_4 d_4}{2}\right) + A_7 k_4 \cos\left(\frac{k_4 d_4}{2}\right) = A_8 \gamma_5$$

Utilizando a equação (3.50), a matriz C é expressa como:

$$\begin{bmatrix} C_{11} & C_{12} & C_{13} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ C_{21} & C_{22} & C_{23} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & C_{32} & C_{33} & C_{34} & C_{35} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & C_{42} & C_{43} & C_{44} & C_{45} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & C_{54} & C_{55} & C_{56} & C_{57} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & C_{64} & C_{65} & C_{66} & C_{67} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & C_{77} & C_{78} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & C_{87} & C_{88} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_1 \\ A_2 \\ A_3 \\ A_4 \\ A_5 \\ A_6 \\ A_7 \\ A_8 \end{bmatrix} = 0 \quad (\text{IV.17})$$

APÊNDICE V

MÉTODO DA SOBRRERELAXAÇÃO SUCESSIVA (SOR)

V.1 INTRODUÇÃO

Para resolver a equação $Ax = b$ considera-se A como [V.1]:

$$A = L + D + U \quad (V.1)$$

onde D é a parte diagonal de A , L é o triângulo inferior de A com zeros na diagonal e U é o triângulo superior de A com zeros na diagonal.

O método de Gauss-Seidel corresponde à decomposição matricial:

$$(L+D) x^{(r)} = -U x^{(r-1)} + b \quad (V.2)$$

O método da sobrerelaxação sucessiva (SOR) é obtido pela extrapolação do método de Gauss-Seidel. Esta extrapolação pode ser vista como uma média ponderada entre a iteração anterior e a iteração de Gauss-Seidel computada sucessivamente para cada componente [V.2]. A idéia é sobrecorrigir o valor da solução obtida pelo método de Gauss-Seidel antecipando futuras correções.

Obtem-se um algoritmo prático se for feita uma sobrecorreção ao valor de $x^{(r)}$ junto ao r -ésimo estágio de iteração de Gauss-Seidel, antecipando futuras correções. Some e subtraia $x^{(r-1)}$ do lado direito da equação (V.2) e escreva o método de Gauss-Seidel como:

$$x^{(r)} = x^{(r-1)} - (L+D)^{-1} [(L+D+U) x^{(r-1)} - b] \quad (V.3)$$

O termo nos colchetes é o vetor residual $\xi^{(r-1)}$. Então:

$$x^{(r)} = x^{(r-1)} - (L+D)^{-1} \xi^{(r-1)}$$

A sobrecorreção é definida como [V.1]:

$$X^{(r)} = x^{(r-1)} - \Omega(L+D)^{-1} \xi^{(r-1)} \quad (V.4)$$

Aqui Ω é chamado parâmetro de sobrerelaxação, que é escolhido para tornar a convergência a mais rápida possível, e o método é chamado de *Sobrerrelaxação Simultânea ou Sucessiva (SOR)*.

Teoremas:

- o método é convergente somente se $0 < \Omega < 2$. Se $0 < \Omega < 1$, fala-se de sub-relaxação.
- ρ_{Jacobi} é o raio espectral da iteração de Jacobi e o quadrado dele é o raio espectral da iteração de Gauss-Seidel. Então a escolha ótima para Ω é dada por:

$$\Omega = \frac{2}{1 + \sqrt{1 - \rho_{\text{Jacobi}}^2}} \quad (V.5)$$

Para esta escolha ótima, o raio espectral para SOR é:

$$\rho_{\text{SOR}} = \left(\frac{\rho_{\text{Jacobi}}}{1 + \sqrt{1 - \rho_{\text{Jacobi}}^2}} \right)^2 \quad (V.6)$$

Como escolher Ω para um problema para o qual a resposta não é conhecida analiticamente? Este é um ponto fraco de SOR. Uma forma de escolher Ω é mapear seu problema aproximadamente dentro de um problema conhecido, recolocando os coeficientes na equação pelos valores médios. Note que o problema conhecido deve ter o mesmo tamanho da grade e condições de fronteira que o problema atual. Para uma grade retangular $J \times L$, possibilitando $\Delta x \neq \Delta y$:

$$\rho_{\text{JACOBI}} = \frac{\cos \frac{\pi}{J} + \left(\frac{\Delta x}{\Delta y} \right)^2 \cdot \cos \frac{\pi}{L}}{1 + \left(\frac{\Delta x}{\Delta y} \right)^2} \quad (\text{V.7})$$

Uma segunda maneira, que é especialmente útil se for necessário resolver muitas equações simultaneamente com coeficientes ligeiramente diferentes, é determinar o valor ótimo Ω empiricamente na primeira equação e utilizá-lo para as equações restantes.

Em SOR com aceleração de Chebyshev, utiliza-se ordenação ímpar-par e muda-se ω a cada meia varredura de acordo com a seguinte prescrição:

$$\begin{aligned} \Omega^{(0)} &= 1 \\ \Omega^{(1/2)} &= 1/(1 - \rho_{\text{Jacobi}}^2/2) \\ \Omega^{(n+1/2)} &= 1/(1 - \rho_{\text{Jacobi}}^2 \Omega^{(n)}/4), \quad n = 1/2, 1, \dots, \infty \\ \Omega^{(\infty)} &= \Omega_{\text{ótimo}} \end{aligned}$$

Na aceleração de Chebyshev a norma do erro sempre decresce com cada iteração.

V.2 APLICAÇÃO DO MÉTODO SOR EM PROBLEMAS EM OPTOELETRÔNICA

Primeiramente representa-se a equação de onda escalar de Helmholtz na forma de diferenças finitas:

$$\frac{\partial^2 E}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E}{\partial y^2} + (k_0^2 \cdot n^2 - \beta^2) \cdot E = 0 \quad (\text{V.8})$$

Representando (V.8) na forma de diferenças finitas obtém-se:

$$\frac{E_{j+1,l} - 2E_{j,l} + E_{j-1,l}}{\Delta x^2} + \frac{E_{j,l+1} - 2E_{j,l} + E_{j,l-1}}{\Delta y^2} + (k^2 \cdot n_{j,l}^2 - \beta^2) \cdot E_{j,l} = 0$$

$$-2 \cdot E_{j,l} \cdot \left[\frac{1}{\Delta x^2} + \frac{1}{\Delta y^2} \right] + \frac{E_{j+1,l} + E_{j-1,l}}{\Delta x^2} + \frac{E_{j,l+1} + E_{j,l-1}}{\Delta y^2} + (k^2 \cdot n_{j,l}^2 - \beta^2) \cdot E_{j,l} = 0$$

$$\alpha = \frac{E_{j+1,l} + E_{j-1,l}}{\Delta x^2} + \frac{E_{j,l+1} + E_{j,l-1}}{\Delta y^2}$$

$$-E_{j,l} \left[\left(\frac{2}{\Delta x^2} + \frac{2}{\Delta y^2} \right) - (k^2 \cdot n_{j,l}^2 - \beta^2) \right] + \alpha = 0$$

$$E_{j,l} = \frac{\alpha}{\left[\left(\frac{2}{\Delta x^2} + \frac{2}{\Delta y^2} \right) - (k^2 \cdot n_{j,l}^2 - \beta^2) \right]}$$

V.3 ALGORITMO DO PROGRAMA UTILIZADO PARA RESOLUÇÃO DOS PROBLEMAS

1. Definição dos parâmetros de entrada (comprimento de onda, espessura do guia, largura do guia, espaçamento entre os guias, índices de refração, número de pontos de grade).
2. Definição da distribuição de índice de refração (matriz N).
3. Definição do campo inicial (distribuição gaussiana centrada na região do guia).
4. Definição de Ω (parâmetro de sobre-relaxação), do número de iterações e do erro.
5. Início do método SOR.
6. Obtem-se uma expressão variacional para β . O método variacional é apresentado no Apêndice VI.

$$\beta^2 = \frac{k^2 \cdot \int n^2(x,y) \cdot |\Psi|^2 dx dy + \int (\nabla_t^2 \Psi) \Psi^* dx dy}{\int |\Psi|^2 dx dy}$$

7. Cálculo do campo atualizado.

Para o cálculo do campo foi utilizado o seguinte critério:

$$E_{j,l}^{\text{nov}} = \Omega \cdot E_{j,l}^* + (1 - \Omega) \cdot E_{j,l}^{\text{antigo}}$$

$E_{j,l}^{\text{nov}} = \text{campo atualizado}$

$E_{j,l}^* = E_{j,l}$ onde:

$$E_{j,l} = \frac{\alpha}{\left[\left(\frac{2}{\Delta x^2} + \frac{2}{\Delta y^2} \right) - (\kappa_0^2 \cdot n_{j,l}^2 - \beta^2) \right]}$$

$E_{j,l}^{\text{antigo}} = \text{distribuição gaussiana de campo centrada na região do guia}$

8. Atualização do valor de Ω utilizando-se aceleração de Chebyshev.
9. Cálculo do resíduo (máxima diferença entre os campos ($E_{\text{nov}} - E_{\text{antigo}}$)).
10. Utilizar os critérios de parada para término do programa (verificar se o número máximo de iterações foi ultrapassado ou se o resíduo é menor que o erro estipulado).

APÊNDICE VI

MÉTODO VARIACIONAL

Primeiramente será considerada a equação de onda escalar [VI.1]:

$$\{\nabla_t^2 + \kappa^2 n^2(x, y) - \beta^2\}\psi = 0 \quad (\text{VI.1})$$

Multiplicando a equação (VI.1) por ψ^* e integrando por partes obtém-se:

$$\begin{aligned} (\nabla_t^2 \psi) \psi^* - \kappa^2 n^2(x, y) |\psi|^2 - \beta^2 |\psi|^2 &= 0 \\ \beta^2 |\psi|^2 &= (\nabla_t^2 \psi) \psi^* - \kappa^2 n^2(x, y) |\psi|^2 \\ \beta^2 \int |\psi|^2 dx dy &= \int (\nabla_t^2 \psi) \psi^* dx dy - \kappa^2 \int n^2(x, y) |\psi|^2 dx dy \\ \beta^2 &= \frac{\kappa^2 \int n^2(x, y) |\psi|^2 dx dy - \int (\nabla_t^2 \psi) \psi^* dx dy}{\int |\psi|^2 dx dy} \end{aligned} \quad (\text{VI.2})$$

Pode-se simplificar o termo à direita da eq. (VI.2). Para isso considere a forma generalizada [VI.2]:

$$\begin{aligned} \psi(x, y) &= X(x) Y(y) \\ X(x) &= A e^{ik_x x} + B e^{-ik_x x} \end{aligned} \quad (\text{VI.3})$$

$$Y(y) = C e^{ik_y y} + D e^{-ik_y y} \quad (\text{VI.4})$$

Necessita-se simplificar $(\nabla_t^2 \psi) \psi^*$.

$$\nabla_t^2 \psi = \frac{\delta^2 \psi}{\delta x^2} + \frac{\delta^2 \psi}{\delta y^2}$$

Da eq.(VI.3) e da eq.(VI.4):

$$\begin{aligned}\frac{\delta^2 \psi}{\delta x^2} + \left(\frac{\delta^2 X(x)}{\delta x^2} \right) Y(y) \\ \frac{\delta \psi}{\delta x} &= i\kappa_x A e^{i\kappa_x x} - i\kappa_x B e^{-i\kappa_x x} = i\kappa_x [A e^{i\kappa_x x} - B e^{-i\kappa_x x}] \\ \frac{\delta^2 \psi}{\delta x^2} &= i\kappa_x [i\kappa_x A e^{i\kappa_x x} + i\kappa_x B e^{-i\kappa_x x}] = -\kappa_x^2 [A e^{i\kappa_x x} + B e^{-i\kappa_x x}] \\ \frac{\delta^2 \psi}{\delta x^2} &= -\kappa_x^2 X(x) \\ \frac{\delta^2 \psi}{\delta y^2} &= X(x) \left(\frac{\delta^2 Y(y)}{\delta y^2} \right) \\ \frac{\delta^2 \psi}{\delta y^2} &= -\kappa_y^2 Y(y)\end{aligned}$$

$$\text{Desta forma: } (\nabla_t^2 \psi) \psi^* = -\kappa_x^2 \psi - \kappa_y^2 \psi$$

$$(\nabla_t^2 \psi) \psi^* = -[\kappa_x^2 \psi + \kappa_y^2 \psi] \psi^* = -[\kappa_x^2 |\psi|^2 + \kappa_y^2 |\psi|^2]$$

$$\nabla_t \psi = \frac{\delta \psi}{\delta x} \hat{x} + \frac{\delta \psi}{\delta y} \hat{y}$$

$$(\nabla_t^2 \psi) \psi^* = -|\nabla_t \psi|^2$$

$$\beta^2 = \frac{\kappa^2 \int n^2(x, y) |\psi(x, y)|^2 dx dy - \int |\nabla_t \psi(x, y)|^2 dx dy}{\int |\psi(x, y)|^2 dx dy} \quad (\text{VI.5})$$

Qualquer função-tentativa que não é solução exata de (VI.1) fornecerá um valor de β^2 menor que o exato. O método variacional dá o melhor resultado possível para β^2 baseado em soluções-tentativa [VI.1]. Será utilizada como função-tentativa uma distribuição gaussiana de campo.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS - APÊNDICE

- [I.1] SCHLERETH K. H.; TACKE M. The Complex Propagation Constant of Multilayer Waveguides: An Algorithm for a Personal Computer, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, v.36, n.4, p.627-630, Abril 1990.

- [II.1] ver referência [2.18].

- [II.2] LADOUCER F.; LOVE J. D. *Silica-based Buried Channel Waveguides and Devices*. 1.ed. Chapman & Hall. Cap. 3, p.15-26, 1996.

- [II.3] BORGES B.V. Notas de aula. *Métodos Numéricos em Optoeletrônica*. São Carlos. Escola de Engenharia de São Carlos. Departamento de Engenharia Elétrica. Universidade de São Paulo. 1999.

- [II.4] HADLEY G. R. Transparent Boundary Condition for Beam Propagation. *Optics Letters*, v.16, n.9, p.624-626, Maio 1991.

- [III.1] ver referência [2.22].

- [IV.1] CHERIN A. H. *An Introduction to Optical Fibers*. Mc-Graw Hill, New-York, p. 47-48, 1983.

- [IV.2] CALLIGARIS JUNIOR, A. O. *Moduladores de intensidade e filtros optoeletrônicos seletivos em comprimento de onda e sintonizáveis*. São Carlos. 141p. Dissertação (Mestrado) – Escola de Engenharia de São Carlos, Universidade de São Paulo.

- [V.1] PRESS W.H.; TEUKOLSKY S. A., VETTERLING W. T., FLANNERY B.P.
Numerical Recipes in Fortran. *Cambridge University Press*, 2.ed., New York,
USA, p. 818-824, 854-860.
- [V.2] The Successive Overrelaxation Method.
<http://www.mip.ups-tlse.fr/~grundman/templates/nodes15.html>
- [VI.1] HUANG W., HAUS H., YOON H. Analysis of Buried-Channel Waveguides and
Couplers: Scalar Solution and Polarization Correction. *Journal of Lighthwave
Technology*, v.8, n.5, p.642-648, Maio 1990.
- [VI.2] ver referência [II.3].